

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/265686500>

Práticas de Óptica e Introdução à Física Moderna: Coleta e Análise de Dados Experimentais

Book · September 2014

CITATIONS

0

READS

9,111

6 authors, including:



Daniel Lucas Zago Caetano

University of São Paulo

23 PUBLICATIONS 186 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Guilherme Volpe Bossa

Universidad Austral de Chile

39 PUBLICATIONS 471 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Antonio Bento Oliveira

São Paulo State University

24 PUBLICATIONS 120 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Vinicius Martins de Oliveira

Eli Lilly and Company

27 PUBLICATIONS 265 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)

Some of the authors of this publication are also working on these related projects:



Electrostatic Interactions in Lipid Membranes [View project](#)



pH and Salt Concentration on Protein Folding Stability [View project](#)

*José Ramon Beltran Abrego
Antonio Bento de Oliveira Junior
Daniel Lucas Zago Caetano
Guilherme Volpe Bossa
Rodolfo Molina Antoniassi
Vinícius Martins de Oliveira*

PRÁTICAS DE ÓPTICA E INTRODUÇÃO À FÍSICA MODERNA: Coleta e Análise de Dados Experimentais



PRÁTICAS DE ÓPTICA E INTRODUÇÃO
À FÍSICA MODERNA: Coleta e Análise
de Dados Experimentais

<i>Reitor</i>	Julio Cezar Durigan
<i>Vice-Reitora</i>	Marilza Vieira Cunha Rudge
<i>Pró-Reitor de Graduação</i>	Laurence Duarte Colvara
<i>Pró-Reitor de Pós-Graduação</i>	Eduardo Kokubun
<i>Pró-Reitora de Pesquisa</i>	Maria José Soares Mendes Giannini
<i>Pró-Reitora de Extensão Universitária</i>	Mariângela Spotti Lopes Fujita
<i>Pró-Reitor de Administração</i>	Carlos Antonio Gamero
<i>Secretária Geral</i>	Maria Dalva Silva Pagotto
<i>Chefe de Gabinete</i>	Roberval Daiton Vieira



*José Ramon Beltran Abrego
Antonio Bento de Oliveira Junior
Daniel Lucas Zago Caetano
Guilherme Volpe Bossa
Rodolfo Molina Antoniassi
Vinícius Martins de Oliveira*

PRÁTICAS DE ÓPTICA E INTRODUÇÃO
À FÍSICA MODERNA: Coleta e Análise
de Dados Experimentais

Ficha catalográfica elaborada pela Coordenadoria Geral de Bibliotecas da Unesp

P912

Práticas de óptica e introdução à física moderna: coleta e análise de dados experimentais / José Ramon Beltran Abrego ... [et al.]. – São Paulo : Cultura Acadêmica : Universidade Estadual Paulista, Pró-Reitoria de Graduação, 2014.

135 p. : il.

Inclui bibliografia

ISBN 978-85-7983-536-0

1. Óptica – Estudo e ensino. 2. Luz. 3. Reflexão (Óptica). 4. Refração. 5. Difração. 6. Instrumentos ópticos. 7. Física moderna. I. Abrego, José Ramon Beltran. II. Universidade Estadual Paulista. Pró-Reitoria de Graduação.

CDD 535



- Pró-reitor* Laurence Duarte Colvara
- Secretária* Joana Gabriela Vasconcelos Deconto
Larissa Constantino Luque
- Assessoria* José Brás Barreto de Oliveira
Maria de Lourdes Spazziani
Valéria Nobre Leal de Souza Oliva
- Técnica* Bambina Maria Migliori
Camila Gomes da Silva
Cecília Specian
Gisleide Alves Anhesim Portes
Ivonne de Mattos
Maria Emília Araújo Gonçalves
Maria Selma Souza Santos
Renata Sampaio Alves de Souza
Sergio Henrique Carregari
- Projeto gráfico* Andrea Yanaguita
- Diagramação* Estela Mletchol

PROGRAMA DE APOIO À PRODUÇÃO DE MATERIAL DIDÁTICO

Considerando a importância da produção de material didático-pedagógico dedicado ao ensino de graduação e de pós-graduação, a Reitoria da UNESP, por meio da Pró-Reitoria de Graduação (PROGRAD) e em parceria com a Fundação Editora UNESP (FEU), mantém o Programa de Apoio à Produção de Material Didático de Docentes da UNESP, que contempla textos de apoio às aulas, material audiovisual, *homepages*, *softwares*, material artístico e outras mídias, sob o selo CULTURA ACADÊMICA da Editora da UNESP, disponibilizando aos alunos material didático de qualidade com baixo custo e editado sob demanda.

