

Capítulo 35 Interferência

RODRIGO ALVES DIAS

Universidade Federal de Juiz de Fora - UFJF

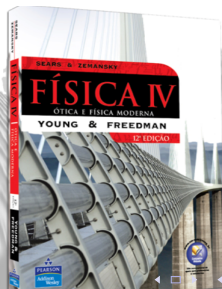
Livro texto: Física 3 - Eletromagnetismo

Autores: Sears e Zemansky

Edição: 12^a

Editora: Pearson - Addison and Wesley

4 de junho de 2013



Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- ▶ O que acontece quando duas ondas se combinam, ou interferem, no espaço.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- ▶ O que acontece quando duas ondas se combinam, ou interferem, no espaço.
- ▶ Como entender a figura de interferência formada pela interferência de duas ondas luminosas coerentes.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- ▶ O que acontece quando duas ondas se combinam, ou interferem, no espaço.
- ▶ Como entender a figura de interferência formada pela interferência de duas ondas luminosas coerentes.
- ▶ Como calcular a intensidade em vários pontos de uma figura de interferência.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- ▶ O que acontece quando duas ondas se combinam, ou interferem, no espaço.
- ▶ Como entender a figura de interferência formada pela interferência de duas ondas luminosas coerentes.
- ▶ Como calcular a intensidade em vários pontos de uma figura de interferência.
- ▶ Como a interferência ocorre quando a luz se reflete nas duas superfícies de uma película fina.

Objetivos de Aprendizagem

Ao estudar este capítulo você aprenderá:

- ▶ O que acontece quando duas ondas se combinam, ou interferem, no espaço.
- ▶ Como entender a figura de interferência formada pela interferência de duas ondas luminosas coerentes.
- ▶ Como calcular a intensidade em vários pontos de uma figura de interferência.
- ▶ Como a interferência ocorre quando a luz se reflete nas duas superfícies de uma película fina.
- ▶ Como a interferência torna possível medir distâncias extremamente pequenas.



- ▶ Água ensaboada não tem cor, mas, quando fazemos bolhinhas de sabão, elas brilham em cores vivas.



- ▶ Água ensaboada não tem cor, mas, quando fazemos bolhinhas de sabão, elas brilham em cores vivas.
- ▶ Como a espessura das paredes da bolha determina as cores específicas que aparecem?



- ▶ **Água ensaboada não tem cor, mas, quando fazemos bolhinhas de sabão, elas brilham em cores vivas.**
- ▶ **Como a espessura das paredes da bolha determina as cores específicas que aparecem?**
- ▶ **As cores que observamos na superfície de bolhas de sabão resultam de fenômenos de interferência.**



- ▶ Água ensaboada não tem cor, mas, quando fazemos bolhinhas de sabão, elas brilham em cores vivas.
- ▶ Como a espessura das paredes da bolha determina as cores específicas que aparecem?
- ▶ As cores que observamos na superfície de bolhas de sabão resultam de fenômenos de interferência.
- ▶ São decorrentes de reflexões entre a parte superior e a parte inferior de uma película formada pela solução de água e sabão.

- ▶ O termo **interferência** indica a superposição de duas ou mais ondas na mesma região do espaço.

- ▶ O termo **interferência** indica a superposição de duas ou mais ondas na mesma região do espaço.
- ▶ A onda resultante em qualquer ponto em um dado instante é determinada pelo **princípio da superposição**.

- ▶ O termo **interferência** indica a superposição de duas ou mais ondas na mesma região do espaço.
- ▶ A onda resultante em qualquer ponto em um dado instante é determinada pelo **princípio da superposição**.

Princípio da Superposição

- ▶ Quando duas ou mais ondas se superpõem, o deslocamento resultante em qualquer ponto em um dado instante pode ser determinado somando-se os deslocamentos instantâneos de cada onda como se ela estivesse presente sozinha.

- ▶ O termo **interferência** indica a superposição de duas ou mais ondas na mesma região do espaço.
- ▶ A onda resultante em qualquer ponto em um dado instante é determinada pelo **princípio da superposição**.

Princípio da Superposição

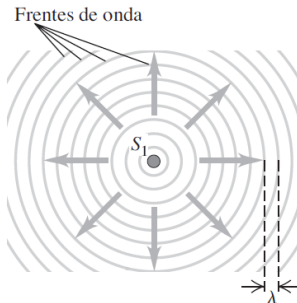
- ▶ Quando duas ou mais ondas se superpõem, o deslocamento resultante em qualquer ponto em um dado instante pode ser determinado somando-se os deslocamentos instantâneos de cada onda como se ela estivesse presente sozinha.
- ▶ O termo deslocamento para ondas eletromagnéticas, compreende uma componente específico do campo magnético ou do campo elétrico.

Interferência em duas ou três dimensões

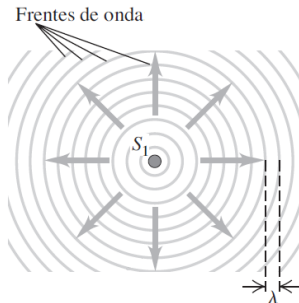
- ▶ **As ondas luminosas podem se propagar em um meio com duas ou três dimensões.**

Interferência em duas ou três dimensões

- ▶ As ondas luminosas podem se propagar em um meio com duas ou três dimensões.
- ▶ Os efeitos de interferência podem ser estudados com mais facilidade quando combinamos ondas senoidais com uma única frequência f e comprimento de onda λ .

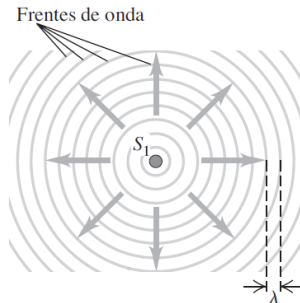


- ▶ O material que circunda a fonte S_1 é uniforme.



