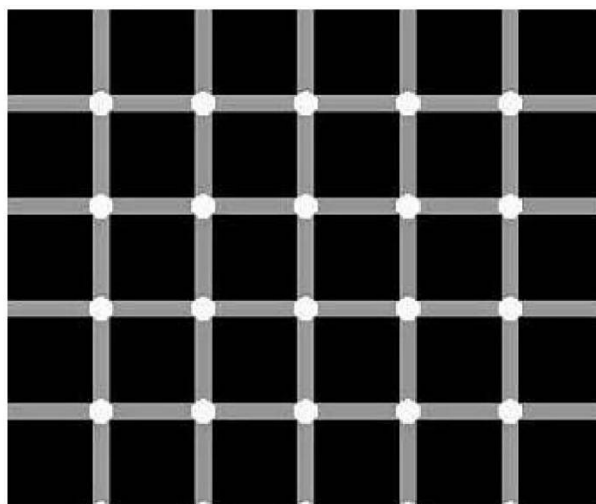
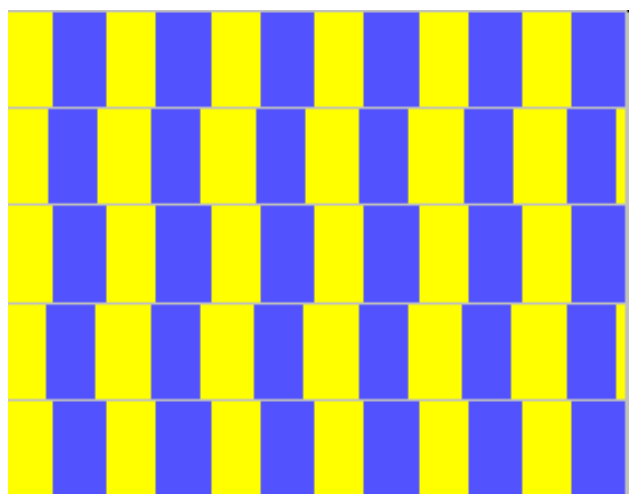
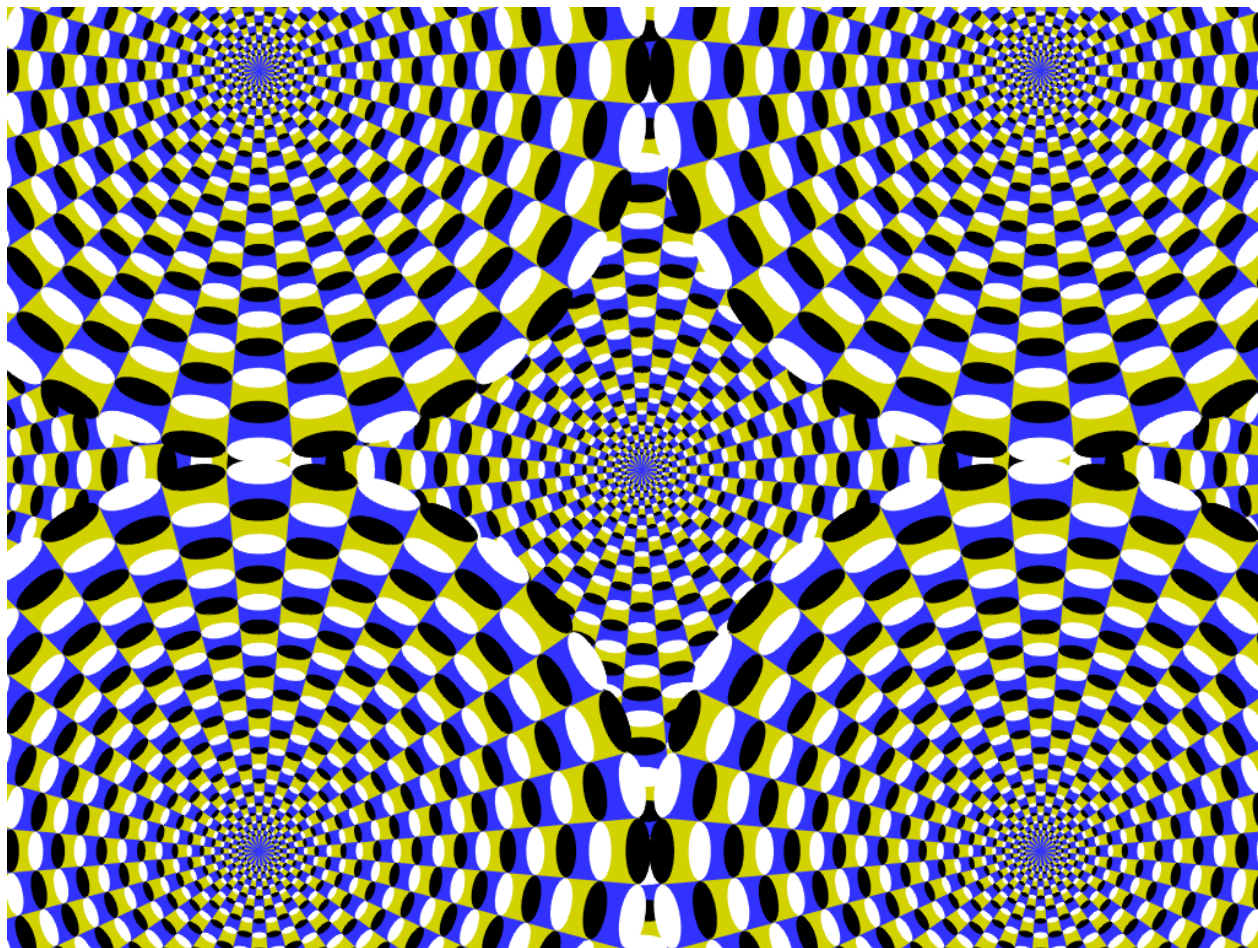




LABORATÓRIO DE ÓPTICA



Laboratório de Óptica

São Carlos

2015

Material impresso e encadernado no setor gráfico
do Instituto de Física de São Carlos

Prefácio

Esse conjunto de roteiros para experimentos em óptica foi elaborado tendo como base uma versão dos roteiros escritas previamente pelo Prof. Luis Gustavo Marcassa e pelo então doutorando Fernando Fernandes Paiva. Uma versão estendida foi escrita em 2008, passando por uma revisão em 2009. Nesta versão, os roteiros foram totalmente reformulados e reformatados pelo então estudante de graduação Tiago Barbin Batalhão sob nossa supervisão. Além disso, um conjunto de introduções teóricas foi adicionado. O conteúdo correspondia a um curso de 12 aulas, o que se encaixava dentro de um semestre letivo com aulas semanais. Em 2012 os roteiros foram condensados e reformulados pelo Prof. Paulo Barbeitas Miranda para um curso semestral com aulas quinzenais (6 experimentos), com ênfase nos tópicos mais relacionadas ao curso de bacharelado em Química. No entanto, os roteiros foram escritos de modo independente (incluindo a numeração de páginas) o que permite suprimir ou mesclar alguns tópicos de acordo com a carga horária e o interesse do ministrante. No modo de ver dos autores, os experimentos e conceitos discutidos neste material formam a base de conhecimentos em óptica que estudantes das áreas de ciências exatas devem adquirir para se capacitar adequadamente para atuar tanto na área de científica quanto tecnológica.

É importante salientar que para o bom desenvolvimento da prática o estudante deve estar familiarizado com os fundamentos teóricos envolvidos nos experimentos. Para isso, além das introduções teóricas apresentadas é fundamental consultar a bibliografia especializada.

Eduardo Ribeiro de Azevedo e
Luiz Antônio de Oliveira Nunes

ÍNDICE DE ROTEIROS

1. Refração e Reflexão da Luz em Superfícies Planas _____	1
2. Espelhos e Lentes Esféricas _____	17
3. Polarização: Lei de Malus, Atividade Óptica e Birrefringência _____	37
4. Interferência de Ondas Planas _____	59
5. Difração _____	73
6. Espectroscopia Óptica _____	89

1 – Reflexão e Refração da luz em superfícies planas

Nesta prática serão estudados os fenômenos de reflexão e refração da luz em superfícies planas, verificando as leis da óptica geométrica, que descrevem tais processos. Será abordado o princípio de Fermat, as leis de Reflexão e Refração (lei de Snell), reflexão interna total, e a ótica de um prisma.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento, o aluno deverá consultar o professor.

Importante: Neste experimento será utilizado um laser. Cuidado para não direcioná-lo para seu olho ou para o olho dos demais em sala!!!

I. Leis da Refração e Reflexão

Quando um feixe de luz passa de um meio material transparente para outro, parte da luz é refletida na interface entre os meios e parte entra no segundo meio. A figura 1 mostra dois meios transparentes e sua interface. Cada um dos meios é caracterizado por um parâmetro adimensional denominado índice de refração. Os ângulos de reflexão α e refração β são obtidos a partir de leis que garantem que:

- O raio refletido e o refratado estão no mesmo plano definido pelo raio incidente e a normal à interface no ponto de incidência, que é chamado de plano de incidência.
- O ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão.
- Os ângulos de incidência e refração estão relacionados pela lei de Snell:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad (1)$$

- A intensidade da luz refletida ou refratada depende da diferença de índices de refração entre os meios e do ângulo de incidência (os coeficientes de transmissão e reflexão são dados pelas equações de Fresnel). Um caso particular simples é o de incidência normal em um meio não absorvedor; a fração de luz refletida na interface é dada por:

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2)$$

A fração de luz transmitida é obviamente $T = 1 - R$, uma vez que não estamos considerando a absorção do meio. Para o caso do vidro silicato ($n \approx 1,5$), a intensidade refletida é cerca de 4 % do total.

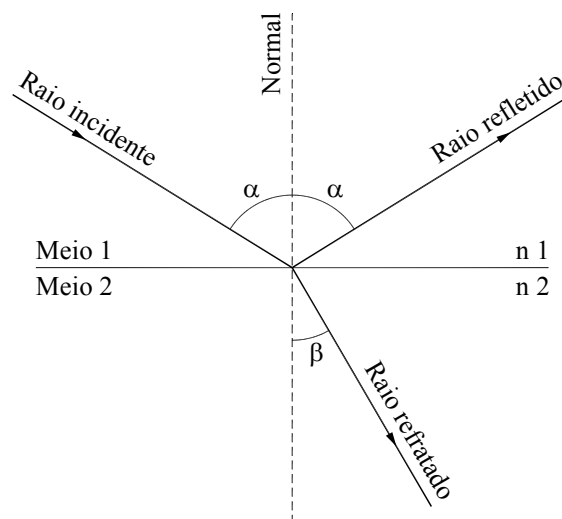


Figura 1 – Reflexão e refração de um feixe de luz na interface de dois meios transparentes.

As leis de reflexão e refração, do modo como foram expostas são aqui, foram baseadas em resultados experimentais. Entretanto, elas podem ser deduzidas a partir de princípios mais fundamentais da óptica, que são o princípio de Huygens e o princípio de Fermat. Veremos a seguir o Princípio de Fermat e mostraremos como utilizá-lo para deduzir as leis de reflexão e refração.

II. Princípio de Fermat

O princípio de Fermat também é conhecido como “princípio do menor tempo”. O conteúdo do princípio é:

“A luz, para caminhar de um ponto A até um ponto B, o faz por um caminho tal que o tempo gasto seja mínimo”.

Esse princípio está intimamente ligado à técnica matemática do cálculo variacional: o caminho percorrido pela luz é aquele cujo tempo gasto não se altera (em primeira ordem) se o caminho for levemente alterado. Nas situações usuais de reflexão e refração, o extremo será um mínimo, o que justifica o termo “princípio do menor tempo”. É útil introduzir aqui o conceito de caminho óptico, que é igual ao produto entre a distância percorrida pela luz e o índice de refração local. Minimizar o tempo equivale a minimizar o caminho óptico.

Para ver como esse princípio leva às leis de reflexão, vamos considerar a figura 2 e calcular o caminho óptico para ir do ponto A ao observador B em função da variável x (o ponto onde há a reflexão), e achar o valor x_0 que o minimiza.

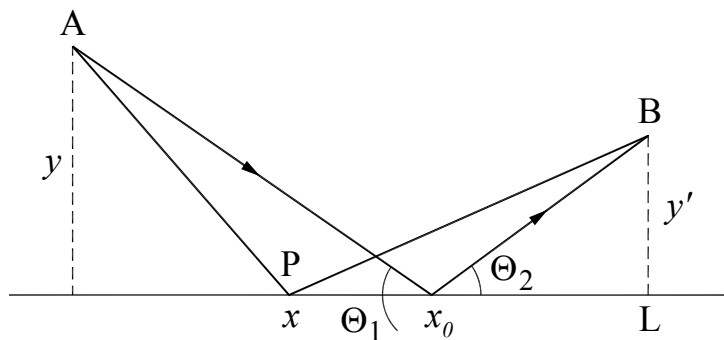


Figura 2 – Diagrama geométrico mostrando o uso do princípio de Fermat para deduzir a lei de reflexão

O caminho óptico de A a B, passando por P (ou seja, sofrendo uma reflexão) é:

$$[APB] = n\left(\sqrt{x^2 + y^2} + \sqrt{(L-x)^2 + y'^2}\right) \quad (3)$$

O princípio de Fermat diz que a derivada (com relação a x) dessa expressão, calculada para $x = x_0$, é igual à zero:

$$\frac{d}{dx}[APB] = n \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2 + y'^2}} \right) \quad (4)$$

Para a derivada acima ser igual a zero é preciso que:

$$\frac{x_o}{y} = \frac{L-x_o}{y'} \quad (5)$$

Pela figura, vemos que o lado esquerdo é igual a $\tan \theta_1$ e o lado direito é igual a $\tan \theta_2$. Ou seja, $\tan \theta_1 = \tan \theta_2$, logo:

$$\theta_1 = \theta_2 \quad (6)$$

Isso demonstra a lei de reflexão.

Para demonstrar a lei de refração (lei de Snell), será utilizado o esquema da figura 3:

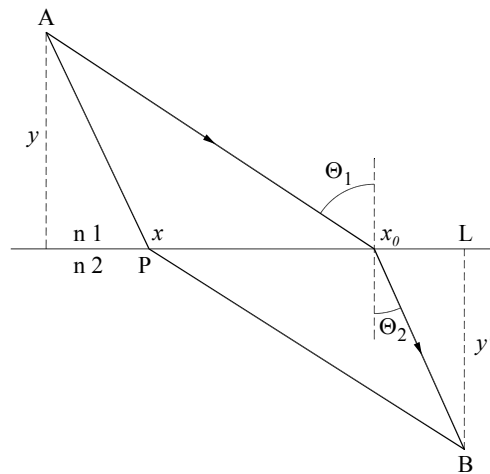


Figura 3 – Uso do princípio de Fermat para deduzir a lei de refração (lei de Snell)

O caminho óptico entre A e B, passando por P (ou seja, sofrendo uma refração) é:

$$[APB] = n_1 \sqrt{x^2 + y^2} + n_2 \sqrt{(L-x)^2 + y'^2} \quad (7)$$

Seguindo o mesmo procedimento anterior:

$$\frac{d}{dx}[APB] = \frac{n_1 x}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{n_2(L-x)}{\sqrt{(L-x)^2 + y^2}} \quad (8)$$

A equação 8 só pode ser igual a zero se:

$$n_1 \left(\frac{x_o}{\sqrt{x_o^2 + y^2}} \right) = n_2 \left(\frac{L-x_o}{\sqrt{(L-x_o)^2 + y^2}} \right) \quad (9)$$

O parêntesis do lado esquerdo é igual a $\sin \theta_1$ e o parêntesis do lado direito é igual a $\sin \theta_2$. Ou seja:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (10)$$

Isso prova a lei de Snell.

III. Reflexão interna total

Vamos considerar uma situação em que o raio de luz caminha em um meio de índice de refração n_i e atravessa para um meio de índice de refração n_r onde $n_i > n_r$, por exemplo do vidro para o ar. Neste caso, pela lei de Snell, o ângulo de refração θ_r será maior que o ângulo de incidência θ_i . Logo existe um ângulo de incidência θ_i menor que 90° para o qual o ângulo de refração θ_r é igual a 90° . Se aumentar o ângulo de incidência além deste valor não haverá raio refratado, isto é, toda a luz será refletida. Esse efeito é chamado de reflexão interna total. O ângulo θ_c tal que $n_i \sin \theta_c = n_r \sin(90^\circ)$ é chamado ângulo crítico, sendo dado por $\theta_c = \arcsin(n_r / n_i)$.

O fenômeno da reflexão interna total é utilizado em várias aplicações. A mais comum é o confinamento de luz em um meio, que é o princípio básico de funcionamento de

uma fibra óptica. Em uma fibra óptica a luz sofrendo múltiplas reflexões internas no interior de um fibra de vidro propaga-se por grandes distâncias.

IV. Desvio angular provocado por prismas

Ao passar por um prisma, um raio luminoso sofre uma refração ao penetrar na face em que está incidindo e outra ao emergir na outra face. Estas duas faces são inclinadas por um certo ângulo, de forma que o desvio produzido pela refração na primeira face é ampliado pela refração na segunda, da forma mostrada na figura 4.

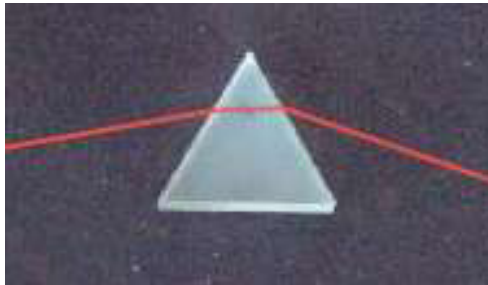


Figura 4 – Fotografia mostrando a refração e reflexão de raios de luz laser em um prisma.

O raio emergente apresenta um desvio dado pelo ângulo δ com relação ao raio incidente, ver figura 5. Girando o prisma continuamente em torno de um eixo normal ao prisma, esse ângulo δ decresce até alcançar um valor mínimo e, então, volta a aumentar. O ângulo de incidência para o qual δ assume seu menor valor é conhecido como ângulo de desvio mínimo, θ_m . Assim, o nosso objetivo seria em princípio relacionar o desvio do feixe δ com o ângulo de incidência θ_1 e em seguida achar para qual ângulo de incidência esse desvio é mínimo. No entanto, é mais simples relacionar δ com o ângulo de refração na primeira superfície θ_2 e como θ_1 e θ_2 estão relacionados diretamente por uma relação constante, lei de Snell, minimizar δ em relação a θ_2 é o mesmo que minimizar em relação a θ_1 . Portanto, nas linhas que se segue iremos relacionar δ com o ângulos θ_2 e então fazer minimização em relação a este ângulo.

A figura 5 mostra um prisma isóscele. O desvio sofrido pelo feixe é dado pelo ângulo entre as direções inicial e final do raio, o ângulo de desvio δ vale:

$$\delta = \theta_1 + \theta_4 - \theta_2 - \theta_3 \quad (11)$$

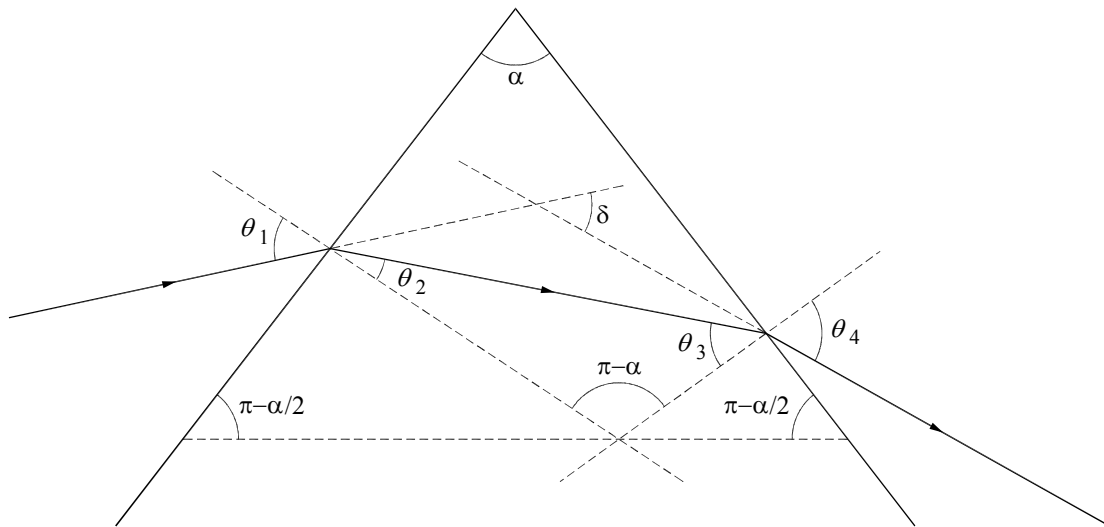


Figura 5 – Esquema de refração da luz em um prisma isósceles.

Vemos também que:

$$\theta_2 + \theta_3 = \alpha \quad (12)$$

Ou seja:

$$\delta = \theta_1 + \theta_4 - \alpha \quad (13)$$

Aplicando a lei de Snell nas duas refrações:

$$\sin \theta_2 = \frac{1}{n} \sin \theta_1 \quad (14a)$$

$$\sin \theta_4 = n \sin \theta_3 \quad (14b)$$

Substituindo θ_3 da equação 12 na equação 14b:

$$\sin \theta_4 = n \sin(\alpha - \theta_2) \quad (15)$$

O desvio total agora se escreve como:

$$\delta = \arcsin(n \sin \theta_2) + \arcsin(n \sin(\alpha - \theta_2)) - \alpha \quad (16)$$

A derivada dessa expressão com relação a θ_2 é:

$$\frac{d\delta}{d\theta_2} = \frac{n \cos \theta_2}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta_2}} - \frac{n \cos(\alpha - \theta_2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\alpha - \theta_2)}} \quad (17)$$

O desvio mínimo ocorre quando a derivada acima for igual a zero. Para que isso aconteça, é preciso que $\theta_2 = \alpha - \theta_2$, ou seja, $\theta_2 = \alpha / 2$. Logo:

$$\sin \theta_1 = n \sin(\alpha / 2) \quad (18)$$

Da a equação 12 resulta que $\theta_3 = \alpha / 2$, ou seja, $\theta_2 = \theta_3$. Utilizando esse resultado nas equações 14a e b conclui-se que:

$$\theta_1 = \theta_4 \quad (19)$$

Na situação de desvio mínimo, os ângulos de incidência e de saída são iguais, ou seja, o feixe atravessa o prisma paralelamente a uma das faces.

A condição de desvio mínimo em um prisma, como o próprio nome já indica, é a situação que provoca a menor alteração na direção do feixe ao atravessar o prisma.

V. Decomposição da luz por prismas

O índice de refração n de um material varia ligeiramente com o comprimento de onda da luz. Na maioria dos materiais o índice de refração diminui à medida que o comprimento de onda aumenta. Este fenômeno recebe o nome de dispersão. No de materiais transparentes, por exemplo alguns tipos de vidro, a relação entre o índice de refração com comprimento de onda pode se prevista usando a fórmula de Cauchy, dada por:

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} \quad (20)$$

Onde os coeficientes a e b dependem do tipo de vidro. Na tabela abaixo estão mostrados os valores dos coeficientes a e b para alguns materiais vítreos.

Tabela dos coeficientes da fórmula de Cauchy para alguns tipos de vidros

Material	a	b (μm^2)
Sílica Fundida	1,4580	0,00354
Vidro borossilicato (BK7)	1,5046	0,00420
Vidro crown (K5)	1,5220	0,00459
Vidro crown de bário (BaK4)	1,5690	0,00531
Vidro flint de bário (BaF10)	1,6700	0,00743
Vidro flint denso (SF10)	1,7280	0,01342

Na figura 6 está mostrado o comportamento do índice de refração para diversos vidro ópticos comerciais.

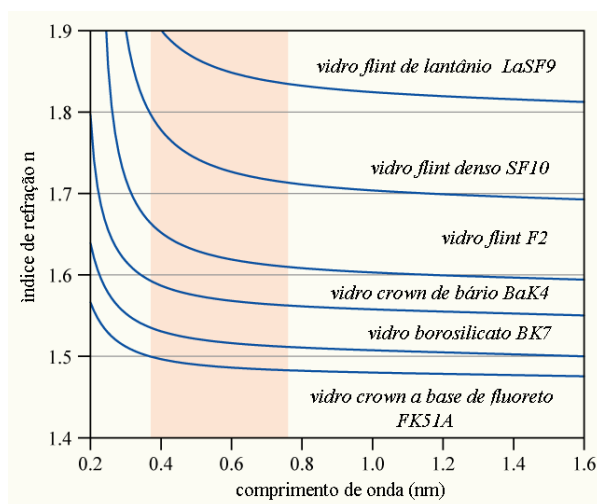


Figura 6 - Índice de refração como função do comprimento de onda para vários tipos de vidro.

Vimos que em um prisma o desvio de um feixe de luz ao atravessá-lo depende do índice de refração do material que o constitui, que por sua vez varia com o comprimento de onda. Isso faz com que feixes de luz de diferentes cores, ou seja, diferentes comprimentos de onda, sofram desvios distintos. Assim se um feixe de luz policromático incidir em um prisma ele será separado em vários feixes com comprimentos de onda correspondentes aqueles presentes na luz incidente (como acontece no arco íris). Este efeito é denominado

decomposição espectral da luz e está mostrado na figura 7 para luz branca incidindo em um prisma.



Figura 7 - Ilustração da decomposição espectral de um feixe de luz branca por um prisma de vidro.

A principal aplicação dos prismas é para decompor a luz permitindo a análise de sua composição espectral (conjunto de cores que constituem a luz incidente). De fato, quando devidamente caracterizado, ou seja, conhecendo a dependência do índice de refração do material do prisma com o comprimento de onda, o prisma pode ser utilizado como o elemento dispersor em um instrumento para medir a composição espectral de um feixe luminoso, ou seja, um espectrômetro óptico. Tais instrumentos baseados na dispersão por prismas possuem um poder de dispersão maior na região do ultravioleta-visível e quase nenhuma na região do infravermelho. A razão desse comportamento pode ser entendida analisando a Figura 6, onde se nota que a variação do índice de refração como função de λ é muito pequena para comprimentos de onda maiores de $1 \mu\text{m}$. Outra característica dos espectrômetros de prisma é que a maioria trabalha com o prisma na configuração de desvio mínimo. Em princípio, isso pode parecer um contra-senso, já que na condição de desvio mínimo a dispersão do feixe é a menor possível. No entanto, o uso da condição de desvio mínimo minimiza efeitos de distorção na forma do feixe e melhorando a resolução do instrumento construído.

Experimentos

Em todos os experimentos realizados os índices de refração encontrados deverão ser comparados com valores tabelados. Sempre manuseie os componentes ópticos com cuidado, pelas bordas ou superfícies rugosas, para evitar sujar suas superfícies polidas.

1. Reflexão interna total em um bloco de acrílico semicircular

Neste experimento, vamos considerar a luz se propagando de um meio com maior índice de refração para outro de menor índice de refração. Nesse caso, conforme o ângulo de incidência aumenta atinge-se um ponto onde nenhuma luz é transmitida para o meio de índice de refração menor. Este ângulo, em particular, é chamado ângulo crítico (θ_C). Para ângulos maiores que θ_C , toda luz é refletida com um ângulo igual ao ângulo de incidência, como ilustrado na figura 8c.

a) Coloque uma folha de papel sobre a mesa goniométrica fixando-a com a ajuda de alfinetes. Em seguida ajuste o laser de modo que o feixe incida exatamente no centro da mesa goniométrica (ponto O da figura 8a). Utilize alfinetes para acompanhar e marcar a trajetória do feixe de luz laser após o ponto O. Coloque um bloco de acrílico semicircular sobre a folha de modo que o centro da face plana do bloco coincida com o ponto O, e que o laser incida perpendicularmente à face plana do bloco. Nessas condições, o feixe refletido na face plana deve voltar em direção à abertura do laser (um pequeno desvio na vertical é aceitável) e o feixe transmitido não deve ser desviado (para isso, ajuste a posição lateral do bloco). Fixe o bloco no papel utilizando alfinetes e desenhe seu contorno a lápis.

b) Gire a mesa goniométrica e faça o feixe do laser incidir como na figura 8b. Determine então a trajetória do raio incidente e refratado pelo bloco; para fazer isso, marque a trajetória dos raios no papel com a ajuda de alfinetes, tal como ilustrado na figura 8 e 9 (que mostram quatro alfinetes). Analise a trajetória seguida pelos raios utilizando a lei de refração.

c) Faça o traçado de raios no papel e determine os ângulos de incidência e refração, θ_1 e θ_2 para 3 ângulos de incidência distintos menores que 40 graus.

d) Repita os itens b) e c) para o feixe incidindo na face plana (como na figura 8a), mas com 3 ângulos de incidência diferentes. Use outros quadrantes da folha para não confundir com os traçados do item c). Utilizando a lei de Snell calcule o índice de refração do bloco e seu desvio padrão (use suas 6 medidas).

e) Gire lentamente o bloco até que o feixe refratado saia rasante à face plana do bloco semicircular (como na figura 8c). Determine as trajetórias dos raios para esta situação. Observe e discuta a reflexão interna total que acontece se o bloco é girado além deste ponto.

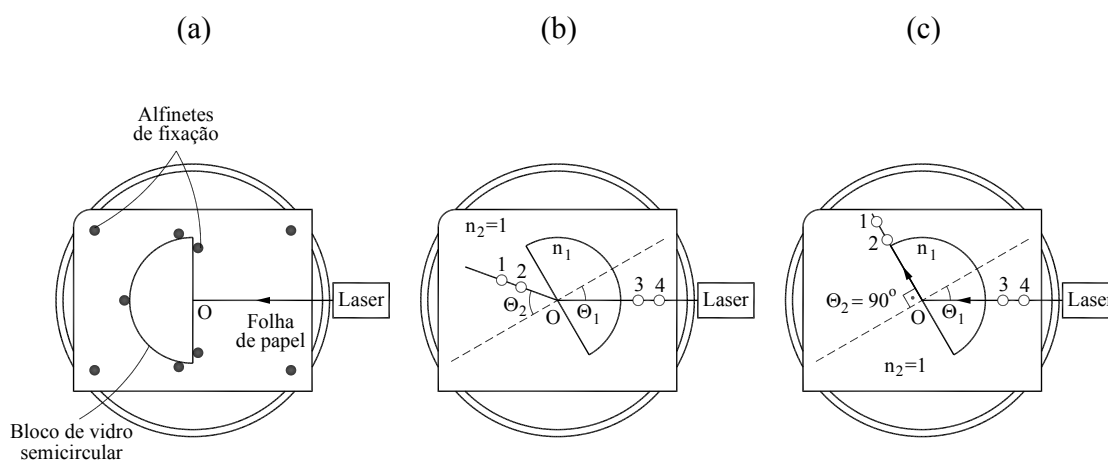


Figura 8 – (a) Fixação do bloco semicircular na mesa goniométrica; (b) Trajetória do feixe de luz; (c) Trajetória no caso de refração rasante. Para ângulos de incidência ligeiramente maiores que o indicado em (c) observa-se a reflexão interna total.