Assim, é com satisfação que colocamos à disposição da comunidade acadêmica mais esta obra, “Práticas de Óptica e Introdução à Física Moderna: Coleta e Análise de Dados Experimentais”, de autoria do Prof. Dr. José Ramon Beltran Abrego, docente do Departamento de Física do IBILCE/UNESP/S.J. Rio Preto e dos pós-graduandos, nível doutorado: Antonio Bento de Oliveira Junior, Daniel Lucas Zago Caetano, Guilherme Volpe Bossa, Vinícius Martins de Oliveira, do Programa de Pós-Graduação em Biofísica Molecular do IBILCE/UNESP/S.J. Rio Preto e Rodolfo Molina Antoniassi do Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear-Materiais do IPEN/USP, esperando que ela traga contribuição não apenas para estudantes da UNESP, mas para todos aqueles interessados no assunto abordado.

SUMÁRIO

Prefácio 9

1 ESTUDO DA REFRAÇÃO DA LUZ 11

2 REFLEXÃO DA LUZ E SUAS LEIS 23

3 REFRAÇÃO POR LENTES 39

4 DISPOSITIVOS ÓPTICOS 49

5 INTERFERÊNCIA E DIFRAÇÃO 57

6 CUBA DE ONDAS 71

7 DISPERSÃO DA LUZ 87

8 POLARIZAÇÃO 99

9 INTERFERÔMETRO DE MICHELSON 111

10 EFEITO FOTOELÉTRICO 125

Bibliografia 135

PREFÁCIO

Devido a pouca vivência experimental que os alunos, em geral, adquirem ao longo do ensino fundamental e do ensino médio, foi observado que, ao ingressarem em cursos de graduação, estes alunos possuem uma grande necessidade de se familiarizarem, tanto com os instrumentos de laboratórios didáticos quanto com os conceitos diretamente envolvidos com a Física básica. Para sanar esta necessidade, elaboramos uma série que reúne uma análise minuciosa não só dos experimentos realizados, mas também dos resultados obtidos nos laboratórios do Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – IBILCE – da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” – UNESP.

Este trabalho resulta da experiência adquirida em mais de quatro semestres de aulas práticas e tem por base as seguintes metas: introduzir o aluno à teoria dos erros; desenvolver a organização de dados coletados, apresentando-os em forma de tabelas e gráficos; proporcionar a interpretação crítica dos resultados, confrontando-os com a teoria e comparando-os com dados encontrados nos livros clássicos de Física. Além disso, a característica do presente livro é proporcionar aos alunos uma maior familiarização com os tópicos de óptica e introduzir os conceitos iniciais à Física Moderna, comumente expostos superficialmente na educação básica.

Devido à excelente receptividade que o livro “Práticas de Eletromagnetismo: Coleta e Análise de Dados Experimentais” obteve, lançamos “Práticas de Óptica e Introdução à Física Moderna: Coleta e Análise de Dados Experimentais” com o qual, novamente, pretendemos tornar acessível ao aluno, geralmente cursando o segundo ano do curso de Física, a compreensão de tópicos fundamentais da Física, tais como, a reflexão e refração da luz, os fenômenos de interferência e de difração e a dualidade onda-partícula da luz.

Para facilitar a assimilação do leitor com os temas apresentados nesta obra, buscamos, na organização dos capítulos, uma gradual e conexa exposição dos assuntos. Assim, nos capítulos 1 a 3 apresentamos o estudo das leis da refração e da reflexão da luz em espelhos e em lentes. No capítulo 4, elaboramos um estudo de como os diferentes tipos de lentes podem ser associadas na construção de dispositivos ópticos, como microscópios e telescópios. No capítulo seguinte

(capítulo 5), os conceitos de interferência e de difração são explorados para caracterizar a característica ondulatória da luz. Em seguida, o estudo dos fenômenos de reflexão, refração, difração e interferência decorrentes da produção de ondas mecânicas superficiais em um meio líquido é apresentado no experimento intitulado Cuba de ondas (capítulo 6). Nos próximos dois capítulos (capítulos 7 e 8), os experimentos envolvendo os conceitos de dispersão e de polarização da luz são descritos.

Finalizando o livro, há dois capítulos referentes à Física Moderna e neles apresentamos dois dos mais importantes experimentos da Física do século XX: o Interferômetro de Michelson, o qual possibilita a determinação, com elevada acurácia, do comprimento de onda do laser e dos índices de refração do ar e de outros materiais; e o experimento do Efeito Fotoelétrico, que é crucial para o entendimento da quantização da energia, da função trabalho de metais e da independência da energia em relação à intensidade da luz da fonte. A moderna aparelhagem utilizada aliada a metodologia empregada contribuem para deixar excitante a investigação destes tópicos que discordam do predito pela Física Clássica.

