

Interferômetro de Michelson

(Michelson Interferometer)

Gabriel Tolardo Colombo¹, Giovanna Maria Oliveira Nogueira²,
Vitor Hugo Ferrari Ribeiro³

¹ Estudante do terceiro ano da graduação em licenciatura plena em Física pela Universidade Estadual de Maringá;

² Estudante do terceiro ano da graduação do bacharelado em Física pela Universidade Estadual de Maringá;

³ Estudante do terceiro ano da graduação do bacharelado e licenciatura em Física pela Universidade Estadual de Maringá.

Grupo de Laboratório de Física, Universidade Estadual de Maringá, Paraná, PR, Brazil
Laboratório de Física Moderna

Data de Entrega: 19/10/2021

1. Introdução

O interferômetro de Michelson é o tipo mais fundamental de interferômetro de dois feixes. Ele pode ser utilizado para medir comprimentos de onda com grande precisão. Este aparelho foi originalmente construído por A. Michelson em 1881 e visava comprovar a existência do éter, o meio pelo qual se acreditava que a luz se propagava ^[1].

O experimento, como se sabe, não foi bem sucedido e anos mais tarde, em 1905, A. Einstein publicou o seu famoso trabalho intitulado “Sobre a eletrodinâmica dos corpos em movimento” ^[2] rejeitando definitivamente a existência do éter. Este, por sua vez, seria uma espécie de fluido infinito e menos espesso que os gases mais leves, perfeitamente elástico, invisível, indetectável e que preencheria o universo em sua totalidade, tanto os espaços interplanetários quanto os intermoleculares.

Com o entendimento atual de ciência que tem-se hoje, admitir a existência desse material seria loucura. Todavia, precisa-se entender que as verdades científicas são datadas, isto é, possuem a sua validade limitada àquilo que a própria ciência assume como verdade.

2. Fundamentação Teórica

O fenômeno da interferência descrito inicialmente pelo físico Thomas Young, prevê que quando duas ou mais ondas se encontram em um determinado ponto do espaço, ambas sofrem o efeito da superposição, essa por sua vez, pode apresentar um caráter destrutivo das ondas, conhecido como interferência destrutiva, que acontece quando suas fases são diferentes, por outro lado, tem-se o caráter construtivo, chamado de interferência construtiva, que acontece quando suas fases são iguais.

Para entender melhor o conceito, toma-se duas ondas arbitrárias:

$$y_1(x, t) = y_m \sin(kx - \omega t)$$

e

$$y_2(x, t) = y_m \sin(kx - \omega t + \phi)$$

Pelo princípio da superposição de ondas, no ponto onde duas ou mais ondas se manifestam, o deslocamento resultante neste ponto é igual a soma dos deslocamentos de cada onda que ali se encontra. No ponto onde se tem o encontro de duas cristas de ondas de mesma frequência e fase, tem-se a soma das amplitudes, e portanto, tem-se a interferência construtiva (figuras 1 e 2).

Quando uma crista se encontra com um vale de ondas de mesma frequência, porém defasadas em 180° , tem-se a soma das amplitudes resultando em zero, logo, apresentando a interferência destrutiva (figuras 3 e 4).

Tomando y_1 e y_2 com mesma frequência angular ω , mesma frequência f , mesmo número de onda k , mesma amplitude y_m , mesma velocidade v e ambas se propagando na mesma direção no eixo x , porém com y_2 defasada ϕ graus em relação a y_1 . Tem-se a onda resultante e o padrão de interferência construtiva e destrutiva dependente apenas de ϕ . Logo, pode-se representar graficamente o comportamento de ambos os casos para cada valor de ϕ , inclusive para um valor arbitrário, podendo apresentar um caráter parcial (figuras 5 e 6).