Na condição em que se atinge o ângulo crítico $\theta_i = \theta_c$ tem-se que o ângulo de refração θ_2 é 90° . Assim, na situação ilustrada na figura 7c, o ângulo crítico é dado por:

$$\sin \theta_c = 1/n \quad (21)$$

Onde n é o índice de refração do bloco de acrílico.

f) Faça uma medida direta do ângulo crítico, θ_c , e estime o seu erro. A partir destes dados estime o índice de refração do bloco e o erro associado. Compare os valores obtidos para o índice de refração através da medida do ângulo crítico e da Lei da Refração.

Determinação dos ângulos de incidência e refração

<i>Incidência pelo bloco</i>		<i>Incidência pelo ar</i>	
θ_1	θ_2	θ_1	θ_2
$n \pm \Delta n =$			

Determinação do ângulo crítico

$\theta_c \pm \Delta\theta_c$ (medida direta)	$n \pm \Delta n$

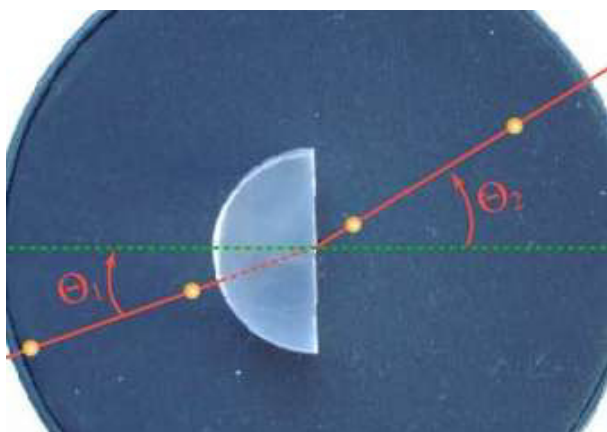


Figura 9 –Fotografia do experimento, mostrando os alfinetes que permitem determinar a direção dos raios.

2. Ângulo de desvio mínimo em um prisma

a) Coloque uma folha de papel sobre a plataforma goniométrica e fixe-a usando alfinetes. Marque o centro da mesa com um alfinete (ponto O) e incida um raio de luz laser de modo a interceptá-lo.

b) Retire o alfinete que marca o ponto O, marque com caneta o seu contorno e coloque um prisma equilátero sobre a folha de papel. Fixe-o com alfinetes e trace os contornos do prisma no papel. A marca existente na superfície opaca do prisma deve

coincidir com o centro de rotação da mesa (ponto O). Em seguida, gire a plataforma de forma que o feixe de luz incidente reflita na primeira face do prisma e volte sobre si mesmo (retro-reflexão). Quando isso acontece, a incidência do feixe é perpendicular à face. Marque essa direção com dois alfinetes (normal à face).

c) Gire a plataforma de modo a ter um ângulo de incidência θ . Identifique o feixe emergente na superfície oposta à incidência, ver figura 10. Gire a plataforma de modo a variar o ângulo θ . Assim, você verá o feixe emergente do prisma mover-se em uma determinada direção. Em um determinado instante, este movimento cessará e, embora você continue girando a plataforma na mesma direção, o feixe de luz começará a se mover na direção contrária. O momento em que o movimento cessa define o ângulo de desvio mínimo, δ_m . É importante notar que uma vez cessado o movimento do feixe emergente é possível girar a plataforma de alguns graus sem que se perceba nenhum deslocamento do feixe, o que reflete uma fonte de erro para suas medidas. Para obter uma medida mais precisa, mediremos o ângulo para o qual o movimento cessa, θ_m^1 , e o ângulo para o qual o movimento recomeça, θ_m^2 . O ângulo θ_m será determinado, então, pelo valor médio dos ângulos θ_m^1 e θ_m^2 , ou seja:

$$\theta_m = \frac{\theta_m^1 + \theta_m^2}{2} \quad (20)$$

d) Use alfinetes para determinar a direção do feixe emergente no prisma nas condições onde são obtidos os ângulos θ_m^1 e θ_m^2 . Após isso, trace a trajetória dos raios no papel e a reta normal a superfície do prisma e determine os ângulos θ_m^1 e θ_m^2 . A partir destes resultados, utilize a equação 18 (com $\theta_1 = \theta_m$) para determinar o índice de refração do prisma. Estime os erros em seus cálculos, considerando o erro na determinação do ângulo como sendo $\Delta\theta_m = \frac{\theta_m^1 - \theta_m^2}{2}$.

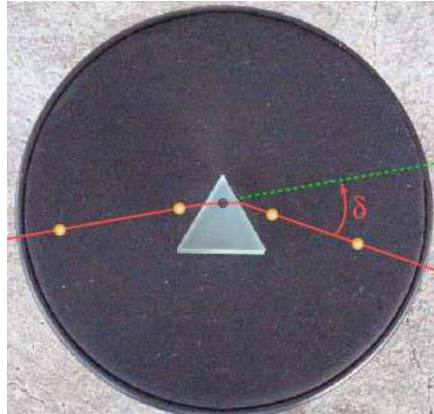


Figura 10 – Fotografia do experimento, mostrando os alfinetes que permitem determinar a direção dos raios.

Ângulo de desvio mínimo em prismas

Prisma de vidro	
θ_m^1	
θ_m^2	
$\Delta\theta_m$	
θ_m médio	
$n \pm \Delta n$	

O método anterior pode ser utilizado para determinar o índice de refração de líquidos. Para isso, basta que o prisma seja substituído por um prisma oco preenchido com o líquido que se deseja medir o índice de refração.

2 – Espelhos e Lentes Esféricas

Nesta prática, vamos continuar a explorar a ótica geométrica, estudando os espelhos e lentes esféricas, que são utilizados na formação de imagens óticas.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento, o aluno deverá consultar o professor, o monitor ou o técnico do laboratório para esclarecimentos.

Importante: Neste experimento será utilizado um laser. Cuidado para não direcioná-lo para seu olho ou para o olho dos demais em sala!!!

I. Espelhos côncavos e convexos

Os espelhos esféricos podem ser de dois tipos: côncavos ou convexos. No espelho côncavo, a superfície refletora é a parte interna de uma esfera, enquanto no espelho convexo é a parte externa. Todo espelho esférico é caracterizado pelo raio de curvatura, pelo centro de curvatura e pelo vértice (que é um ponto no próprio espelho). O eixo óptico liga o centro de curvatura ao vértice.

Todo raio de luz paralelo ao eixo óptico reflete passando por um ponto sobre o eixo óptico, entre o centro de curvatura e o vértice, chamado de foco, desde que a distância entre o raio e o eixo óptico não for muito grande comparada com o raio de curvatura. Essa aproximação é chamada de *aproximação paraxial*. Fora da aproximação paraxial, os raios paralelos ao eixo óptico não se cruzam todos no mesmo ponto, gerando a aberração esférica, que é tanto pior quanto maior a distância entre o raio e o eixo óptico. Por isso, temos que limitar a abertura do espelho a não mais do que cerca de 10° (essa é a chamada condição de nitidez de Gauss).

II. Distância focal de um espelho esférico

A localização do foco é muito importante para a óptica, mais do que a localização do centro de curvatura. Vamos então deduzi-la para um espelho esférico. A figura 1 mostra dois raios (AB e A'B') paralelos ao eixo óptico. O centro de curvatura é C, o vértice é O, e o foco é o ponto F. Os ângulos ABC e OCB são alternos internos,

portanto iguais. O segmento BC é normal ao espelho, e portanto decorre das leis de reflexão que os ângulos ABC e CBF também são iguais. Logo, o triângulo CBF é isóscele, e os segmentos FC e FB têm o mesmo comprimento. Aplicamos então a lei dos cossenos nesse triângulo:

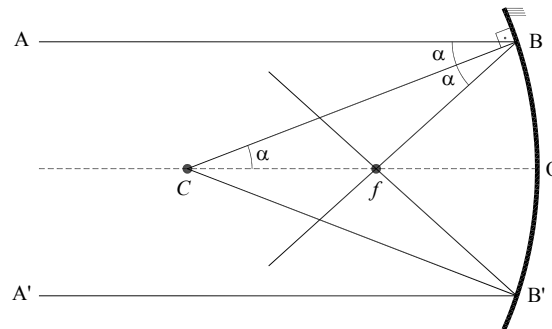


Figura 1 – Dois raios paralelos ao eixo óptico se encontrando no foco de um espelho esférico.

$$2(FC)^2(1 + \cos 2\alpha) = (CB)^2 \quad (1)$$

Vemos claramente dessa expressão que a posição do foco depende de α , que depende da distância do raio ao eixo óptico, o que gera a aberração esférica. Na aproximação paraxial, o ângulo α é pequeno, então fazemos $\cos(2\alpha) \approx 1$ para chegar a:

$$2(FC) = CB \quad (2)$$

Mas CB é simplesmente o raio R de curvatura. A distância focal f é igual a OF (distância entre o espelho e o foco). Logo:

$$f = \frac{R}{2} \quad (3)$$

O foco é o ponto médio entre o centro de curvatura e o vértice.

III. Determinação da imagem formada por um espelho esférico (método geométrico)

Para determinar a posição da imagem formada por um espelho plano, um método é desenhar alguns raios de luz que saem desse objeto e verificar como esses

raios são refletidos e onde eles voltam a se encontrar. Fazer isso com um raio em uma direção arbitrária não é prático, mas existem alguns raios que são simples de saber como serão refletidos:

- O raio que incide no espelho descrevendo uma trajetória paralela ao eixo óptico é refletido de forma a passar pelo foco. Isso foi provado na seção anterior (dentro da aproximação paraxial).
- O raio focal, que incide no espelho passando pelo foco, é refletido paralelamente ao eixo óptico. Essa situação é oposta à primeira, e deriva do princípio da reversibilidade dos raios de luz.
- O raio central, que incide no espelho passando pelo centro de curvatura, é refletido sobre si mesmo. Isso ocorre porque qualquer reta passando pelo centro de curvatura é normal ao espelho.
- O raio que incide sobre o vértice do espelho é refletido de forma tal que o ângulo de reflexão seja igual ao ângulo de incidência (como em um espelho plano).

Com essas regras, podemos determinar a imagem de qualquer ponto traçando quaisquer dois desses raios. Algumas vezes, no entanto, os raios em si não se encontram, mas apenas o prolongamento deles para a região atrás do espelho. Quando isso ocorre, a imagem é dita *virtual*. Caso contrário, a imagem é *real*.

IV. Determinação da imagem formada por um espelho esférico (método algébrico)

Existe também uma maneira algébrica, isto é, através de equações, para descobrir a posição e a imagem formada por um espelho esférico. Vamos inicialmente considerar o caso mostrado na figura 2, de um objeto colocado antes do centro de curvatura de um espelho côncavo.

A distância AO do objeto ao espelho será simbolizada por s , a distância A'O da imagem ao espelho por s' , e a distância FO entre o foco e o espelho por f . O tamanho AB do objeto será simbolizado por o , e o da imagem A'B' por o' . No entanto, como a imagem nesse caso é invertida, vamos considerar o' negativo.

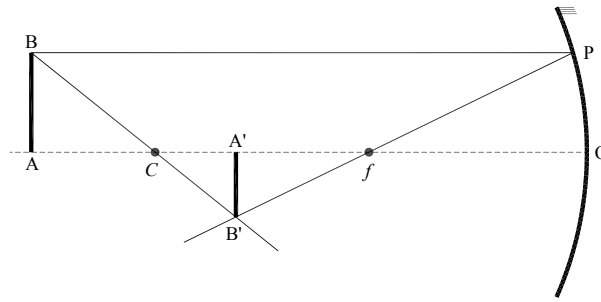


Figura 2 – Objeto AB colocado a frente de um espelho côncavo de vértice O, centro C e foco F, formando a imagem A'B'.

Na aproximação paraxial, podemos considerar que O e P estão na vertical, desprezando o efeito da curvatura do espelho no deslocamento de P ao longo do eixo ótico. Então vemos que há dois pares de triângulos congruentes: $\Delta BPB' \sim \Delta CFB'$ e $\Delta FA'B' \sim \Delta FOP$. Da congruência de cada um, obtemos as seguintes relações:

$$\frac{s}{o - o'} = \frac{f}{-o'} \quad (4a)$$

$$\frac{-o'}{s - f} = \frac{o}{f} \quad (4b)$$

Essas duas equações agora podem ser resolvidas para s' em termos de s e f , eliminando o e o' . O resultado é:

$$\frac{1}{s'} = \frac{1}{f} - \frac{1}{s} \quad (5)$$

Essa expressão é normalmente escrita na seguinte forma:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \quad (6)$$

Com esse resultado, podemos voltar na equação 4b e calcular o tamanho da imagem:

$$M = \frac{o'}{o} = -\frac{s'}{s} \quad (7)$$

onde M é a chamada magnificação (ou ampliação) da imagem.

As equações 6 e 7 permitem calcular a posição e o tamanho da imagem formada. Para utilizá-las, é necessário seguir a seguinte convenção de sinais:

- A distância s de um objeto real ao espelho é sempre positiva.
- A distância s' entre a imagem e o espelho é positiva se a imagem é real (isto é, quando fica do mesmo lado do espelho que o objeto) ou negativa se a imagem é virtual (isto é, quando fica do lado oposto do espelho).
- A distância focal f e o raio de curvatura R são positivos para espelhos côncavos e negativos para espelhos convexos.
- O tamanho o do objeto é sempre positivo.
- O tamanho o' da imagem é positivo se a imagem é direita (isto é, quando fica no mesmo sentido do objeto) ou negativa se a imagem é invertida (isto é, quando fica no sentido oposto ao do objeto).

Podemos sumarizar essa convenção na seguinte tabela:

Tabela 1 – Convenção de sinais para espelhos esféricos.

Parâmetro	Sinal positivo	Sinal negativo
Raio (R) e foco (f)	Espelho côncavo	Espelho convexo
Distância do objeto (s)	Objeto real	–
Distância da imagem (s')	Imagem real	Imagem virtual
Tamanho do objeto (o)	Objeto	–
Tamanho da imagem (o')	Imagem direita	Imagem invertida

V. Tipos de imagens formadas

Agora que sabemos como formar imagens, vamos estudar as imagens que são formadas em alguns casos.

Para espelhos côncavos, há 5 casos a considerar quanto à posição do objeto:

- a) Objeto entre o espelho e o foco ($s < f$). Nesse caso, $s' < 0$ e $o' > o > 0$. A imagem é virtual, direita e ampliada.

b) Objeto sobre o foco ($s = f$). Nesse caso, s' vai a infinito. Todos os raios são refletidos paralelamente e não há formação de imagem.

c) Objeto entre o foco e o centro de curvatura ($f < s < 2f$). Nesse caso, $s' > 0$ e $o' < 0$, com $|o'| > o$. A imagem é real, invertida e ampliada.

d) Objeto sobre o centro de curvatura ($s = 2f$). Nesse caso, $s' > 0$ e $o' < 0$, com $|o'| = o$. A imagem é real, invertida e do mesmo tamanho do objeto.

e) Objeto após o centro de curvatura ($s > 2f$). Nesse caso, $s' > 0$ e $o' < 0$, com $|o'| < o$. A imagem é real, invertida e reduzida.

Com espelhos convexos, a imagem será sempre virtual, direita e reduzida.

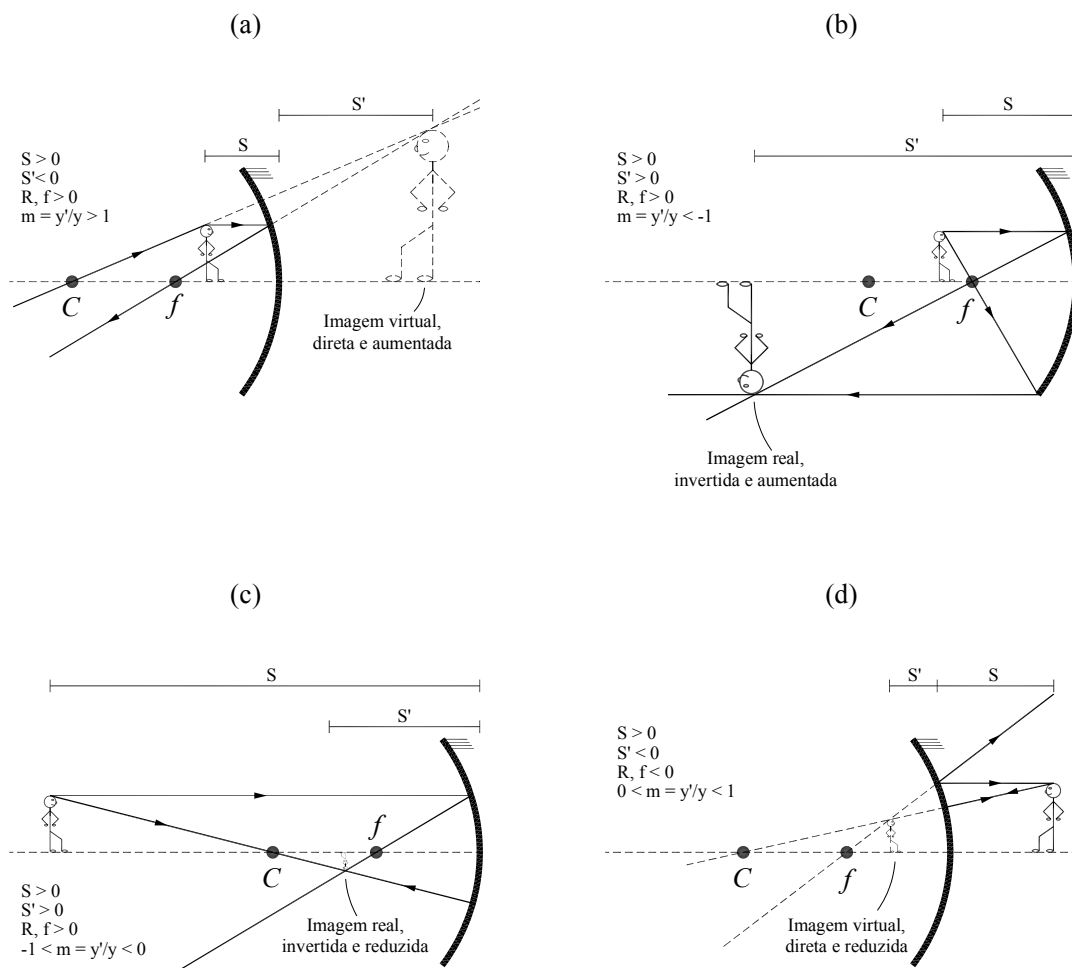


Figura 3 – Imagens formadas por espelhos. (a) Espelho côncavo com objeto localizado entre o foco e o vértice do espelho; (b) Espelho côncavo com objeto localizado entre o centro de curvatura e o foco do espelho; (c) Espelho côncavo com objeto localizado fora do centro de curvatura do espelho; (d) espelho convexo.

VI. Lentes esféricas convergentes e divergentes

Uma lente esférica é composta por um material com índice de refração diferente do meio que o circunda delimitado por duas superfícies esféricas (ou planas, em alguns casos). Vamos nos restringir ao caso de lentes delgadas (cuja espessura é muito menor do que a distância focal). Devido à diferença de curvatura entre as faces, o raio de luz sofre um desvio. Um feixe de luz paralelo, ao atingir a lente, se transforma em um feixe cônico, que pode ser convergente ou divergente. No primeiro caso, diz-se que a lente é convergente, e no segundo caso diz-se que é divergente. A distância entre a lente e o vértice do cone é chamada de distância focal.

VII. Distância focal de uma lente (equação dos fabricantes de lentes)

Quando estudamos espelhos, relacionamos a distância focal às propriedades geométricas (raio de curvatura). Faremos o mesmo para as lentes esféricas delgadas. Assim como no caso do espelho, nos limitaremos a raios paraxiais (próximos ao eixo óptico).

A figura 4 mostra uma lente delgada com duas faces convexas (em relação ao meio externo). A espessura da lente está exagerada para facilitar a compreensão do desenho. Os centros de curvatura são C_1 e C_2 , para a primeira e a segunda face, respectivamente. Um raio que incide paralelamente ao eixo óptico (a uma distância h deste) cruza esse eixo no foco (ponto F); a distância focal é a distância VF , onde V é o vértice da lente.

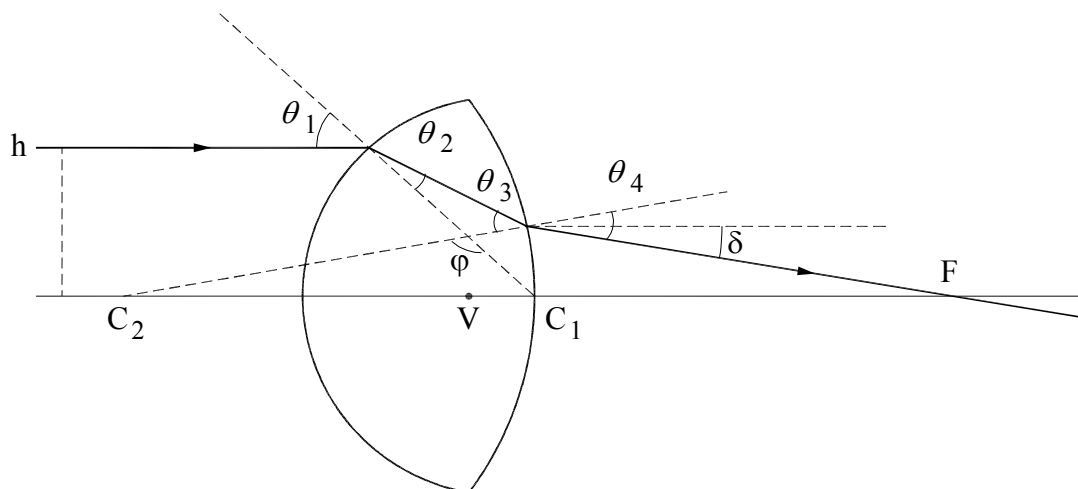


Figura 4 – Dedução da equação dos fabricantes

O ângulo de incidência na primeira face é dado por:

$$\theta_1 \approx \sin \theta_1 = \frac{h}{R_1} \quad (8)$$

A aproximação é possível porque estamos considerando que a distância h do raio ao eixo óptico é suficientemente pequena em comparação com o raio de curvatura. Pela lei de Snell:

$$\theta_2 \approx \sin \theta_2 = \frac{1}{n} \sin \theta_1 \approx \frac{1}{n} \theta_1 \quad (9)$$

Para calcular θ_3 , observamos que os ângulos θ_2 , θ_3 e o ângulo formado pelo encontro das normais às duas faces (φ) formam um triângulo, e as normais também formam um triângulo junto com o eixo óptico. Portanto:

$$\theta_3 = \pi - \theta_2 - \varphi \quad (10a)$$

$$\varphi = \pi - \frac{h}{R_1} - \frac{h}{R_2} \quad (10b)$$

Combinando essas equações, obtemos θ_3 :

$$\theta_3 = h \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \frac{1}{n} \frac{h}{R_1} \quad (11)$$

A lei de Snell aplicada a segunda refração fornece:

$$\theta_4 \approx \sin \theta_4 = n \sin \theta_3 \approx n \theta_3 \quad (12)$$

Na figura, vemos que o desvio total sofrido pelo feixe é igual a θ_4 menos o ângulo formado pela normal à segunda face e o eixo óptico:

$$\delta = \theta_4 - \frac{h}{R_2} = nh \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \frac{h}{R_1} - \frac{h}{R_2} = (n-1)h \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (13)$$

O raio refletido faz um ângulo δ com o eixo óptico e sai da lente a uma distância h deste (desprezamos a variação ocorrida dentro da lente, devido à hipótese de que ela é delgada), e cruzará o eixo óptico a uma distância f da lente tal que:

$$\delta \approx \tan \delta = \frac{h}{f} \quad (14)$$

Podemos agora combinar as equações 13 e 14 para chegar a:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (15)$$

A equação 15 é conhecida como equação dos fabricantes de lentes, porque permite calcular a distância focal em função dos parâmetros geométricos e do material, e assim poder projetar lentes para ter a distância focal desejada.

Nossa dedução foi feita para duas faces convexas, mas o mesmo argumento também pode ser aplicado para faces côncavas ou planas. No primeiro caso, o raio deve ser considerado negativo, e no segundo caso deve ser considerado infinito.

VIII. Determinação da imagem formada por uma lente esférica (método geométrico)

Para determinar a imagem formada por uma lente, precisamos traçar os raios de luz que saem de um ponto e verificar onde eles se encontrarão. Existem alguns raios que são fáceis de saber como serão refratados:

- O raio que incide na lente descrevendo uma trajetória paralela ao eixo óptico é refletido de forma a passar pelo foco.
- O raio focal, que incide na lente passando pelo foco, é refletido paralelamente ao eixo óptico. Essa situação é oposta à primeira, e deriva do princípio da reversibilidade dos raios de luz.
- O raio que incide sobre o vértice da lente a atravessa sem sofrer desvio.

A imagem de cada ponto é formada no ponto de encontro de quaisquer dois desses raios. A imagem pode ser real (quando os raios realmente se cruzam) ou virtual (quando apenas os prolongamentos dos raios se cruzam).

As figuras a seguir mostram o método aplicado a uma lente convergente e outra divergente. No primeiro caso, a imagem é real, e no segundo caso a imagem é virtual.

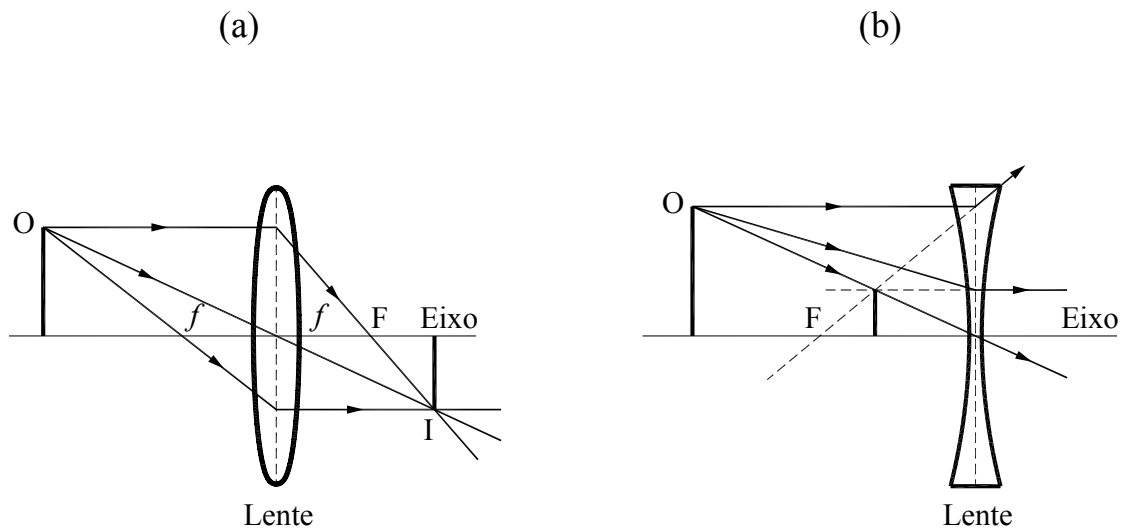


Figura 5 – Formação de imagem em lentes. (a) Lente convergente. (b) Lente divergente

IX. Determinação da imagem formada por uma lente esférica (método algébrico)

Quando estudamos os espelhos esféricos, vimos que há duas equações que determinam a posição e o tamanho da imagem formada pelo espelho:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \quad (16a)$$

$$M = \frac{o'}{o} = -\frac{s'}{s} \quad (16b)$$

Essas mesmas equações também podem ser usadas no caso de lentes, mas algumas modificações devem ser feitas. No caso de espelhos, o objeto e a imagem (real) se situam do mesmo lado do espelho, e os eixos s e s' são no mesmo sentido. No caso de lentes, o objeto e a imagem (real) ficam em lados opostos da lente, e portanto os eixos s e s' devem ser medidos em direções opostas. A convenção de sinais é:

Tabela 2: Convenção de sinais para lentes esféricas.

Parâmetro	Sinal positivo	Sinal negativo
Foco (f)	Lente convergente	Lente divergente
Distância do objeto (s)	Objeto real	–
Distância da imagem (s')	Imagem real (no lado oposto ao do objeto)	Imagem virtual (no mesmo lado do objeto)
Tamanho do objeto (o)	Objeto	–
Tamanho da imagem (o')	Imagem direita	Imagem invertida

X. Tipos de imagens formadas

Assim como no caso do espelho côncavo, a lente convergente também pode formar diferentes tipos de imagem conforme a posição do objeto.

f) Objeto entre a lente e o foco ($s < f$). Nesse caso, $s' < 0$ e $o' > o > 0$. A imagem é virtual, direita e ampliada.

g) Objeto sobre o foco ($s = f$). Nesse caso, s' vai a infinito. Todos os raios são refratados paralelamente e não há formação de imagem.

h) Objeto após o foco ($s > f$). Nesse caso, $s' > 0$ e $o' < 0$. A imagem é real e invertida. Será ampliada se $f < s < 2f$ e reduzida se $s > 2f$.

Com lentes divergentes, a imagem será sempre virtual, direita e reduzida, da mesma forma que ocorre com espelhos convexos.