Pelo grande enfoque conceitual e prático, este material destina-se aos alunos que tomam contato com estes assuntos, não sendo restrito apenas aos estudantes dos cursos de Física em geral, mas também para os estudantes que desejam aprimorar seus conhecimentos na área de Óptica.

Este livro foi desenvolvido pelos estudantes de Pós-Graduação em Biofísica Molecular, IBILCE/UNESP/S.J. Rio Preto, Antonio Bento de Oliveira Junior, Daniel Lucas Zago Caetano, Guilherme Volpe Bossa e Vinícius Martins de Oliveira, e pelo estudante Rodolfo Molina Antoniassi, pós-graduando do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN, tendo sob coordenação o Prof. Dr. José Ramón Beltran Abrego. Contou-se também com o auxílio indispensável dos técnicos Antonio Aparecido Barbosa, Marcelino Belusi e Paulo Roberto Salinas e do Prof. Dr. Lucas Fugikawa Santos, crucial nos laboratórios de Física Moderna desta universidade.

1

ESTUDO DA REFRAÇÃO DA LUZ

1.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é propiciar o estudo, não só das características da luz em meios materiais, mas também das leis da óptica geométrica. Para atingir tal objetivo, realizaram-se três experimentos que, a seguir, serão apresentados.

1.2. INTRODUÇÃO

A velocidade da luz em um meio transparente, como o ar, a água ou o vidro, é sempre menor que a velocidade $c = 300.000$ km/s no vácuo. Todo meio transparente é caracterizado por um índice de refração, definido como a relação entre a velocidade da luz no vácuo e a velocidade da luz no meio:

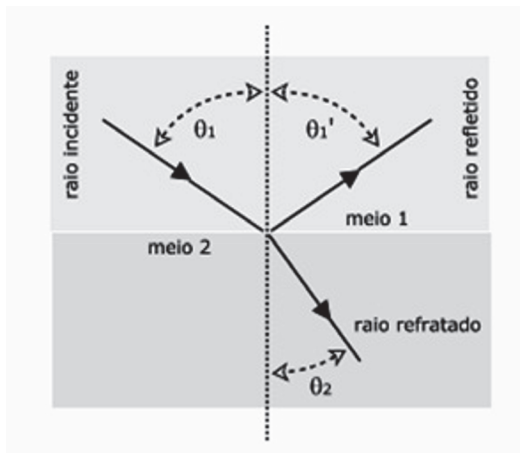
$$n = \frac{c}{v} \quad (1.1)$$

onde n é o índice de refração do meio; c é a velocidade da luz no vácuo; e v é a velocidade da luz no meio.

A luz sempre se propaga mais lentamente através de um material do que no vácuo, portanto o valor de n , em qualquer meio material, é sempre maior do que um. Neste capítulo, o índice de refração adotado para o ar será o mesmo do vácuo, ou seja, n igual a 1.

Quando um raio luminoso atinge uma superfície lisa que separa dois meios diferentes, como o ar e o vidro, parte da energia luminosa é refletida e parte penetra no segundo meio. Se a luz incidente não for perpendicular à superfície, o raio transmitido não será paralelo ao raio incidente. A mudança de direção do raio transmitido é chamada de *refração*. A figura a seguir ilustra o que foi dito.

Figura 1.1 Reflexão parcial e refração parcial de um raio luminoso em dois meios diferentes.



O ângulo θ_1 entre o raio incidente e a *normal* (reta perpendicular à superfície) é denominado ângulo de incidência; o plano definido pelo raio incidente e pela normal é chamado *plano de incidência*. O raio refletido está no plano de incidência e faz um ângulo θ_1' com a normal, que é igual ao ângulo de incidência, como se pode observar na Figura 1.1. Este resultado é conhecido como *lei da reflexão*:

$$\theta_1 = \theta_1' \quad (1.2)$$

O raio que entra no meio 2 é denominado raio refratado, e o ângulo θ_2 é chamado de ângulo de refração. Quando uma onda atravessa uma interface na qual a sua velocidade diminui, como no caso em que a luz entra em um bloco de vidro vindo do ar, o ângulo de refração é menor do que o ângulo de incidência θ_1 ; em outras palavras, o raio refratado se aproxima da normal. Quando, por outro lado, a velocidade da onda aumenta na interface, como acontece, por exemplo, quando a luz sai de um bloco de vidro para o ar, o raio refratado se afasta da normal.

