INTERFERÊNCIA ÓPTICA

INTERFERENCIA DE ONDAS

O fenômeno da interferência é típico do movimento ondulatório e das ondas em particular. Ele pode ocorrer com qualquer tipo de onda. A obtenção desse efeito é relativamente simples e pode ser conseguido através de um aparato no qual produzimos duas fendas como mostra a foto ao lado. Esse aparato é conhecido como fenda dupla.

No caso da luz ele pode ser constatado de uma forma mais simples ao observarmos bolhas de sabão. É fácil ver as múltiplas cores que emanam das bolhas e que mudam de posição e colorido quando nos deslocamentos em relação à bolha. Essas múltiplas cores estão associadas á interferência da luz.

A interferência é um fenômeno que ocorre quando dois feixes luminosos, ou duas ondas, provenientes da mesma fonte, percorrem caminhos diferentes e depois convergem para uma mesma região do espaço. Nesse caso, dependendo de determinadas condições, forma-se regiões nas quais a intensidade da luz atinge um máximo, intercaladas por regiões nas quais a intensidade da luz atinge um mínimo.

A interferência de ondas se manifesta através da ocorrência de máximos e mínimos da intensidade da onda resultante quando da superposição de duas ou mais ondas.

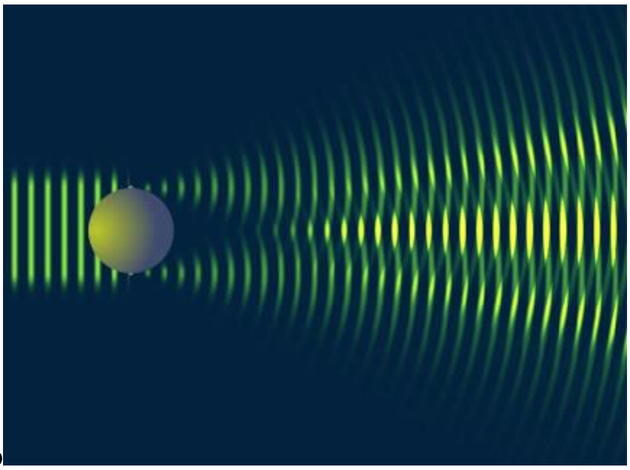


Figura de dIfração

Lembrando que uma onda é definida, do ponto de vista matemático como uma solução da equação de ondas, o fenômeno da interferência de ondas (de qualquer natureza) deve ser analisado à luz do princípio da superposição. De acordo com esse principio, uma perturbação resultando num ponto no qual duas ondas se cruzam é igual à soma de cada uma das perturbações que seriam produzidas por cada uma delas separadamente. Assim, se $f_1(\vec{r},t)$ descreve uma onda e $f_2(\vec{r},t)$ descreve outra onda, a soma dessas duas ondas

$$f(\vec{r},t) = f_1(\vec{r},t) + f_2(\vec{r},t)$$

é também uma solução da equação de ondas.

Do que foi dito acima se vê que o princípio da superposição é uma conseqüência da linearidade da equação de ondas.

INTERFERENCIA DE ONDAS HARMONICAS

Como visto no capítulo (oooo), uma onda é dita harmônica se para um ponto fixo do espaço, o ponto $\vec{r}_0$, a função $f(\vec{r},t)$ depende do tempo de acordo com uma função que pode ser escrita da seguinte forma:

$$f(\vec{r}_0,t) = A\cos(\omega t + \delta_0)$$

Onde A é a amplitude da onda , ω é sua freqüência angular e δ á a fase inicial.

Assim, a solução mais geral associada a uma onda harmônica é:

$$f(\vec{r},t) = A(\vec{r})\cos(\omega t + \delta(\vec{r}))$$

O lugar geométrico dos pontos do espaço para os quais a fase inicial é constante é uma superfície definida pela condição:

$$\delta(\vec{r}) = \delta_0$$

As ondas esféricas e as ondas planas harmônicas podem ser tratadas como casos particulares dar da expressão geral (000). Para uma onda plana temos que,

$$A(\vec{r}) = A \qquad \text{e} \qquad \delta\left(\vec{r}\right) = \vec{k} \cdot \vec{r} + \delta$$

Assim, no caso de uma onda plana a fase e a amplitude da onda são constantes ao longo de um plano.