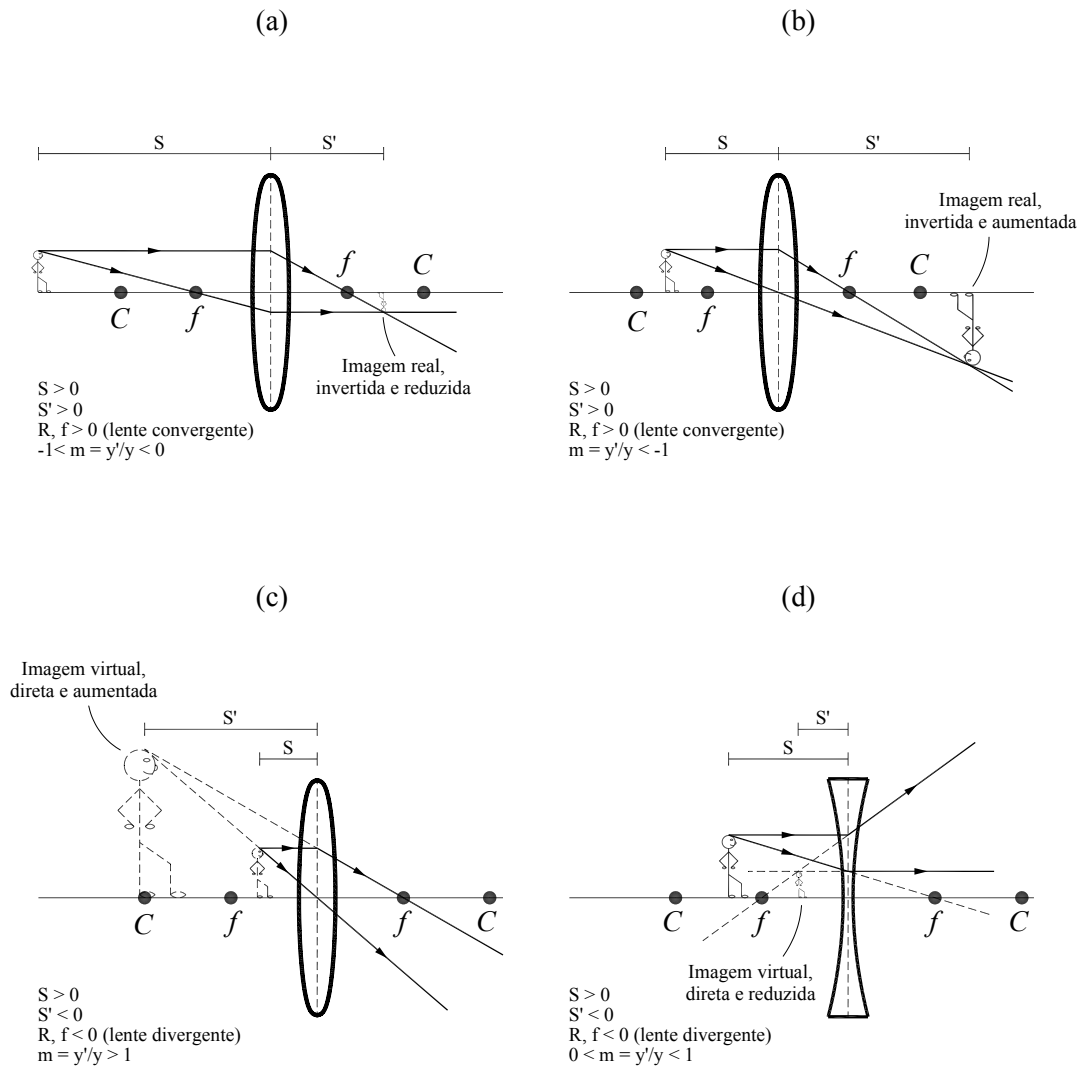


Figura 6 – Imagens formadas por lentes delgadas. Objeto localizado (a) antes do centro de curvatura de uma lente convergente; (b) entre o foco e o centro de curvatura; (c) entre o foco e o vértice de uma lente convergente; (d) Entre o foco e o centro de curvatura de uma lente divergente.

Experimentos

1. Medida do raio de curvatura e da distância focal de um espelho côncavo

Neste experimento, vamos determinar o raio de curvatura e, por conseguinte, a distância focal de um espelho côncavo.

a) Antes de realizar os experimentos é crucial que o feixe de luz laser esteja alinhado com relação ao trilho óptico. Para fazer o alinhamento, você deve utilizar os pinos disponíveis em sua bancada (arame metálico fino solidário a um poste de sustentação). Coloque um pino no centro de articulação do trilho óptico. Mova o laser lateralmente (utilize o parafuso de ajuste do cavalete de sustentação do laser) até que o feixe intercepte o pino. Coloque um segundo pino de pesquisa em um cavalete e posicione-o entre o laser e o centro de articulação do trilho. Desloque o pino lateralmente até que o feixe de luz laser o intercepte. Deslize o pino ao longo do trilho óptico e verifique se o feixe continua a interceptá-lo (independentemente de sua posição). Se isso ocorrer o feixe está alinhado com o trilho, senão você deverá mover o laser lateralmente ou girá-lo em torno do seu poste de sustentação até que o alinhamento seja conseguido. *Atenção: Uma vez que o feixe esteja alinhado, não mexa mais no laser (ou em seu suporte) durante todos os experimentos. Caso ocorra o desalinhamento do feixe durante o experimento, você deverá realizar todo o procedimento de alinhamento novamente.*

b) Nos experimentos a seguir também necessitaremos de dois feixes luminosos paralelos entre si, que serão usados para estudar os desvios em suas trajetórias provocados pelas superfícies refletoras. Para obter esses dois feixes a partir de uma única fonte de luz laser, utilizaremos o dispositivo mostrado na figura 7. O mesmo é constituído por um semi-espelho (50% de reflexão) que produz dois feixes a partir da reflexão e transmissão do feixe incidente, figura 7. Após a divisão do feixe do laser pelo semi-espelho, a parte refletida do feixe incide em um espelho plano (100 % de reflexão) cuja função é redirecioná-lo de modo que fique paralelo ao feixe transmitido através do semi-espelho, figura 7.

c) Coloque o conjunto espelho e semi-espelho (planos) em um cavalete com ajuste lateral, figura 7, e posicione-o no trilho de modo que o feixe de luz laser atravesse o semi-espelho. Certifique-se que após passar pelo semi-espelho o feixe transmitido continua alinhado com o trilho óptico. Alinhe o espelho 100% de modo que o feixe

lateral (refletido pelo semi-espelho) siga uma trajetória paralela na mesma altura que o feixe de referência (transmitido pelo semi-espelho). Use uma separação entre os dois feixes entre 1 e 2 cm.

d) Coloque o espelho côncavo em um suporte óptico que possui parafusos micrométricos que permitem ajustar a sua orientação. Posicione o conjunto no trilho óptico de modo que o feixe de referência (feixe transmitido pelo semi-espelho) incida aproximadamente no centro do mesmo. Para obter essa situação, você pode mover lateralmente e verticalmente o espelho côncavo. Utilizando os parafusos micrométricos do suporte, ajuste o espelho de modo que o feixe de referência (feixe transmitido) reflita sobre si mesmo (retro-reflexão).

e) Em sua bancada existe um suporte onde se encontra fixa uma pequena régua transparente. Coloque-o em um cavalete e posicione-o entre o divisor de feixe e o espelho, figura 7. Translade o conjunto ao longo do trilho e observe a posição em que o feixe de referência (feixe transmitido pelo semi-espelho) coincide espacialmente com o feixe lateral (feixe refletido pelo semi-espelho). Esse ponto é o ponto focal, e a distância entre esse ponto e o espelho é a distância focal.

Resultados da medida da distância focal de um espelho côncavo

Distância focal	Raio de curvatura

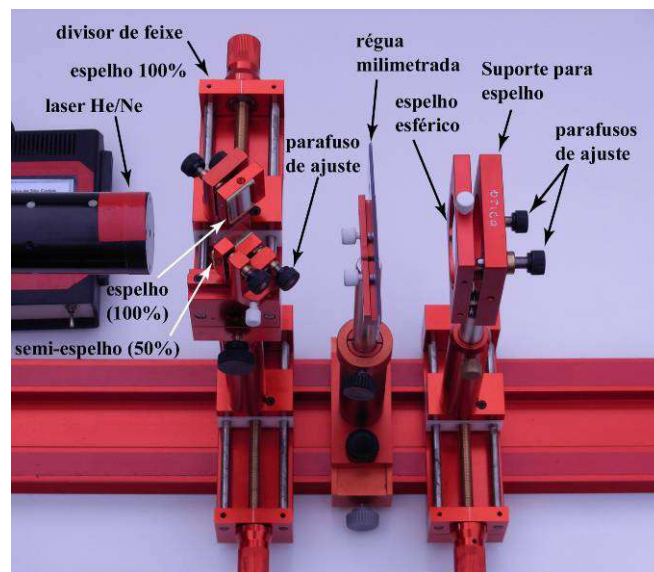


Figura 7 – Montagem do experimento para determinação do raio de curvatura de um espelho esférico. Da esquerda para a direita: laser, divisor de feixe, régua milimetrada e suporte com espelho.

2. Medida da distância focal de uma lente convergente

Neste experimento, vamos determinar a distância focal de uma lente convergente. Utilizaremos a mesma montagem anterior, apenas substituindo o espelho por uma lente convergente.

a) Coloque uma lente convergente no suporte óptico que possui parafusos micrométricos que permitem ajustar a sua orientação. Posicione o conjunto no trilho óptico de modo que o feixe de referência (feixe transmitido pelo semi-espelho) incida *aproximadamente* no centro da lente (vértice da mesma). Para obter essa situação, você pode mover lateralmente e verticalmente o suporte da lente. Utilizando os parafusos micrométricos do suporte, ajuste a lente de modo que o feixe de referência reflita sobre si mesmo (retro-reflexão).

f) Como os feixes agora são transmitidos pela lente, coloque o cavalete com a régua transparente atrás da lente, conforme mostrado na figura 8. Translade a régua ao longo do trilho e observe a posição em que o feixe de referência (feixe transmitido pelo semi-espelho) coincide espacialmente com o feixe lateral (feixe refletido pelo semi-espelho). Esse ponto é o ponto focal, e a distância entre esse ponto e o centro da lente é a distância focal. Meça esse valor.

Resultado da medida da distância focal de uma lente convergente

Distância focal =

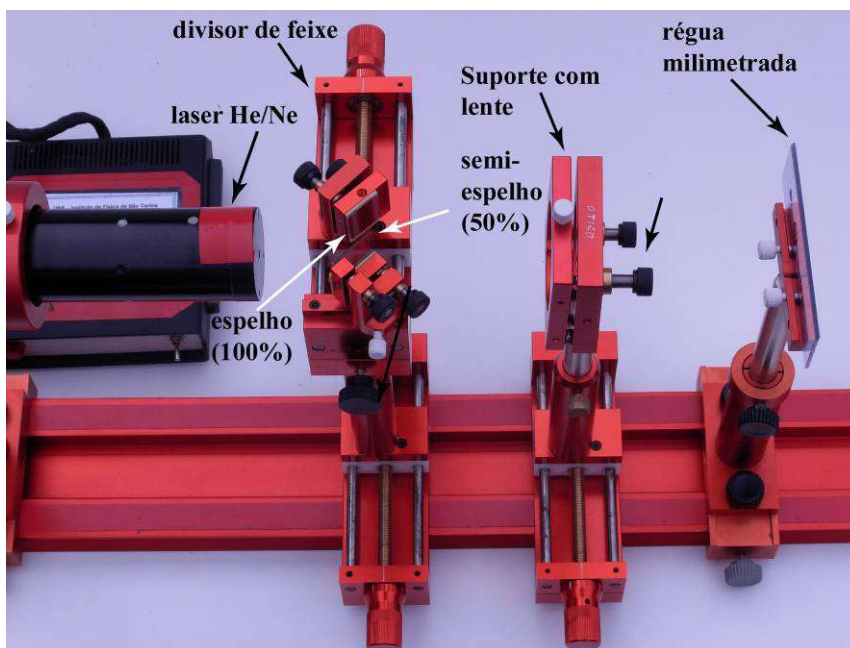


Figura 8 – Fotografia da montagem experimental, mostrando, da esquerda para a direita, o laser, o divisor de feixes, o suporte com a lente e a régua transparente.

3. Medida da distância focal de uma lente divergente

O método anterior não pode ser utilizado para lentes divergentes, já que não há convergência de raios reais. No entanto, podemos determinar a distância focal de uma lente divergente utilizando medidas dos raios de curvatura das superfícies esféricas da lente e a equação dos fabricantes de lentes (eq. 15), se o índice de refração do material da lente for conhecido. Vamos então usar a mesma montagem do experimento 1 para determinar o raio de curvatura de cada superfície da lente divergente bicôncava, utilizando a pequena *reflexão* na superfície frontal da lente, como se ela fosse um espelho côncavo.

a) Bloqueie o feixe lateral. Posicione lateralmente a lente (horizontal e verticalmente) para que as duas reflexões do feixe incidente (de referência) em cada face da lente estejam superpostas. Ajuste o ângulo da lente para que essas duas reflexões voltem na direção do feixe incidente. Assim você garante que o feixe de referência passa pelo vértice da lente.

b) Meça f_1 da superfície 1, conforme o experimento 1. Sem mexer no suporte, remova a lente com cuidado, vire-a ao contrário e fixe-a novamente ao suporte. Verifique o alinhamento dos feixes refletidos e meça f_2 da superfície 2. Utilize a eq. 15 para calcular a distância focal da lente divergente.

4. Observação da formação de imagens geradas por lentes convergentes

Nesse experimento vamos observar as imagens extensas formadas por uma lente convergente usando luz branca.

a) Utilizando uma fenda iluminada por uma lanterna e um anteparo de papel, faça a montagem mostrada na figura 9. Posicione os componentes de modo que a distância s do objeto (fenda iluminada) à lente seja entre 20 e 30 cm (situação 1). Mova o anteparo até obter a imagem mais nítida possível.

b) Descreva as características da imagem quanto ao tamanho, natureza e orientação. Meça os valores de s , s' , o e o' . Determine a magnificação e use a eq. 16a para calcular f . Compare com o valor obtido no experimento 2, calculando o erro%.

- c) Repita o item b) para a situação 2, usando $s > 30$ cm.
- d) Ainda neste caso, confirme experimentalmente que se s é maior que f , a imagem real será invertida. Caso contrário (s menor que f), o objeto e sua imagem virtual direta serão formados do mesmo lado da lente (como mostrado na figura 6c). É possível determinar a posição da imagem utilizando este método de projeção? Discuta em seu relatório.
- e) Peça ao professor, monitor ou técnico de laboratório para discutir e demonstrar um método para determinação de imagens virtuais sem a utilização do laser, conhecido como método de paralaxe.

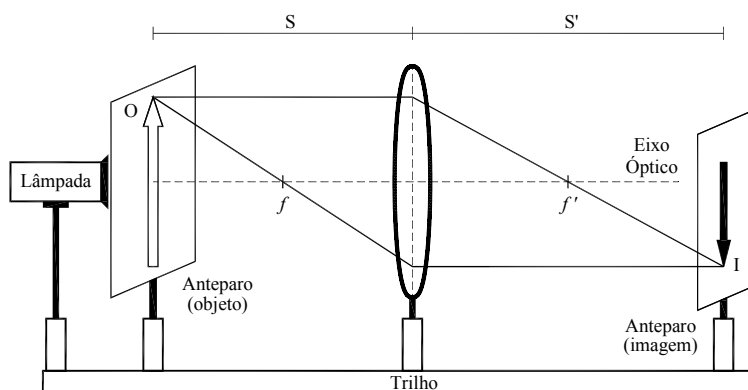


Figura 9 – Montagem experimental para experimentos envolvendo formação de imagens por lentes convergentes.

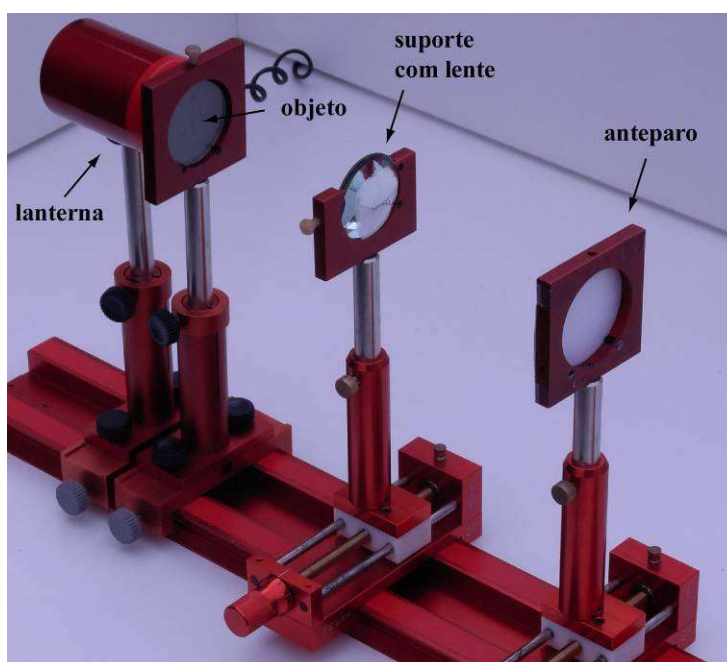


Figura 10 – Fotografia da montagem experimental, mostrando, da esquerda para a direita, a lanterna com a seta, a lente e o anteparo

5. Observação da formação de imagens geradas por um espelho côncavo

Nesse experimento vamos observar as imagens extensas formadas por um espelho côncavo usando luz branca.

a) Faça a montagem indicada na figura 11. Coloque um objeto (fenda iluminada em forma de seta) perpendicularmente e próximo ao eixo óptico de um espelho. Mova o espelho até que sua imagem nítida seja formada no plano do objeto, i.e., até que a posição da imagem coincida com a do objeto. Nestas condições, será encontrado o centro de curvatura do espelho (justifique essa afirmação). Esse valor é compatível com o valor determinado anteriormente (experimento 1) para a distância focal?

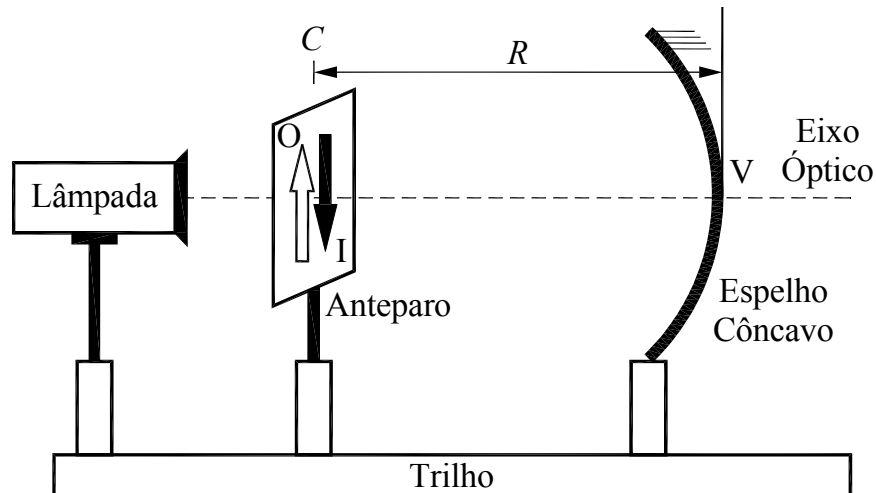


Figura 11 – Montagem experimental para determinação do centro de curvatura de um espelho côncavo utilizando uma lanterna.

b) Monte o aparato experimental mostrado nas figuras 12 e 13a. Posicione um espelho côncavo no trilho óptico em frente da fenda iluminada (objeto). Cuide para que o eixo óptico do espelho esteja perpendicular à fenda e passando aproximadamente pelo seu centro.

c) Coloque um pequeno anteparo num suporte. A borda superior do cartão deverá ficar *na altura da metade* do objeto. Inclinando ligeiramente para baixo o espelho, você deverá observar uma imagem nítida se formar no cartão. Movendo ligeiramente o cartão ao longo do trilho verifique se a focalização da imagem é melhorada (situação 1). Para você pensar: por que a imagem não fica cortada pela metade?

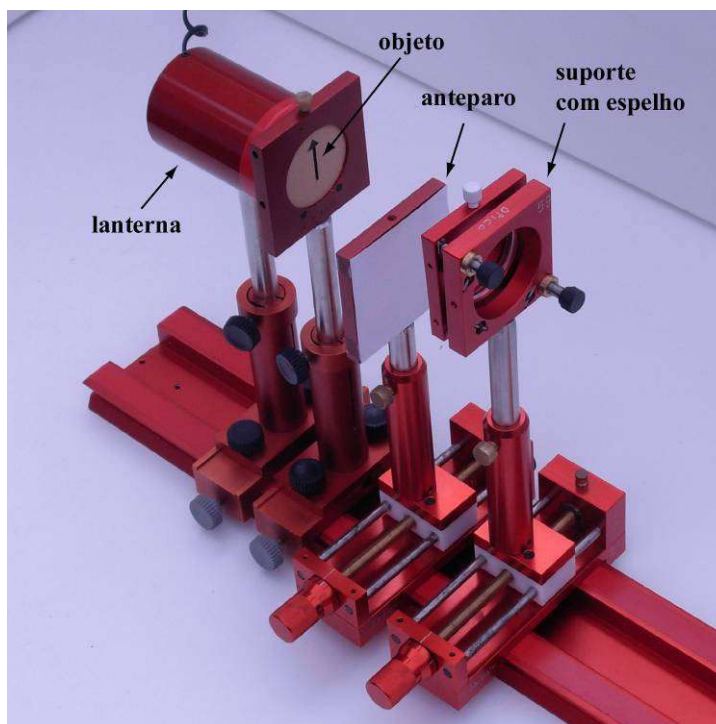


Figura 12 – Fotografia da montagem experimental para observação de imagens formadas por um espelho côncavo utilizando uma lanterna.

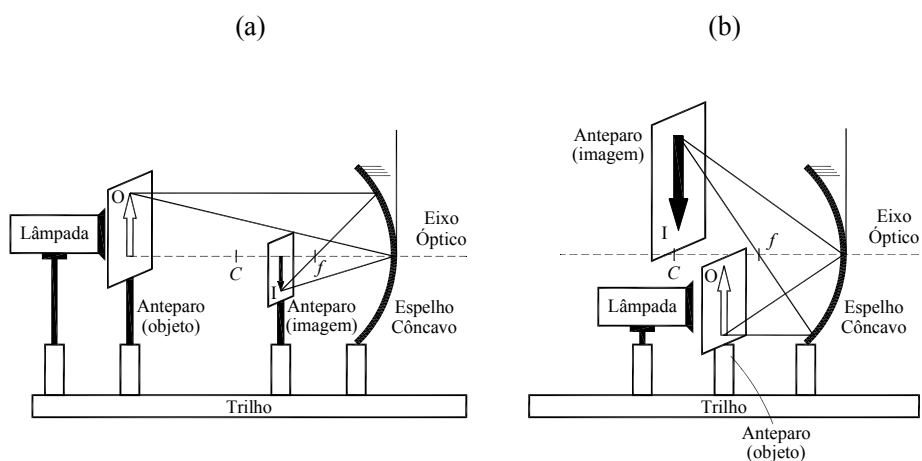


Figura 13 – Montagens experimentais para experimentos com imagens reais formadas por espelhos côncavos utilizando uma lanterna.

d) Com a distância focal determinada no experimento 1 e os valores de s e o medidos nessa situação, calcule s' e o' . Meça s' e o' e determine o erro% entre os valores medidos e os calculados. Use a eq. 6 e s e s' medidos para calcular f .

**Determinação da posição das imagens geradas por um espelho côncavo usando
uma lanterna**

	Situação 1	Situação 2
s (cm)		
Tamanho do objeto (cm)		
s' (cm) (medido)		
s' (cm) (calculado)		
o' (cm) (medido)		
o' (cm) (calculado)		
f (cm) (calculado)		

e) Mova o espelho (ou o objeto) de modo que o objeto esteja posicionado entre o seu centro de curvatura e o foco (situação 2). Neste caso, faça com que a metade inferior do espelho esteja alinhada com o eixo óptico (como na figura 13b) e incline o espelho ligeiramente para cima. Utilizando a equação 6 determine a posição da imagem e posicione o anteparo na posição encontrada. Ajuste-o até obter uma imagem nítida. Discuta as características da imagem (natureza, tamanho e orientação) de acordo com o previsto pela teoria. **Dica:** Para facilitar o posicionamento do anteparo, escolha s tal que a imagem se forme atrás da lanterna.

f) Repetir o item d) para a situação 2.

3 – Polarização: Lei de Malus, Atividade Óptica e Birrefringência

Nesta prática, iniciaremos o estudo da área da óptica usualmente denominada óptica física. Inicialmente, discutiremos o conceito de polarização da luz e os tipos de polarização existentes. Em seguida, apresentaremos as principais propriedades de ondas luminosas linearmente polarizadas, alguns métodos usados para se obter este tipo de polarização e a capacidade que alguns materiais têm de alterar o estado de polarização da luz. Finalmente, mostraremos que a concentração de uma solução aquosa de sacarose pode ser determinada através da rotação da polarização de um feixe de luz linearmente polarizado.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento, o aluno deverá consultar o professor para esclarecimentos.

Importante: Neste experimento será utilizado um laser. Cuidado para não direcioná-lo para o seu olho ou para o olho dos demais!!!

I. Descrição da luz como onda eletromagnética

A luz é uma onda eletromagnética, e como tal envolve oscilações de campos elétricos e magnéticos que se propagam ao longo de uma dada direção do espaço. As ondas eletromagnéticas são transversais, o que significa que a direção de oscilação dos campos é perpendicular à direção de propagação. Além disso, para satisfazer as leis do eletromagnetismo (equações de Maxwell), o vetor campo elétrico e o vetor campo magnético também devem ser perpendiculares, o que significa que uma representação válida para uma onda eletromagnética plana se propagando (a aproximação de onda plana geralmente é válida para observações longe das fontes) é como mostrado na figura 1a. Logo, se a direção do campo elétrico e a direção de propagação forem especificadas, a direção do campo magnético será determinada. Existem, portanto, duas grandezas vetoriais importantes para especificar o modo de propagação de uma onda eletromagnética: o vetor de propagação \vec{k} e o vetor campo elétrico \vec{E} . O módulo do vetor de propagação é determinado pela velocidade de propagação da onda no meio ($V = c/n$) e pela frequência angular da oscilação dos campos, sendo dado por $k = (n/c)\omega$. Nesta prática estamos interessados somente nas propriedades relacionadas

a direção dos campos e, portanto, consideraremos daqui em diante onda planas de frequência angular ω e vetor de propagação \vec{k} .

Uma onda eletromagnética plana se propagando na direção z ($\vec{k} = k\hat{z}$) com campo elétrico oscilando no plano xy pode ser representada por:

$$\vec{E} = E_{ox} \cos(kz - \omega t)\hat{x} + E_{oy} \cos(kz - \omega t + \phi)\hat{y} \quad (1)$$

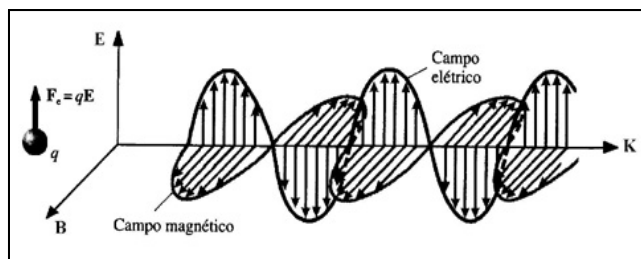
Na equação 1, a onda eletromagnética foi representada como uma superposição de duas ondas (ou componentes): uma cujo campo elétrico aponta na direção \hat{x} , e outra cujo campo elétrico aponta no eixo \hat{y} . Note que a diferença de fase entre as duas componentes pode ser qualquer, ou seja, não há restrição sobre as fases para que a equação 1 seja uma solução válida das equações de Maxwell.

Se não existir diferença de fase entre as oscilações das componentes x e y do campo elétrico, ou seja, $\phi = 0$ (ou um múltiplo de π), o campo elétrico aponta sempre na mesma direção. Diz-se então que a luz é *linearmente polarizada* e a direção de polarização da onda é a direção de oscilação do campo elétrico. Nesse caso, a equação 1 pode ser reescrita como:

$$\vec{E} = (E_{ox}\hat{x} + E_{oy}\hat{y})\cos(kz - \omega t) \quad (2)$$

Na equação 2, o campo elétrico da onda é descrito por um vetor fixo no plano xy multiplicado por um fator oscilatório, que afeta apenas o módulo do vetor (mas não a sua direção), figura 1b.

a)



b)

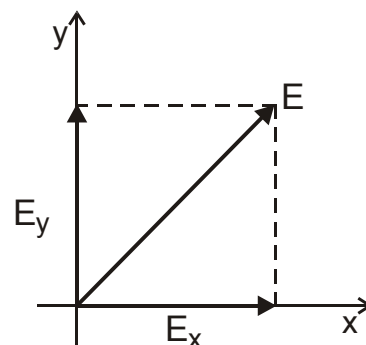


Figura 1 – (a) Representação esquemática de uma onda eletromagnética. (b) Representação instantânea da decomposição do vetor campo elétrico em componentes ortogonais para uma onda que se propaga saindo da página.

II. Caso geral de polarização da luz

Em geral diz-se que a onda eletromagnética será polarizada se ϕ e a razão E_{ox} / E_{oy} forem constantes no tempo (caso contrário, teremos luz não polarizada – como a luz do sol – ou luz parcialmente polarizada). Vamos considerar a onda polarizada se propagando na direção do eixo z (como na eq. 1), e por conveniência vamos analisá-la no plano $z = 0$ (portanto $kz = 0$). Assim, as componentes do campo elétrico serão:

$$E_x = E_{ox} \cos(\omega t) \quad (3a)$$

$$E_y = E_{oy} \cos(\omega t - \phi) \quad (3b)$$

Essas equações descrevem como as componentes do vetor campo elétrico variam ao longo do tempo, ou seja, definem a trajetória descrita pela extremidade do vetor no plano xy . Para descobrir essa trajetória podemos reescrever a equação 3b como:

$$\frac{E_y}{E_{oy}} = \cos(\omega t) \cos \phi + \sin(\omega t) \sin \phi \quad (4)$$

Combinando as equações 3a e 4, chegamos a:

$$\frac{E_y}{E_{oy}} - \frac{E_x}{E_{ox}} \cos \phi = \sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{E_{ox}}\right)^2} \sin \phi \quad (5)$$

Elevando a equação 4 ao quadrado e reordenando os termos chega-se a:

$$\left(\frac{E_x}{E_{ox}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{oy}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{ox}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{oy}}\right) \cos \phi = \sin^2 \phi \quad (6)$$

Essa é uma equação de segundo grau nas variáveis E_x e E_y . Das equações 3, vemos que E_x e E_y são limitados, portanto a equação 6 define uma elipse. A presença do termo misto (termo que envolve o produto $E_x E_y$) indica que os eixos coordenados não coincidem com os semi-eixos da elipse. A figura 2 mostra um exemplo da curva descrita pela equação 6.