O ângulo de refração θ_2 depende do ângulo de incidência e da relação entre as velocidades da onda nos dois meios. Se v_1 é a velocidade do meio inicial e v_2 é a velocidade do meio final, os ângulos de incidência e refração obedecem à seguinte equação:

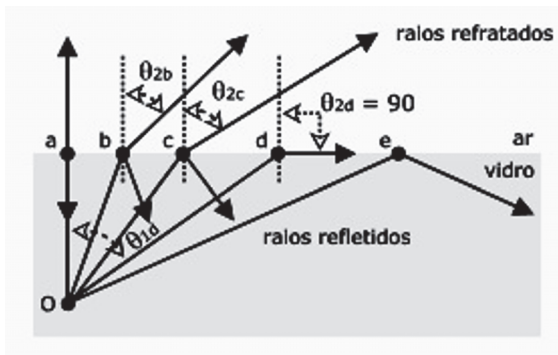
$$\frac{1}{v_1} \times \text{sen} \theta_1 = \frac{1}{v_2} \times \text{sen} \theta_2 \quad (1.3)$$

Em termos dos índices de refração dos dois meios, n_1 e n_2 , a Equação 1.3 pode ser reescrita da seguinte forma (conhecida como *lei da refração* ou *lei de Snell*):

$$n_1 \times \text{sen} \theta_1 = n_2 \times \text{sen} \theta_2 \quad (1.4)$$

A Figura 1.2 abaixo mostra uma fonte pontual no interior de um bloco de vidro, com vários raios luminosos atingindo a interface vidro-ar. Todos os raios que não são perpendiculares à interface se afastam da normal depois de refratados. À medida que o ângulo de incidência aumenta, o ângulo de refração também aumenta, até que seja atingido um ângulo de incidência θ_c para qual o ângulo de refração é 90° . Para ângulos de incidência maiores do que este ângulo crítico, não existe raio refratado; toda a luz é refletida. Esse fenômeno é denominado *reflexão interna total*.

Figura 1.2 Reflexão interna total para uma fonte luminosa pontual.



Para calcular o ângulo crítico, basta introduzir $\theta_2 = 90^\circ$ na Equação 1.4 e determinar o valor de $\text{sen} \theta_1$:

$$\text{sen} \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \times \text{sen} 90^\circ \Rightarrow \text{sen} \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \theta_c = \arcsen \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (1.5)$$

1.3. MATERIAL UTILIZADO

- Água;
- Editor gráfico Origin;
- Goniômetro na cuba;
- *Laser*;
- Perfil dióptrico em forma de meio círculo;
- Perfil dióptrico retangular;
- Transferidor.

1.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

1.4.1. Experimento I

Inicialmente, alinhou-se o *laser* sobre a mesa óptica. Em seguida, valendo-se de um perfil dióptrico retangular feito de acrílico, determinou-se, utilizando-se um transferidor, o ângulo de refração para três ângulos de incidência distintos, a saber: $\theta_1 = 20^\circ$, 40° e 60° . Calculou-se também, por meio da Equação 1.4, o índice de refração do acrílico para cada ângulo medido, considerando-se o ar como o meio 1. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 1.1.

Tabela 1.1 Valores dos ângulos de incidência, dos ângulos de refração e do índice de refração do acrílico.

Ângulo de incidência, θ_1 (°)	Ângulo de refração, θ_2 (°)	$\text{sen}\theta_1$	$\text{sen}\theta_2$	Índice de refração do acrílico – n
20	13	0,3420	0,2250	1,52
40	26	0,6428	0,4384	1,47
60	35	0,8660	0,5736	1,51

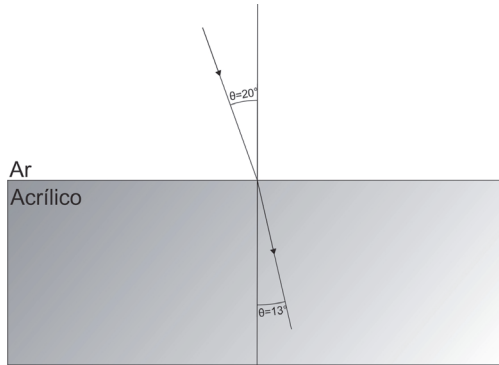
A partir dos valores contidos na Tabela 1.1, foi possível estimar o valor médio para o índice de refração do acrílico, ou seja:

$$n_{\text{Acrilico}} = \frac{1,52 + 1,47 + 1,51}{3} = \frac{4,50}{3} = 1,50 \quad (1.6)$$

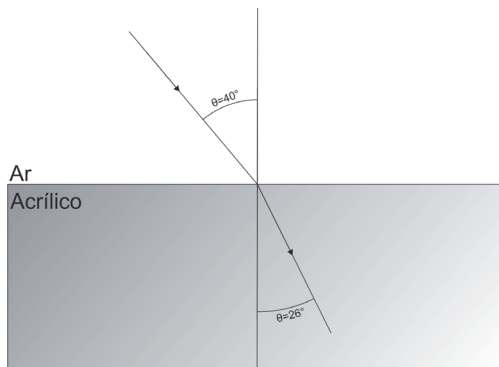
Para evidenciar ainda mais a situação estudada, fez-se um desenho, para cada ângulo considerado, representando tanto os raios como os ângulos de incidência e de refração. Veja-se.