- Ondas em Fase $\phi = 0$

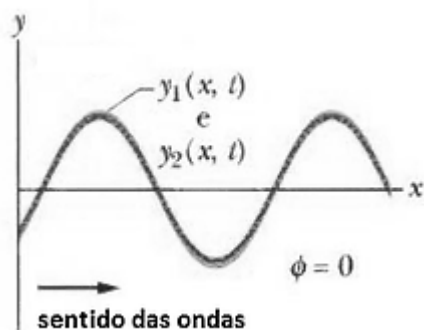


Figura 1. Encontro de duas ondas em fase e de mesma frequência

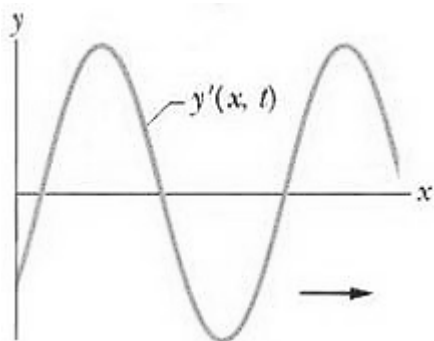


Figura 2. Onda Resultante – Interferência Construtiva

- Ondas Fora de Fase $\phi = 180^\circ$

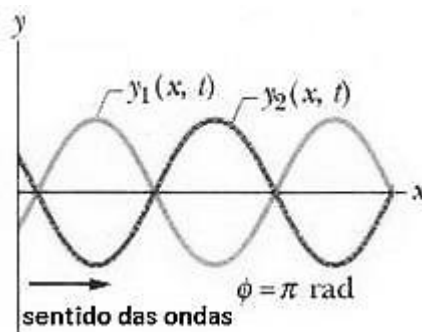


Figura 3. Encontro de duas fora de fase e de mesma frequência

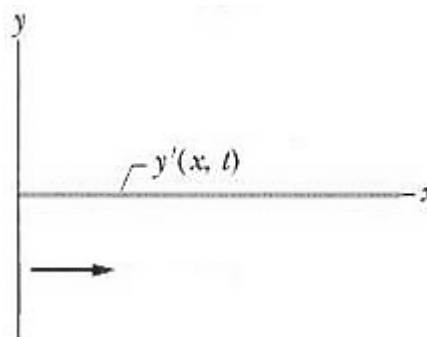


Figura 4. Onda Resultante – Interferência Destrutiva

- Ondas Fora de Fase $\phi = 270^\circ$

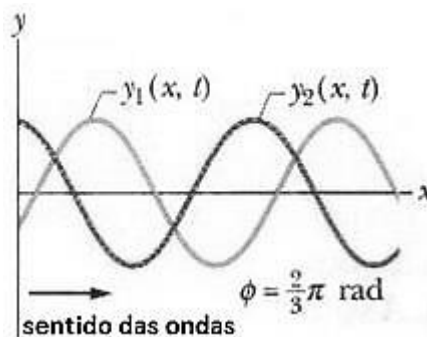


Figura 5. Encontro de duas ondas defasadas 270° e de mesma frequência

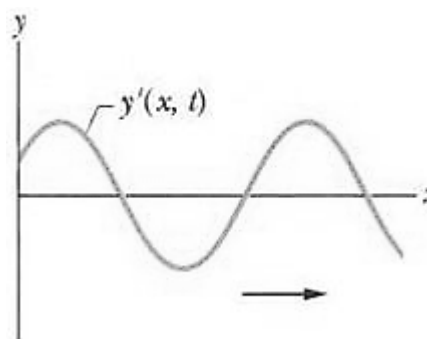


Figura 6. Onda Resultante – Interferência Parcialmente Destrutiva

Comprimento de onda pode ser entendido como sendo a representação de uma oscilação completa no espaço, ou seja, é a distância paralela à direção em que a onda se propaga entre repetições da forma de onda, pode por exemplo, ser encontrado entre dois vales ou duas cristas.