Enquanto que para uma onda esférica, temos:

$$A(\vec{r}) = \frac{A}{r} \qquad \text{e} \qquad \delta\left(\vec{r}\right) = k \cdot r + \delta$$

Qualquer onda harmônica pode ser escrita tomando-se a parte real (função cosseno) ou a parte imaginária (função seno) da função complexa:

$$F\left(\vec{r}, t\right) = A(\vec{r}) e^{i(\omega t + \delta(\vec{r}))}$$

Essa representação facilita a determinação da soma de ondas harmônicas de mesma frequencia, pois uma soma de N ondas harmônicas, soma essa associada á superposição de campos elétricos (por exemplo), será escrita como:

$$E\left(\vec{r}_0, t\right) = \sum_{i=1}^{N} E_i \cos(\omega t + \delta_i)$$

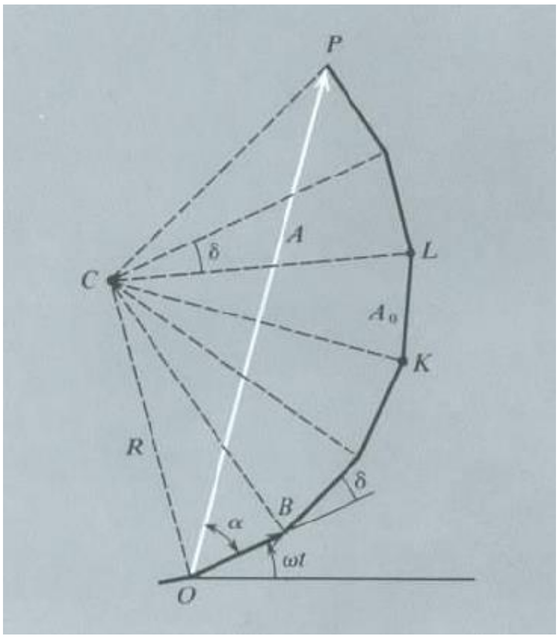
Utilizando a representação em termos de números complexos, podemos escrever a superposição de ondas harmônicas com diferentes amplitudes e fases iniciais como:

$$E\left(\vec{r}_0, t\right) \equiv E_0\left(\vec{r}_0\right) e^{i(\omega t + \delta_0)} = \sum_{i=1}^{N} E_i e^{i(\omega t + \delta_i)}$$

Donde se infere que a superposição de ondas harmônicas de mesma freqüência incidentes no ponto $\vec{r}_0$ pode ser escrita como uma onda harmônica sob a forma:

$$E\left(\vec{r}_0, t\right) = E_0 \cos(\omega t + \delta_0)$$

Onde E é a amplitude da onda resultante e δ é a fase inicial da mesma.



De fato, tomando-se a parte real e a parte imaginária de (000) teremos que a fase e a aplitude da onda resultante da superposição de N ondas harmônicas é dada por determinadas combinações das amplitudes e fases das ondas componentes. Obtemos, explicitamente, as seguintes expressões:

$$E_0 \cos(\delta_0) = \sum_{i=1}^{N} E_i \cos(\delta_i)$$
$$E_0 \sin(\delta_0) = \sum_{i=1}^{N} E_i \sin(\delta_i)$$

Note-se que somar números complexos é análogo a somar vetores num plano. Podemos fazer a correspondência entre vetores $\vec{V}$ no plano e números complexos normalente representados pela letra Z ($Z \equiv Ae^{i\theta}$),

$$\vec{V} \Leftrightarrow Z \equiv Ae^{i\theta}$$

Através da identificação das coordenadas x e y de um vetor com, respectivamente, a parte real e a parte imaginária do número complexo.

Para efeito de ilustração e a título de simplificação, consideremos o caso de duas ondas harmônicas . Nesse caso as equações para a amplitude e a fase da onda resultante são:

$$E_0 \cos(\delta_0) = E_1 \cos(\delta_1) + E_2 \cos(\delta_2)$$
$$E_0 \sin(\delta_0) = E_1 \sin(\delta_1) + E_2 \sin(\delta_2)$$

Portanto a fase da onda resultante será dada, tomando-se a relação entre a primeira relação acima e a segunda relação, pela expressão:

$$\delta_0 = \operatorname{arc}\cot\left\{\frac{E_1\cos(\delta_1)+E_2\cos(\delta_2)}{E_1\sin(\delta_1)+E_2\sin(\delta_2)}\right\}$$

Enquanto que a amplitude -E- da onda resultante será obtida tomando-se o quadrado de cada uma das expressões (000) e somando-as. Obtemos:

$$E_0^{\,2}\left(\vec{r}_0\right)=E_1^{\,2}\left(\vec{r}_0\right)+E_2^{\,2}\left(\vec{r}_0\right)+2E_1\left(\vec{r}_0\right)E_2\left(\vec{r}_0\right)\cos\left(\delta_1-\delta_2\right)$$

Sabemos que o quadrado do coeficiente E (A amplitude da onda) é proporcional á intensidade da onda. Escrevemos assim, que sendo I a intensidade da onda,

$$I = kE_0^{\,2}$$

onde K é uma constante a qual varia de acordo com o tipo de onda.