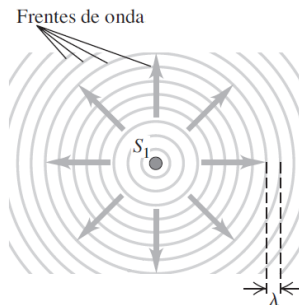
Interferência em duas ou três dimensões

- ▶ As ondas luminosas podem se propagar em um meio com duas ou três dimensões.
- ▶ Os efeitos de interferência podem ser estudados com mais facilidade quando combinamos ondas senoidais com uma única frequência f e comprimento de onda λ .
- ▶ O material que circunda a fonte S_1 é uniforme.
- ▶ A velocidade da onda é a mesma em todas as direções, não existe refração.



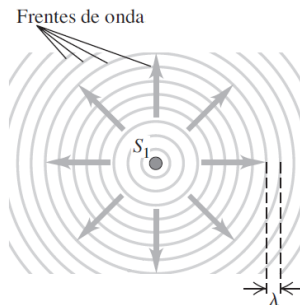
Interferência em duas ou três dimensões

- ▶ As ondas luminosas podem se propagar em um meio com duas ou três dimensões.
- ▶ Os efeitos de interferência podem ser estudados com mais facilidade quando combinamos ondas senoidais com uma única frequência f e comprimento de onda λ .
- ▶ O material que circunda a fonte S_1 é uniforme.
- ▶ A velocidade da onda é a mesma em todas as direções, não existe refração.
- ▶ Quando as ondas se propagam em duas dimensões, as circunferências representam frentes de onda circulares.



Interferência em duas ou três dimensões

- ▶ As ondas luminosas podem se propagar em um meio com duas ou três dimensões.
- ▶ Os efeitos de interferência podem ser estudados com mais facilidade quando combinamos ondas senoidais com uma única frequência f e comprimento de onda λ .
- ▶ O material que circunda a fonte S_1 é uniforme.
- ▶ A velocidade da onda é a mesma em todas as direções, não existe refração.
- ▶ Quando as ondas se propagam em duas dimensões, as circunferências representam frentes de onda circulares.
- ▶ Quando as ondas se propagam em três dimensões, as circunferências representam frentes de onda esféricas.
- ▶ .



Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{\vec{E}}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{\vec{E}}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\vec{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\vec{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.
- ▶ A potência estará distribuída sobre uma esfera. A intensidade a uma distância r da fonte será dada por: $I = \frac{(Pot/4\pi)}{r^2}$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.
- ▶ A potência estará distribuída sobre uma esfera. A intensidade a uma distância r da fonte será dada por: $I = \frac{(Pot/4\pi)}{r^2}$.
- ▶ Para ondas esféricas, a amplitude do campo elétrico deve ser proporcional a $1/r$ de forma que leve a uma intensidade proporcional a $1/r^2$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.
- ▶ A potência estará distribuída sobre uma esfera. A intensidade a uma distância r da fonte será dada por: $I = \frac{(Pot/4\pi)}{r^2}$.
- ▶ Para ondas esféricas, a amplitude do campo elétrico deve ser proporcional a $1/r$ de forma que leve a uma intensidade proporcional a $1/r^2$.
- ▶ $\vec{E}_r = \Re(\vec{A}(r) e^{-i\omega t})$

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$, $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.
- ▶ A potência estará distribuída sobre uma esfera. A intensidade a uma distância r da fonte será dada por: $I = \frac{(\text{Pot}/4\pi)}{r^2}$.
- ▶ Para ondas esféricas, a amplitude do campo elétrico deve ser proporcional a $1/r$ de forma que leve a uma intensidade proporcional a $1/r^2$.
- ▶ $\vec{E}_r = \Re(\vec{A}(r) e^{-i\omega t})$
- ▶ $\vec{A}(r) = \frac{E_0 \hat{e}_0}{r} e^{i(\kappa r + \phi)}$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$, $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.
- ▶ A potência estará distribuída sobre uma esfera. A intensidade a uma distância r da fonte será dada por: $I = \frac{(\text{Pot}/4\pi)}{r^2}$.
- ▶ Para ondas esféricas, a amplitude do campo elétrico deve ser proporcional a $1/r$ de forma que leve a uma intensidade proporcional a $1/r^2$.
- ▶ $\vec{E}_r = \Re(\vec{A}(r) e^{-i\omega t})$
- ▶ $\vec{A}(r) = \frac{E_0 \hat{e}_0}{r} e^{i(\kappa r + \phi)}$.
- ▶ $I(r) = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}(r) e^{-i\omega t}|^2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{|\vec{A}(r)|^2}{2}$.

Intensidade e Amplitude em 2-D e 3-D.

- ▶ Vimos que $\vec{E} = \tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ descreve uma luz monocromática plana.
- ▶ A luz será descrita pela parte real desta função $\vec{E}_r = \Re(\tilde{E}_0 e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)})$.
- ▶ Onde $\tilde{E}_0 = E_0 e^{i\phi} \hat{e}_0$, $\hat{e}_0$ é a direção de polarização e ϕ é uma fase que depende do instante inicial.
- ▶ Obtemos, $\vec{E}_r = E_0 \hat{e}_0 \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$.
- ▶ A intensidade desta onda é dada por:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \langle |\vec{E} \times \vec{B}| \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \langle \cos^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \rangle$$

- ▶ A intensidade é medida em algum ponto $\vec{r}$ fixo onde se encontra o detector.
- ▶ Definirei $\alpha = \vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \phi$,
 $\langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \langle \sin^2(\alpha - \omega t) \rangle = 1/2$.