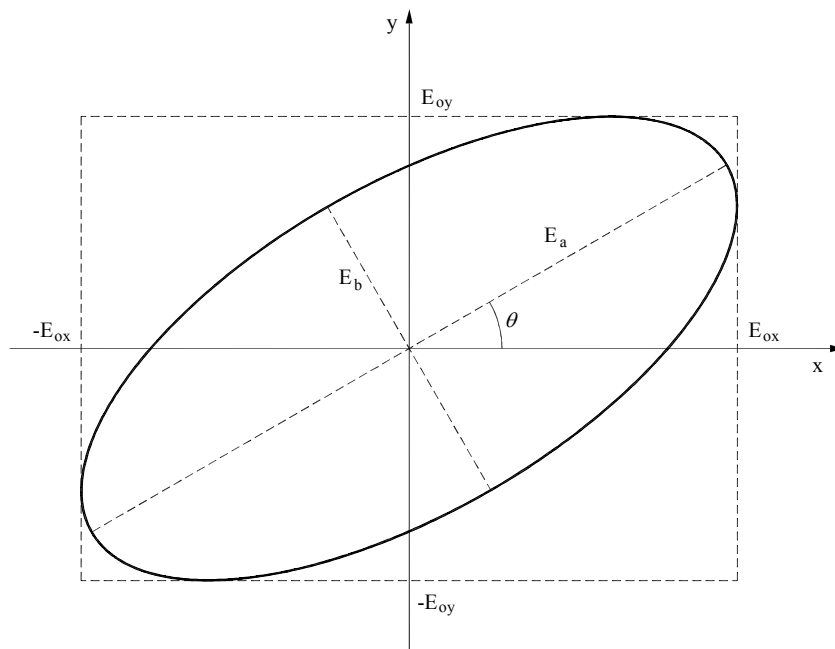


Figura 2 – Trajetória elíptica da extremidade do vetor campo elétrico no plano xy

O ângulo θ entre os semi-eixos da elipse e os eixos coordenados pode ser obtido através da relação:

$$\tan(2\theta) = \frac{2E_{ox}E_{oy} \cos \phi}{E_{ox}^2 - E_{oy}^2} \quad (7)$$

Uma onda cuja extremidade do vetor campo elétrico descreve uma elipse é chamada de *elipticamente polarizada*, e é o caso mais geral que há de onda polarizada.

III. Casos particulares (polarização linear e circular)

Vamos analisar alguns casos particulares da equação 6:

a) $\phi = \pm \pi/2$. Neste caso $\theta = 0$ e a equação 6 se reduz para:

$$\left(\frac{E_x}{E_{ox}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{oy}}\right)^2 = 1 \quad (8)$$

Portanto, o campo elétrico descreve uma trajetória elíptica com semi-eixos ao longo dos eixos x e y . A razão entre os dois eixos perpendiculares da elipse é dada pela razão entre as intensidades das componentes E_x e E_y dos campos elétricos. Podemos analisar um caso ainda mais particular, onde $E_{ox} = E_{oy} = E_o$. Neste caso teremos:

$$E_x^2 + E_y^2 = E_o^2 \quad (9)$$

Essa é a equação de uma circunferência de raio E_o , ou seja, o vetor campo elétrico tem módulo constante e descreve uma trajetória circular no plano xy . Neste caso dizemos que a onda é circularmente polarizada.

Um detalhe importante se refere ao sentido de rotação do campo elétrico. Quando $\phi = \pi/2$, temos $E_x = E_{ox} \cos(\omega t)$ e $E_y = E_{oy} \sin(\omega t)$. O campo elétrico gira no sentido anti-horário (ver figura 3), e a onda é chamada de polarizada à *esquerda*. Caso $\phi = -\pi/2$, tem-se $E_x = E_{ox} \cos(\omega t)$ e $E_y = -E_{oy} \sin(\omega t)$, o sentido de rotação do campo é horário e a polarização é elíptica (ou circular) à *direita*. Na figura 3, a luz se propaga saindo do plano do papel, portanto em direção ao observador.

b) $\phi = 0$. Nesse caso, a equação 6 se reduz para:

$$\frac{E_x}{E_{ox}} - \frac{E_y}{E_{oy}} = 0 \quad (10)$$

Ou seja:

$$\frac{E_x}{E_y} = \frac{E_{ox}}{E_{oy}} \quad (11)$$

A razão entre as componentes x e y é constante, ou seja, a polarização é linear. O ângulo entre a direção de polarização e o eixo x é dado por $\theta = \tan^{-1}(E_{oy} / E_{ox})$.

c) $\phi = 180^\circ$. Nesse caso, a equação 5 se reduz para:

$$\frac{E_x}{E_{ox}} + \frac{E_y}{E_{oy}} = 0 \quad (12)$$

Ou seja:

$$\frac{E_x}{E_y} = -\frac{E_{ox}}{E_{oy}} \quad (13)$$

A polarização é também linear, mas o ângulo entre a direção de polarização e o eixo x é dado por $\theta = -\tan^{-1}(E_{oy} / E_{ox})$.

Na figura 3 estão mostrados vários tipos de polarização da luz, provocados devido a defasagens entre as componentes E_x e E_y do campo elétrico.

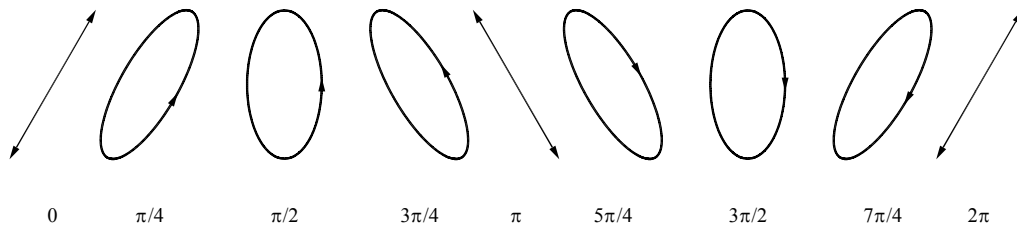


Figura 3 – Representação da trajetória do vetor campo elétrico para diferentes modos de polarização definida pelo ângulo ϕ , que representa a defasagem da componente y em relação a componente x. As flechas indicam a direção de rotação do campo elétrico.

A equação 1 estabelece que uma onda polarizada qualquer (independente da polarização específica) pode ser escrita como a superposição de duas ondas linearmente polarizadas em direções perpendiculares. Da mesma forma, uma onda linearmente polarizada pode ser escrita como a superposição de duas ondas circularmente polarizadas, uma à esquerda e outra à direita, por exemplo:

$$\vec{E} = 2E_o \cos(kz - \omega t)\hat{x} = \underbrace{E_o \cos(kz - \omega t)\hat{x} + E_o \sin(kz - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a direita}} + \underbrace{E_o \cos(kz - \omega t)\hat{x} - E_o \sin(kz - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a esquerda}} \quad (14)$$

IV. Polarização por absorção e Lei de Malus

A polarização por absorção ocorre em meios dicróicos, ou seja, meios nos quais o coeficiente de absorção depende da direção de vibração do campo elétrico. A direção em que a absorção é mínima é conhecida como eixo de transmissão, enquanto na direção perpendicular a absorção é máxima. Qualquer raio incidente pode ser expresso como a combinação de dois raios linearmente polarizados nas direções de máxima e mínima absorção. Se a luz percorrer uma distância suficiente, a componente na direção de máxima absorção pode se tornar desprezível frente à outra componente e a direção do campo elétrico passa a ser a mesma do eixo de transmissão do material. Esse tipo de sistema pode ser então utilizado para obter luz linearmente polarizada a partir de luz não polarizada e por isso são denominados polarizadores por absorção.

Para entender como isso ocorre microscopicamente, vamos considerar um material formado por moléculas longas, alinhadas, condutoras e separadas por uma

distância da ordem do comprimento da luz incidente. Um exemplo prático desse tipo polarizador são polímeros dopados com átomos de iodo (que tornam as cadeias condutoras nas frequências ópticas) e estirados em uma certa direção. Quando a luz incide com o seu vetor campo elétrico paralelo às cadeias, correntes elétricas se estabelecem e a energia luminosa é absorvida. Se o campo elétrico for perpendicular às cadeias, a corrente não é estabelecida e a luz não é absorvida. Assim, devido à absorção de uma dos componentes do campo, a luz transmitida será linearmente polarizada. Este é o princípio de funcionamento do polarizador denominado Polaroid, que foi inventado por E. H. Land em 1938. Os polarizadores Polaroid mais comuns utilizados hoje em dia são formados por filmes de acetato de celulose contendo cristais microscópicos de sulfeto de iodo.

O funcionamento do polarizador por absorção só é satisfatório se a distância entre as cadeias for muito menor do que o comprimento de onda da radiação eletromagnética, de modo que o valor do campo elétrico é praticamente o mesmo para duas cadeias vizinhas (ou seja, não há diferença de potencial entre cadeias próximas, mas existe uma ddp ao longo da cadeia). Por exemplo, a radiação de microondas (comprimento de onda da ordem de 10 cm) pode ser bloqueada por duas grades perpendiculares entre si e com separação de alguns milímetros. Este é o motivo da existência de um reticulado condutor com alguns milímetros de distância na porta dos fornos de microonda, que impede a saída da radiação de microondas sem bloquear a luz visível, o que permite acompanhar o processo de cozimento.

Em um filme Polaroid, a direção perpendicular à do alinhamento das moléculas é o eixo de transmissão. Se uma onda incidir linearmente polarizada nessa direção, ela atravessa o Polaroid. No entanto, se a onda for linearmente polarizada na direção do alinhamento, ela será quase que totalmente absorvida. Se a onda for linearmente polarizada em outra direção, a intensidade transmitida é dada pela equação conhecida como lei de Malus.

Para descrever a lei de Malus, vamos considerar uma onda eletromagnética com direção de polarização fazendo um ângulo θ com relação ao eixo x . Essa onda pode ser decomposta em duas componentes ao longo dos eixos x e y , com amplitudes $E_{ox} = E_o \cos \theta$ e $E_{oy} = E_o \sin \theta$, respectivamente. Se a onda incidir em um polarizador cujo eixo de transmissão está ao longo do eixo x , a componente em x não sofre perdas,

enquanto a componente em y é totalmente absorvida. Como a intensidade da onda é proporcional ao quadrado do campo elétrico, a intensidade transmitida é:

$$I(\theta) = E_{ox}^2(\theta) = E_o^2 \cos^2 \theta = I_o \cos^2 \theta \quad (15)$$

Esta é a expressão conhecida como Lei de Malus, em homenagem ao seu observador E. L. Malus que viveu entre 1775 e 1812.

Se a luz incidente for não polarizada, as componentes em cada eixo têm na média a mesma amplitude e a intensidade transmitida é metade da intensidade original. Esse resultado também pode ser obtido pela equação 15, lembrando que o valor médio do co-seno quadrado é $\frac{1}{2}$ (na luz não polarizada, a direção do campo elétrico varia aleatoriamente, portanto θ é uma variável aleatória e podemos fazer a média sobre todos os valores possíveis).

As fontes de luz mais comuns emitem luz não polarizada, e um polarizador pode ser usado para obter luz linearmente polarizada. Assim, para verificar a lei de Malus deveremos ter dois polarizadores com eixos de transmissão rodados de um ângulo θ um em relação ao outro. O ângulo θ da equação 15 nesse caso é o ângulo entre os eixos de transmissão dos polarizadores, como mostrado na figura 4. Quando os eixos de transmissão dos dois polarizadores forem perpendiculares, nenhuma luz é transmitida, porque a direção de transmissão para um é a direção de absorção para o outro; é dito que nessa situação temos “polarizadores cruzados”.

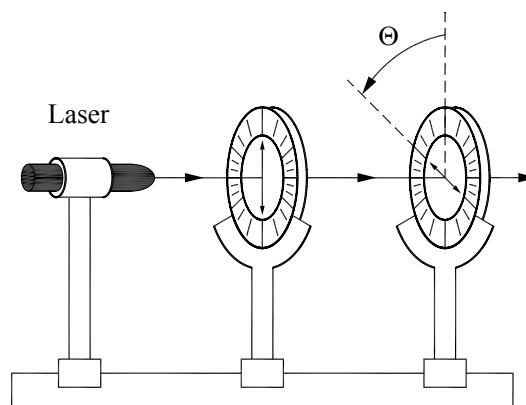


Figura 4 – Representação esquemática de dois polarizadores com eixos de transmissão deslocados de um ângulo θ

Um fato interessante ocorre quando um terceiro polarizador é colocado entre dois polarizadores cruzados. Suponha que o eixo de transmissão desse polarizador faça

um ângulo θ com o eixo do primeiro, e um ângulo de $\pi/2 - \theta$ com o segundo. Para obter a intensidade total, basta aplicar duas vezes a lei de Malus:

$$I(\theta) = I_o \cos^2 \theta \cos^2(\pi/2 - \theta) = I_o \sin^2 \theta \cos^2 \theta \quad (16)$$

Ou seja, agora há luz transmitida, mesmo estando os dois polarizadores externos cruzados. Isso ocorre porque a polarização da luz após atravessar o segundo polarizador não é mais perpendicular ao eixo de transmissão do terceiro polarizador, sendo que a intensidade da luz que emerge do conjunto depende da orientação do eixo de transmissão do segundo polarizador em relação aos demais. Então, é como se o segundo polarizador alterasse a direção da polarização da luz, ou seja, o mesmo de comporta como um meio capaz de alterar a direção de polarização da luz. De fato, existem materiais que possuem essa propriedade, isto é, de alterar o estado de polarização da luz, sendo usualmente denominados de materiais que apresentam atividade ótica. Um exemplo desses materiais são os cristais líquidos presentes, por exemplo, nos mostradores de relógios digitais ou televisores LCD (de *Liquid Crystal Display*). Neste caso particular o ângulo de rotação da polarização induzido pelo material depende do campo elétrico, e, portanto, pode ser alterado aplicando-se uma tensão elétrica. Assim, colocando-se esse material entre dois polarizadores cruzados é possível controlar a intensidade da luz que atravessa o conjunto.

V. Atividade Óptica natural

Como mencionado anteriormente, algumas substâncias possuem a propriedade de girar a direção de polarização da luz que as atravessa, o que é conhecido como *atividade óptica*. O ângulo de rotação por unidade de comprimento é conhecido como poder de rotação específica. Para determinar o sentido da rotação, a convenção é olhar no sentido contrário ao da propagação da onda (como se a onda estivesse vindo de encontro ao observador): se o plano de polarização é girado no sentido horário, a substância é destro-rotatória (ou destrógira). Caso contrário é levo-rotatória (ou levógira). A figura 5 mostra um exemplo de uma substância destrógira e seu efeito na polarização.

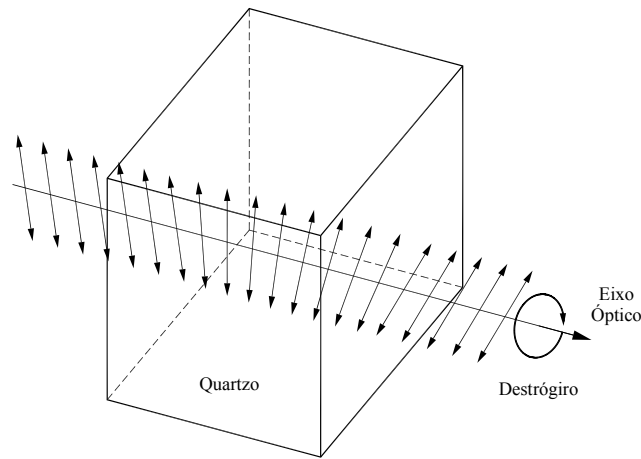


Figura 5 – Mudança na direção de polarização da luz provocada por um cristal destrógiro

A atividade óptica ocorre para aqueles materiais cujas moléculas interagem com radiação circularmente polarizada à esquerda e a direita de forma diferente, como em geral no caso de *moléculas quirais*. Sendo assim, radiação linearmente polarizada ao atravessar um material com essas características pode ter sua direção de polarização alterada. Aqui é bom lembrar que uma onda linearmente polarizada pode ser escrita como uma combinação de duas ondas circularmente polarizadas à direita e à esquerda. Portanto, essas duas componentes interagirão de forma distinta gerando o efeito de rotação da polarização. Para compreender melhor o mecanismo da atividade óptica admitamos que luz linearmente polarizada na direção x incida em um material que possua diferentes índices de refração para luz circularmente polarizada à direita e à esquerda. Vamos decompor a onda incidente em uma superposição de duas componentes circularmente polarizadas e de mesma amplitude, como escrito na equação 14. Deste modo, o campo elétrico da onda linearmente polarizada que incide no material pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 \vec{E} = 2E_o \cos(kz - \omega t)\hat{x} = & \underbrace{E_o \cos(kz - \omega t)\hat{x} + E_o \sin(kz - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a direita}} + \\
 & \underbrace{E_o \cos(kz - \omega t)\hat{x} - E_o \sin(kz - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a esquerda}}
 \end{aligned}
 \quad (17)$$

No material que possui birrefringência circular, o índice de refração para luz circularmente polarizada a direita n_d é diferente do índice de refração para luz circularmente polarizada a esquerda n_e , e o vetor de propagação para cada um dos

componentes, $k_d = n_d \frac{2\pi}{\lambda}$ e $k_e = n_e \frac{2\pi}{\lambda}$, são diferentes. Logo após atravessar o material

o campo elétrico pode ser escrito como:

$$\vec{E} = \underbrace{E_o \cos(kz + k_d L - \omega t)\hat{x} + E_o \sin(kz + k_d L - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a direita}} + \underbrace{E_o \cos(kz + k_e L - \omega t)\hat{x} - E_o \sin(kz + k_e L - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a esquerda}} \quad (18)$$

A diferença de fase $\Delta\varphi$ entre as componentes do campo elétrico da onda circularmente polarizada a direita e a esquerda ao percorrer uma distância L dentro do material é:

$$\Delta\varphi = (k_d - k_e)L = (n_d - n_e) \frac{2\pi}{\lambda} L \quad (19)$$

Reescrevendo a equação 18 em termos de $\Delta\varphi$:

$$\vec{E} = \underbrace{E_o \cos(kz + k_d L - \omega t)\hat{x} + E_o \sin(kz + k_d L - \omega t)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a direita}} + \underbrace{E_o \cos(kz + k_d L - \omega t - \Delta\varphi)\hat{x} - E_o \sin(kz + k_d L - \omega t - \Delta\varphi)\hat{y}}_{\text{onda circularmente polarizada a esquerda}} \quad (20)$$

O termo $kz + k_d L - \omega t$ na equação 20 é uma fase comum e pode ser renomeado para $\varphi = kz + k_d L - \omega t$. Podemos ainda rearranjar a equação 20 de modo que:

$$\vec{E} = [E_o \cos(\varphi) + E_o \cos(\varphi - \Delta\varphi)]\hat{x} + [E_o \sin(\varphi) - E_o \sin(\varphi - \Delta\varphi)]\hat{y} \quad (21)$$

Ou ainda:

$$\vec{E} = \left[E_o \cos\left(\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) + E_o \cos\left(\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \right]\hat{x} + \left[E_o \sin\left(\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) - E_o \sin\left(\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \right]\hat{y} \quad (22)$$

Usando as identidades trigonométricas $\sin(a+b) - \sin(a-b) = 2\cos a \sin b$ e $\cos(a+b) + \cos(a-b) = 2\cos a \cos b$, com $a = \varphi - \frac{\Delta\varphi}{2}$ e $b = \frac{\Delta\varphi}{2}$ chega-se a:

$$\vec{E} = 2E_o \left(\cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\hat{x} + \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\hat{y} \right) \cos\left(\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (23)$$

Substituindo φ , obtém-se:

$$\vec{E} = 2E_o \left(\cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\hat{x} + \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\hat{y} \right) \cos\left(kz - \omega t + k_d L - \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (24)$$

A equação 24 estabelece que não há diferença de fase entre a componente x e a componente y da onda. Isso significa que a polarização é linear, mas agora há um campo elétrico na direção y que não havia anteriormente. Como o módulo do campo elétrico da equação 24 é o mesmo que antes de incidir no material, tem-se que o plano de polarização foi girado de um ângulo θ com relação ao eixo x (a direção inicial de polarização). Da equação 24 é possível concluir o valor de θ :

$$\theta = \frac{\Delta\varphi}{2} = (n_d - n_e) \frac{\pi}{\lambda} L \quad (25)$$

Na figura 6 está ilustrada a situação demonstrada pelas equações 17 e 24, ou seja, antes de incidir a onda é linearmente polarizada em uma certa direção (combinação de duas componentes circulares) e após atravessar o material muda a direção da polarização linear.

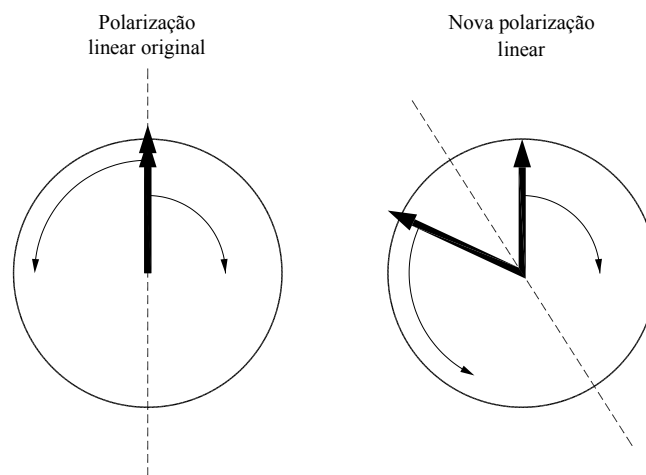


Figura 6 – Efeito de uma diferença de fase entre as componentes circulares da onda.

O poder de rotação específico da substância é definido como a rotação provocada no plano de polarização por unidade de comprimento:

$$\frac{\theta}{L} = (n_d - n_e) \frac{\pi}{\lambda} \quad (26)$$

Se $n_d < n_e$, a substância é destro-rotatória, ou destrógira (θ nesse caso é negativo) e se $n_d > n_e$ a substância é levo-rotatória, ou levógira (θ positivo).

Como visto, a atividade óptica ocorre quando os índices de refração são diferentes para a luz circularmente polarizada à esquerda ou à direita. Isso tem a ver com uma propriedade de simetria das moléculas que compõem o material, que é a quiralidade. Uma molécula quiral é diferente de sua imagem especular (da mesma

forma que uma mão direita é diferente da sua imagem especular, que é uma mão esquerda). Quando a simetria por reflexão especular existe, a polarização circular à esquerda e à direita provoca o mesmo tipo de resposta nas moléculas, e não há atividade óptica; se a molécula é quiral, a resposta é diferente, e a molécula é opticamente ativa. Boa parte das moléculas orgânicas, como aminoácidos e alguns açúcares, são quirais.

No caso em que a substância opticamente ativa está dissolvida, a atividade óptica também depende da concentração da substância na solução. Neste caso a equação acima deve ser reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{\theta}{L} = \alpha(\lambda, T) \cdot \frac{m}{V} \quad (27)$$

Onde m é a massa do soluto, V é o volume da solução e α é uma constante característica do soluto que depende do comprimento de onda λ da luz incidente e da temperatura.

Um exemplo típico de substância que apresenta atividade óptica é a sacarose. Em uma solução de sacarose em água a rotação do plano de polarização ocorre de acordo com a equação 27, e, portanto, é proporcional ao comprimento da amostra e a sua concentração. Para a sacarose, a temperatura de 20°C e no comprimento de onda de 589 nm (linha amarela do sódio), o valor tabelado de α é de 66,4 (°·ml)/(dm·g). Assim, conhecendo-se o ângulo de rotação específico de uma solução de sacarose e a constante α , podemos determinar a concentração da solução. De fato, este é um dos métodos padrões para avaliar a concentração de sacarose em cana de açúcar, sendo utilizado para avaliar a qualidade produtiva da cana de açúcar. O instrumento comercial usado para fazer essa avaliação é denominado sacarímetro.

VI. Birrefringência e mudanças na polarização da luz

Agora que conhecemos os diferentes estados de polarização da luz, resta-nos discutir como podemos modificar tais estados, ou, em outras palavras, como podemos controlar o ângulo ϕ da equação 1. É fácil ver pela equação 1 que uma maneira de induzir uma defasagem entre as componentes do campo e fazer com que a velocidade de propagação (ou seja, o módulo do vetor de onda) seja diferente para cada componente. Na prática isso pode ser conseguido se a onda se propagar em um meio no qual os

índices de refração sejam diferentes para cada componente (x e y). Esses meios são chamados de birrefringentes.

Os materiais birrefringentes são um caso particular de materiais anisotrópicos (ou seja, materiais cujas propriedades dependem da direção). Esses materiais possuem dois índices de refração (denominados índice rápido, n_r , e lento, n_l), ou seja, há duas direções da polarização nas quais os índices de refração são iguais, e uma terceira direção na qual ele tem outro valor, que é chamado de *eixo óptico*. Se a luz incide com vetor de propagação na direção do eixo óptico, tudo se passa como se o meio fosse isotrópico, ou seja, independentemente da direção do campo elétrico a velocidade de propagação será a mesma. Entretanto, se a luz incidir perpendicularmente ao eixo óptico, o índice de refração depende da direção de vibração do campo elétrico. Podemos decompor então a onda eletromagnética em duas polarizações ortogonais, uma delas vibrando na direção do eixo óptico e outra vibrando perpendicularmente. Os índices de refração são diferentes para essas componentes, e assim a diferença de fase entre elas varia à medida que a onda se propaga nesse meio.

Vamos considerar como exemplo um feixe luminoso linearmente polarizado se propagando na direção do eixo z e incidindo sobre uma lâmina de material birrefringente, cujo eixo óptico está na direção y , como mostrado na figura 7 (a direção de polarização pode ser qualquer). Vamos supor que o índice rápido seja na direção perpendicular ao eixo óptico.

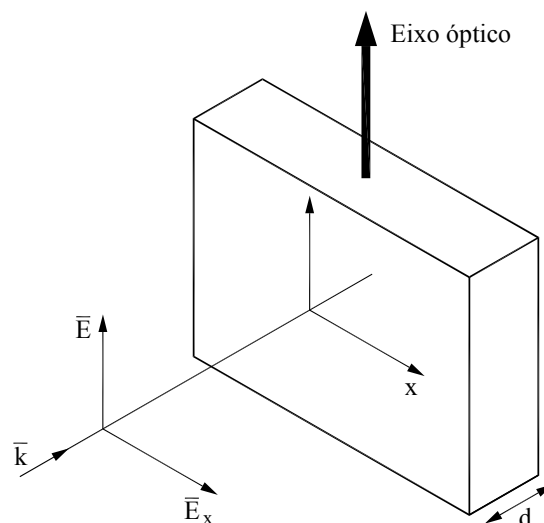


Figura 7 – Feixe luminoso incidindo perpendicularmente em uma placa birrefringente.

Após atravessar um comprimento d no material, as componentes em x e y podem ser escritas como:

$$E_x = E_{ox} \cos(k_r d - \omega t) \quad (28a)$$

$$E_y = E_{oy} \cos(k_l d - \omega t) \quad (28b)$$

Onde $k_l = n_l \frac{2\pi}{\lambda}$ e $k_r = n_r \frac{2\pi}{\lambda}$ são os módulos do vetor de propagação na direção do eixo óptico e na direção perpendicular. A diferença de fase entre elas será:

$$\phi = (k_l - k_r)d = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_l - n_r)d \quad (29)$$

Portanto, a defasagem produzida por um determinado material pode ser controlada variando a sua espessura. Assim, é possível construir lâminas que produzem uma defasagem controlada entre as componentes do campo, permitindo gerar ondas com qualquer estado de polarização a partir de ondas linearmente polarizadas. Essas lâminas recebem usualmente o nome de lâminas defasadoras.

VII. Lâminas defasadoras de quarto de onda

Vamos considerar que a espessura do material birrefringente seja ajustada para obter um ângulo de defasagem entre as componentes E_x e E_y de $\phi = \pm\pi/2 + 2m\pi$ (com m inteiro) na equação 29. Se a luz incidente na lâmina for linearmente polarizada, a diferença de fase na saída será $\pm\pi/2$, e pela figura 3 podemos ver que isso representa uma onda elipticamente polarizada com um semi-eixo na direção do eixo óptico. Se, além disso, a polarização da onda incidente fizer um ângulo de $\pi/4$ com o eixo óptico, as componentes x e y terão a mesma amplitude, e o resultado é polarização circular.

A diferença de fase de $\pm\pi/2$ corresponde a um quarto do comprimento de onda; por esse motivo, uma lâmina de material birrefringente que produz essa diferença de fase é chamada de *lâmina de quarto de onda*. Da equação 29, podemos estimar qual deve ser a espessura de uma lâmina como essa:

$$d = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{1}{|n_l - n_r|} \left(\frac{\pi}{2} + 2m\pi \right) \quad (30)$$

Essa condição pode ser simplificada para:

$$d = \frac{\lambda_o}{|n_l - n_r|} \left(\frac{1}{4} + m \right) \quad (31)$$

VIII. Lâminas de meia onda

Vamos considerar agora que a espessura do material birrefringente seja ajustada para obter $\phi = \pi + 2m\pi$ (com m inteiro) na equação 29. A defasagem adquirida por uma componente é π , o que é equivalente a trocar o sinal dessa componente. Se a onda incidente for linearmente polarizada, após passar pelo material a onda continua linearmente polarizada, mas a direção de polarização é espelhada com relação ao eixo óptico. Em outras palavras, se o ângulo entre o direção de polarização da onda incidente e o eixo óptico é θ , o efeito de uma lâmina de meia onda é girar a direção de polarização por um ângulo 2θ .

Se a luz incidente é elipticamente polarizada, a lâmina de meia onda inverte uma das componentes do campo o que resulta na inversão do sentido da rotação do campo elétrico; em outras palavras, luz elipticamente polarizada à esquerda é transformada em luz elipticamente polarizada à direita, e vice-versa.