Adiante, tem-se o número de onda; sabe-se que o número de onda é uma característica da radiação eletromagnética obtida quando inverte-se o valor do comprimento de onda, ou seja, ela é uma grandeza inversamente proporcional ao comprimento de onda, para o experimento em questão, é definida como:

$$N_i = \frac{2L}{\lambda_i} \quad (1)$$

Onde N_i é o número de onda, L é o comprimento da câmara e λ_i representa o comprimento de onda da luz no meio. Lembrando que o número de onda também pode ser calculado em função da energia da onda ou da frequência da radiação.

Por último define-se a refração. Ela pode ser entendida como sendo uma mudança na velocidade de propagação de uma onda ao atravessar a fronteira entre dois meios (materiais) com diferentes índices de refração. A Lei de Snell-Descartes estabelece que: *na refração, o produto do índice de refração do meio, no qual se encontra o raio pelo seno do ângulo que esse raio forma com a reta normal à interface no ponto de incidência, é constante.*

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r$$

O índice de refração é a razão entre a velocidade da luz no vácuo (c) e a velocidade da luz em um determinado meio.

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

Para o ar, o índice de refração é igual a 1,00045, ressaltando que esse número pode variar em função da temperatura. Vale lembrar que o índice de refração é uma grandeza adimensional e também que índice de refração depende diretamente da frequência da luz incidente sobre o meio. Geralmente, quanto maior é a frequência da luz,

maior será o índice de refração da luz para aquela frequência específica.

3. Montagem Experimental

3.1 Materiais Utilizados

- 1 Laser *HeNe* 1,0 *mW*
- 1 Lente *foco* = +20 *mm*⁴.
- 1 Suporte para a lente
- 1 Anteparo
- 1 Bomba de vácuo manual com manômetro
- 3 espelhos (fixo, semi-refletor e móvel)
- 1 Micrômetro

3.2 Procedimento Experimental

O experimento começa em um laser de *HeNe* com o comprimento de 632,8 nanômetro [3], ele está sendo sustentado por um sistema acoplado em 4 parafusos. Na sequência a luz que sai desse laser passa por uma lente convergente que por sua vez passa por um divisor de feixe chamado *beam splitter*, parte desse raio luminoso é dividido e vai para o espelho fixo e parte é dividido e vai para espelho móvel.

A luz que atinge o espelho fixo volta pelo divisor de feixes, é refletida e volta na direção do anteparo. O espelho móvel está conectado a um sistema mecânico que, por sua vez, está conectado a um micrômetro que provoca um movimento micrométrico no espelho ao girar o tambor graduado.

Quando o interferômetro está corretamente alinhado com os dois espelhos, que estão exatamente perpendiculares um em relação ao outro, e suas respectivas distâncias até o *beam splitter* são iguais o padrão de interferência mostrado pelo interferômetro resulta na imagem dos raios (figura 7), com máximo central, máximo de primeira ordem e assim sucessivamente.



Figura 7. Padrão de Interferência

- **Calibração do Micrômetro**

Calibra-se o micrômetro usando a interferometria, observe que o micrômetro tem 10 subdivisões e ao girar o tambor em 10 unidades percebe-se as mudanças na posição das franjas de interferência. Matematicamente consegue-se tirar o valor do deslocamento real do espelho, girando o tambor lentamente em 10 unidades e depois votando ele a posição de $x = 0$, focaliza-se a figura de interferência.

- **Medindo o Comprimento de Onda**

Depois de ter calibrado o micrômetro, pode-se fazer a determinação do comprimento de onda de um laser desconhecido. Alinha-se o feixe do laser com o centro do espelho, pra isso deve-se garantir que o feixe de retorno volte praticamente sob si mesmo, depois de ter feito o ajuste dos parafusos de apoio.

Em seguida coloca-se o *beam splitter* afim de dividir o caminho óptico do feixe; centralizando os espelhos fixo e móvel. O feixe dividido é refletido sobre o próprio caminho óptico passando por uma lente de 18 mm, atingindo o anteparo e portanto formando o padrão de interferência. Ao deslocar o espelho móvel em 10 unidades do micrômetro, percebe-se 35 trocas das posições das franjas de interferência.