- ▶ Obtemos que a intensidade de uma onda plana é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2$$

- ▶ Uma fonte que emite energia por unidade de tempo em todas as direções emite ondas esféricas, com $\vec{\kappa} = \kappa \hat{r}$.
- ▶ A potência estará distribuída sobre uma esfera. A intensidade a uma distância r da fonte será dada por: $I = \frac{(\text{Pot}/4\pi)}{r^2}$.
- ▶ Para ondas esféricas, a amplitude do campo elétrico deve ser proporcional a $1/r$ de forma que leve a uma intensidade proporcional a $1/r^2$.
- ▶ $\vec{E}_r = \Re(\vec{A}(r) e^{-i\omega t})$
- ▶ $\vec{A}(r) = \frac{E_0 \hat{e}_0}{r} e^{i(\kappa r + \phi)}$.
- ▶ $I(r) = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}(r) e^{-i\omega t}|^2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{|\vec{A}(r)|^2}{2}$.
- ▶ $I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{E_0^2}{r^2}$.

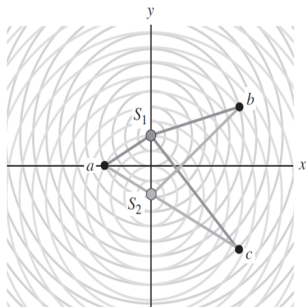
Interferência construtiva e destrutiva

- ▶ Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

Interferência construtiva e destrutiva

- Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

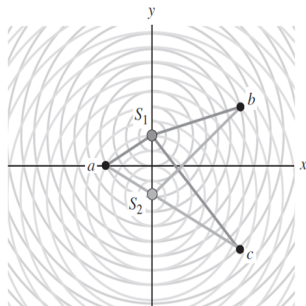


Interferência construtiva e destrutiva

- Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$



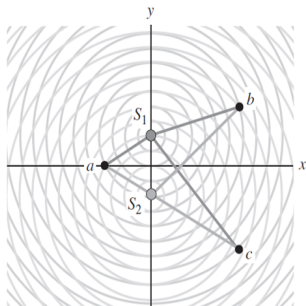
Interferência construtiva e destrutiva

- Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$

$$I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2)|^2$$



Interferência construtiva e destrutiva

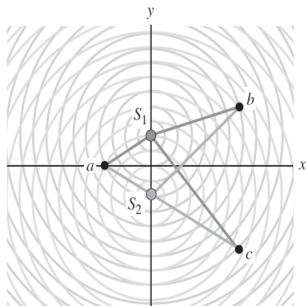
- Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos compos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$

$$I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2)|^2$$

$$I(r) = Z \left| \frac{E_1 \hat{e}_0}{r_1} e^{i(\kappa r_1 + \phi_1)} + \frac{E_2 \hat{e}_0}{r_2} e^{i(\kappa r_2 + \phi_2)} \right|^2$$



Interferência construtiva e destrutiva

- Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$

$$I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2)|^2$$

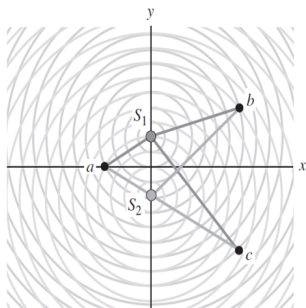
$$I(r) = Z \left| \frac{E_1 \hat{e}_0}{r_1} e^{i(\kappa r_1 + \phi_1)} + \frac{E_2 \hat{e}_0}{r_2} e^{i(\kappa r_2 + \phi_2)} \right|^2$$

$$I(r) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos(\Delta)$$

$$\Delta = \kappa(r_1 - r_2) + (\phi_1 - \phi_2)$$

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

$$I_1(r_1) = Z \frac{E_1^2}{r_1^2} ; \quad I_2(r_2) = Z \frac{E_2^2}{r_2^2}$$



Interferência construtiva e destrutiva

- Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$

$$I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2)|^2$$

$$I(r) = Z \left| \frac{E_1 \hat{e}_0}{r_1} e^{i(\kappa r_1 + \phi_1)} + \frac{E_2 \hat{e}_0}{r_2} e^{i(\kappa r_2 + \phi_2)} \right|^2$$

$$I(r) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos(\Delta)$$

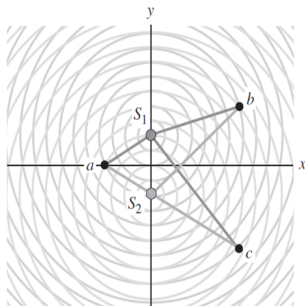
$$\Delta = \kappa(r_1 - r_2) + (\phi_1 - \phi_2)$$

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

$$I_1(r_1) = Z \frac{E_1^2}{r_1^2} ; \quad I_2(r_2) = Z \frac{E_2^2}{r_2^2}$$

Interferência Construtiva

- Se $\Delta = 2\pi n$, com $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- $I(r) = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$



Interferência construtiva e destrutiva

- ▶ Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$

$$I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2)|^2$$

$$I(r) = Z \left| \frac{E_1 \hat{e}_0}{r_1} e^{i(\kappa r_1 + \phi_1)} + \frac{E_2 \hat{e}_0}{r_2} e^{i(\kappa r_2 + \phi_2)} \right|^2$$

$$I(r) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos(\Delta)$$

$$\Delta = \kappa(r_1 - r_2) + (\phi_1 - \phi_2)$$

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

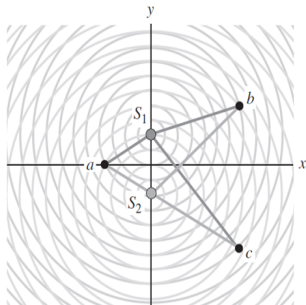
$$I_1(r_1) = Z \frac{E_1^2}{r_1^2} ; \quad I_2(r_2) = Z \frac{E_2^2}{r_2^2}$$

Interferência Construtiva

- ▶ Se $\Delta = 2\pi n$, com $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $I(r) = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$