No caso do eletromagnetismo a intensidade está associada ao vetor de poynting o qual dá a taxa média (no tempo), por unidade de área, com que a energia eletromagnética incide sobre uma determinada superficie. A intensidade de uma onda eletromagnética é dada pela média no tempo, ao longo de um período, do vetor de poynting:

$$I = \langle S \rangle$$

Sabemos, do eletromagnetismo que o vetor de poynting é relacionado ao quadrado do vetor campo elétrico através da relação:

$$S = \varepsilon_0 c E^2$$

Onde E é o módulo do vetor campo elétrico, c é a velocidade da luz no vácuo e ε_0 é a permissividade do vácuo. Para uma onda harmônica a média no tempo, definida em (000), é dada pela expressão:

$$\left\langle E_0^{\,2}\cos^2\left(\omega t+\delta_0\right)\right\rangle \equiv \frac{E_0^{\,2}}{T}\int_0^T \cos^2\left(\omega t+\delta_0\right)dt = \frac{E_0^{\,2}}{2}$$

Assim, vemos que no caso das ondas eletromagnéticas em geral, a intensidade é proporcional ao quadrado da amplitude através da relação:

$$I = \left(\frac{\varepsilon_0 c}{2}\right)E_0^{\,2}$$

No caso da luz a intensidade definida acima para qualquer onda eletromagnética tem, óbviamente, a ver com a luminosidade.

INTERFERÊNCIA DE DUAS ONDAS HARMONICAS

Analisaremos agora a questão da interferência de duas ondas harmônicas. O caso de ondas esféricas e ondas planas podem ser tratados da mesma forma.

Considerando o caso de duas ondas harmonicas, da forma (000), analisaremos a intensidade da onda que resulta da superposição dessas duas ondas harmônicas. No caso de uma onda eletromagnética ou de qualquer tipo de onda, De (000) e (000) vemos que a intensidade da onda resultante será dada pela expressão:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\left(\delta_1 - \delta_2\right)$$

Donde inferimos que a intensidade depende da intensidade das ondas que se superpõem e da diferença de fase.

O fenômeno da interferência está íntimamente relacionado á diferença de fase. No caso de uma onda esférica, a diferença de fase será dada por

$$\delta_1 - \delta_2 = k\left(r_1 - r_2\right) + \varphi^0{}_1 - \varphi^0{}_2$$

Onde $\varphi^0{}_1$ e $\varphi^0{}_2$ são as diferenças de fase iniciais da onda (as diferenças no instante t=0 e na origem do sistema de coordenadas).

Enquanto que para uma onda plana (plano perpendicular ao vetor de onda $\vec{k}$) a diferença de fase é dada por:

$$\delta_1 - \delta_2 = \vec{k}\left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right) + \varphi^0{}_1 - \varphi^0{}_2$$

Tomando o eixo x coincidindo com a direção do vetor de onda, a expressão acima se escreve

$$\delta_1 - \delta_2 = k\left(x_1 - x_2\right) + \varphi^0{}_1 - \varphi^0{}_2$$

Ondas provenientes de uma mesma fonte têm uma diferença de fase inicial nula. Quando esse for o caso, tomamos

$$\varphi^0{}_1 - \varphi^0{}_2 = 0$$

Consideremos agora o caso simples no qual as duas ondas tem a mesma intensidade:

$$I_1 = I_2 = I_0$$

Para ondas de intensidade iguais a intensidade da onda resultante, de acordo com (000), será dada pela expressão:

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right)$$

A base para o entendimento do fenômeno da interferência de ondas está contida na expressão acima. Pois, para valores da diferença de fase tais que:

$$|\delta_1 - \delta_2| = m(2\pi) \qquad \text{m=0,1,2....}$$

a interferência é construtiva, uma vez que a Intensidade passa por um máximo (I_m) e esse máximo é de uma intensidade quatro vezes maior do que a intensidade de cada uma das ondas que se superpõem:

Ao passo em que para valores da diferença de fase dada por:

$$|\delta_1 - \delta_2| = \frac{2m+1}{2}(2\pi) \qquad \text{m=0,1,2....}$$

A interferência é totalmente destrutiva, uma vez que a intensidade é mínima:

$$I_{\min} = 0$$

Um gráfico da intensidade como função da diferença de fase é dado na figura (000).