Figura 1.3 Desenho esquemático, referente ao experimento I, representando os raios de incidência e de refração e os ângulos de incidência e de refração.

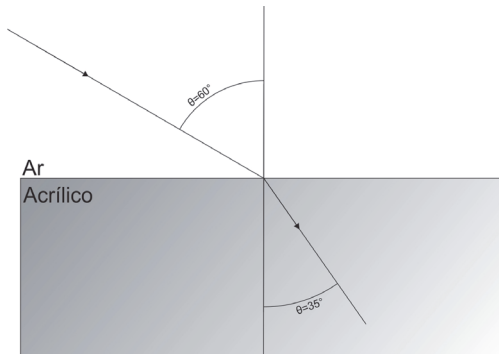
a) $\theta_1 = 20^\circ$ e $\theta_2 = 13^\circ$:



b) $\theta_1 = 40^\circ$ e $\theta_2 = 26^\circ$:



c) $\theta_1 = 60^\circ$ e $\theta_2 = 35^\circ$:



1.4.2. Experimento II

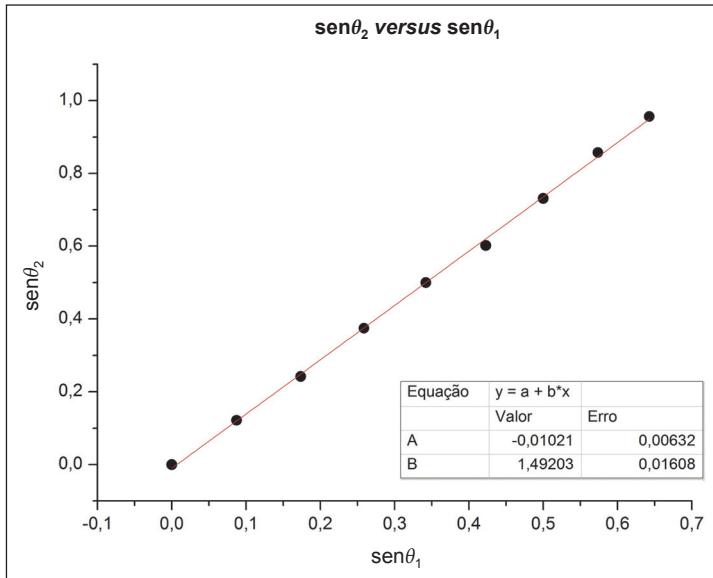
Como ponto de partida, alinhou-se o *laser* sobre o eixo central do goniômetro. Em seguida, colocou-se o dióptrico em forma de meio círculo no centro deste aparelho. O dióptrico foi disposto de tal forma que a sua parte curva ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Após esse procedimento, variou-se o ângulo de incidência θ_1 do raio incidente de, aproximadamente, cinco em cinco graus, em um único quadrante. Para cada valor do ângulo de incidência θ_1 , mediu-se, por meio de um transferidor, o valor do ângulo de refração θ_2 . Determinou-se também, para cada ângulo de incidência e de refração, o valor do seno destes ângulos. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 1.2 que se segue.

Tabela 1.2 Valores dos ângulos de incidência, de refração e dos senos de cada ângulo determinado no experimento II.

Ângulo de incidência, θ_1 (°)	Ângulo de refração, θ_2 (°)	$\text{sen}\theta_1$	$\text{sen}\theta_2$
0	0	0	0
5	7	0,0872	0,1219
10	14	0,1736	0,2419
15	22	0,2588	0,3746
20	30	0,3420	0,5000
25	38	0,4226	0,6018
30	47	0,5000	0,7314
35	59	0,5736	0,8572
40	73	0,6428	0,9563

A partir dos valores contidos na Tabela 2, foi possível construir um gráfico do seno do ângulo de refração em função do seno do ângulo de incidência ($\text{sen}\theta_2$ versus $\text{sen}\theta_1$), como se pode observar a seguir.

Figura 1.4 Gráfico do seno do ângulo de refração, $\text{sen}\theta_2$, versus seno do ângulo de incidência $\text{sen}\theta_1$, onde A e B representam o coeficiente linear e o coeficiente angular, respectivamente, do gráfico.