Interferência Destrutiva

- ▶ Se $\Delta = (2n + 1)\pi$, com $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $I(r) = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$



Interferência construtiva e destrutiva

- ▶ Para duas ou mais ondas provenientes de duas fontes S_1 e S_2 o campo elétrico resultante em um ponto será a soma dos campos.

$$\vec{E}_T = \Re(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

$$\vec{E}_T = \Re[(\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2))e^{-i\omega t}]$$

$$I(r) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{A}_1(r_1) + \vec{A}_2(r_2)|^2$$

$$I(r) = Z \left| \frac{E_1 \hat{e}_0}{r_1} e^{i(\kappa r_1 + \phi_1)} + \frac{E_2 \hat{e}_0}{r_2} e^{i(\kappa r_2 + \phi_2)} \right|^2$$

$$I(r) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos(\Delta)$$

$$\Delta = \kappa(r_1 - r_2) + (\phi_1 - \phi_2)$$

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

$$I_1(r_1) = Z \frac{E_1^2}{r_1^2} ; \quad I_2(r_2) = Z \frac{E_2^2}{r_2^2}$$

Interferência Construtiva

- ▶ Se $\Delta = 2\pi n$, com $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $I(r) = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$

Interferência Destrutiva

- ▶ Se $\Delta = (2n+1)\pi$, com $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $I(r) = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$

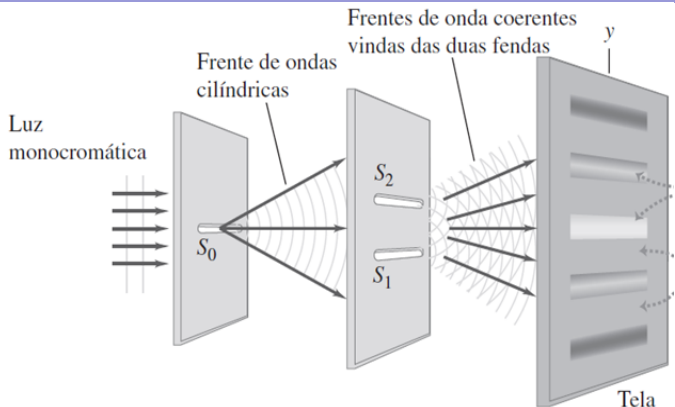
Para ondas com fase inicial, $\phi_1 = \phi_2$

- ▶ Se $r_1 - r_2 = n\lambda$, **Construtiva**
- ▶ Se $r_1 - r_2 = (n + 1/2)\lambda$, **Destrutiva**

Para ondas com fase inicial, $\phi_1 - \phi_2 = \pm\pi$

- ▶ Se $r_1 - r_2 = (n + 1/2)\lambda$, **Construtiva**
- ▶ Se $r_1 - r_2 = n\lambda$, **Destrutiva**

Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes



Temos $\phi_1 = \phi_2$ e $I_1 = I_2$

- ▶ $r_1 - r_2 = n\lambda$, **Construtiva**
- ▶ $r_1 - r_2 = (n + 1/2)\lambda$, **Destrutiva**
- ▶ $I(r) = 4I_1 \cos^2\left(\frac{\pi(r_1 - r_2)}{\lambda}\right)$

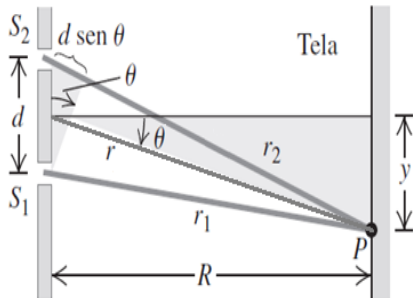
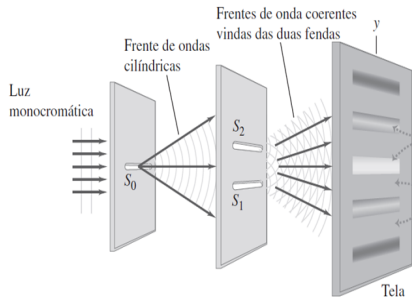
Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

► Da figura vemos que:

$$\vec{r} = r \cos \theta \hat{i} + r \sin \theta \hat{j}$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} - (d/2)\hat{j}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} + (d/2)\hat{j}$$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

► Da figura vemos que:

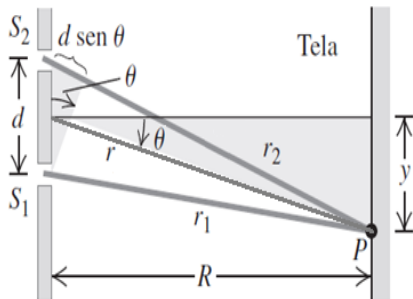
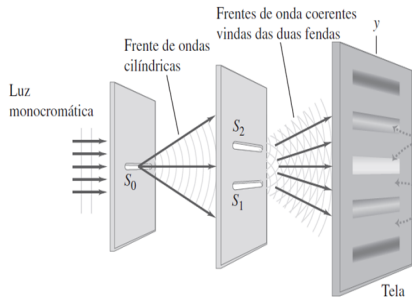
$$\vec{r} = r \cos \theta \hat{i} + r \sin \theta \hat{j}$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} - (d/2)\hat{j}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} + (d/2)\hat{j}$$

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 - 2(d/2)r \sin \theta}$$

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 + 2(d/2)r \sin \theta}$$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

► Da figura vemos que:

$$\vec{r} = r \cos \theta \hat{i} + r \sin \theta \hat{j}$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} - (d/2)\hat{j}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} + (d/2)\hat{j}$$