No caso em que as ondas tenham intensidades diferentes, uma análise semelhante a essa se aplica. Para os valores da diferença de fase dada pela expressão (000) a intensidade será máxima e o seu valor será:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$$

Enquanto que para valores da diferença de fase dados pela expressão (000) a superposição de duas ondas levará a um valor que é um mínimo da Intensidade. Esse valor mínimo é dado por:

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

Vê-se assim que a interferência de ondas consiste na ocorrência, dependendo da diferença de fase entre as ondas que se superpõem, de máximos e mínimos da intensidade da onda resultante.

Para ondas esféricas, as condições acima são equivalentes ás condições:

$$k(r_1 - r_2) + \varphi_{01} - \varphi_{02} = m(2\pi)$$

$$k(r_1 - r_2) + \varphi_{01} - \varphi_{02} = \frac{2m+1}{2}(2\pi)$$

As quais podem ser escritas, lembrando a definição de vetor de onda em termos do comprimento de onda, sob a forma:

$$\boxed{n(r_1 - r_2) = \left\{ m + \left(\frac{\varphi_{02} - \varphi_{01}}{2\pi} \right) \right\} \lambda_0}$$

$$\boxed{n(r_1 - r_2) = \left\{ \frac{2m+1}{2} + \left(\frac{\varphi_{02} - \varphi_{01}}{2\pi} \right) \right\} \lambda_0} \qquad |m| = 0, 1, 2, 3....$$

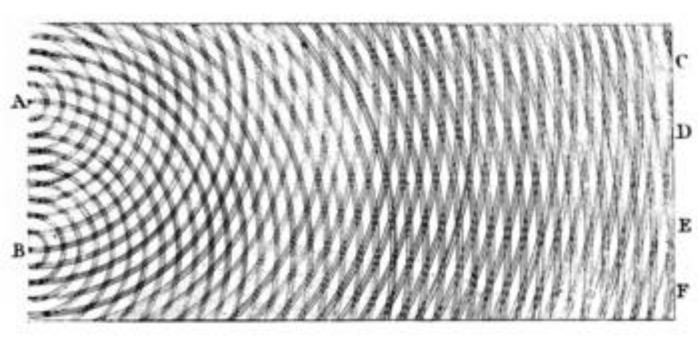
Onde λ_0 é o comprimento de onda da luz no vácuo

O lado esquerdo pode agora ser indentificado com o a diferença dos caminhos ópticos dos dois raios. Assim, a condição geral para máximos e mínimos em termos dos caminhos ópticos

A diferença de caminho óptico deve ser igual a um numero inteiro (para máximos) ou semi-inteiro (para mínimos) mais uma diferença de fase dividida por 2π do comprimento de onda da luz no vácuo.

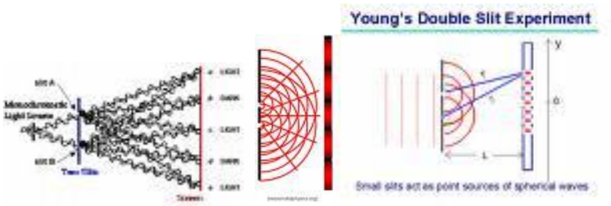
A EXPERIÊNCIA DE YOUNG

Através de um arranjo relativamente simples – basicamente um arranjo de fendas duplas – Young revolucionou a óptica ao constatar que a luz exibe o fenômeno da Interferência. A título de exemplo, consideremos o aparato experimental de Young e determinaremos a localização dos máximos e mínimos.



Thomas Young's sketch of two-slit diffraction, which he presented to the Royal Society in 1803

Na experiência de Young utiliza-se uma fonte luminosa a qual emite luz em todas as direções. Coloca-se uma superfície contendo duas fendas a uma distância pequena (distância d). Essas fendas são dispostas de tal forma a estarem eqüidistantes da fonte. Isso assegura que as ondas, ao atingirem as fendas, estejam em fase.. A uma certa distância das duas fendas coloca-se um anteparo (A).



As duas fendas se comportam como fontes puntiformes (para fendas pequenas) de ondas que estão em fase. As ondas que se originam de cada uma das duas fendas são superpostas no anteparo.

Imaginando que o anteparo esteja num plano (o plano x-y) perpendicular à bissetriz das duas fendas (a reta cujos pontos são eqüidistantes das duas fendas), tomamos o eixo x como sendo paralelo ao segmento de reta interligando as duas fendas (vide fig.) e definindo a distância D como a distância entre o ponto C (ponto ao longo do segmento de reta interligando as duas fendas eqüidistantes das mesmas), e o anteparo, podemos agora analisar o padrão de interferência produzido pelas duas fendas.

A seguir analisaremos o problema geral da superposição de duas ondas esféricas e aplicaremos essas expressões para o caso das duas fendas.

Consideremos duas fontes produzindo ondas esféricas e consideremos a geometria especificada anteriormente.