Como a diferença de fase induzida é equivalente a meio comprimento de onda, uma lâmina como essa é chamada de *lâmina de meia onda*. A espessura de uma lâmina de meia onda é:

$$d = \frac{\lambda_o}{|n_l - n_r|} \left(\frac{1}{2} + m \right) \quad (32)$$

Experimentos

1. Verificação da Lei de Malus

a) Monte o aparato descrito na figura 8. Lembre-se sempre de verificar o alinhamento do feixe laser (horizontal e paralelo ao trilho óptico).

b) Utilizando apenas o primeiro polarizador com a leitura angular em 0° , seguido pelo detector (fotodiodo), gire o laser até obter o máximo de intensidade no detector. Verifique se o fotodetector não está saturado (procure trabalhar com a máxima medida do voltímetro sempre em $\sim 8 \text{ V}$). Caso seja necessário, utilize camadas de fita adesiva para evitar a saturação do detector.

c) Acrescente o segundo polarizador à montagem cruzado com o primeiro. Faça o ajuste fino desta situação observando a mínima intensidade de luz no sinal do fotodetector. Gire o goniômetro do segundo polarizador de 90° . Nesta condição os dois polarizadores devem estar com eixos de transmissão alinhados. CUIDADO!!! O detector também mede a luz ambiente...

d) Meça a intensidade de luz em função do ângulo entre os eixos dos dois polarizadores. Tome $\theta = 0$ na condição do item (c): eixos de transmissão alinhados. Faça medidas girando o segundo polarizador em passos de 10° até atingir 360° . Faça medidas adicionais nos ângulos $\theta_0 \pm 5^\circ$, onde $\theta_0 = 0, 90, 180$ e 270° . Plote um gráfico da intensidade $I(\theta)$ em escala linear. O resultado é compatível com a Lei de Malus? Discuta semelhanças e diferenças.

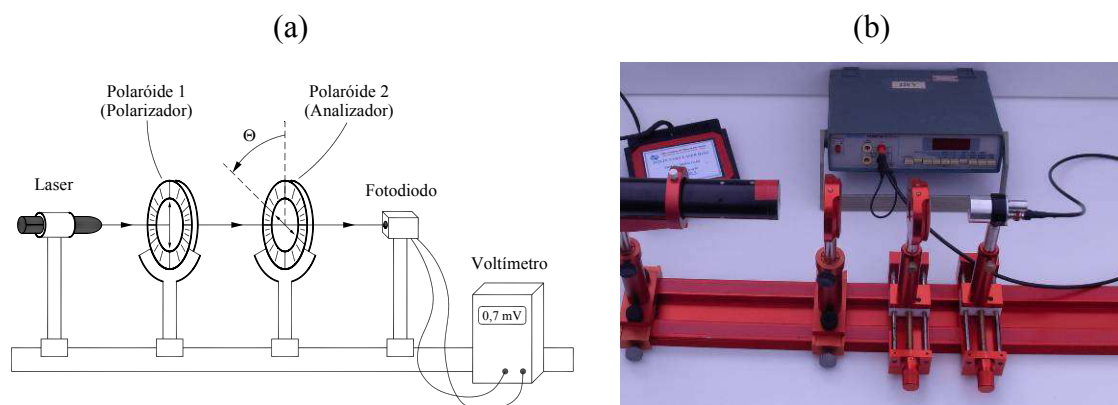
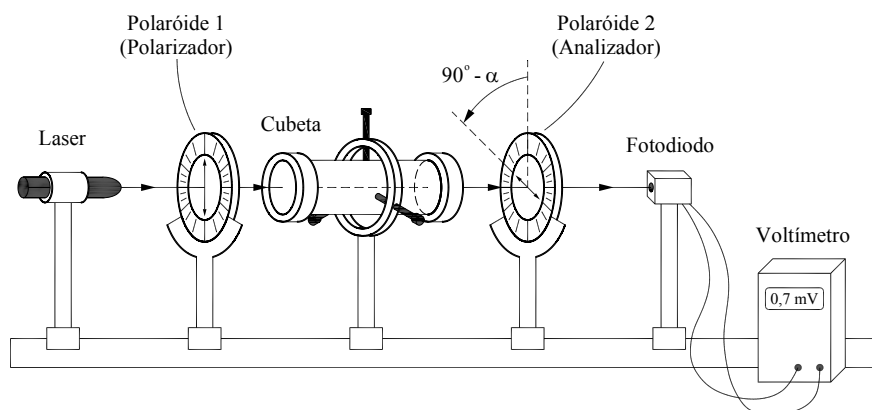


Figura 8 – Esquema (a) e Fotografia (b) do aparato utilizado na verificação da Lei de Malus com dois polarizadores.

(a)



(b)

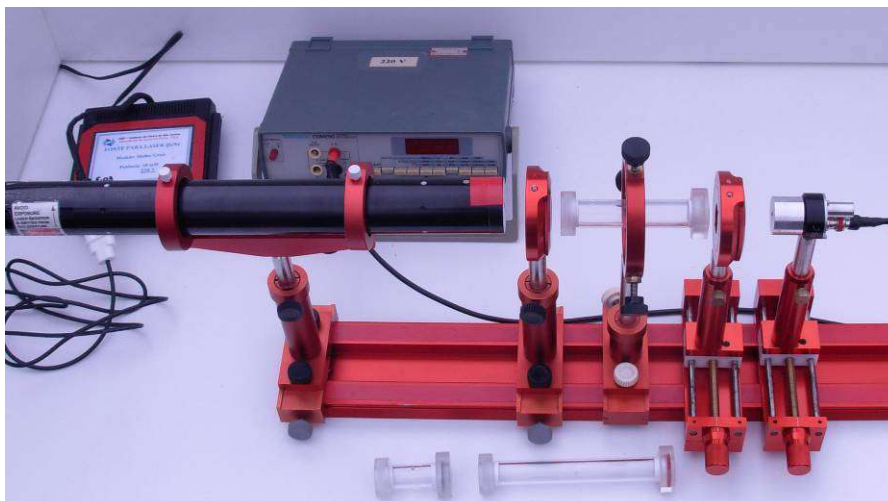


Figura 9 – Montagem experimental, com a cubeta entre os polarizadores.

c) Anote a indicação angular do segundo polarizador e então gire-o de tal forma que se obtenha novamente um mínimo de intensidade. Anote essa nova indicação angular e subtraia da anterior. Assim você estará determinando o ângulo de rotação da polarização da luz introduzido pela cubeta com a solução. Indique também a direção de rotação da polarização (direita ou esquerda) olhando na direção contrária à propagação do feixe.

d) Repita o procedimento para diferentes comprimentos de cubetas (mantendo a concentração da solução), e para diferentes concentrações (mantendo o comprimento da cubeta).

e) Para cada medida realizada (5 ao todo), determine o poder rotatório específico, α . Compare o valor medido ($\bar{\alpha} \pm \Delta\alpha$) com o tabelado. Qual a substância utilizada? Ela é levógira ou destrógira?

Atividade óptica de uma solução de sacarose

Concentração da solução (g / ml)	Comprimento da cubeta (cm)	Ângulo de rotação da polarização	$\alpha \left(\frac{^\circ \text{ml}}{\text{g dm}} \right)$

3. Lâmina de meia onda

a) Use a mesma montagem do experimento 2, com o segundo polarizador cruzado em relação ao primeiro.

b) Introduza uma lâmina de meia onda com o 0° da escala angular na vertical entre os dois polarizadores, figura 5. Os eixos ópticos das lâminas foram *aproximadamente* alinhados no suporte de modo que o seu eixo óptico coincida ou esteja perpendicular ao 0° da escala angular. Este experimento pode ser realizado com qualquer uma das duas situações. Faça então um ajuste fino da direção do eixo lâmina de meia onda até anular a transmissão no segundo polarizador. Anote a leitura dessa orientação θ_0 .

c) Gire o goniômetro da lâmina de $+30^\circ$ e descreva o que acontece. Com o segundo polarizador, determine ângulo de rotação da polarização introduzido pela lâmina de meia onda e compare com o valor esperado. Gire o goniômetro da lâmina de -30° e use o segundo polarizador para analisar a polarização resultante. Compare com o esperado.



Figura 10 – Fotografia da montagem experimental. A lâmina de meia onda é posicionada entre dois polarizadores.

4. Lâmina de quarto de onda – Polarização circular

a) Substitua a lâmina de meia onda por uma de quarto de onda com o suporte indicado 0° na vertical. Faça então um ajuste fino da direção do eixo da lâmina de quarto de onda até anular a transmissão no segundo polarizador. Anote a leitura dessa orientação θ_0 . Gire o segundo polarizador de uma volta completa e analise a intensidade da luz transmitida pelo mesmo. Qual a polarização após a lâmina de quarto de onda?

b) Gire a lâmina de quarto de onda de 45° (em qualquer sentido) e analise a polarização após a lâmina de quarto de onda, girando o segundo polarizador e monitorando a intensidade do feixe transmitido. A polarização é linear? Compare com o esperado.

4 – Interferência de Ondas Planas

Nesta prática estudaremos a interferência entre duas ondas planas. Utilizaremos um aparato capaz de produzir uma diferença do caminho percorrido por dois feixes coerentes e sobreposição, provocando um padrão de interferência. A análise deste padrão permite a determinação do comprimento de onda da fonte de radiação. Além disso, apresentaremos alguns exemplos de processos de interferência.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento, o aluno deverá consultar o professor, o monitor ou o técnico do laboratório para esclarecimentos.

Importante: Neste experimento será utilizado um laser. Cuidado para não direcioná-lo para o seu olho ou para o olho dos demais em sala!!!

1. A interferência de ondas

As equações de Maxwell, que governam o eletromagnetismo e a óptica, são lineares em relação aos campos elétrico e magnético. Logo, vale o princípio da superposição, isto é, quando há mais de uma fonte de campo elétrico (ou magnético), o campo resultante é a soma vetorial dos campos gerados por cada fonte individualmente. Uma vez que a luz é formada por campos elétricos e magnéticos que oscilam no tempo, quando dois feixes coincidem espacialmente, os campos associados a cada onda se somam. O resultado dessa soma depende da relação entre as fases dos feixes em cada ponto. Como resultado, forma-se uma região de máximos e mínimos de campo elétrico conhecido como padrão de interferência.

Para que duas fontes de luz possam apresentar um padrão de interferência estático, é preciso que elas sejam *coerentes* entre si, ou seja, a diferença de fase entre elas deve ser fixa no tempo. Uma maneira de conseguir isso é usando feixes provenientes de uma única fonte. Por exemplo, no famoso experimento de dupla fenda, de 1803, Young ressaltou que o padrão de interferência só era obtido quando as duas fendas eram iluminadas com luz proveniente da mesma fonte. Quando ele iluminava cada fenda com uma fonte diferente, a

intensidade no anteparo era simplesmente a soma das intensidades vinda de cada fenda, ou seja, não havia padrão de interferência. A razão de não se observar padrão de interferência entre feixes gerado por fontes distintas é que a luz emitida pelas duas fontes não guarda nenhuma relação de fase na oscilação de seus campos elétricos, isto é, não existe coerência de fase entre os dois feixes.

Mesmo que dois feixes sejam oriundos de uma mesma fonte podem não apresentar um padrão de interferência estático quando forem superpostos. O que define a observação ou não deste padrão estático é o que é denominamos de *comprimento de coerência*. Para entender o que significa o comprimento de coerência de um feixe de luz, vamos considerar que um feixe proveniente de uma certa fonte seja dividido em dois e que após a divisão eles percorram individualmente distâncias distintas, se encontrando posteriormente em outro pontos do espaço. Como mencionado anteriormente, só será observado um padrão de interferência estático no reencontro dos dois feixes, se a relação de fase entre os campos dos feixes for constante. No entanto, para que isso ocorra, a diferença de percurso entre os dois feixes não pode ser maior que o comprimento de coerência. Portanto, o comprimento de coerência é a máxima diferença de percurso entre os dois feixes sem que haja perda da relação de fase entre os campos elétricos das ondas que os constituem. Pode-se definir também um *tempo de coerência* que é igual ao comprimento de coerência dividido pela velocidade da luz.

A luz térmica (a luz de uma lâmpada incandescente, ou a luz do Sol, por exemplo) é uma fonte de comprimento de coerência nulo, pois é resultado de processos microscópicos que são independentes uns dos outros (vibrações eletrônicas independentes). Um outro aspecto que contribui para a nulidade do comprimento de coerência da luz térmica é que ela possui grande largura espectral (o tempo de coerência de uma fonte não monocromática é aproximadamente o inverso da largura espectral). Já a luz de transições eletrônicas (uma lâmpada de vapor de gás a baixa pressão, por exemplo) pode apresentar um comprimento de coerência mensurável. Isso ocorre por as emissões de um átomo podem estimular a emissão de outro (fenômeno conhecido como emissão estimulada) e quando isso acontece o fóton emitido é idêntico (inclusive como mesma fase) daquele que estimulou a emissão. Porém, há também muitas emissões que não são correlacionados, os que faz com que o

sistema tenha um comprimento de coerência finito e usualmente da ordem de alguns cm. Além disso, esse tipo de fonte de luz apresenta um espectro discreto (com frequências de emissão bem definidas).

A situação é diferente para os lasers, onde os processos de emissão estimulada são amplificados pelo efeito da cavidade, fazendo com que os fótons sejam emitidos em fase uns com os outros. No laser, o tempo de coerência é muitas ordens de grandeza maior do que a duração da emissão de um fóton e o comprimento de coerência pode chegar a quilômetros.

É importante notar que não é possível observar interferência devida a duas fontes luminosas independentes, mesmo duas fontes de laser, que, embora produzam individualmente luz coerente, não apresentam coerência entre si.

2. Interferência construtiva e destrutiva

Duas ondas coerentes possuem diferença de fase fixa no tempo. Se essa diferença de fase for nula ou um múltiplo par de π , as ondas são ditas em fase: os máximos e os mínimos de cada uma coincidem. O campo resultante oscila com a mesma frequência e com amplitude igual à soma das amplitudes de cada onda. A intensidade é maior do que a soma das intensidades de cada onda (se forem iguais, a intensidade resultante é quatro vezes a intensidade de cada onda).

Por outro lado, se a diferença de fase for um múltiplo ímpar de π , os mínimos de uma onda coincidem com os máximos da outra onda. A onda resultante tem amplitude igual à diferença entre as amplitudes individuais (e em fase com a onda de maior amplitude). Se as amplitudes são iguais, a amplitude da onda resultante é nula.

No primeiro caso, quando as amplitudes se somam, a interferência é dita *construtiva*; no segundo caso, quando as amplitudes se subtraem, a interferência é dita *destrutiva*. A figura 1a ilustra um exemplo de interferência construtiva, e a figura 1b, um exemplo de interferência destrutiva. Na figura 1c está mostrado um experimento mecânico da interferência de duas ondas geradas na superfície de um tanque de água (cuba de ondas). Nos pontos brilhantes ocorre interferência construtiva, e nos pontos escuros ocorre interferência destrutiva.

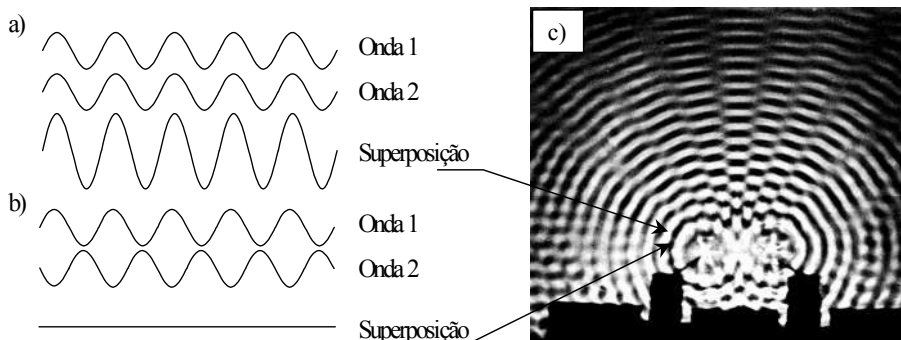


Figura 1 – (a) Interferência construtiva; (b) interferência destrutiva; (c) Interferência devido a duas fontes pontuais idênticas. Padrão de interferência observado numa cuba de ondas, com duas fontes pontuais.

3. Interferência de duas ondas planas

Consideremos agora dois feixes de ondas planas monocromáticas de mesma frequência e coerentes entre si, cujos vetores de propagação formam entre si um ângulo θ , como mostrado na figura 2, cujos campos elétricos estejam na mesma direção.

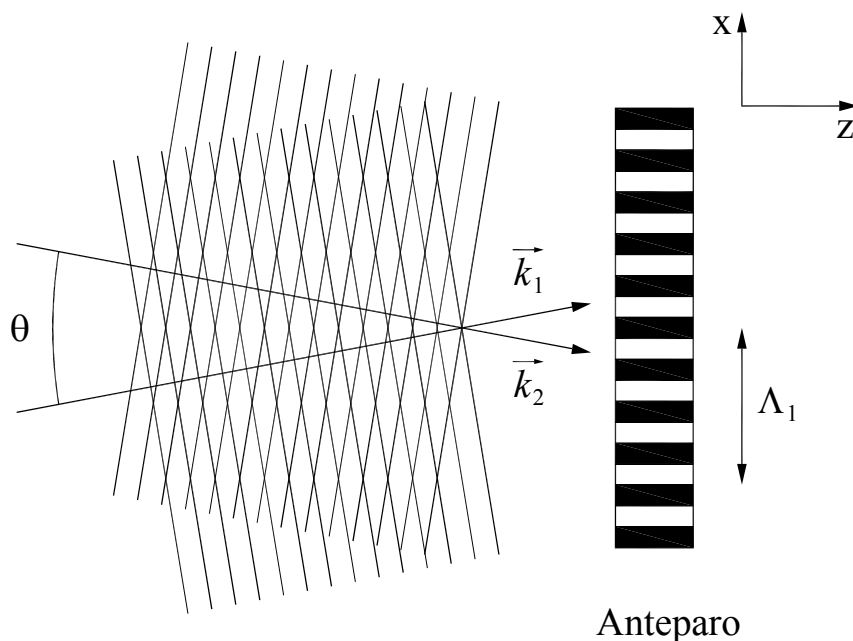


Figura 2 – Interferência de ondas planas

Como os campos elétricos têm mesma direção (por exemplo, a direção y da figura 2), eles podem ser descritos da seguinte forma:

$$E_1 = E_{o1} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \quad (1a)$$

$$E_2 = E_{o2} \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) \quad (1b)$$

De acordo com o princípio da superposição, o campo resultante será dado por:

$$E = E_{o1} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + E_{o2} \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) \quad (2)$$

A intensidade da onda é proporcional ao quadrado do campo:

$$E^2 = E_{o1}^2 \cos^2(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + E_{o2}^2 \cos^2(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) + 2E_{o1}E_{o2} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) \quad (3)$$

O último termo pode ser escrito como:

$$2E_{o1}E_{o2} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) = \\ = E_{o1}E_{o2} \cos(2\omega t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}) + E_{o1}E_{o2} \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}) \quad (4)$$

Na equação 4, foi usada a seguinte identidade trigonométrica:

$$\cos a \cos b = \frac{\cos(a+b) + \cos(a-b)}{2} \quad (5)$$

Para a luz visível, a frequência ω é muito alta, de modo que as variações rápidas em E^2 não podem ser percebidas. O que se pode medir é a média temporal, ou $\langle E^2 \rangle$. Nas expressões 3 e 4 combinadas, os dois primeiros termos têm média $1/2$, o terceiro tem média nula e o quarto é constante. Portanto:

$$\langle E^2 \rangle = \frac{E_{o1}^2}{2} + \frac{E_{o2}^2}{2} + E_{o1}E_{o2} \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}) \quad (6)$$

Em termos das intensidades, ficamos com:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}) \quad (7)$$

O último termo é conhecido como *termo de interferência*, pois é o que caracteriza esse fenômeno: a intensidade resultante não é igual à soma das intensidades de cada onda.

De acordo com a figura 2, os vetores de propagação são:

$$\vec{k}_1 \cdot \vec{r} = kz \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + kx \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (8a)$$

$$\vec{k}_2 \cdot \vec{r} = kz \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - kx \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (8b)$$

Combinando as equações 7 e 8, chegamos a:

$$I(x) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(2kx \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (9)$$

No caso especial em que $I_1 = I_2 = I_o$, a equação acima se reduz a:

$$I(x) = 2I_o \left(1 + \cos\left(2kx \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)\right) \quad (10)$$

O termo entre parênteses pode ser simplificado usando a identidade $1 + \cos 2\varphi = \cos^2 \varphi$:

$$I(x) = 4I_o \cos^2\left(kx \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (11)$$

Esse padrão de interferência é observado em um anteparo (colocado na posição onde os feixes se encontram). A intensidade média sobre o anteparo é $2I_o$, igual à soma das intensidades de cada onda. Esse resultado é esperado pela lei de conservação da energia.

Os máximos ocorrem quando o argumento do cosseno da equação 11 é igual a $n\pi$ (onde n é um número inteiro), ou seja:

$$kx \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = n\pi \quad (12)$$

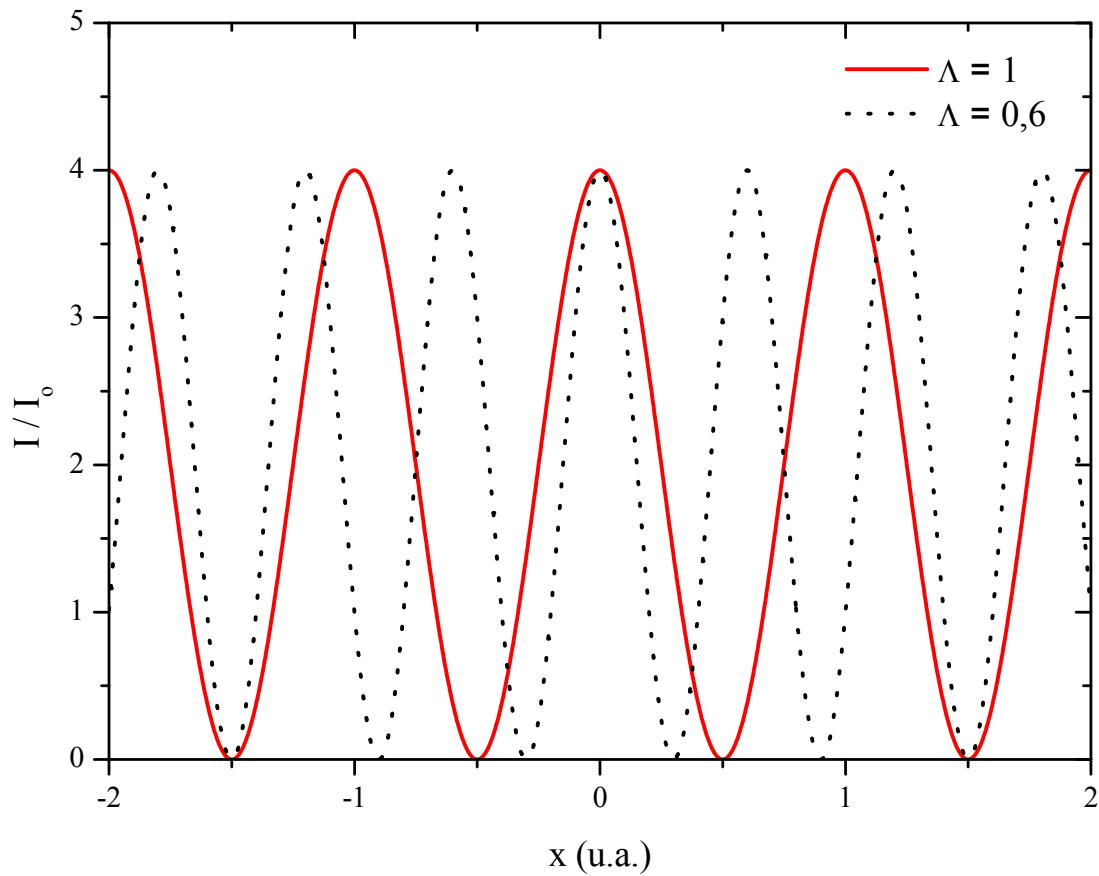


Figura 3 – Gráfico do padrão de interferência (equação 11) para dois valores de θ (a linha pontilhada representa um ângulo θ maior do que o da linha cheia)

A distância Λ entre dois máximos consecutivos é dada por:

$$\Lambda = \frac{\pi}{k \sin(\theta/2)} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (13)$$

No experimento, vamos ajustar o ângulo θ e medir o parâmetro Λ , e assim determinar o comprimento de onda de um laser. Para que a distância entre os máximos seja suficientemente grande para ser medida, é preciso que o ângulo θ seja pequeno.

4. Interferômetro de Michelson

Os interferômetros são configurações experimentais que usam a interferência entre dois feixes para fazer medidas bastante precisas de comprimentos de onda ou outras grandezas. O mais comum é o de Michelson, ilustrado na figura 4. Um feixe de luz atinge um bloco de vidro onde uma das superfícies é coberta com um filme refletor que aumenta a refletividade da interface. Essa interface atua como um divisor de feixes. Um segundo bloco de vidro (idêntico ao primeiro, mas sem o filme refletor) e dois espelhos completam o interferômetro de Michelson.

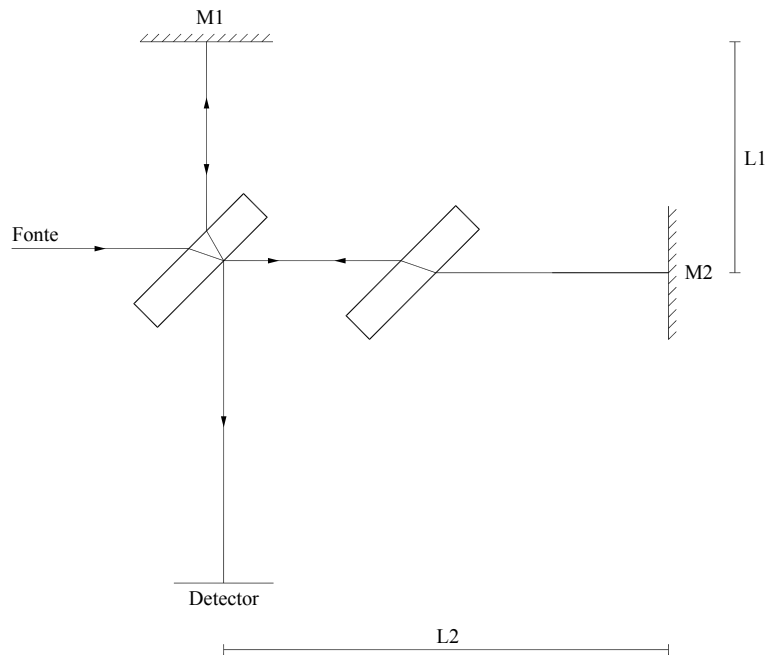


Figura 4 – Interferômetro de Michelson

O feixe da fonte é dividido em dois na interface com a superfície refletora. Um dos raios sai em direção a M1, é refletido sobre si mesmo e depois atravessa o bloco central. Outro raio vai na direção de M2, é refletido sobre si mesmo e é refletido na superfície refletora, em direção ao detector. Como o primeiro raio atravessa o bloco de vidro duas vezes, o segundo bloco de vidro é colocado no caminho do segundo raio para compensar os efeitos da propagação no divisor de feixe.

A diferença de fase entre os dois raios é causada pela diferença de caminho óptico percorrido. A distância percorrida no vidro é igual para os dois raios, portanto a diferença é somente devido à diferença de caminho geométrico no ar. Além disso, há também os ganhos de fase de π devido às reflexões toda vez que a incidência for de um meio de menor para outro de maior índice de refração. Assim, o primeiro raio sofre duas reflexões, mas somente ganha π de fase na reflexão em M1. Por outro lado, o segundo raio sofre um ganho de fase 2π , ou seja, π na reflexão no espelho M2 e mais π na reflexão na parte externa no separador de feixe. Portanto, a diferença de fase no centro do detector é:

$$\phi_2 - \phi_1 = \pi + 2k(L_2 - L_1) \quad (14)$$

Uma das aplicações usuais do interferômetro de Michelson é a sua utilização na medida do comprimento de coerência de uma dada fonte de luz. À medida que a diferença de caminho aumenta, as franjas de interferência ficam menos nítidas. O comprimento de coerência da fonte é definido como a diferença de caminho entre os braços ($L_2 - L_1$) quando a nitidez das franjas diminui de 50%. A nitidez é definida como:

$$V = \frac{I_{máx} - I_{mín}}{I_{máx} + I_{mín}} \quad (15)$$

Onde $I_{máx}$ e $I_{mín}$ são as intensidades máxima e mínima no padrão de interferência formado no detector.