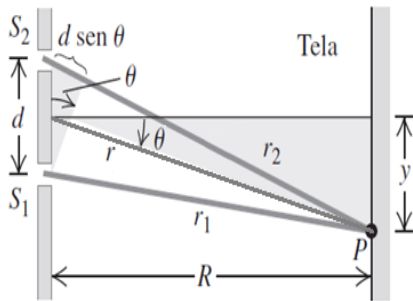
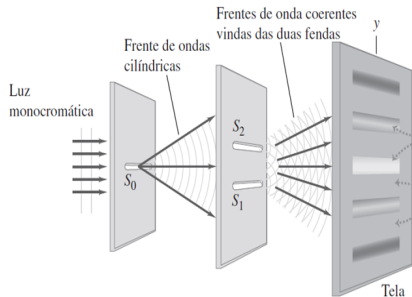
$$r_1 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 - 2(d/2)r \sin \theta}$$

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 + 2(d/2)r \sin \theta}$$

► Como $r > (d/2)$ obtemos que:

$$r_1 \cong r - (d/2) \sin \theta$$

$$r_2 \cong r + (d/2) \sin \theta$$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

► Da figura vemos que:

$$\vec{r} = r \cos \theta \hat{i} + r \sin \theta \hat{j}$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} - (d/2)\hat{j}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} + (d/2)\hat{j}$$

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 - 2(d/2)r \sin \theta}$$

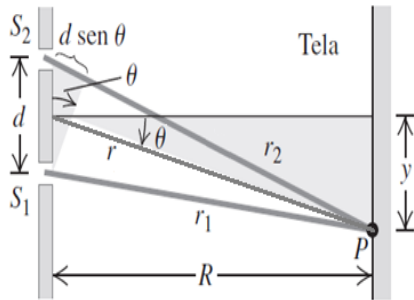
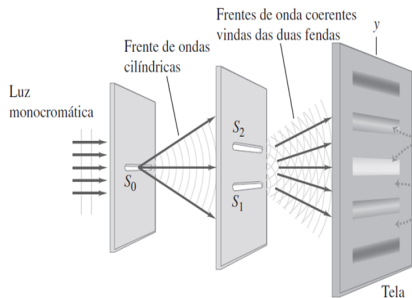
$$r_2 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 + 2(d/2)r \sin \theta}$$

► Como $r \gg (d/2)$ obtemos que:

$$r_1 \cong r - (d/2) \sin \theta$$

$$r_2 \cong r + (d/2) \sin \theta$$

$$|r_1 - r_2| = d \sin \theta$$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

- Da figura vemos que:

$$\vec{r} = r \cos \theta \hat{i} + r \sin \theta \hat{j}$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} - (d/2)\hat{j}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} + (d/2)\hat{j}$$

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 - 2(d/2)r \sin \theta}$$

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (d/2)^2 + 2(d/2)r \sin \theta}$$

- Como $r > (d/2)$ obtemos que:

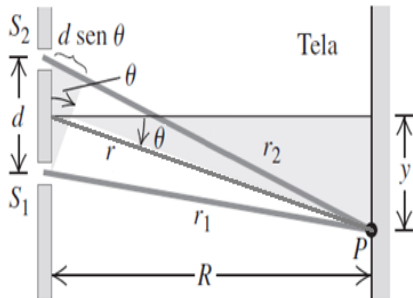
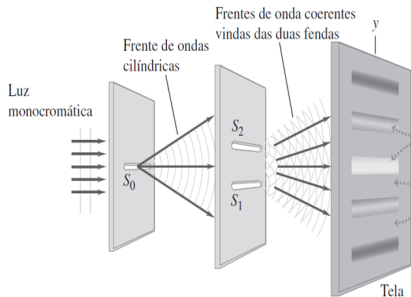
$$r_1 \cong r - (d/2) \sin \theta$$

$$r_2 \cong r + (d/2) \sin \theta$$

$$|r_1 - r_2| = d \sin \theta$$

- Como $R > y$ obtemos que:

$$\sin \theta = \frac{y}{\sqrt{R^2 + y^2}} \cong \frac{y}{R}$$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

- Como $r > (d/2)$ obtemos que:

$$r_1 \cong r - (d/2) \sin \theta$$

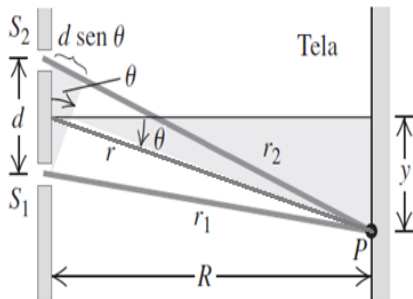
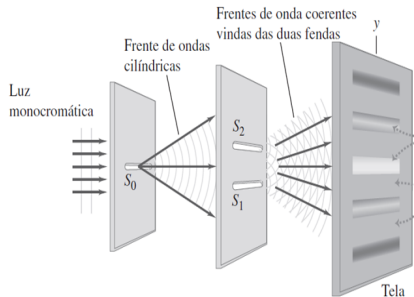
$$r_2 \cong r + (d/2) \sin \theta$$

$$|r_1 - r_2| = d \sin \theta$$

- Como $R > y$ obtemos que:

$$\sin \theta = \frac{y}{\sqrt{R^2 + y^2}} \cong \frac{y}{R}$$

$$|r_1 - r_2| = d \frac{y}{R}$$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

- Como $r > (d/2)$ obtemos que:

$$r_1 \cong r - (d/2) \sin \theta$$

$$r_2 \cong r + (d/2) \sin \theta$$

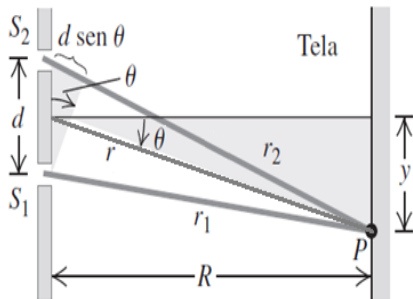
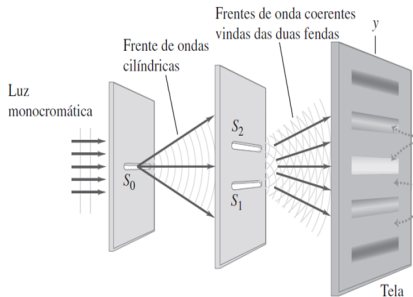
$$|r_1 - r_2| = d \sin \theta$$