Valendo-se do Gráfico 1.4 e da Equação 1.4, foi possível determinar o índice de refração do acrílico. Veja-se o cálculo realizado:

$$n_{\text{Acrílico}} = n_{\text{Ar}} \times \frac{\text{sen}\theta_2}{\text{sen}\theta_1} = n_{\text{Ar}} \times B = 1 \times (1,49 \pm 0,02) = 1,49 \pm 0,02 \quad (1.7)$$

Uma vez determinado o índice de refração do acrílico, calculou-se também, utilizando-se a Equação 1.5, o valor do ângulo crítico θ_c , no qual se obtêm a reflexão total do raio incidente. Observe-se, abaixo, o cálculo realizado:

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \arcsen\left(\frac{1}{1,49}\right) = 42,2^\circ \quad (1.8)$$

1.4.3. Experimento III

Inicialmente, alinhou-se o *laser* sobre o eixo central do goniômetro. Em seguida, colocou-se o dióptrico em forma de meio círculo no centro deste aparelho. O dióptrico foi disposto de tal forma que a sua parte curva ficasse per-

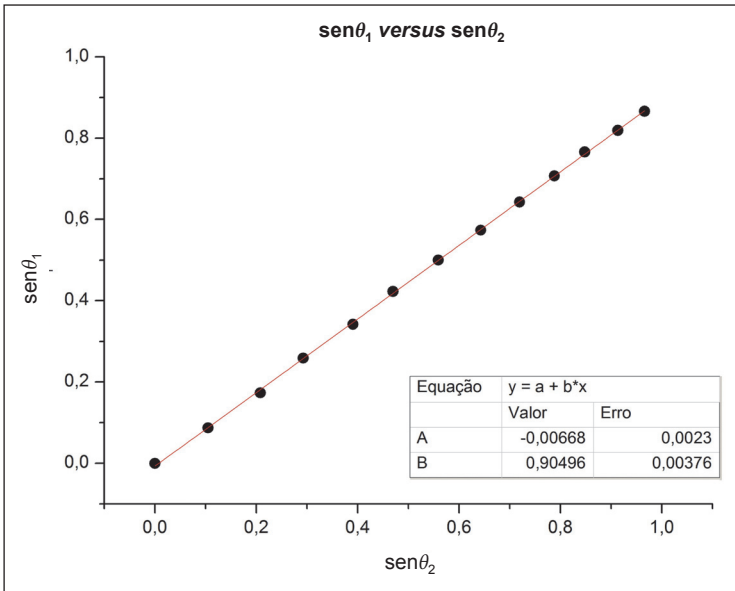
pendicular ao feixe do *laser*. Após esse procedimento, despejou-se água na cuba do goniômetro, de forma que o dióptrico ficasse totalmente imerso no líquido. Depois dessa etapa, variou-se o ângulo de incidência θ_1 do raio incidente de, aproximadamente, cinco em cinco graus, em um único quadrante. Para cada valor do ângulo de incidência θ_1 , mediu-se, com o auxílio de um transferidor, o valor do ângulo de refração θ_2 . Determinou-se também, para cada ângulo de incidência e de refração, o valor do seno destes ângulos. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 1.3.

Tabela 1.3 Valores dos ângulos de incidência, de refração e dos senos de cada ângulo determinado no experimento III.

Ângulo de incidência, θ_1 (°)	Ângulo de refração, θ_2 (°)	$\text{sen}\theta_1$	$\text{sen}\theta_2$
0	0	0	0
5	6	0,0872	0,1045
10	12	0,1736	0,2079
15	17	0,2588	0,2924
20	23	0,3420	0,3907
25	28	0,4226	0,4695
30	34	0,5000	0,5592
35	40	0,5736	0,6428
40	46	0,6428	0,7193
45	52	0,7071	0,7880
50	58	0,7660	0,8480
55	66	0,8192	0,9135
60	75	0,8660	0,9659

A partir dos valores contidos na Tabela 1.3, foi possível construir um gráfico do seno do ângulo de incidência em função do seno do ângulo de refração ($\text{sen}\theta_1$ versus $\text{sen}\theta_2$), como se pode observar na Figura 1.5.

Figura 1.5 Gráfico do seno do ângulo de incidência, $\text{sen}\theta_1$, versus seno do ângulo de refração, $\text{sen}\theta_2$, onde A e B representam o coeficiente linear e o coeficiente angular, respectivamente, do gráfico.