No caso de ondas esféricas originalmente em fase, isto é satisfazendo a condição (000), a diferença de fase para ondas incidente num ponto P sobre o anteparo (ponto P sobre o plano x-y) é dada pela expressão:

$$\delta_1 - \delta_2 = k\left(r_1 - r_2\right)$$

Onde r_1 e r_2 são as distâncias de cada uma das fontes (no caso cada uma das fendas) até um ponto de observação P cujas coordenadas no plano do anteparo são (x,y). Estas distâncias são dadas, respectivamente, por:

$$r_1 = \sqrt{D^2 + y^2 + (x - \frac{d}{2})^2}$$
$$r_2 = \sqrt{D^2 + y^2 + (x + \frac{d}{2})^2}$$

Das expressões acima é fácil verificar que

$$\left(r_1 - r_2\right)\left(r_1 + r_2\right) = 2xd$$

A distância entre as duas fendas é d. Assumiremos ademais que essa distancia é muito menor do que a distancia entre o anteparo e as duas fendas. Isto é, admitiremos que

$$\frac{d}{D} \ll 1$$

Admitiremos ademais que os pontos sobre o anteparo sejam tais que a seguinte condição seja válida:

$$\left(r_1 + r_2\right) \cong 2D$$

Nas condições acima, a diferença de distâncias percorridas pelos dois raios luminosos será dada pela expressão:

$$(r_1 - r_2) \cong x\frac{d}{D}$$

Portanto a diferença de fase depende apenas da coordenada x, e seu valor depende dessa coordenadas e das distancias entre o anteparo e as fendas e da distancia entre as fendas da seguinte forma:

$$\delta_1 - \delta_2 = kx\frac{d}{D} = 2\pi\frac{x}{\lambda}\frac{d}{D}$$

Onde λ é o comprimento de onda da luz no vácuo.

Os máximos de intensidade ocorrerão para os valores da coordenadas x tais que :

$$x_{\max} = m\lambda\left(\frac{D}{d}\right) \qquad |m|=o,1,2.....$$

Enquanto que os mínimos de intensidade ocorrerão para valores de x que satisfaçam a condição:

$$x_{\min} = \frac{2m+1}{2}\lambda\left(\frac{D}{d}\right) \qquad |m|=o,1,2.....$$

A previsão é portanto que devem surgir franjas de interferências onde a distancia entre uma franja e a próxima é dada pela expressão:

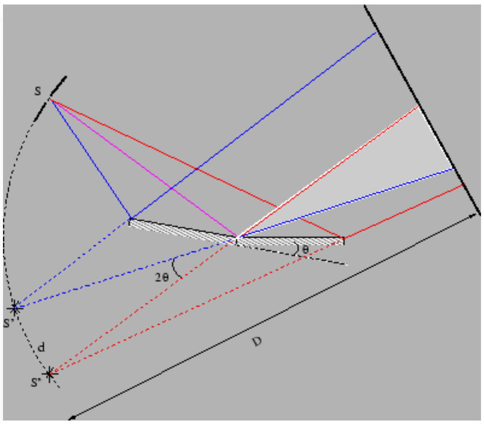
$$\Delta x = \lambda\left(\frac{D}{d}\right)$$

O padrão de interferência nesse caso é aquela da figura (00O)

A seguir A apresentaremos mais dois arranjos experimentais propostos por Fresnel com o intuito de analisar a interferência da luz.

O ESPELHO DUPLO E O BIPRISMA DE FRESNEL

Consideremos uma parte puntiforme F incidindo sobre um espelho duplo. Um espelho duplo é apresentado na figura ao lado.



As luzes refletidas nos espelhos são equivalentes àquelas produzidas por duas fontes imagens puntiformes (virtuais) F’ e F” (vide figura).

Num anteparo colocado a uma distancia conveniente é possível observar a interferência da luz refletida pelos dois espelhos. O fenômeno será perceptível apenas se o ângulo entre os espelhos for muito pequeno. Isto é, se a distância entre as fontes puntiformes for muito pequena.

Consideremos dois raios que atingem o ponto P. como se fosse provenientes de F’ e F” respectivamente. Como ao saírem da fonte eles estão em fase a sua diferença de fase será dada pela expressão (000) lembrando apenas que agora r_1 e r_2 são as distâncias de cada uma das fontes virtuais F’ e F” respectivamente até o ponto no anteparo.