- Como $R > y$ obtemos que:

$$\sin \theta = \frac{y}{\sqrt{R^2 + y^2}} \cong \frac{y}{R}$$

$$|r_1 - r_2| = d \frac{y}{R}$$

- $r_1 - r_2 = n\lambda = d \sin \theta_n = d \frac{y_n}{R}$,
Construtiva
- $r_1 - r_2 = (n + 1/2)\lambda = d \sin \theta_n = d \frac{y_n}{R}$,
Destrutiva
- $I(r) = 4I_1 \cos^2\left(\frac{\pi y_n d}{R\lambda}\right)$



Interferência da Luz Produzida por Duas Fontes

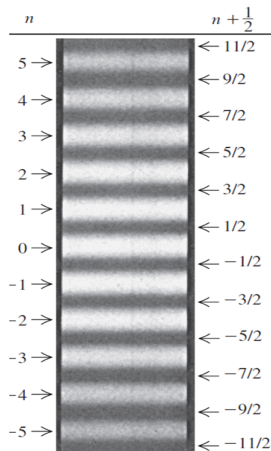
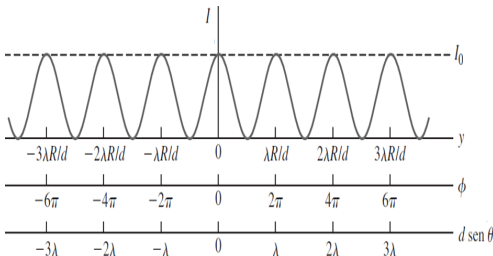
► $r_1 - r_2 = n\lambda = d \sin \theta_n = d \frac{y_n}{R},$

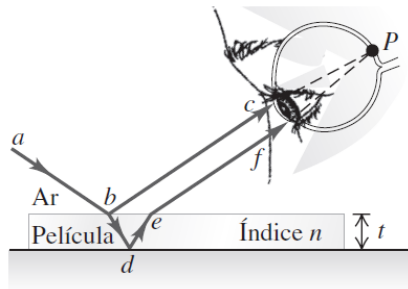
Construtiva

► $r_1 - r_2 = (n + 1/2)\lambda = d \sin \theta_n = d \frac{y_n}{R},$

Destrutiva

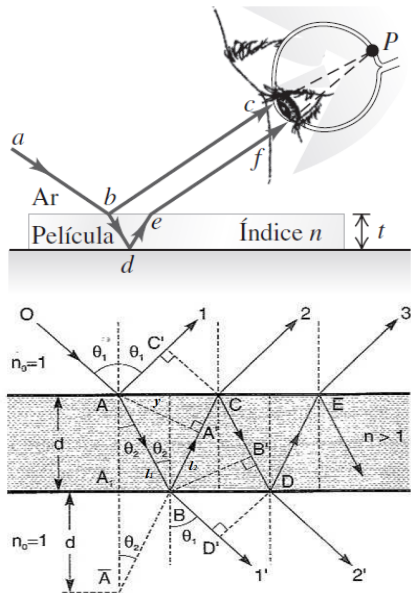
► $I(r) = 4I_1 \cos^2\left(\frac{\pi y_n d}{R\lambda}\right)$





- Da figura vemos que:

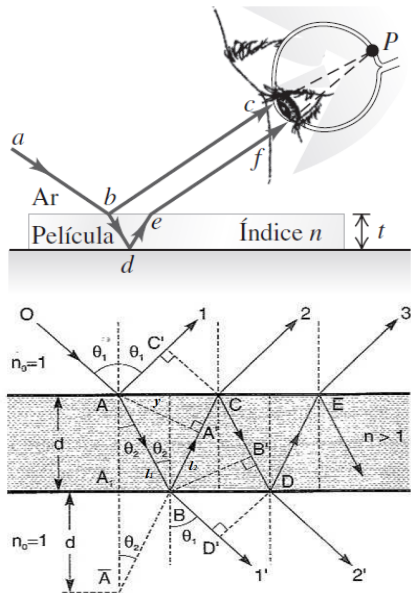
$$\vec{l}_1 = xi - d\hat{j}$$



► Da figura vemos que:

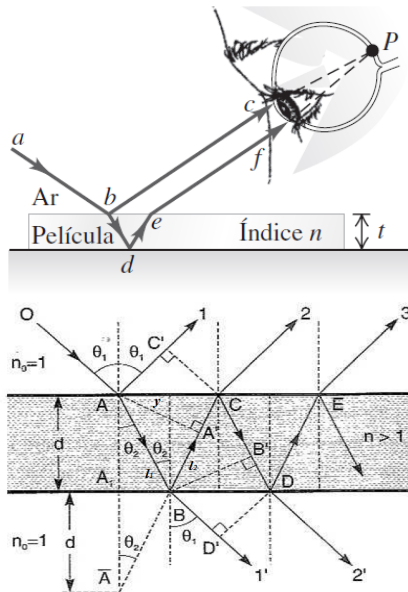
$$\vec{l}_1 = xi - d\hat{j}$$

$$l_1 = \sqrt{x^2 + d^2}$$



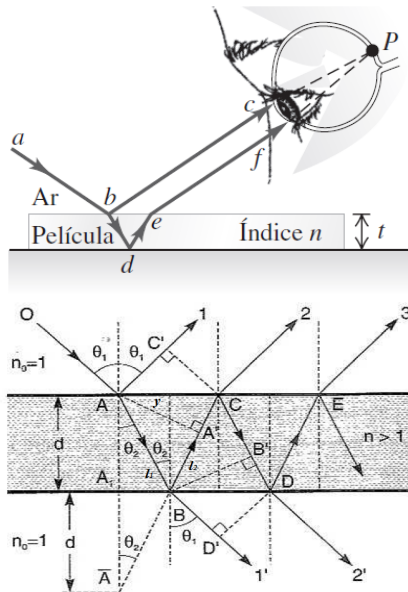
► Da figura vemos que:

$$\begin{aligned}\vec{l}_1 &= xi - d\hat{j} \\ l_1 &= \sqrt{x^2 + d^2} \\ l_2 &= \sqrt{l_1^2 - y^2}\end{aligned}$$



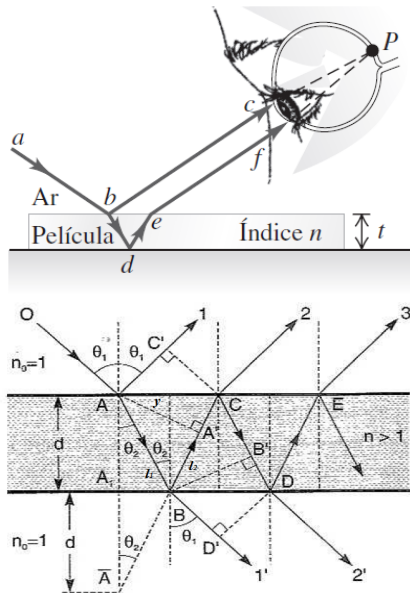
► Da figura vemos que:

$$\begin{aligned}\vec{l}_1 &= xi - d\hat{j} \\ l_1 &= \sqrt{x^2 + d^2} \\ l_2 &= \sqrt{l_1^2 - y^2} \\ y &= l_1 \sin(2\theta_2)\end{aligned}$$



► Da figura vemos que:

$$\begin{aligned}\vec{l}_1 &= xi - d\hat{j} \\ l_1 &= \sqrt{x^2 + d^2} \\ l_2 &= \sqrt{l_1^2 - y^2} \\ y &= l_1 \sin(2\theta_2) \\ d &= l_1 \cos(\theta_2)\end{aligned}$$

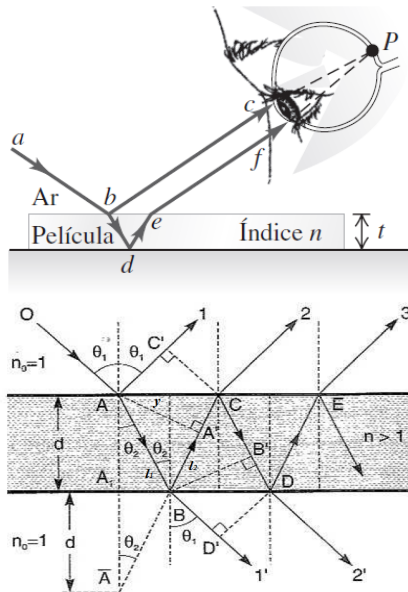


- Da figura vemos que:

$$\begin{aligned}\vec{l}_1 &= xi - d\hat{j} \\ l_1 &= \sqrt{x^2 + d^2} \\ l_2 &= \sqrt{l_1^2 - y^2} \\ y &= l_1 \sin(2\theta_2) \\ d &= l_1 \cos(\theta_2) \\ l_2 &= l_1 \cos(2\theta_2)\end{aligned}$$

- Quando uma onda percorre um caminho $l_1 + l_2$ qualquer ela ganha uma fase igual a:

$$e^{-ik(l_1+l_2)} = e^{-ik_0 n l_1 (1+\cos(2\theta_2))}$$

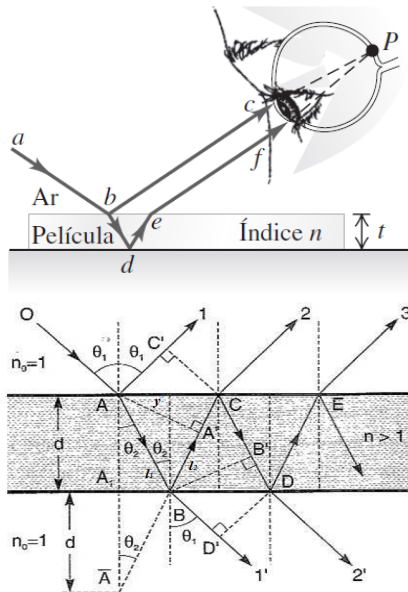


- Da figura vemos que:

$$\begin{aligned}\vec{l}_1 &= xi - d\hat{j} \\ l_1 &= \sqrt{x^2 + d^2} \\ l_2 &= \sqrt{l_1^2 - y^2} \\ y &= l_1 \sin(2\theta_2) \\ d &= l_1 \cos(\theta_2) \\ l_2 &= l_1 \cos(2\theta_2)\end{aligned}$$

- Quando uma onda percorre um caminho $l_1 + l_2$ qualquer ela ganha uma fase igual a:

$$\begin{aligned}e^{-ik(l_1+l_2)} &= e^{-ik_0 n l_1 (1+\cos(2\theta_2))} \\ &= e^{-i2k_0 n l_1 \cos^2(\theta_2)}\end{aligned}$$