Valendo-se do gráfico ilustrado na Figura 1.5 e da Equação 1.4, foi possível determinar o índice de refração da água. Veja-se o cálculo realizado:

$$n_{\text{Água}} = n_{\text{Acrílico}} \times \frac{\text{sen}\theta_1}{\text{sen}\theta_2} = n_{\text{Acrílico}} \times B = \quad (1.9)$$

$$1,49 \times (0,905 \pm 0,004) = 1,35 \pm 0,01$$

Uma vez determinado o índice de refração da água, calculou-se também, utilizando-se a Equação 1.5, o valor do ângulo crítico θ_c no qual se obtém a reflexão total do raio incidente. Observe-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \arcsen\left(\frac{1,35}{1,49}\right) = 64,9^\circ \quad (1.10)$$

1.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Objetivando proporcionar o estudo, não só das características da luz em meios materiais, mas também das leis da óptica geométrica, realizaram-se três experimentos.

No primeiro, inicialmente, alinhou-se o *laser* sobre a mesa óptica. Em seguida, valendo-se de um perfil dióptrico retangular feito de acrílico, determinou-se, utilizando-se um transferidor, o ângulo de refração para três ângulos de incidência distintos, a saber: $\theta_1 = 20^\circ, 40^\circ$ e 60° (Tabela 1.1). A partir dos valores contidos na Tabela 1.1, estimou-se o valor médio para o índice de refração do acrílico, ou seja, $n_{\text{Acrílico}} = 1,50$. O valor obtido por este método diferiu em apenas 0,67% do valor constante na literatura para o índice de refração do acrílico, ou seja, 1,49.

No experimento II, determinou-se novamente o índice de refração do acrílico, porém utilizando-se um método distinto, que consistiu em alinhar o *laser* sobre o eixo central do goniômetro. Em seguida, colocou-se o dióptrico em forma de meio círculo no centro deste aparelho, de modo que sua parte curva ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Após esse procedimento, variou-se o ângulo de incidência θ_1 do raio incidente de, aproximadamente, cinco em cinco graus, em um único quadrante. Para cada valor do ângulo de incidência θ_1 , mediu-se, com auxílio de um transferidor, o valor do ângulo de refração θ_2 . Determinou-se também, para cada ângulo de incidência e de refração, o valor do seno destes ângulos (Tabela 1.2). A partir dos dados contidos na Tabela 1.2, construiu-se um gráfico do seno do ângulo de refração em função do seno do ângulo de incidência (Figura 1.4) e, valendo-se do coeficiente angular B e da Equação 1.4, calculou-se o índice de refração do acrílico, ou seja, $n_{\text{Acrílico}} = 1,49$. O valor obtido por este método foi idêntico ao valor do coeficiente de refração do acrílico informado na literatura.

No terceiro experimento, repetiram-se os processos realizados no experimento II. A diferença entre eles é que, neste, adicionou-se água na cuba do goniômetro até que o dióptrico ficasse totalmente imerso no líquido. Em seguida, variou-se o ângulo de incidência θ_1 do raio incidente de, aproximadamente, cinco em cinco graus, em um único quadrante. Para cada valor do ângulo de incidência θ_1 , mediu-se, com auxílio de um transferidor, o valor do ângulo de refração θ_2 . Determinou-se também, para cada ângulo de incidência

e de refração, o valor do seno destes ângulos (Tabela 1.3). A partir dos dados contidos na Tabela 1.3, construiu-se um gráfico do seno do ângulo de incidência em função do seno do ângulo de refração (Figura 1.5) e, valendo-se do coeficiente angular B e da Equação 1.4, calculou-se o índice de refração da água, ou seja, $n_{\text{Água}} = 1,35$. O valor obtido por este método diferiu em apenas 1,48% do valor citado na literatura para o índice de refração da água, ou seja, 1,33.

Tratou-se neste capítulo, como já exposto desde o início deste texto, do estudo não só das características da luz em meios materiais, mas também das leis da óptica geométrica. Em todos os experimentos, os resultados obtidos diferiram em, aproximadamente, 1,08% do valor apresentado na literatura para a grandeza estudada. Evidencia-se, desse modo, a validade das leis da óptica geométrica, especialmente, a lei da refração ou lei de Snell.

2

REFLEXÃO DA LUZ E SUAS LEIS

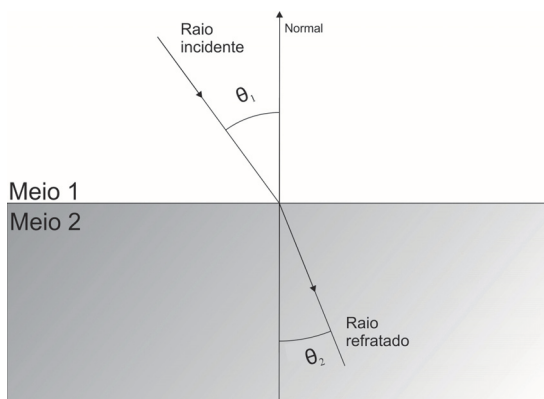
2.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar o estudo das leis da óptica geométrica, principalmente das leis da reflexão, como também determinar os parâmetros principais que caracterizam um espelho esférico. Para atingir tal objetivo, realizaram-se cinco experimentos que, a seguir, serão descritos.