Experimentos

1. Interferência de ondas planas

a) Utilize um laser e um divisor de feixe (sistema formado por um semi-espelho e um espelho) e ajuste-o de tal forma que os dois feixes emergentes estejam *aproximadamente* paralelos entre si, horizontais, e separados por ~ 2 cm. Com isso, produzimos uma diferença de caminho óptico entre dois feixes provenientes de uma mesma fonte coerente (laser de He/Ne).

b) Posicione 4 espelhos (planos) sobre a bancada para que o feixe principal percorra ~ 5 m antes de iluminar o centro de uma escala micrométrica, posicionada no centro da bancada, figura 5. Ajuste os espelhos (altura e inclinação) para que o feixe incida próximo ao centro dos espelhos e esteja sempre horizontal, mantendo a mesma altura em relação à bancada. Bloqueie o feixe secundário do divisor para não se confundir durante esse alinhamento.

c) Posicione um espelho plano para que o feixe transmitido através da escala micrométrica percorra ~ 2 m até o centro de um anteparo, mantendo-se sempre no plano horizontal (figura 5).

d) Posicione uma lente de distância focal 5 ou 6 cm após a escala micrométrica de tal forma que esta esteja próxima ao foco da lente. Ajuste lateralmente a lente, de modo que o feixe do laser passe pelo seu centro. Nessa condição, a parte mais brilhante do feixe ampliado deve estar centralizado no anteparo. Você deve observar a imagem da escala micrométrica projetada no anteparo, figura 6a. Caso a imagem não esteja nítida, ajuste a distância da lente à escala de modo a tornar essa imagem nítida.

e) Desbloqueie o feixe secundário do divisor de feixes e ajuste a orientação do espelho 100% refletor do divisor de modo que os dois feixes se superponham na escala micrométrica. Faça o ajuste fino observando o aparecimento de um padrão de interferência nítido no anteparo, figura 6b.

f) Meça a distância percorrida pelo feixe entre o divisor de feixes e a escala micrométrica e a separação entre os feixes no divisor. Com isso, determine o ângulo θ entre os feixes (veja a figura 7).

g) Neste experimento a escala micrométrica é utilizada para medir a separação entre máximos consecutivos sem a necessidade de calcular o fator de ampliação introduzido pela lente. Para realizar a medida com a escala micrométrica é necessário somente contar o número de máximos (ou mínimos) em um determinado comprimento medido diretamente na imagem da escala. Assim, a distância entre máximos (ou mínimos) é dada pelo comprimento dividido pelo número de franjas. Realize essa medida e use a equação 13 para calcular o comprimento de onda do laser. Repita para mais duas separações entre os feixes após o divisor, preenchendo a Tabela 1.

h) Uma outra forma de determinar a distância entre máximos de interferência à partir do padrão projetado é utilizando a equação de formação de imagens. Assim sendo focalize nitidamente o retículo, meça a distância lente-retículo (S) e lente anteparo (S'), e a distância entre máximos no anteparo. Com esses dados e usando o fator de ampliação da imagem, calcule a separação entre máximos no retículo e determine o comprimento de onda do laser. Repita para mais duas separações entre os feixes após o divisor, preenchendo a Tabela 2.

i) Calcule a média e o desvio padrão do comprimento de onda do laser usado separadamente os dados das Tabelas 1 e 2. Compare os métodos dos itens g) e h) e discuta qual deles é mais preciso, justificando a razão. Compare também os valores obtidos pelos dois métodos com o comprimento de onda conhecido desse laser (633 nm).

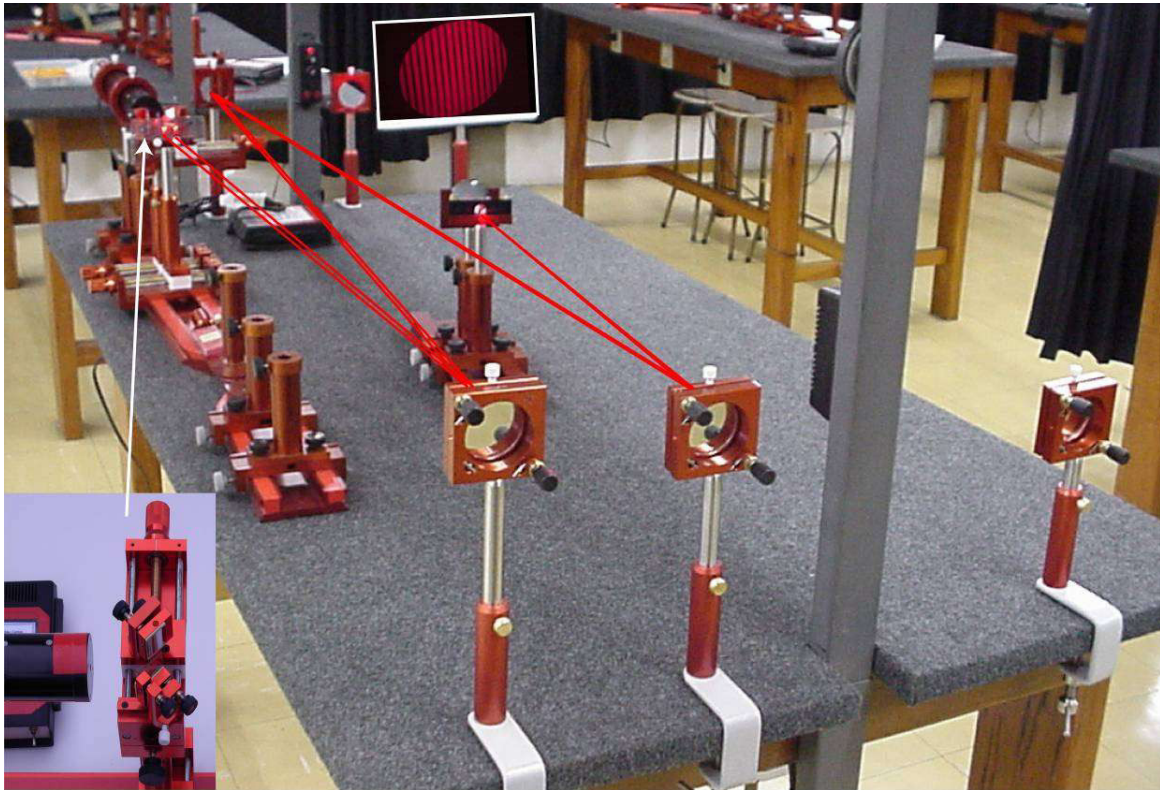
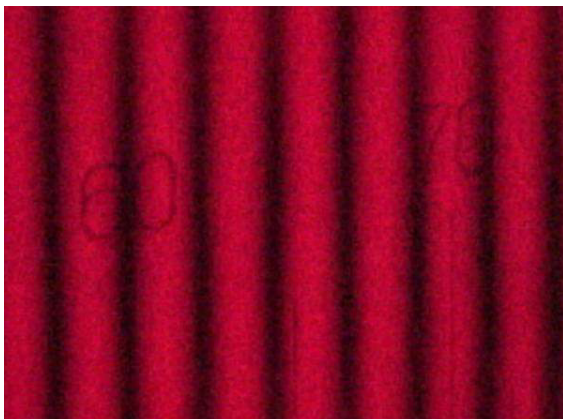


Figura 5 – Foto da montagem experimental, mostrando o laser e o divisor de feixes (ao fundo), a escala micrométrica e a lente (no centro da bancada), o anteparo (papel branco no lado direito) e os espelhos (um no lado direito, dois no lado esquerdo) posicionados para aumentar o caminho óptico.

(a)



(b)

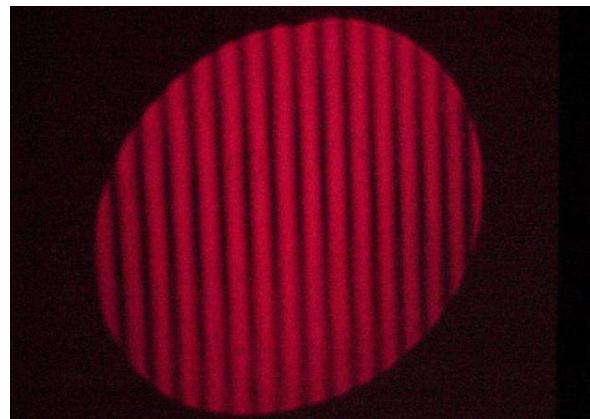


Figura 6 – Padrão de interferência observado no anteparo

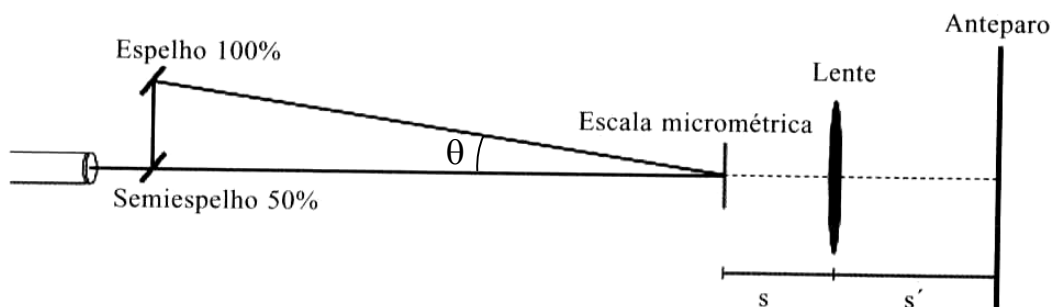


Tabela 1 - Determinação do comprimento de onda pela interferência entre ondas planas utilizando a escala do retículo.

Separação lateral entre os feixes (cm)	Distância entre máximos (mm)	Comprimento de onda (nm)
Caminho óptico entre o divisor de feixes e a escala micrométrica:		

Tabela 2 - Determinação do comprimento de onda pela interferência entre ondas planas utilizando a ampliação da lente

Separação lateral entre os feixes (cm)	Distância entre máximos (mm)	S/S'	Comprimento de onda (nm)
Caminho óptico entre o divisor de feixes e a escala micrométrica:			

5 – Difração

Nesta prática, estudaremos o fenômeno de difração. Em particular, analisaremos fendas retangulares simples e duplas e redes de difração. Medidas quantitativas do padrão de difração nos permitirão, entre outras coisas, determinar o comprimento de onda da luz.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento, o aluno deverá consultar o professor, o monitor ou o técnico do laboratório para esclarecimentos.

Importante: Neste experimento será utilizado um laser. Cuidado para não direcioná-lo para seu próprio olho ou para o olho dos demais em sala!!!

I. Difração como consequência do princípio de Huygens-Fresnel

De acordo com o princípio de Huygens, para calcular a frente de onda em um instante é necessário tomar a frente de onda em um instante anterior e considerar as ondas secundárias emitidas por cada ponto; a frente de onda desejada é o resultado da interferência entre essas ondas secundárias. O princípio de Huygens foi posteriormente modificado por Fresnel, que propôs que as ondas secundárias não têm a mesma intensidade em qualquer direção, mas são mais fortes na direção original de propagação e se anulam na direção perpendicular. Isso ficou conhecido como princípio de Huygens-Fresnel.

Quando há um obstáculo ou uma abertura, temos que considerar apenas as ondas secundárias que não são obstruídas, ou seja, que tem como se propagar livremente até o observador. A resultante desse processo é claramente diferente do que seria obtido se todas as ondas secundárias fossem consideradas. Por exemplo, a propagação retilínea da luz não é mais válida. Esse desvio da luz quando atravessa um obstáculo ou abertura é chamado de *difração*, e torna-se mais evidente quando as dimensões da abertura são da ordem do comprimento de onda.

II. A integral de difração

O formalismo matemático da difração é simples de ser compreendido à luz do princípio de Huygens-Fresnel, e é chamado de integral de difração de Fresnel-Kirchhoff:

$$v(P) = \frac{1}{i\lambda} \int_S v_o(P') \cos \theta' \frac{e^{ikr}}{r} dS \quad (1)$$

O integrando é uma onda esférica, de intensidade $v_o(P')dS$, partindo do ponto P' , onde $v_o(P')$ é a amplitude da onda incidente em P' e r é a distância entre P e P' , conforme ilustrado na figura 1. O fator $\cos \theta'$, onde θ' é o ângulo entre o vetor de onda em P' e o vetor de P a P' , é o fator de obliquidade proposto por Fresnel. A integração deve ser feita sobre todos os P' na porção não obstruída de uma frente de onda.

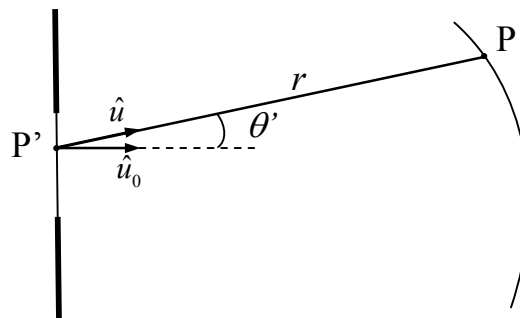


Figura 1 – Geometria utilizada no cálculo da integral de difração por um obstáculo. P é um ponto qualquer da nova frente de onda, enquanto que P' é um ponto da frente de onda original (sobre o obstáculo).

Um caso importante e que será estudado nos experimentos é a *difração de Fraunhofer*, que ocorre quando a distância até o anteparo é muito maior do que as dimensões da abertura ou do comprimento de onda. Podemos então fazer algumas aproximações na integral de difração:

- O ângulo θ' é constante durante a integração e igual a θ ;

- O fator r é aproximado por $R = z \sec \theta$, onde z é a distância do obstáculo ao anteparo
- O argumento da exponencial fica então $r = R - r' \sin \theta$, onde r' é a distância até um ponto arbitrário sobre a frente de onda no obstáculo, definido como a origem.

Vamos considerar uma onda plana incidindo na direção do versor \hat{u}_o . A direção da origem ao ponto P é dada por \hat{u} . Temos então:

$$\nu_o(P') = a_o \exp(ik\hat{u}_o \cdot \vec{r}') \quad (2)$$

$$\nu(P) = \frac{a_o \cos^2 \theta}{i\lambda} \frac{e^{ikR}}{z} \int_S \exp(ik(\hat{u}_o - \hat{u}) \cdot \vec{r}') dS \quad (3)$$

A intensidade é proporcional a $|\nu(P)|^2$. Estamos interessados apenas na distribuição relativa das intensidades, então vamos comparar as intensidades com a intensidade na direção original de propagação \hat{u}_o :

$$\frac{I(\hat{u})}{I(\hat{u}_o)} = \frac{1}{S^2} \frac{\cos^4 \theta}{\cos^4 \theta_o} \left| \int_S \exp(ik(\hat{u}_o - \hat{u}) \cdot \vec{r}') dS \right|^2 \quad (4)$$

Onde S é a área da abertura (parte não obstruída) da onda. Uma última aproximação comumente feita é que $\cos^4 \theta = \cos^4 \theta_o$. Essa aproximação se justifica porque usualmente a figura de difração se concentra na região próxima a direção de propagação; em direções mais afastadas, a intensidade é muito pequena e não é observada. Portanto:

$$\frac{I(\hat{u})}{I(\hat{u}_o)} = \frac{1}{S^2} \left| \int_S \exp(ik(\hat{u}_o - \hat{u}) \cdot \vec{r}') dS \right|^2 \quad (5)$$

III. Difração por fenda simples

Como primeiro exemplo de difração da luz, vamos considerar uma fenda de largura a da ordem do comprimento de onda λ .

Na figura 2, consideramos uma onda plana incidindo perpendicularmente a fenda, e três raios saindo da fenda (AO, BO e CO; o ponto C é o centro da fenda). No limite de Fraunhofer a distância da fenda ao anteparo é muito maior do que a abertura da fenda, de modo que esses raios sejam aproximadamente paralelos.

Quando $\theta = 0$, todos os raios saindo da fenda chegam ao anteparo em fase e interferem construtivamente, gerando um máximo de intensidade. Se $\theta \neq 0$, a diferença de fase entre AO e CO é dada por:

$$\Delta\varphi = k \frac{a}{2} \sin \theta = \frac{\pi \cdot a}{\lambda} \sin \theta \quad (6)$$

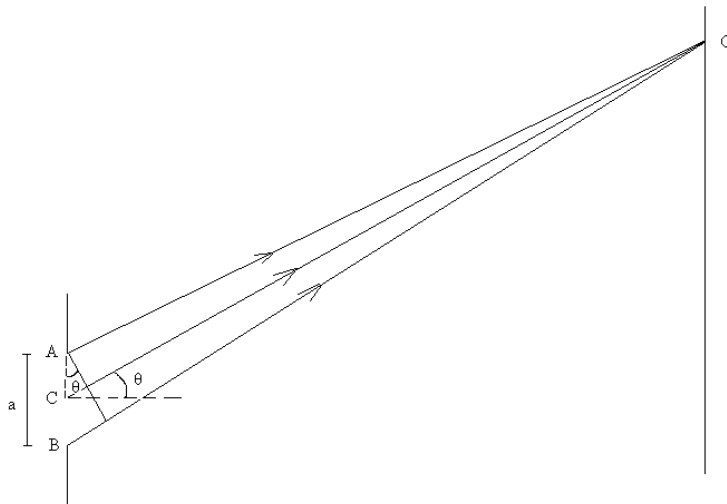


Figura 2 – Difração por fenda simples

Se esse valor for múltiplo de π , a interferência será destrutiva. No caso de ser um múltiplo ímpar, isso é imediato: cada ponto na parte superior da fenda (AC) interfere destrutivamente com o ponto localizado a uma distância $a/2$ abaixo, uma vez que a diferença de fase é proporcional à distância entre os pontos da fenda. No caso de ser um múltiplo par ($\Delta\varphi = 2n\pi$), podemos dividir a fenda em n partes de modo que em cada parte a diferença de fase entre uma onda partindo do extremo e uma partindo do meio seja igual a

π , e então aplicamos o mesmo raciocínio. Para cada par de pontos assim considerado, a intensidade resultante é nula, logo a intensidade total é nula.

Igualando a equação 6 a $n\pi$ (com $n \neq 0$), obtemos a condição para a formação dos mínimos (zeros) de difração:

$$\sin \theta_{min} = n \frac{\lambda}{a} \quad (7)$$

Essa análise fornece as posições dos zeros, mas não permite obter o padrão de intensidades (ou padrão de difração). Para isso, precisamos utilizar a integral de difração de Fresnel-Kirchoff, na forma da equação 5. Então, calcularemos primeiro para uma abertura retangular de lados a e b .

Os eixos são orientados de modo que o eixo z coincida com a direção original de propagação, e o plano xy esteja sobre a fenda. Na figura 2, o eixo z está para a direita, o eixo x para cima, e o eixo y saindo do plano do papel. Dessa forma, $\hat{u}_o = \hat{z}$ e $k\hat{u} \cdot \hat{r}' = k_x x + k_y y$, e a integral de difração fica:

$$\frac{I(\hat{u})}{I(0)} = \frac{1}{(ab)^2} \left| \int_{-a/2}^{a/2} dx' \exp(ik_x x') \int_{-b/2}^{b/2} dy' \exp(ik_y y') \right|^2 \quad (8)$$

Para resolvê-la, vamos usar o seguinte resultado:

$$\int_{-a/2}^{a/2} dx' \exp(ik_x x') = \frac{\sin(k_x a / 2)}{k_x / 2} \quad (9)$$

Portanto:

$$\frac{I(\hat{u})}{I(0)} = \left(\frac{\sin(k_x a / 2)}{k_x a / 2} \right)^2 \left(\frac{\sin(k_y b / 2)}{k_y b / 2} \right)^2 \quad (10)$$

Tomando agora o limite $k_y \rightarrow 0$, ou seja, que o vetor de onda está no plano xz (o plano do papel na figura 1).

$$I(\theta) = I(0) \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (11)$$

$I(0)$ é a intensidade no centro do padrão e α é dado por:

$$\alpha = \frac{k_x a}{2} = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta \quad (12)$$

Esse é o padrão de difração de uma fenda única, e está mostrado na figura 3:

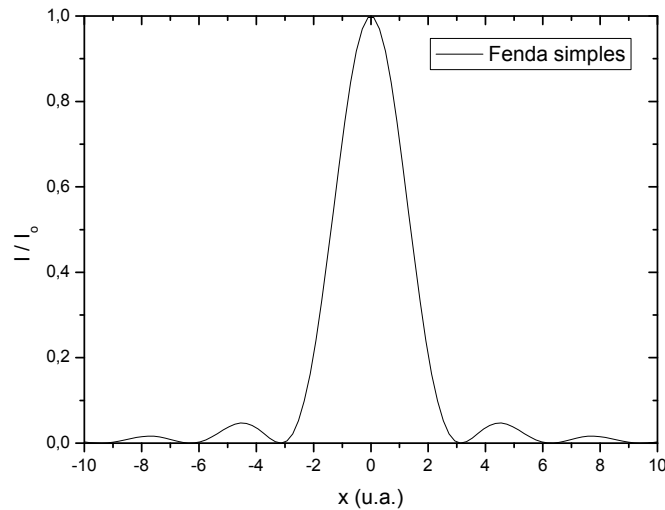


Figura 3 – Padrão de difração de uma fenda simples

Para achar as posições dos máximos e mínimos, temos que derivar a equação 3 com relação a θ e igualar a zero. Fazendo isso, vemos que há duas alternativas para a derivada se anular:

$$\sin \alpha = 0 \quad (13a)$$

$$\alpha = \tan \alpha \quad (13b)$$

A primeira condição fornece os mínimos e é fácil de ser expressa em função de θ (e recai na equação 7), enquanto a segunda fornece os máximos e não tem uma solução analítica. Os pontos de mínimo são mais fáceis de serem medidos experimentalmente.

IV. Difração por fenda dupla

Vamos agora considerar duas fendas de largura a , com seus centros separados por uma distância d . Obviamente, devemos ter $d > a$, caso contrário as duas fendas seriam na verdade apenas uma.

Inicialmente, vamos fazer a aproximação de que a largura das fendas é desprezível ($a \ll d$), e então consideramos apenas a interferência de dois raios, um partindo de cada fenda. A diferença de fase entre essas ondas é:

$$\Delta\varphi = kd \sin \theta = \frac{2\pi \cdot d}{\lambda} \sin \theta \quad (14)$$

Novamente, estamos assumindo $L \gg d$, onde L é a distância da fenda ao anteparo. Os mínimos de intensidade ocorrem quando $\Delta\varphi$ é um múltiplo ímpar de π , o que implica em:

$$\sin \theta_{min} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{d} \quad (15)$$

Os máximos de intensidade ocorrem quando $\Delta\varphi$ é um múltiplo de 2π , ou seja:

$$\sin \theta_{max} = n \frac{\lambda}{d} \quad (16)$$

Esses máximos e mínimos são devidos apenas à **interferência** entre as duas fendas; não consideramos o efeito de **difração** que ocorre em cada fenda.

Para calcular o padrão de **difração**, o processo é semelhante ao da fenda dupla, mas agora os limites de integração em x' vão de $-a/2$ a $a/2$ e de $d-a/2$ a $d+a/2$. Na segunda integral podemos fatorar $\exp(ik_x d)$ e ficar com o produto da integral da **difração** de uma fenda, já calculada, e um termo que depende apenas da distância entre as fendas:

$$\frac{I(\theta)}{I_o} = \left| 1 + \exp(ik_x d) \right|^2 \left| \int_{-a/2}^{a/2} dx' \exp(ik_x x') \right|^2 \quad (17)$$

Na equação acima, I_o é a intensidade que se obtém a partir de cada fenda. O primeiro termo pode ser desenvolvido:

$$\left| 1 + \exp(ik_x d) \right|^2 = 4 \cos^2(k_x d / 2) \quad (18)$$

Esse é um termo de **interferência**. Substituindo a 18 em 17, o resultado é:

$$I(\theta) = 4I_o \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \cos^2 \beta \quad (19)$$

Onde α é dado pela equação 12 e:

$$\beta = \frac{k_x d}{2} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \quad (20)$$

O fator dependente de α é o fator de **difração** (e depende apenas da largura das fendas), e o fator que envolve β é o fator de **interferência** (e depende apenas da separação entre as fendas).

A figura 4 mostra o padrão de **difração** de fenda dupla, e no mesmo gráfico mostra o padrão de uma fenda simples de mesmo tamanho que cada uma das fendas. Perceba que o padrão de fenda dupla é igual ao padrão de fenda simples modulado por uma função cosseno quadrado.

De acordo com a equação 19, o perfil de intensidades apresenta dois tipos de mínimos (zeros): os zeros de **interferência**, dados pela equação 15, e os zeros de **difração**, dados pela equação 7. Isso justifica a análise feita de desprezar a **difração** e considerar os mínimos e máximos de **difração**. Como $d > a$, os zeros de **interferência** são mais próximos do que os zeros de **difração**.

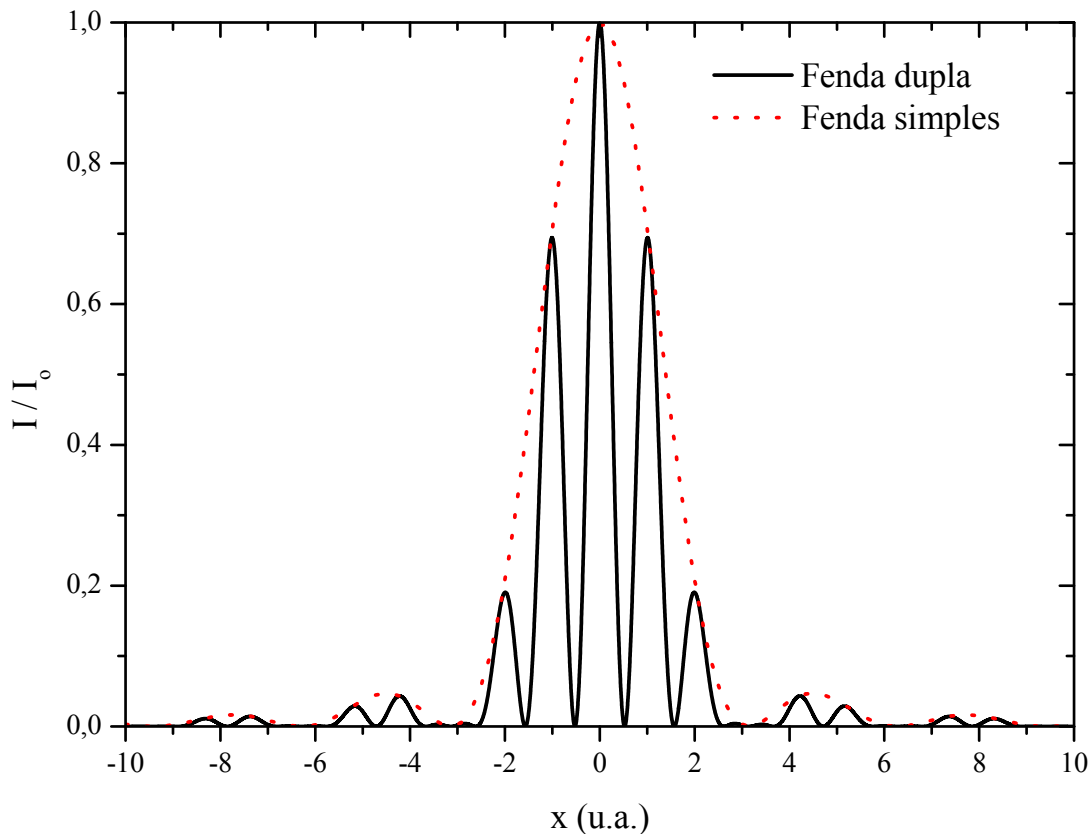


Figura 4 – Padrão de difração de uma fenda dupla, e padrão de difração de uma fenda simples de mesmo tamanho

V. Difração em múltiplas fendas

A próxima situação a ser considerada é quando temos N fendas de largura a , com seus centros separados por uma distância d . Seguindo a análise anterior, vamos inicialmente desprezar a largura das fendas, e considerar a **interferência** dos raios que saem de cada uma delas até o ponto de observação. Como nos exemplos anteriores, a distância até o anteparo é muito maior do que as dimensões do aparato difrator ($L \gg Nd$).

A diferença de fase entre as ondas emitidas por duas fendas consecutivas é

$$\Delta\varphi = kd \sin \theta = \frac{2\pi \cdot d}{\lambda} \sin \theta \quad (21)$$

Essa equação é idêntica a equação 14. Os máximos de intensidade ocorrem quando essa diferença de fase for múltiplo de 2π , porque nessa situação todas as ondas interferem construtivamente:

$$\sin \theta_{\text{máx}} = m \frac{\lambda}{d} \quad (22)$$

Para calcular analiticamente o padrão de **difração**, o procedimento aqui é idêntico ao processo para duas fendas, mas agora o termo de **interferência** (análogo ao primeiro membro da equação 18) é uma soma de N termos, cada um igual ao anterior multiplicado por $\exp(ik_x d)$, ou seja, uma progressão geométrica finita. Logo, o fator de **interferência** é fácil de ser calculado:

$$\left| \sum_{j=0}^{N-1} \exp(ijk_x d) \right|^2 = \frac{\sin^2(Nk_x d / 2)}{\sin^2(k_x d / 2)} \quad (23)$$

Essa função apresenta máximos principais que ocorrem quando $\sin(k_x d / 2) = 0$. Nessa situação, o numerador também vale zero, e o termo de **interferência** tende a N^2 .

O padrão de **difração** é, portanto:

$$I(\theta) = I_o \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \frac{\sin^2 N\beta}{\sin^2 \beta} \quad (24)$$

Onde β é o mesmo da equação 20. Para $N = 2$, essa equação se reduz à equação 19, como era esperado.

Novamente, há dois tipos de mínimos, os de **difração** e os de **interferência**. Os mínimos de **interferência** são mais próximos que os mínimos de **difração**.

O máximo principal (máximo de maior intensidade) da equação 24 ocorre quando $\theta = 0$ (ou seja, $\alpha = 0$ e $\beta = 0$), e vale $N^2 I_o$. A intensidade no centro é proporcional a N^2 , onde N é o número total de fendas. O primeiro mínimo de intensidade ocorre quando $N\beta = \pi$, ou seja, $\beta = \pi / N$. Em termos de θ , a posição do primeiro mínimo de **interferência** é:

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{Nd} \quad (25)$$

Quando N aumenta, a largura do máximo diminui, tornando-o mais definido. No limite de $N \gg 1$, o termo de **interferência** (equação 23) vale N^2 nos máximos principais e 0 nos demais pontos.

A figura 5 mostra o padrão de **difração** gerado por 5 fendas. Veja a grande diferença na intensidade relativa entre os máximos principais e os máximos secundários.