- **Câmara de Vácuo**

Para verificar a influência do índice de refração do ar entre o espelho fixo e o *beam splitter* coloca-se uma pequena câmara de comprimento L entre eles; acoplado a essa câmara tem-se um manômetro capaz de controlar a pressão interna. Sabe-se que o índice de refração depende da densidade de matéria do meio de modo que, diminuindo a quantidade de ar do meio (câmara) com o manômetro, muda-se o índice de refração.

Fazendo o uso do manômetro começa-se a retirar o ar de dentro da câmara de modo a produzir vácuo, tendendo a pressão interna a zero. A medida que o vácuo vai se tornando mais intenso dentro da câmara percebe-se que o padrão de interferência é

alterado de modo que, entendendo como as interferências mudam a medida que se muda a pressão interna, pode-se determinar o índice de refração do ar.

4. Resultados

4.1. Resultados Obtidos

4.1.1. Calibração do Micrômetro

Experimentalmente é possível perceber que sempre que o espelho móvel é deslocado em relação ao *beam splitter* uma distância d , as franjas de interferência observadas sofrem uma mudança de posição. Além disso, tem-se ainda que a diferença de caminho óptico é sempre o dobro o deslocamento do espelho móvel pelo fato de o feixe ter que percorrer o mesmo caminho duas vezes: uma saindo do *beam splitter* até o espelho móvel, em seguida, refletindo do espelho até o *beam splitter*. De modo que, generalizando esse raciocínio, obtém-se a relação:

$$2d = m\lambda \quad (2)$$

Onde: d é o deslocamento do espelho móvel e m a quantidade das trocas de posições das franjas de interferência.

Verificou-se experimentalmente que, para uma variação de 10 unidades no micrômetro, obteve-se 29 trocas de posições das franjas de interferência.

4.1.2. Determinação do Comprimento de Onda

Os resultados obtidos para o laser de comprimento de onda desconhecido foram 35 trocas de posições das franjas, para o deslocamento de 10 unidades do micrômetro.

4.1.3. Determinação do Índice de Refração

Utilizando novamente o laser de *HeNe*, acopla-se uma câmara de vácuo cujo comprimento é $L = 3\text{ cm}$ no caminho óptico do feixe. A medida que vai se fazendo vácuo dentro da câmara, percebe-se uma

variação nas trocas de posições das franjas. A relação entre essas variações pode ser mostrada na tabela 1.

<i>P (cmHg)</i>	<i>Δm</i>
0,0 ± 0,5	0
10,0 ± 0,5	4
20,0 ± 0,5	8
30,0 ± 0,5	12
40,0 ± 0,5	16
50,0 ± 0,5	20

Tabela 1. Variação do número de franjas conforme varia-se a pressão

4.2. Análise dos Resultados

4.2.1. Calibração do Espelho

Inicialmente, calibra-se o micrômetro utilizando um laser cujo comprimento de onda é conhecido, nesse caso, o laser de hélio-neônio, que tem comprimento de onda $\lambda = 632,8\text{ nm}$. Além disso, utilizando os dados obtidos em 4.1.1. aplicados na equação 1, obtém-se:

$$2\,d = m\,\lambda \Rightarrow d = \frac{m\,\lambda}{2} \Rightarrow d = \frac{29\,632,8 \times 10^{-9}}{2}$$

$$d \approx 9,18\,\mu\text{m}$$

Esse resultado mostra que o espelho sofreu um deslocamento de $9,18\,\mu\text{m}$, quando o micrômetro foi alterado em 10 unidades.