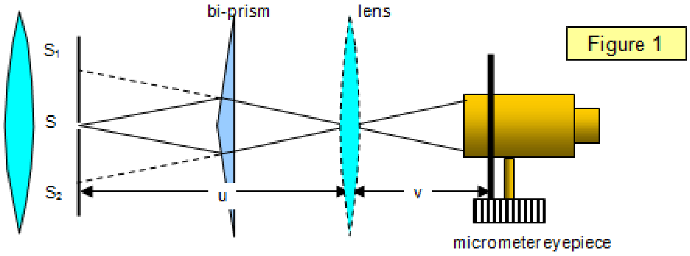
Os máximos e mínimos da Intensidade ocorrerão para distâncias tais que:

$$|r_1 - r_2| = m\lambda$$

$$|r_1 - r_2| = \frac{2m+1}{2}\lambda$$

m=o,1,2.....

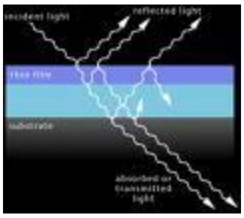
Efeito de interferência análogo a esse pode ser conseguido com o biprisma de Fresnel. Nesse caso um biprisma é colocado entre a fonte e o anteparo. A face maior do prisma é disposta paralelamente ao anteparo. A análise desse caso é bastante semelhante ao caso de fenda dupla (vide figura). Substituiremos as duas fontes puntiformes reais de fenda dupla por duas fontes puntiformes virtuais do biprisma.



INTERFERÊNCIAS EM FILMES FINOS

Pode-se observar a interferência da luz a partir do uso de filmes transparente e bem finos. Ao incidir sobre o filme a luz incidente dá lugar a uma luz refletida e outra que é transmitida através do filme. A interferência em filmes finos pode ser analisada tanto a partir de luz transmitida quando da luz refletida. A interferência observada através da luz transmitida é muito mais débil do que aquela observada com a luz transmitida, pois a luz transmitida tem uma amplitude menor do que é refletida diretamente da superfície. A reflexão e a transmissão da luz, no meio do qual o filme é composto, a partir da luz incidente sobre um filme fino de espessura d, leva como veremos a seguir, ao fenômeno da interferência. A vantagem é que a interferência, nesse caso, se torna relativamente fácil de ser observado.

O fenômeno é um pouco mais complexo do que o que estudaremos em seguida; pois a rigor se trata de ondas que sofrem reflexões e refrações múltiplas (vide figura). O tratamento a seguir reflete assim uma solução aproximada de um problema mais complexo.



A interferência com filmes finos é interessante porque para observá-la não há a necessidade de luz monocromática. De fato, quando utilizamos à luz branca (policromática) obtemos franjas de cores diferentes. Esse efeito explica o colorido das bolhas de sabão.

Consideremos uma fonte puntiforme de luz monocromática (F). Consideremos agora dois raios luminosos, partindo da fonte F uma das quais é refletido num ponto P sobre a primeira superfície e o outro sendo sofrido uma refração na primeira superfície uma reflexão total na segunda superfície e outra refração.

Na primeira superfície, consideremos esse segundo raio sendo refratado no ponto P´ na primeira superfície.

Consideremos ainda uma lente convergente cuja função é fazer os dois raios convergirem num ponto P no anteparo.

Pode-se mostrar que existe uma diferença de fase de um ângulo π como resultado da reflexão das ondas na primeira e na segunda superfícies. Isto pode ser inferido a partir da análise detalhada envolvendo o uso das condições de contorno satisfeitas pelos campos elétricos e magnéticos quando ondas incidem na interface de duas superfícies. Isso, no entanto não será feito aqui. Essa diferença de fase se escreve como:

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \pm\pi$$

A condição para os máximos será, portanto,

$$\boxed{\Delta\Gamma = \frac{(2m+1)}{2}\lambda_0}$$

Enquanto que para os mínimos a condição é:

$$\boxed{\Delta\Gamma = \frac{m}{2}\lambda_0}$$

Onde $\Delta\Gamma$ é a diferença de caminhos ópticos.

A diferença de caminhos ópticos de acordo com a figura acima, é dada pela expressão:

$$\Gamma = n\left(AB + BC\right) - AD$$

Onde os segmentos AB, BC e AD são aqueles definidos na figura (00)

Utilizando a lei de Snell-descartes e considerações simples de geometria nos leva à conclusão de que

$$AB = BC = \frac{d}{\cos\beta}$$

$$AD = 2d\tan\beta\sin\alpha = 2d\tan\beta\sin\beta$$

Donde se infere que a diferença de caminhos ópticos é dado por :

$$\Gamma = 2nd\cos\beta$$

Portanto, os máximos e mínimos de interferência ocorrerão para espessuras tais

$$d\cos\beta = \frac{\lambda_0}{4n}\left[\frac{\text{inteiro}}{\text{semi-inteiro}}\right]$$

O número inteiro se aplica para mínimos enquanto os números semi-inteiros se aplicam para os máximos.