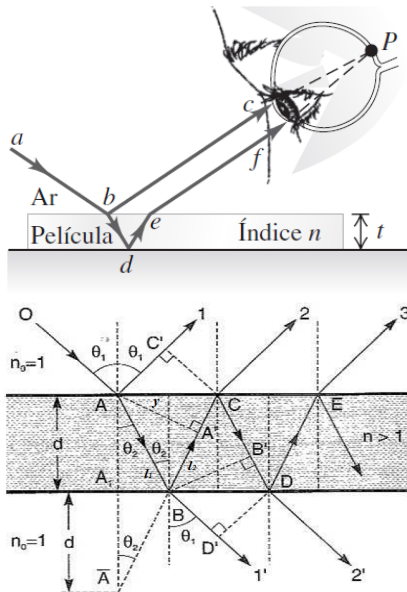


- Da figura vemos que:

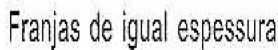
$$\begin{aligned}\vec{l}_1 &= xi - d\hat{j} \\ l_1 &= \sqrt{x^2 + d^2} \\ l_2 &= \sqrt{l_1^2 - y^2} \\ y &= l_1 \sin(2\theta_2) \\ d &= l_1 \cos(\theta_2) \\ l_2 &= l_1 \cos(2\theta_2)\end{aligned}$$

- Quando uma onda percorre um caminho $l_1 + l_2$ qualquer ela ganha uma fase igual a:

$$\begin{aligned}e^{-ik(l_1+l_2)} &= e^{-ik_0 n l_1 (1+\cos(2\theta_2))} \\ &= e^{-i2k_0 n l_1 \cos^2(\theta_2)} \\ &= e^{-i2k_0 n d \cos(\theta_2)}\end{aligned}$$



- $$\begin{aligned} e^{-ik(l_1+l_2)} &= e^{-ik_0 n l_1 (1+\cos(2\theta_2))} \\ &= e^{-i2k_0 n l_1 \cos^2(\theta_2)} \\ &= e^{-i2k_0 n d \cos(\theta_2)} \end{aligned}$$

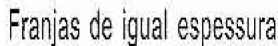


- ▶ $2k_0nd \cos(\theta_2) = 2\pi m \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = m\lambda_0$

- ▶ $\theta_1 \approx \theta_2 = 0$ $d = 0, \lambda/2, \lambda, \dots$

- ▶ $2k_0nd \cos(\theta_2) = (2m + 1)\pi$
 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = (m + 1/2)\lambda_0$

- $$\begin{aligned} e^{-ik(l_1+l_2)} &= e^{-ik_0nl_1(1+\cos(2\theta_2))} \\ &= e^{-i2k_0nl_1\cos^2(\theta_2)} \\ &= e^{-i2k_0nd\cos(\theta_2)} \end{aligned}$$



- ▶ $2k_0nd \cos(\theta_2) = 2\pi m \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = m\lambda_0$

- ▶ $\theta_1 \approx \theta_2 = 0$ $d = 0, \lambda/2, \lambda, \dots$

- ▶ $2k_0nd \cos(\theta_2) = (2m + 1)\pi$
 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = (m + 1/2)\lambda_0$

- ▶ Quando uma onda percorre um caminho $l_1 + l_2$ qualquer ela ganha uma fase igual a:

$$\begin{aligned}
 e^{-ik(l_1+l_2)} &= e^{-ik_0 n l_1 (1+\cos(2\theta_2))} \\
 &= e^{-i2k_0 n l_1 \cos^2(\theta_2)} \\
 &= e^{-i2k_0 n d \cos(\theta_2)}
 \end{aligned}$$

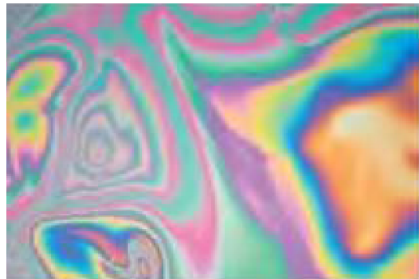
Mínimo Reflexão. Máximo de Transmissão

- ▶ $2k_0 n d \cos(\theta_2) = 2\pi m \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = m\lambda_0$

Máximo Reflexão. Mínimo de Transmissão

- ▶ $2k_0 n d \cos(\theta_2) = (2m + 1)\pi$
 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = (m + 1/2)\lambda_0$

Mancha de óleo sobre a água.



- ▶ Quando uma onda percorre um caminho $l_1 + l_2$ qualquer ela ganha uma fase igual a:

$$\begin{aligned}
 e^{-ik(l_1+l_2)} &= e^{-ik_0 n l_1 (1+\cos(2\theta_2))} \\
 &= e^{-i2k_0 n l_1 \cos^2(\theta_2)} \\
 &= e^{-i2k_0 n d \cos(\theta_2)}
 \end{aligned}$$

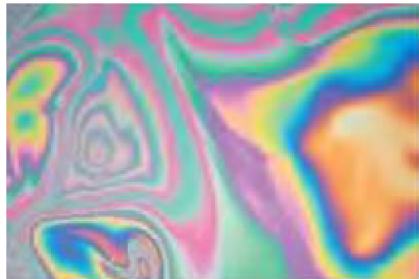
Mínimo Reflexão. Máximo de Transmissão

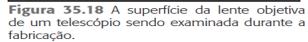
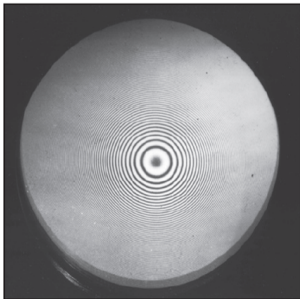
- ▶ $2k_0 n d \cos(\theta_2) = 2\pi m \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = m\lambda_0$

Máximo Reflexão. Mínimo de Transmissão

- ▶ $2k_0 n d \cos(\theta_2) = (2m + 1)\pi$
 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$
- ▶ $2nd \cos(\theta_2) = (m + 1/2)\lambda_0$

Mancha de óleo sobre a água.





O Interferômetro de Michelson