4.2.2. Determinação do Comprimento de Onda

Pode-se então, trocar o laser para um cujo comprimento de onda é desconhecido. Esse comprimento de onda pode ser determinado através da equação 1. Faz-se então, uma variação de 10 unidades no micrômetro, gerando um deslocamento no espelho de $d = 9,17\,\mu\text{m}$, conforme ele foi calibrado. Durante essas variações, mede-se as trocas de posições das franjas que, para o laser, foram de 35 vezes, resultando em:

$$2\,d = m\,\lambda \Rightarrow \lambda = \frac{2\,d}{m} \Rightarrow \lambda = \frac{2\,9,18 \times 10^{-6}}{35}$$

$$\lambda \approx 0,525 \times 10^{-6}\,m = 252\,\text{nm}$$

4.2.3. Determinação do Índice de Refração

Ao adicionar a câmara no caminho óptico do feixe de luz, a variação das posições das franjas passa a depender do meio dentro da câmara, em outras palavras, a medida que se faz vácuo dentro da câmara, o índice de refração do meio muda, isso faz com que o comprimento de onda da luz também seja alterado, ao diminuir a matéria dentro da câmara, a resistência a passagem da luz é menor. Ao mudar o comprimento de onda, os padrões de interferência também mudam.

Nesse sentido, é necessário entender como o comprimento de onda se comporta dentro da câmara à medida que se tira o ar. Antes de retirar o ar da câmara, tem-se que o número de comprimentos de onda $N_i = 2\,L/\lambda_i$, sendo L o comprimento da câmara e λ_i é o comprimento de onda da luz para o meio. Nesse caso, é a parte inicial do problema, o ar ainda não foi retirado da câmara.

Inicialmente, da equação 1, tem-se:

$$N_i = \frac{2\,L}{\lambda_i}$$

Teoricamente, sabe-se que^[4]:

$$\lambda_i = \frac{\lambda_0}{n_i}$$

Resultando em:

$$N_i = \frac{2\,L}{\lambda_0}\,n_i$$

Considerando agora, a câmara no estado final, pode-se descrever o número de onda como sendo:

$$N_f = \frac{2\,L}{\lambda_f} \quad \text{Porém:} \quad \lambda_f = \frac{\lambda_0}{n_f} \Rightarrow N_f = \frac{2\,L}{\lambda_0}\,n_f \quad (3)$$

As variações das posições das franjas, observadas experimentalmente estão relacionadas as diferenças dos comprimentos de onda dos caminhos ópticos que os feixes percorrem, ou seja:

$$\Delta m \propto \Delta n \Rightarrow \Delta n = N_i - N_f \quad (4)$$

Substituindo 2 e 3 em 4, tem-se:

$$\Delta n = \frac{2L}{\lambda_0} (n_i - n_f)$$

Verifica-se experimentalmente que as variações nas posições das franjas surgem como resultado direto da variação dos números de onda, o que nos permite escrever:

$$(n_i - n_f) = \frac{\Delta m \lambda_0}{2L} \quad (5)$$

Lembrando que a mudança no índice de refração de um estado inicial para um estado final, ocorre exclusivamente pelo fato de ter mudado a pressão dentro da câmara. Assim, dividindo ambos os lados da equação 5 pela variação de pressão $P_i - P_f$, associada a mudança nos índices de refração, tem-se:

$$\frac{(n_i - n_f)}{(P_i - P_f)} = \frac{\Delta m \lambda_0}{2L} \frac{1}{P_i - P_f} \quad (6)$$

Considerando o caso inicial como sendo a câmara preenchida com ar e o caso final a câmara completamente com vácuo (caso limite), tem-se que:

$$n_i \rightarrow n_{ar}$$

$$n_f \rightarrow n_{vácuo} \approx 1$$

$$P_i \rightarrow P_{atm} = 76 \text{ mmHg}$$

$$P_f \rightarrow P_{vácuo} = 0$$

Além disso, P_f está relacionado com a pressão marcada pela manômetro, de modo que $P_i - P_f$ dá a pressão absoluta da câmara P_{abs} .

Fazendo essas considerações em 6, obtém-se:

$$\frac{n_{ar} - 1}{P_{atm} - 0} = \frac{\lambda_0 \Delta m}{2L} \frac{1}{P_{abs}} \Rightarrow n_{ar} = \frac{\lambda_0 \Delta m}{2L} \frac{P_{atm}}{P_{abs}} + 1 \quad (7)$$

Que é a equação que possibilita calcular o índice de refração do ar.