Ou seja, quando a espessura for com um múltiplo ímpar (para máximos) ou para mínimos do comprimento de onda da luz no ar divido por quatro.

OS ANÉIS DE NEWTON

Newton foi responsável pelo primeiro estudo quantitativo do fenômeno de interferências.

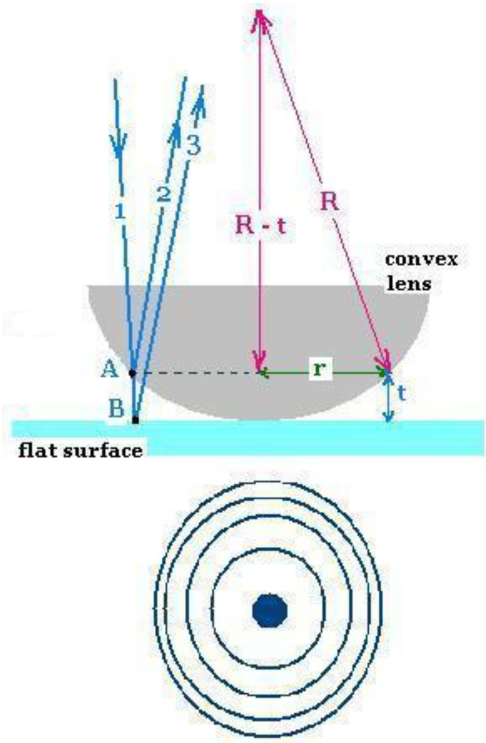
O arranjo proposto por ele é bastante simples. Uma lente plano-convexa é disposta sobre uma placa de vidro plana. A parte curva da lente tem raio R e é colocada em contato com o vidro plano. Pela geometria do arranjo se espera franjas de interferência circulares.

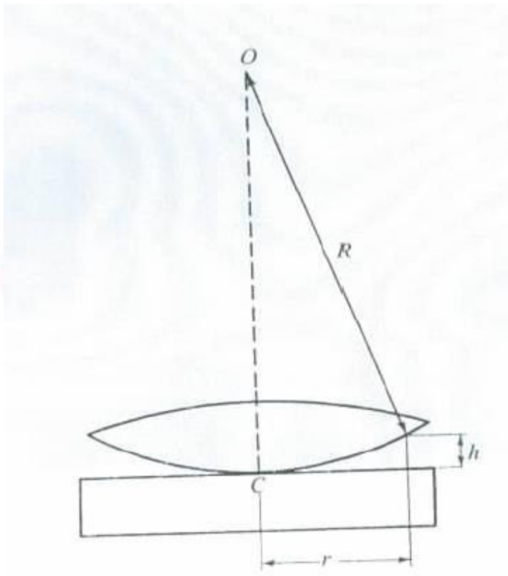
A região entre a lente e o vidro plano se comporta como um filme fino de dimensões variáveis. Assumiremos que essa dimensão seja d (Vide figura) e que a incidência seja quase perpendicular. Sabemos que para filmes finos, e para incidência perpendicular os mínimos ocorrerão para distancias d tais que

$$d = \frac{\lambda}{4} m$$

Enquanto os máximos ocorrerão para valores de d tais que:

$$d = \frac{\lambda}{4}\left(\frac{2m+1}{2}\right)$$





Como o ponto de contato da lente com o vidro tem dimensão nula, a esse valor, de acordo com a expressão acima, corresponde a um mínimo. A região circular, próximo do ponto de contato da lente com o vidro deverá ser uma região escura.

Sabemos, por outro lado, de argumentos de geometria simples, tomando o triangulo retângulo da figura (00) que:

$$(R-d)^2 + r^2 = R^2$$

Onde R é o raio de curvatura da lente plano convexa e r é a distancia ao eixo que passa pelo centro de curvatura da lente e pelo ponto de contato da lente com o vidro.

Para filmes finos, $d \ll R$ e a relação acima se torna:

$$d \cong \frac{r^2}{2R}$$

Portando os mínimos ocorrerão para valores do raio r dados pelos valores:

$$r^2 = mR\lambda$$

Enquanto que os máximos ocorrerão para valores de r tais que

$$r^2 = \left(\frac{2m+1}{2}\right)R\lambda$$

Note-se que pela observação da separação dos mínimos ou máximos podemos determinar o comprimento de onda da luz.

Como previsto, se forma uma mancha negra nos pontos próximos do centro. Forma-se, para a luz policromática, anéis coloridos seguindo uma sequëncia de cores conhecida como cores de Newton.