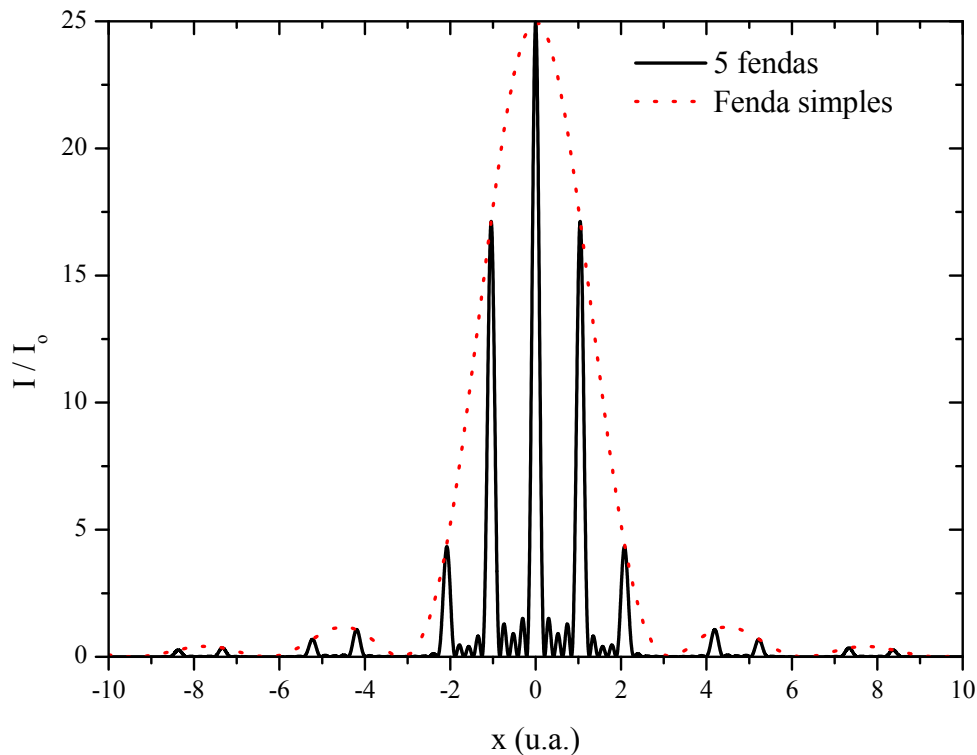


Figura 5 – Padrão de difração de uma rede de 5 fendas, e padrão de difração de uma fenda simples de mesmo tamanho

VI. Redes de difração

Uma rede de difração é um conjunto de fendas paralelas; com da ordem de centenas de fendas por milímetro. A difração por uma rede é dada pela equação 24 com N da ordem de centenas ou milhares (N deve ser igual ao número de fendas na região iluminada da fenda). Isso faz com que os máximos principais sejam bastante intensos e estreitos. A intensidade fora dos máximos principais é muito pequena, e o padrão de difração, na prática, se torna um conjunto de pontos, cuja posição é dada pela equação 22.

Como o número de fendas é da ordem de centenas por milímetro, a distância entre elas é da ordem de micrômetros, apenas uma ordem de grandeza a mais do que o comprimento de onda da luz visível. Sendo a distância até o anteparo da ordem de um metro, a equação 22 diz que a diferença entre os máximos será da ordem de vários centímetros, e portanto pode ser medida sem grandes dificuldades.

Experimentos

1. Difração por fenda simples e duplas utilizando o método de projeção

- Alinhe o feixe de um laser He/Ne em relação ao trilho óptico.
- Posicione um anteparo fixo (largo) a cerca de 1 metro de distância. Certifique-se que o anteparo de projeção está posicionado perpendicularmente ao feixe. *Marque no papel o ponto de incidência do laser.*
- Na frente do laser coloque uma fenda única de abertura desconhecida, figuras 6 e 7. *Anote o número da fenda utilizada.*
- Observe o padrão de difração formado no anteparo e certifique que os máximos positivos ($m= 1, 2, \dots$) e negativos ($m= -1, -2, \dots$) estão equidistantes do máximo central. Caso não esteja, gire o anteparo para obter essa situação.

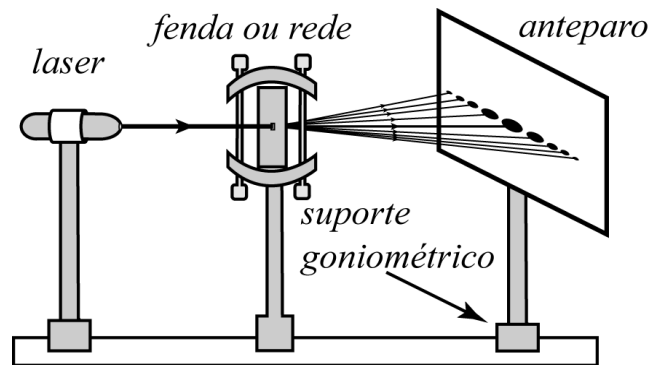


Figura 6 – Esquema experimental para medida do padrão de difração por redes e fenda utilizando a projeção.

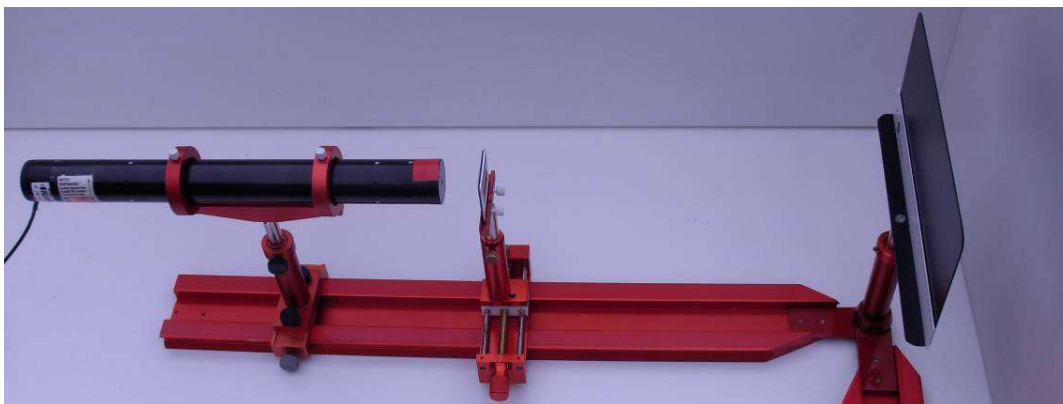


Figura 7 – Fotografia da montagem experimental para medida do padrão de difração por redes e fenda utilizando a projeção.

e) Marque no papel do anteparo a posição dos mínimos de intensidade (franjas escuras). Determine a posição de 8 mínimos de intensidade (4 de cada lado do ponto central, não precisam ser da mesma ordem nem consecutivos) e calcule os respectivos ângulos θ .

f) Utilizando a equação 7 e o comprimento de onda do laser (632.8 nm), determine a abertura da fenda para cada um dos mínimos de difração. Tome como resultado da medida a média e desvio padrão dos valores obtidos.

Resultados da difração por uma fenda simples desconhecida

m	Posição	Ângulo de difração	Largura da fenda
Distância fenda-anteparo:			

g) Remova a fenda simples e substitua o papel do anteparo, certificando-se novamente que o anteparo de projeção está posicionado perpendicularmente ao feixe. *Marque no papel o ponto de incidência do laser.*

h) Ilumine uma fenda dupla com o feixe (use B1 ou B3 – *anote qual foi a escolhida*) e ajuste o sistema para observar um padrão de difração simétrico.

i) Marque no papel do anteparo a posição dos mínimos de intensidade (difração) e máximos de interferência observados. Como no item (e), determine a posição de 4 mínimos e 4 máximos de cada lado do ponto central). Identifique claramente no papel as marcas correspondentes aos mínimos e aos máximos. Calcule os respectivos ângulos θ .

j) Utilizando as equações 7 e 16, e o comprimento de onda do laser (632.8 nm), determine a abertura das fendas e a separação entre elas para cada um dos mínimos de difração e máximos de interferência observados. Tome como resultado da medida a média e desvio padrão dos valores obtidos.

Resultados da difração por uma fenda dupla desconhecida

m	Posição	Ângulo de difração	Largura das fendas
m	Posição	Ângulo de difração	Separação entre fendas
Distância fenda-anteparo:			

k) Substitua a fenda dupla por uma rede de difração e ajuste o sistema para observar um padrão de difração simétrico. *Anote o número da rede utilizada.*

l) Marque no papel a posição dos máximos de interferência observados (pelo

menos 2 de cada lado). Calcule os respectivos ângulos θ .

m) Utilizando a equação 22 e o comprimento de onda do laser (632.8 nm), determine o número de linhas por mm da rede de difração para cada um dos máximos de interferência observados. Tome como resultado da medida a média e o desvio padrão dos valores obtidos.

Resultados da difração por uma rede de difração com número de linhas desconhecido.

m	Posição	Ângulo de difração	Linhas/mm
Distância rede-anteparo:			

q) Solicite um fio de cabelo de um membro do grupo e determine a sua espessura (diâmetro) e o desvio padrão da medida, utilizando o que você aprendeu com os experimentos de difração realizados. Meça novamente 4 ordens de cada lado.

Resultados da difração por um fio de cabelo

m	Posição	Ângulo de difração	Diâmetro do fio de cabelo
Distância fenda-anteparo:			

6 – Espectroscopia Óptica

Nesta prática estudaremos uma das principais aplicações dos fenômenos de interferência e difração. Trata-se da espectroscopia óptica, que além de ter sido fundamental na elaboração da teoria quântica moderna, também é um dos principais métodos experimentais para caracterização e identificações de compostos.

Sempre que surgir uma dúvida quanto à utilização de um instrumento, o aluno deverá consultar o professor, o monitor ou o técnico do laboratório para esclarecimentos.

Importante: Neste experimento será utilizado um laser. Cuidado para não direcioná-lo para seu próprio olho ou para o olho dos demais em sala!!!

I. As origens da espectroscopia

É conhecido desde a antiguidade que a luz solar pode ser decomposta em diferentes cores, como por exemplo no arco-íris. Em 1665-1666 o físico inglês Isaac Newton mostrou que a luz podia ser decomposta em diversas cores por um prisma de vidro e novamente recomposta por um segundo prisma. Embora Newton acreditasse que a luz era composta por um conjunto de corpúsculos (teoria corpuscular da luz), os seus resultados são mais bem entendidos através da teoria ondulatória da luz. Em termos dessa concepção ondulatória, os experimentos de Newton foram os primeiros a mostrar que a luz branca é constituída por uma distribuição contínua de radiação com diferentes comprimentos de onda, sendo essas componentes separadas por um fenômeno de refração quando passa pelo prisma.

O interesse pela espectroscopia aumentou consideravelmente a partir do ano de 1802, quando o físico inglês William Hyde Wollaston descobriu que o espectro solar possuía linhas escuras. Quase 20 anos depois, o alemão Joseph Fraunhofer descobriu independentemente as linhas escuras no espectro da luz solar. Fraunhofer era um construtor de instrumentos óptico em Munique (Alemanha), e passou a usar essas linhas como referência de comprimentos de onda, para determinar o índice de refração dos vidros que utilizava para confeccionar prismas e lentes. Posteriormente, ele observou que as linhas eram mais bem resolvidas usando um elemento difrator (a difração havia sido observada pela primeira vez pelo físico italiano Francesco M. Grimaldi em 1666).

Fraunhofer fez a luz incidir sobre um conjunto de pequenas ranhuras separadas entre si por distância da ordem de seu comprimento de onda, o que é conhecido hoje como grade ou rede de difração. Como essa técnica oferecia uma abertura angular do espectro maior do que a refração em um prisma, Fraunhofer pôde fazer um estudo detalhado das linhas escuras, observando 574 no espectro solar. Hoje, com equipamentos mais sofisticados, sabemos que o número de linhas escuras presentes no espectro da luz solar (como o observador na Terra) chega a mais de um milhão. Abaixo, na figura 1, está ilustrado o espectro da luz solar.

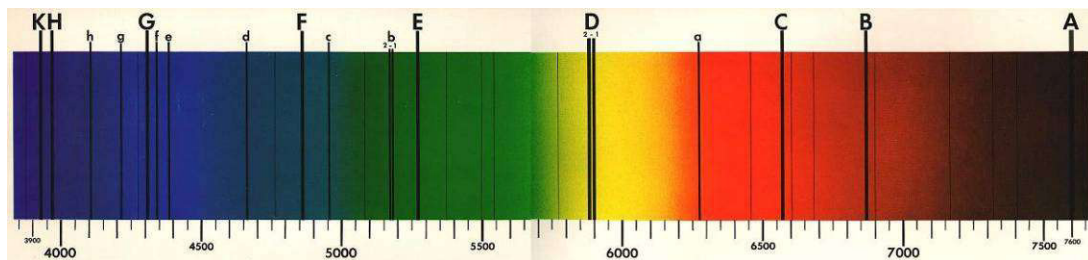


Figura 1 – Espectro da solar observado da Terra.

Nos anos seguintes, os químicos verificaram que linhas espectrais também podiam ser produzidas nos laboratórios. Eles já sabiam que várias substâncias emitiam cores diferentes quando salpicadas em uma chama. Tais experiências, chamadas de "testes de chama", eram muito comuns nos laboratórios da época, e eram realizadas com o objetivo de identificar os elementos químicos, ou seja, as substâncias fundamentais que não podem ser subdivididas. No entanto, havia um problema com este tipo de experiência: a chama necessária para queimar a substância também tinha "cor própria" e se misturava com a cor do elemento que estava sendo analisado.

Por volta de 1859 os químicos Robert Wilhelm Bunsen e Henry Enfield Roscoe conseguiram contornar este problema aperfeiçoando um queimador a gás, que hoje é conhecido como "bico de Bunsen", que quase não emitia luz visível. Logo depois, Robert Bunsen e Gustav Kirchhoff desenharam e construíram o primeiro espectroscópio (mostrado na figura 2). Os dois descobriram que os espectros obtidos a partir das chamas mostravam conjuntos de finas linhas espectrais brilhantes traçadas contra um fundo escuro, e perceberam que cada elemento químico produz um padrão único de linhas espectrais. Assim nasceu a análise espectral, a identificação de substâncias químicas a partir do padrão característico das linhas espectrais.

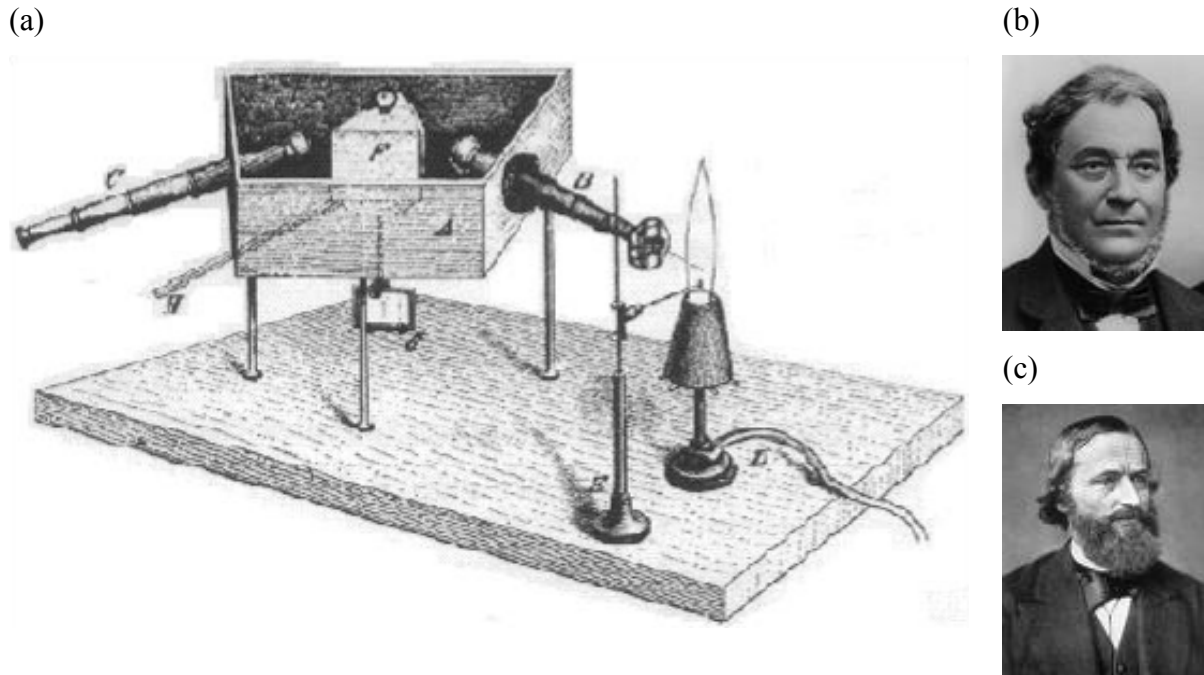


Figura 2 – (a) Esquema do primeiro espectrôscópio construído por Bunsen e Kirchhoff. (b) Robert Bunsen. (c) Gustav Kirchhoff

Bunsen e Kirchhoff realizaram um experimento onde um feixe de luz branca iluminava o gás resultante da queima do sódio. Ao analisar o espectro, viram linhas escuras nos mesmos comprimentos de onda em que apareciam linhas brilhantes no espectro da chama da queima do sódio (a figura 3 mostra o espectro de emissão e absorção do vapor de mercúrio). Concluíram, então, que o sódio gasoso emite e absorve luz de mesmo comprimento de onda. Eles notaram também que os comprimentos de onda de muitas das linhas espectrais de elementos coincidiam com o comprimento de onda de algumas linhas escuras do espectro solar, e concluíram que essas são causadas pela absorção pelos diversos gases contidos na atmosfera terrestre e solar.

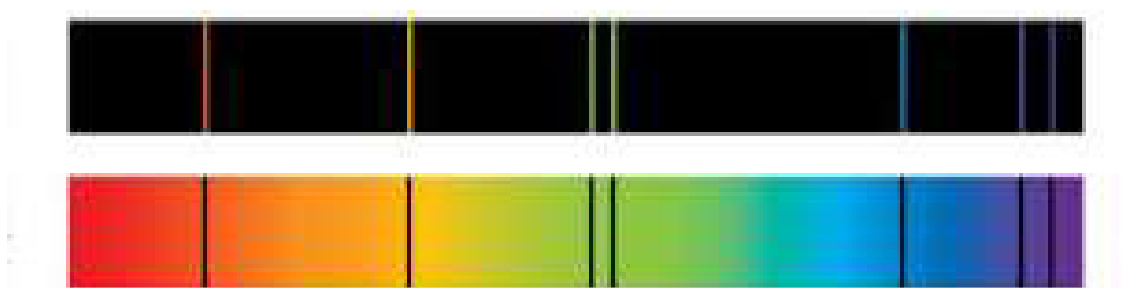


Figura 3 – Espectros de emissão (linhas claras) e absorção (linhas escuras) do vapor de mercúrio.

Com a divulgação das descobertas de Bunsen e Kirchhoff, muitos pesquisadores se lançaram à procura de novos elementos químicos. Bunsen e Kirchhoff continuaram suas pesquisas registrando as linhas espectrais provenientes de vários elementos conhecidos na época. Ao analisar uma amostra de água mineral, os dois encontraram uma nova linha na parte azul do espectro, e não havia nenhum elemento conhecido que absorvia naquele comprimento de onda. Concluíram, então, se tratar de um indício de um novo elemento químico, batizado de “césio”, uma palavra proveniente do latim *caesium*, que significa "azul-acinzentado". Pouco depois, eles descobriram uma nova linha na parte vermelha do espectro, o que os levou a descobrir um novo elemento químico, o "rubídio", uma adaptação da palavra latina *rubidium*, que significa "vermelho". Nessa mesma época, Pierre J. C. Janssen, usando um espectroscópio similar ao de Bunsen-Kirchhoff, determinou que as linhas mais intensas do espectro solar eram devido ao hidrogênio, levando à conclusão de que o hidrogênio é o elemento mais abundante no Sol.

Durante o eclipse solar de 1868 os astrônomos decidiram fazer a análise espectral da luz proveniente da parte mais externa do Sol, que fica exposta quando a Lua encobre a parte central do sol. Ao fazer isso eles encontraram uma nova linha espectral imediatamente atribuída a um novo elemento químico que foi chamado de "hélio", palavra derivada do grego *helios*, que significa "sol". Durante muito tempo os cientistas pensaram que haviam descoberto um elemento químico que não existia na Terra. Somente em 1895 o hélio foi observado na Terra pelo escocês William Ramsay.

O sucesso desses experimentos levou o inglês Henry Joseph Grayson a produzir, em 1894, a primeira máquina de produzir grades de difração, com até 4700 linhas por milímetro. No final do século XIX, a espectroscopia óptica já estava bem estabelecida como uma técnica para análise da composição qualitativa e quantitativa de substâncias.

II. O Papel da Espectroscopia Óptica no Desenvolvimento da Teoria Quântica

Apesar de todo o avanço da espectroscopia no século XIX, ainda não se sabia a origem física dessas emissões discretas. As teorias da época (mecânica clássica e eletromagnetismo de Maxwell) falhavam ao tentar explicá-las. Entretanto, havia muitas fórmulas empíricas que descreviam com precisão os comprimentos de onda de emissão do hidrogênio (séries de Balmer, Paschen, Lyman), sem qualquer base teórica.

O modelo atômico predominante na época era o modelo de Thomson, no qual os elétrons estavam embebidos em um fluido que continha a maior parte da massa do átomo e possuía carga positiva, tornando o átomo eletricamente neutro. Thomson tentou encontrar configurações que fossem estáveis e cujas frequências dos modos normais de vibração correspondessem às frequências de emissão. No entanto, esse movimento de vibração é acelerado, o que resultaria na emissão contínua de radiação, o que não era observado.

Os resultados dos experimentos de espalhamento de partículas α em folhas finas de ouro, realizados por Ernest Rutherford, Hans Geiger, Ernest Marsden em 1909, mostraram que os átomos não eram “cheios” como no modelo de Thomson, mas do tipo planetário com a carga positiva centrada em um núcleo. No entanto, no modelo planetário o átomo também não seria estável, pois devido ao movimento circular os elétrons emitiriam radiação e perderiam energia até colidirem com o núcleo. Em 1913, o físico dinamarquês Niels Bohr propôs um modelo para o átomo de hidrogênio que combinava as idéias introduzidas por Max Planck (quantização da energia) e Albert Einstein (luz constituída por fótons) e o átomo planetário de Rutherford. O modelo de Bohr permitiu explicar a razão das linhas discretas de absorção e emissão do átomo de hidrogênio e prever com precisão os comprimentos de onda correspondentes. Neste modelo, Bohr postulou a existência de órbitas estáveis em que os elétrons que possuíam momentum angular igual a um múltiplo inteiro da constante de Planck dividida por 2π , resultando na quantização de sua energia. Segundo o modelo de Bohr, as emissões atômicas (linhas claras do espectro) ocorrem quando os elétrons fazem transições de uma órbita de maior energia para uma de menor energia e as absorções (linhas escuras do espectro) correspondiam a transições entre órbitas de menor para maior energia. Apesar do sucesso quantitativo do modelo de Bohr na explicação dos espectros de átomos hidrogenóides, este modelo era baseado no postulado específico das órbitas estáveis e era por isso insatisfatório. Em 1925 e 1926, os físicos Werner Karl Heisenberg e Erwin Rudolf Josef Alexander Schrödinger propuseram, independentemente, novas formulações da Mecânica, que ficaram conhecidas como “quânticas” e se tornaram o novo paradigma na Física. A formulação mais conhecida da Mecânica Quântica é a baseada na equação de Schrödinger acompanhada de um conjunto de postulados fundamentais que diferem dos da Mecânica Clássica. A utilização da Mecânica Quântica permitiu, dentro dessa nova visão, o entendimento das propriedades atômicas e moleculares, tais como: emissão, absorção, ligação química, potenciais de ionização, polarização atômica, magnetismo atômico e nuclear, etc..³ Neste contexto, a união entre a Espectroscopia Óptica e a Mecânica Quântica é fundamental,

pois enquanto a espectroscopia permite medir com precisão as emissões e absorções das substâncias, a mecânica quântica permite a elaboração de modelos que correlacionem essas medições com propriedades microscópicas das moléculas e átomos que constituem essas substâncias.



Figura 4 – grandes cientistas que colaboraram para o desenvolvimento da Mecânica Quântica. Da esquerda para a direita: Max Planck (Nobel em 1918), Albert Einstein (Nobel em 1921), Niels Bohr (Nobel em 1922), Werner Heisenberg (Nobel em 1932) e Erwin Schrödinger (Nobel em 1933).

III.A importância atual da Espectroscopia Óptica

Atualmente existe uma enorme necessidade de analisar os constituintes de inúmeras substâncias, quer quando desejamos descobrir sua real composição ou quando estamos interessados em descobrir adulterações. Assim como um ser humano pode ser identificado através de sua impressão digital, podemos diferenciar as espécies químicas através de seus níveis de energia, isto é, de seus espectros de emissão ou absorção. Várias técnicas existem para isso (Ressonância magnética Nuclear, Difração de Elétrons e Nêutrons, Efeito Mossbauer, Difração de raios X), mas as técnicas ópticas têm a vantagem de serem altamente sensíveis, principalmente no que diz respeito à constituição da matéria. Grande parte das técnicas espectroscópicas utiliza o fenômeno da absorção e emissão da radiação pela espécie atômica.

Através da análise espectroscópica da luz absorvida/emitida é possível identificar e determinar a concentração de diferentes espécies químicas. Esses espectros característicos ocupam uma porção ampla do espectro da radiação eletromagnética, e vão da região das microondas (devido a transições rotacionais da molécula) ao ultravioleta (onde as transições eletrônicas provêm das camadas exteriores). Entretanto, para as análises químicas as regiões mais utilizadas são a do infravermelho (entre $0,9 \mu\text{m}$ e $25 \mu\text{m}$) e a região do visível-UV (de 800 nm a 250 nm). Nessas regiões do espectro os compostos moleculares/atômicos

apresentam absorções provenientes de transições de elétrons ligados, vibracionais fundamentais combinadas com sobretons, bandas rotacionais e combinações vibro-rotacionais. Essas características tornaram os experimentos de espectroscopia óptica fundamentais, e muitas vezes rotineiros, em química, física, e ciência e engenharia de materiais.

IV. Redes de difração, dispersão e poder de resolução.

Após dar um panorama histórico e contemporâneo da espectroscopia, vamos nos concentrar na física envolvida, e como podemos obter e analisar os dados obtidos. Para isso, vamos estudar os efeitos de uma rede (ou grade) de difração.

Uma rede de difração é um conjunto de fendas paralelas; com da ordem de centenas de fendas por milímetro. Cada fenda tem largura a , e a separação entre duas vizinhas é d . Se a rede é iluminada por luz monocromática de comprimento de onda λ , o padrão de difração é dado por:

$$I(\theta) = I_o \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \frac{\sin^2 N\beta}{\sin^2 \beta} \quad (1)$$

Onde θ é o ângulo de observação ($\theta = 0$ corresponde a observar na direção de propagação da luz que incidiu na rede), e:

$$\alpha = \frac{k_x a}{2} = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta \approx \frac{\pi a}{\lambda L} x \quad (2a)$$

$$\beta = \frac{k_x d}{2} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \approx \frac{\pi d}{\lambda L} x \quad (2b)$$

Onde L é a distância entre a grade e o anteparo, e x é a posição do detector no anteparo (sendo que $x = 0$ corresponde ao ponto onde iria incidir o raio de luz se não houvesse a difração). A figura 5 mostra esse padrão de difração.

Como N (que é igual ao número de fendas na região iluminada da rede) é normalmente da ordem de centenas ou milhares, os máximos principais (que ocorrem quando $\sin \beta = \sin N\beta = 0$) são bastante intensos e estreitos, e a intensidade fora dos máximos

principais é muito pequena. Dessa forma, o padrão de difração se torna na prática um conjunto de picos intensos.

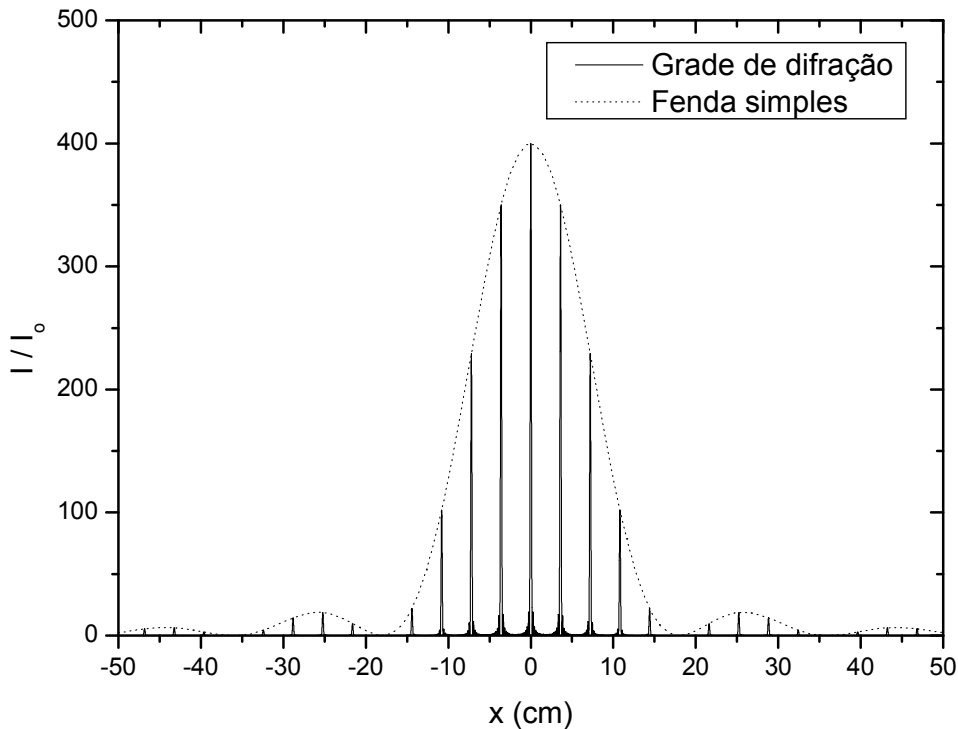


Figura 5 – Padrão de difração de uma grade de difração (com $N = 20$, $d = 1/600$ mm, $a = d/5$, $L = 1$ m, $\lambda = 600$ nm), e o padrão de difração de uma fenda simples de mesma abertura a .

A posição dos pontos claros (picos da figura 5) é dada por:

$$\sin \theta = m \frac{\lambda}{d} \quad (3)$$

A equação acima costuma ser escrita na forma:

$$m\lambda = d \sin \theta \quad (4)$$

O inteiro m costuma ser chamado de ordem da difração. Se $m \neq 0$, a posição dos máximos depende de λ . Assim, se tivermos luz não monocromática, cada comprimento de onda será desviado por um ângulo diferente, produzindo a decomposição espectral. O mesmo

acontece em prismas, mas o uso de redes de difração tem uma vantagem: a separação angular pode ser aumentada construindo redes com um número grande de fendas (hoje existem grades com milhares de fendas por milímetro), sendo possível obter resultados muito melhores do que com prismas (que é limitado pelo fato de não existir materiais com índice de refração suficientemente grande na região do visível).

A figura 6 mostra o padrão de difração, na mesma situação da figura 5, para dois comprimentos de onda distintos. Repare que o pico de segunda ordem para 600 nm coincide com o pico de terceira ordem para 400 nm. Essa superposição de espectros de ordens distintas faz com que muitas vezes não seja possível analisar o espectro numa ordem muito alta de difração.