Utilizando os dados da tabela 1, pode-se construir um gráfico expressando a relação entre a variação da posição das franjas Δm e a pressão absoluta P_{abs} . Conforme mostrado na figura 8.

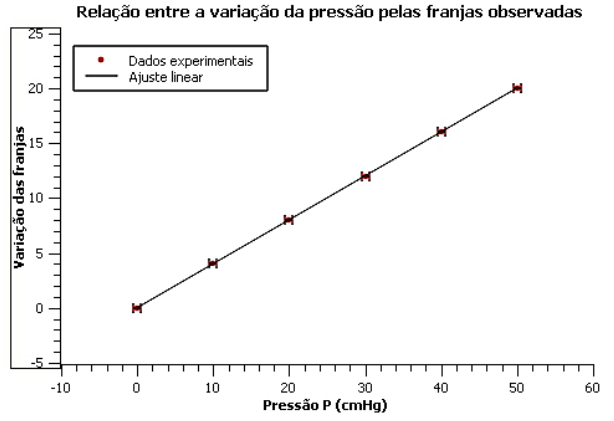


Figura 8. Curva experimental ajustada relacionando a variação de pressão com a variação das franjas

Percebe-se que:

$$\tan \theta = \frac{\Delta m}{P_{abs}} \quad (8)$$

Onde θ é o ângulo que a reta do gráfico faz com o eixo x. Isso permite reescrever a equação 7, como sendo:

$$n_{ar} = \frac{\lambda_0}{2L} P_{atm} \tan \theta + 1 \quad (9)$$

Calculando $\tan \theta$ pela equação 8, obtém-se:

$$\tan \theta = 0,4 \quad (10)$$

Além disso, sabe-se que:

$$\begin{cases} \lambda_0 = 632,8 \times 10^{-9} \text{ m} \\ L = 0,03 \text{ m} \\ P_{atm} = 76 \text{ cmHg} \end{cases} \quad (11)$$

Substituindo 10 e 11 em 9, resulta:

$$n_{ar} = 1,0003206 \quad (12)$$

Sabe-se que o valor teórico do índice de refração do ar é 1,00045, assim, o desvio percentual é dado por:

$$\Delta = \left| \frac{n_{ar \text{ teórico}} - n_{ar \text{ experimental}}}{n_{ar \text{ teórico}}} \right| \times 100$$

$$\Delta = 0,013 \%$$

5. Conclusão

Numa análise mais rigorosa, percebe-se que alguns fatores não podem ser desprezados na conclusão final da análise dos dados. Alguns desses fatores são a qualidade do vídeo, o erro humano na imprecisão da medição dos dados e principalmente o fato das medidas serem extremamente minuciosas de modo que, qualquer flutuação cause drásticas alterações nos resultados. Inúmeros são os fatores que podem atuar como interferências no experimento, mesmo fazendo o máximo para evitá-los.

Todavia, os dados obtidos neste experimento não extraviaram as tolerâncias admitidas. O índice de refração do ar se aproximou muito do valor teórico considerado pela comunidade científica, razão pela qual o desvio percentual foi extremamente baixo mediante as medições que foram realizadas nas condições experimentais.

6. Referências Bibliográficas

- [1] TIPLER, Paul A.; LLEWELLYN, Ralph A.. **Física Moderna**. 6. ed. Rio de Janeiro: Ltc, 2019. 487p.
- [2] NUSSENZVEIG, Herch Moysés. **Ótica, Relatividade e Física Quântica**: curso de física básica. 2. ed. São Paulo: Bluncher, 2017. 359 p.
- [3] INSTRUCTION Manual and Experiment Guide for the PASCO scientific Model OS-8501: **Interferometer**. Roseville, Ca: Pasco, 1987. 18 p.
- [4] FREJLICH, Jaime. **Óptica**. São Paulo: Oficina de Textos, 2011. 248 p.