INTERFERÔMETROS

A interferência da luz observada primeiramente por Young através do uso da fenda dupla se tornou um marco na história da ciência. Experiências levadas a cabo por Fresnel, quase que concomitantemente, não deixaram margem a dúvidas quanto á natureza ondulatória da luz.

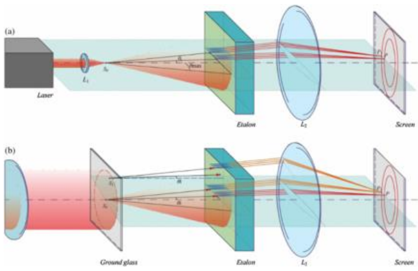
Pode-se fazer uso de arranjos simples e outros mais sofisticados para se observar o fenômeno da Interferência.

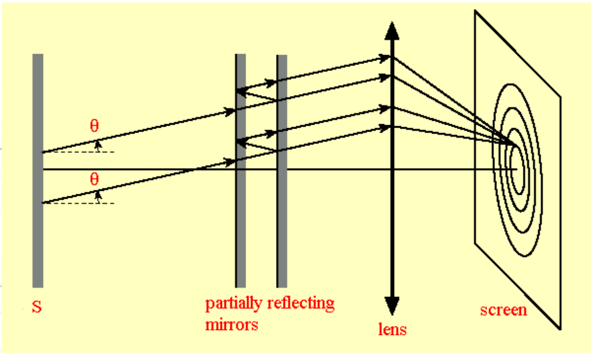
Damos o nome de Interferômetros aos aparelhos voltados para a observação da interferência da luz. Um dos mais célebres foi o interferômetro de Michelson – Morley mas o interesse nesse tipo de aparelho persiste até hoje, tendo em vista as suas múltiplas aplicações.

O interferômetro de FABRY – PEROT

Alguns interferômetros são suficientemente sofisticados para uso científico. Por exemplo, o interferômetro tem muitas aplicações na espectroscopia. O aparato produz anéis de máximo brilho de tal forma que os anéis são muito estreitos. O fato de serem estreitos faz com que uma fonte que produza luz com dois comprimentos de onda produza dois conjuntos de anéis distintos. Como a parte brilhante é estreita, os anéis serão distintos mesmo para comprimentos de onda de luzes produzidas por fontes muito próximas uma da outra.

Nos interferômetros de Fabry-Perot utilizamos duas placas planas de vidros dispostos paralelamente e separados por certa distância. A luz sofre várias reflexões entre as placas devemos, por isso devemos recobri-la com um material refletor.



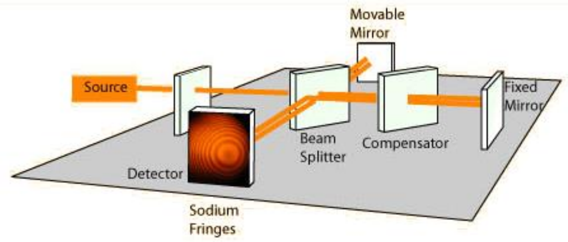


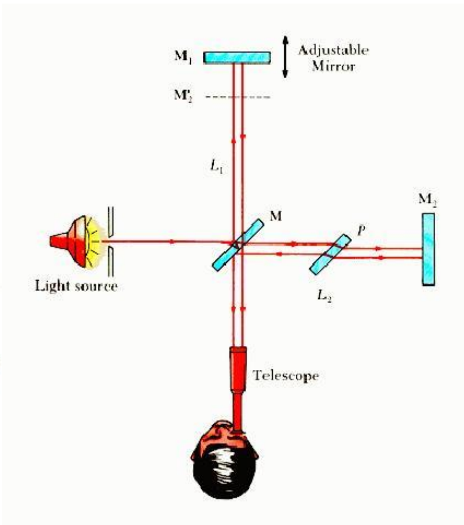
Interferômetro de Michelson-Morley

O interferômetro de Michelson-Morley foi concebido para testar a existência do éter.

Para comprovar sua existência haveria que se observar um deslocamento das franjas de interferência quando a luz perseguisse uma direção (digamos paralela àquela da velocidade do éter) e logo em seguida um segundo caminho numa direção perpendicular ao éter. Não se observou qualquer deslocamento, pondo por terra a teoria do éter.

O interferômetro consiste de dois espelhos dispostos perpendicularmente entre si e de duas placas planas de vidro. As placas estão dispostas paralelamente entre si, mas formando um ângulo de 45 cm os espelhos.


Movable
Mirror
Source
Fixed
Mirror
Beam
Splitter
Compensator
Detector
Sodium
Fringes


M_1
Adjustable
Mirror
M_2'
L_1
M
P
M_2
Light source
L_2
Telescope