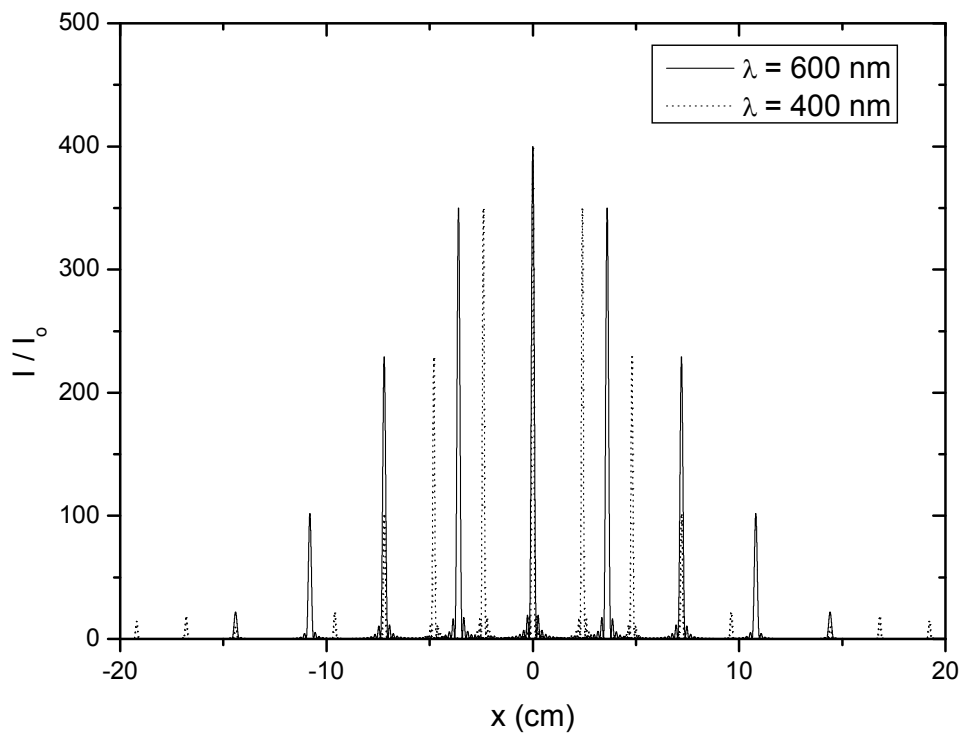


Figura 6 – Padrão de difração para dois comprimentos de onda distintos (os outros parâmetros são idênticos aos usados na figura 5). Repare que o máximo de ordem zero coincide, mas os demais ocorrem em pontos distintos. Repare também que o pico de segunda ordem para 600 nm coincide com o pico de terceira ordem para 400 nm.

Para medir o poder de uma grade em separar comprimentos de onda, um parâmetro comumente usado é a *dispersão*, que caracteriza quanto varia o ângulo de difração devido a uma variação do comprimento de onda:

$$D = \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (5)$$

Para calcular a dispersão, o procedimento é diferenciar a equação 4:

$$D = \frac{m}{d \cos \theta} \quad (6)$$

Os picos mostrados nas figuras 5 e 6 não são pontuais, mas possuem uma certa largura. Portanto, se dois comprimentos de onda forem muito próximos, pode haver sobreposição dos picos de cada um, de forma que não podemos distingui-los. A informação de quão próximos dois comprimentos de onda podem ser para serem percebidos como pontos distintos é dada pelo parâmetro chamado *poder de resolução*. Para definir quando dois picos podem ser percebidos como distintos, usa-se o critério de Rayleigh: a distância mínima entre eles deve ser tal que o máximo de um coincida com o primeiro mínimo do outro, como mostrado na figura 7. Isso significa que a distância deve ser igual à semi-largura do pico (a distância entre o centro e o primeiro mínimo, igual a metade de $\Delta\theta$ na figura 7).

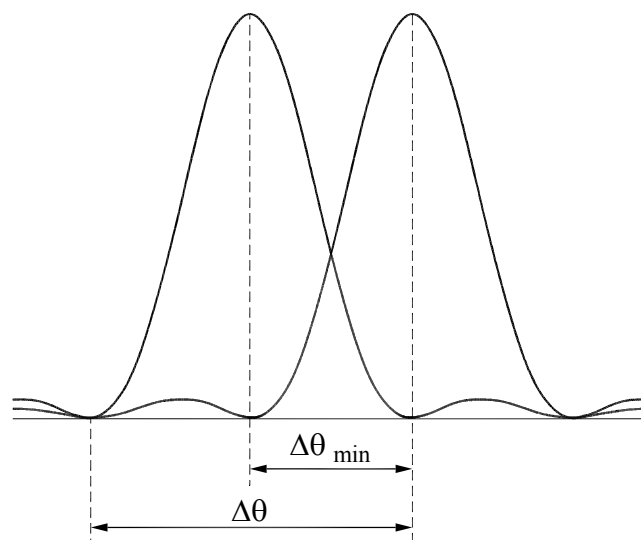


Figura 7 – Ilustração do critério de Rayleigh.

Quando temos dois comprimentos de onda, λ e $\lambda + \Delta\lambda$, a distância entre os picos (para uma mesma ordem de difração) depende da dispersão da rede:

$$\Delta\theta \approx \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{m}{d \cos \theta} \Delta\lambda \quad (7)$$

Vamos agora calcular a largura a meia altura da linha. O fator de interferência tem um máximo principal quando $\beta = \beta_{máx} = m\pi$, e o primeiro mínimo adjacente ocorre quando $N(\beta - \beta_{máx}) = \pm\pi$, ou seja, $\beta = \beta_{máx} \pm \pi / N$. A largura a meia altura da linha é, portanto, $\Delta\beta = \pi / N$. Como $N \gg 1$, então $\Delta\beta \ll 1$ e podemos aproximar $\Delta\beta \approx d\beta$. Diferenciando a equação 2b, obtemos:

$$d\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot d \cos \theta} d\beta \quad (8)$$

Em termos de θ , a largura a meia altura da linha é:

$$\Delta\theta \approx d\theta = \frac{\lambda}{Nd \cos \theta} \quad (9)$$

Agora, pelo critério de Rayleigh, basta igualar as equações 7 e 9:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (10)$$

O poder separador é definido como a razão $\lambda / \Delta\lambda$, e é o inverso da separação relativa entre os comprimentos de onda no limite em que se pode distingui-los. O poder separador depende do número total de fendas iluminadas (N), e da ordem da difração que está sendo observada (m).

A figura 8 mostra o exemplo do padrão de difração do dubleto do sódio, que apresenta duas linhas muito próximas (588,9 nm e 589,5 nm), considerando uma grade de difração de 600 linhas/mm, com 400 linhas iluminadas. As linhas pontilhadas representam o padrão

gerado por cada comprimento de onda, e a linha cheia indica a intensidade total. Os três gráficos mostram as três primeiras ordens de difração ($m = 1,2,3$).

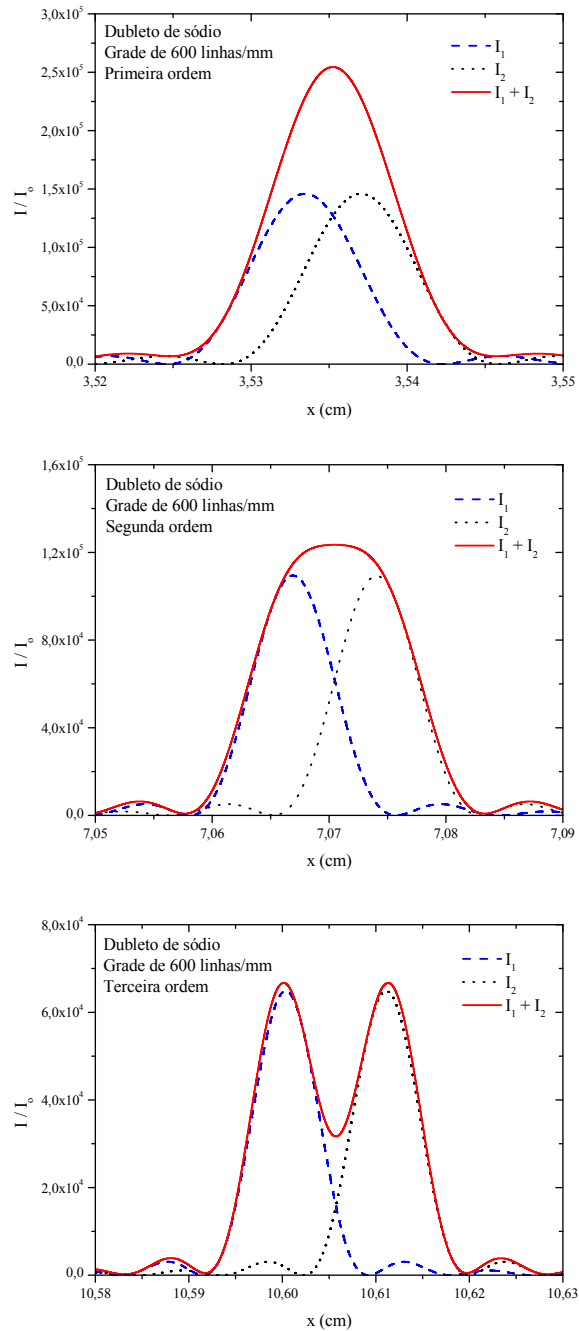


Figura 8 – Padrão de difração nas três primeiras ordens do duplete do sódio (588,9 nm e 589,5 nm), observado com uma grade de 600 linhas/mm e 400 linhas iluminadas. A linha cheia mostra a intensidade total, e as linhas tracejadas mostra a intensidade em cada comprimento de onda. Repare que apenas na terceira ordem é possível identificar as duas linhas.

A razão $\lambda / \Delta\lambda$ nesse caso é cerca de 1000. Pela equação 10, é preciso ter $400m > 1000$ para poder distinguir as duas linhas, ou seja, é preciso olhar pelo menos a terceira ordem de difração, o que pode ser observado na figura 8.

As ordens mais altas permitem maior resolução, mas há dois fatores limitantes: a intensidade diminui de um pico a outro (repare na escala de intensidades em cada gráfico da figura 8), e há a possibilidade de sobreposição de picos de ordens diferentes em uma mesma região do anteparo (ver figura 6).

Experimentos

ATENÇÃO:

Neste experimento serão utilizadas lâmpadas de vapor de mercúrio, as quais emitem alta quantidade de radiação ultravioleta. Cuidado para não olhar diretamente para a luz da lâmpada!!!

Antes de trocar as lâmpadas, desconecte o cabo de alimentação da tomada!!! Peça auxílio do professor, monitor ou técnico para trocar as lâmpadas.

Após desligar a lâmpada só a religue depois que ela estiver fria (~ 10min).

1. Espectro de uma lâmpada de vapor de mercúrio

a) Monte o aparato experimental constituído por um suporte para lâmpada com uma fenda variável acoplada, uma lente de distância focal ~ 10 cm, um suporte para rede de difração, e um anteparo de projeção a aproximadamente 1 metro da fenda.

b) Com o cabo do suporte para lâmpada desligado da tomada (chave inferior do suporte para baixo), insira uma lâmpada de vapor de mercúrio, rosqueando-a até que se escute um leve “click”. Esse som se refere ao fechamento de uma chave interna do suporte que permite que se habilite o circuito da lâmpada.

c) Ligue a lâmpada em 220 V (ambas as chaves superior e inferior do suporte para cima) e aguarde até que a sua luminosidade máxima tenha sido atingida (~ 5 min).

d) Alinhe todo o sistema de modo que a luz proveniente da fenda passe pelo centro da lente e seja projetada no centro do anteparo de projeção. Ajuste a distância lente-fenda até que uma imagem nítida da fenda seja formada no centro do anteparo.

e) Insira uma rede de difração de 600 linhas/mm. Você deverá observar a cor branca no centro do padrão (máximo central), e linhas coloridas de cada lado.

f) Ajuste novamente a posição da lente até que uma imagem nítida da fenda seja formada no centro do anteparo, e alinhe o sistema para que as linhas correspondentes (de mesma cor) em cada lado fiquem equidistantes do máximo central.

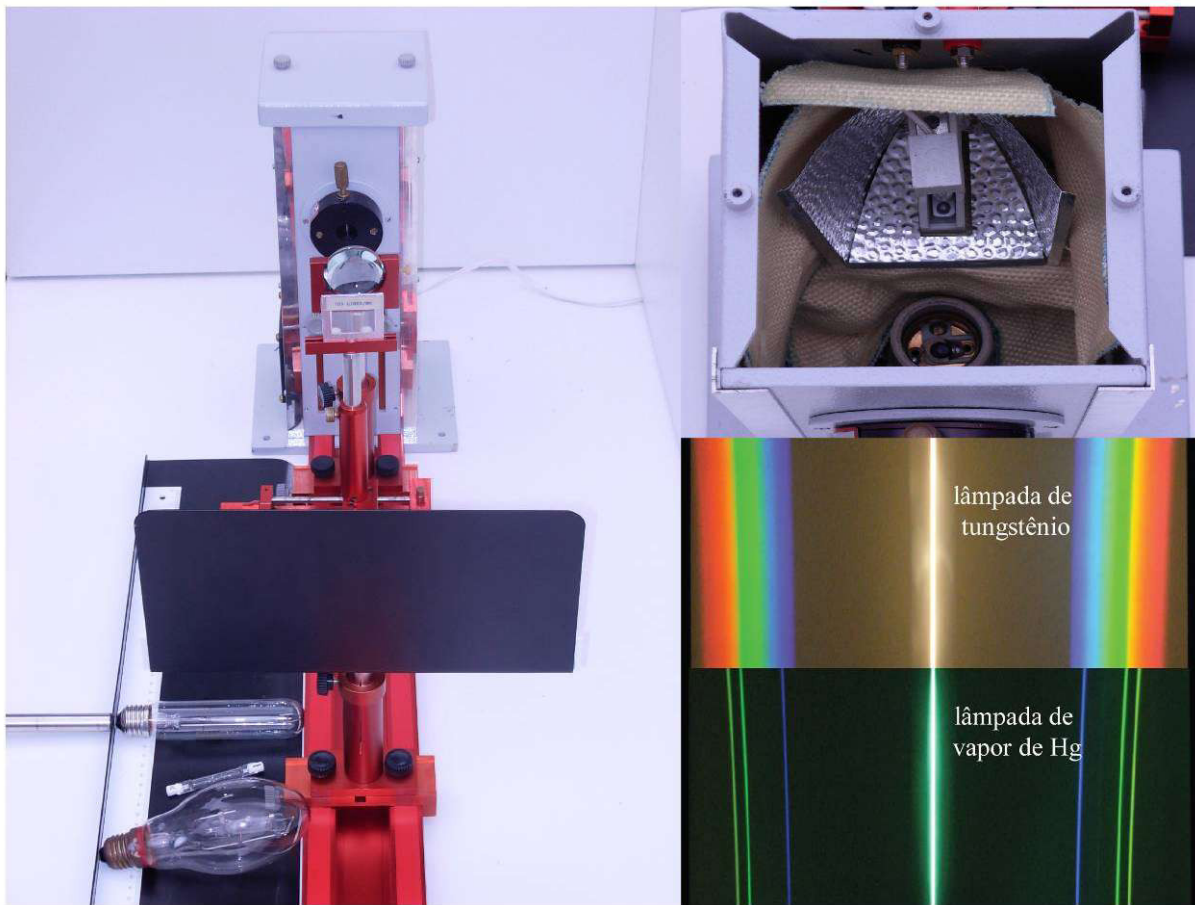


Figura 10 – Fotografia da montagem experimental, mostrando, à esquerda, o suporte para a lâmpada, a lente e a rede de difração, e o anteparo. À direita (em cima) detalhe mostrando os soquetes para conexão das lâmpadas filamento de tungstênio e das lâmpadas de vapores metálicos. À direita (em baixo) espectros típicos de uma lâmpada de filamento de tungstênio e de vapor de mercúrio.

g) Observe e descreva o padrão espectral de primeira ordem formado no anteparo e, se necessário, ajuste novamente a posição da lente para que essas linhas apareçam nítidas. Ajuste também a abertura da fenda de modo a minimizar a largura das linhas.

h) Descreva e justifique o comportamento das linhas à medida que se varia a abertura da fenda. Ajuste a abertura para obter as linhas com menor largura possível.

i) Para cada uma das linhas espectrais observadas, meça a sua posição, isto é, a distância entre a linha e o máximo central. A partir desse valor (e da distância entre a rede e o anteparo), você pode determinar o ângulo de difração.

j) Utilizando a equação 4, determine o comprimento de onda de cada linha. O Mercúrio pode emitir como átomo neutro (Hg I) ou como íon monovalente (Hg II), sendo um deles muito mais abundante na lâmpada utilizada. Consulte a tabela abaixo (disponível no site <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/mercurytable2.htm>) e identifique qual

é a espécie responsável pela emissão na lâmpada utilizada, comparando os comprimentos de onda das linhas medidas com aqueles indicados na tabela.

Linhas espectrais do mercúrio observadas com grade de 600 linhas / mm

Cor da linha	Posição (cm)	Comprimento de onda
Distância fenda-anteparo:		

Intensity	Air Wavelength (Å)	Spectrum	Reference
20	2026.860	Hg II	SR01
400 P	2052.828	Hg II	SR01
20	2224.711	Hg II	SR01
10	2252.786	Hg II	SR01
60	2260.294	Hg II	SR01
400 P	2262.223	Hg II	SR01
10	2263.634	Hg II	SR01
1000 P, c	2536.517	Hg I	BAL50
25	2652.039	Hg I	BAL50
40	2653.679	Hg I	BAL50
400 P	2847.675	Hg II	SR01
30	2916.250	Hg II	SR01
25	2947.074	Hg II	SR01
250 P	2967.280	Hg I	BAL50
70	3021.498	Hg I	BAL50
90	3125.668	Hg I	BAL50
80	3131.548	Hg I	BAL50
80	3131.839	Hg I	BAL50
12	3208.169	Hg II	SR01
10	3532.594	Hg II	SR01
10	3605.762	Hg II	SR01
600 P	3650.153	Hg I	BAL50
70	3654.836	Hg I	BAL50
50	3663.279	Hg I	BAL50
1000 P, c	3983.931	Hg II	SR01
400 P	4046.563	Hg I	BAL50
60	4339.223	Hg I	BAL50
100	4347.494	Hg I	BAL50
1000 P	4358.328	Hg I	BAL50
12 c	5128.442	Hg II	SR01
15	5204.768	Hg II	SR01
80 P	5425.253	Hg II	SR01
500 P	5460.735	Hg I	BAL50
200 P	5677.105	Hg II	SR01
50	5769.598	Hg I	BAL50
60	5790.663	Hg I	BAL50
12	5871.279	Hg II	SR01
20 c	5888.939	Hg II	SR01
15	6146.435	Hg II	SR01
250 P, c	6149.475	Hg II	SR01
25	7081.90	Hg I	F54
6	7346.508	Hg II	SR01

- k) Substitua a rede de 600 linhas/mm por outra com 300 linhas/mm.
- l) Meça a posição de todas as linhas de primeira, segunda, e terceira ordem. Compare as linhas de primeira, segunda e terceira ordem no que diz respeito à variação das suas posições. Analise o resultado considerando as previsões teóricas.
- m) Calcule os comprimentos de onda de todas as linhas observadas até a terceira ordem.

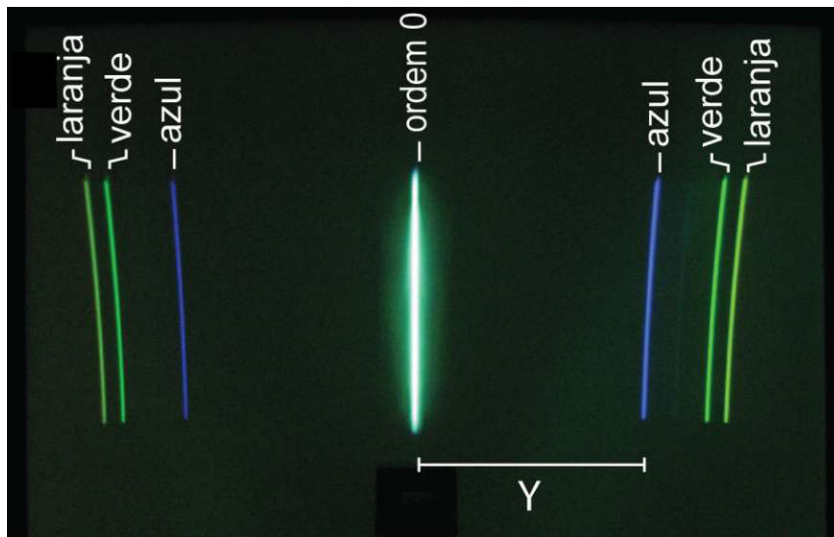


Figura 11 – Fotografia do espectro de uma lâmpada de mercúrio

Linhas espectrais do mercúrio observadas com grade de 300 linhas / mm

Cor da linha	Posição (cm) (1ª ordem)	Posição (cm) (2ª ordem)	Posição (cm) (3ª ordem)	Comprimento de onda (médio)

2. Espectro de uma lâmpada de vapor de sódio

- a) Desligue a lâmpada de vapor de mercúrio (mova a chave inferior do suporte para baixo e em seguida remova o cabo da tomada) e aguarde até que ela esfrie (~15 min).
- b) Substitua a rede de 300 linhas/mm por outra com 600 linhas/mm.
- c) Remova a lâmpada de vapor de mercúrio e substitua-a pela lâmpada de vapor de sódio. **Peça auxílio ao técnico, professor ou monitor para trocar a lâmpada.**
- d) Ligue a lâmpada em 220 V (ambas as chaves, superior e inferior, do suporte para cima). Aguarde aproximadamente 30 segundos e mova a chave superior do suporte para baixo (Esta chave serve para diminuir a tensão da lâmpada após a partida).
- e) Aguarde até que a lâmpada atinja o máximo de luminosidade (~10 min).
- f) Verifique o alinhamento do sistema.
- g) Ajuste novamente a posição da lente até que uma imagem nítida da fenda seja formada no centro do anteparo. Observe e descreva o padrão espectral de primeira ordem formado e, se necessário, ajuste novamente a posição da lente para que essas linhas apareçam nítidas. Ajuste também a abertura da fenda de modo a minimizar a largura das linhas.
- h) Meça a posição de todas as linhas espectrais observadas e, utilizando os princípios teóricos discutidos na seção anterior, determine os comprimentos de onda em que cada linha aparece. Compare com o esperado para o Na (588,9 nm e 589,5 nm).
- i) Mova a chave superior do suporte para cima (você estará aumentando a tensão da lâmpada para 220 V).
- j) Observe atentamente o que acontece com o padrão projetado no anteparo como função do tempo e descreva detalhadamente esse comportamento.
- k) Após 10 min, meça a posição de todas as linhas espectrais observadas e determine os comprimentos de onda em que cada linha aparece, preenchendo a tabela abaixo.
- l) **BÔNUS:** Consulte a literatura (veja por exemplo o site <http://www.nist.gov/pml/data/handbook/index.cfm>) e identifique quais são os elementos que estão emitindo neste regime.

- f) Ajuste a posição da lente até que essas linhas se tornem as mais nítidas possíveis no anteparo.
- g) Meça a posição de todas as linhas escuras observadas em termos dos respectivos comprimentos de onda.
- h) Repita o procedimento para a outra cubeta.
- i) Abaixo estão mostrados os espectros de absorção desses cloretos dissolvidos em água obtidos na literatura. Compare com os seus resultados e identifique as soluções presentes em cada cubeta (cubeta 1 = da extremidade, cubeta 2 = mais próxima ao poste do suporte).

Referências Adicionais:

- 1) Handbook of basic atomic spectroscopic data, NIST <http://www.nist.gov/pml/data/handbook/index.cfm>
- 2) E. R. de Azevedo, L. A. Oliveira Nunes, *Quim. Nova* **31**, 2199 (2008), <http://quimicanova.sbq.org.br/qn/qnol/2008/vol31n8/48-ED08084.pdf>
- 3) L. P. Ravaro, E. A. Morais, L. V. A. Scalvi, M. Siu Li, *Ceramica* **53**, 187 (2007), <http://www.scielo.br/pdf/ce/v53n326/13.pdf>
- 4) Fernando H. Cristovan *et al.*, *Quim. Nova* **28**, 964 (2005), <http://quimicanova.sbq.org.br/qn/qnol/2005/vol28n6/05-AR04212.pdf>

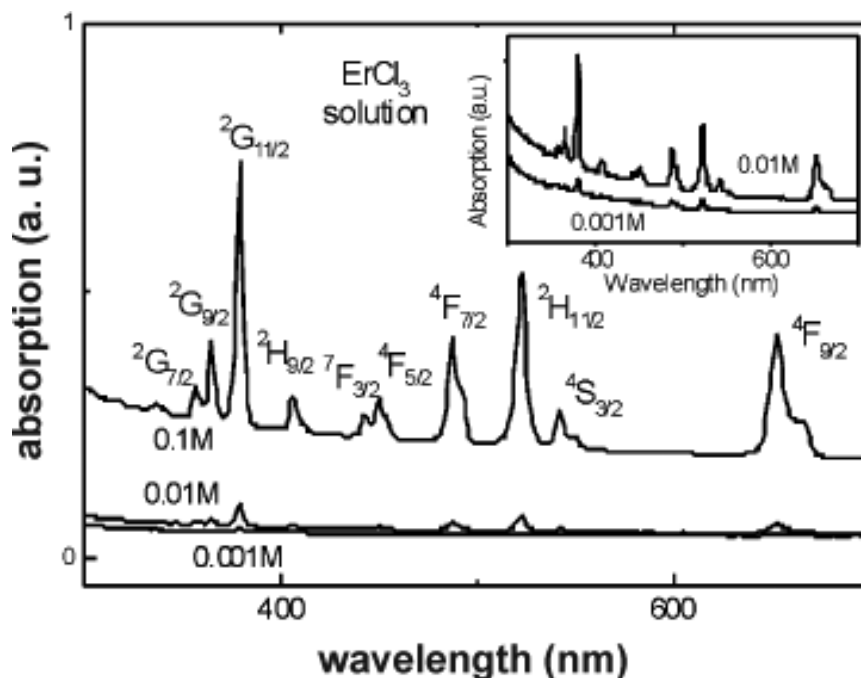


Figure 5: Optical absorption spectra of ErCl_3 solution at several concentrations (0.1, 0.01 and 0.001 mol). Inset -magnification of data for solutions 0.01 and 0.001 mol, for better visualization.

[Figura 5: Espectros de absorção óptica de solução de ErCl_3 em várias concentrações (0,1, 0,01 e 0,001 mol). Inserção: visão ampliada para as soluções 0,01 e 0,001.]

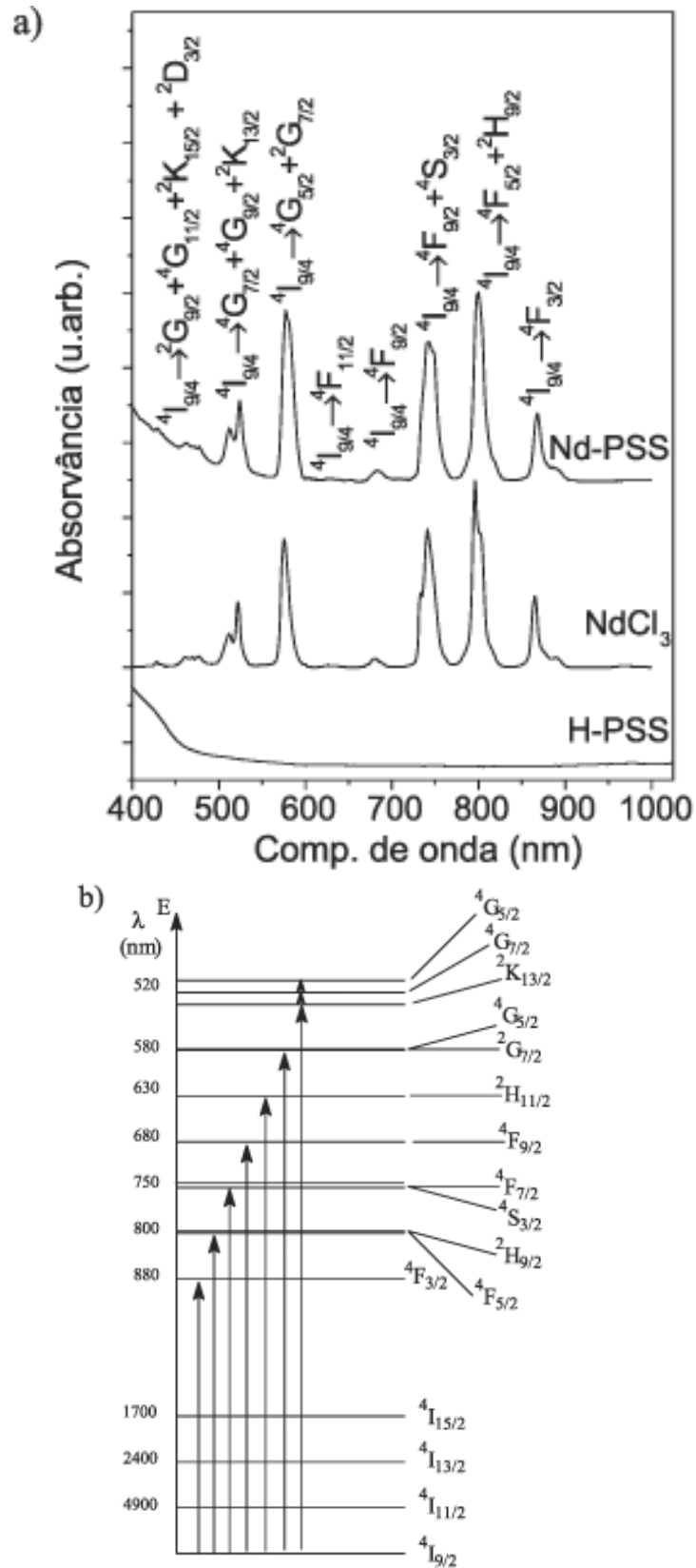


Figura 2. a) Espectro de absorção no UV-Vis-NIR de um filme de Nd-PSS contendo 13,92% mol/mol de Nd³⁺ e do NdCl₃, 20x10⁻³ mol L⁻¹ em solução aquosa; (b) diagrama de energia para as transições eletrônicas do neodímio na matriz de poliestireno sulfonado