2.2. INTRODUÇÃO

Quando um raio luminoso atinge uma superfície lisa que separa dois meios diferentes, como o ar e o vidro, parte da energia luminosa é refletida e parte penetra no segundo meio. Se a luz incidente não for perpendicular à superfície, o raio transmitido não será paralelo ao raio incidente. A mudança de direção do raio transmitido é chamada de *refração*. A Figura 2.1 ilustra o que foi dito.

Figura 2.1 Refração de um raio luminoso em dois meios diferentes.



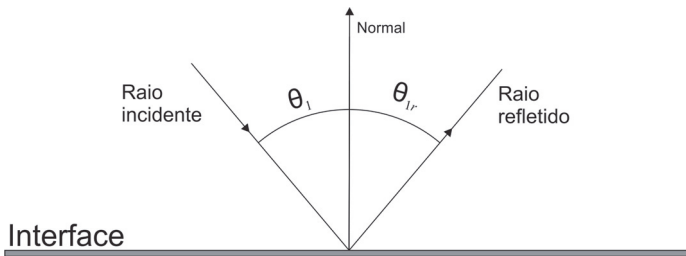
O ângulo θ_1 entre o raio incidente e a *normal* (reta perpendicular à superfície) é denominado ângulo de incidência; o plano definido pelo raio incidente

e pela normal é chamado *plano de incidência*. O raio que entra no meio 2 é denominado raio refratado, e o ângulo θ_2 é chamado de ângulo de refração. O ângulo de refração θ_2 depende do ângulo de incidência e da relação entre os índices de refração dos dois meios. Sejam n_1 e n_2 os índices de refração dos meios inicial e final, respectivamente. Portanto, os ângulos de incidência e refração obedecem à seguinte equação (conhecida como *lei da refração* ou *lei de Snell*):

$$n_1 \times \text{sen}\theta_1 = n_2 \times \text{sen}\theta_2 \quad (2.1)$$

A parte da energia luminosa que é refletida segue uma direção bem definida, como se pode observar na Figura 2.2 abaixo.

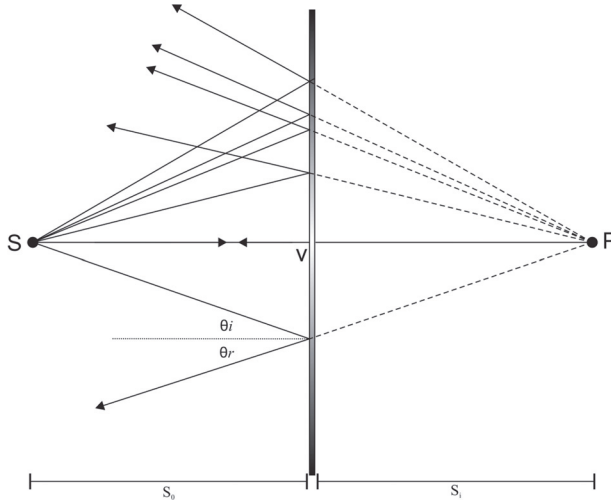
Figura 2.2 Reflexão de um raio luminoso em uma superfície plana.



Como se pode constatar pela Figura 2.2, o raio incidente, o raio refletido e a normal encontram-se no mesmo plano. Tal propriedade caracteriza a primeira parte da *lei da reflexão*. A segunda parte dessa lei se caracteriza pelo fato de que raio refletido faz um ângulo θ_{1r} com a normal, que é igual ao ângulo de incidência. Em termos matemáticos, têm-se:

$$\theta_1 = \theta_{1r} \quad (2.2)$$

Uma das principais aplicações da óptica geométrica e, conseqüentemente, das leis da refração e da reflexão, é o estudo das imagens formadas por espelhos, sejam eles planos ou esféricos. Um *espelho plano* é uma superfície plana e polida que reflete regularmente a luz. A Figura 2.3 representa o exemplo de um objeto pontual S e sua imagem P formada por um espelho plano.

Figura 2.3 Imagem P formada por um espelho plano de um objeto pontual S .

As distâncias do espelho ao objeto e do espelho a imagem são, s_o e s_i , respectivamente. A reta que liga o objeto à sua imagem é chamada de *eixo óptico* (ou *eixo principal*), e o centro do espelho, por onde passa o eixo óptico é o vértice do espelho V . Observando a Figura 2.3, é possível constatar que a distância s_o é exatamente igual à distância s_i , ou seja:

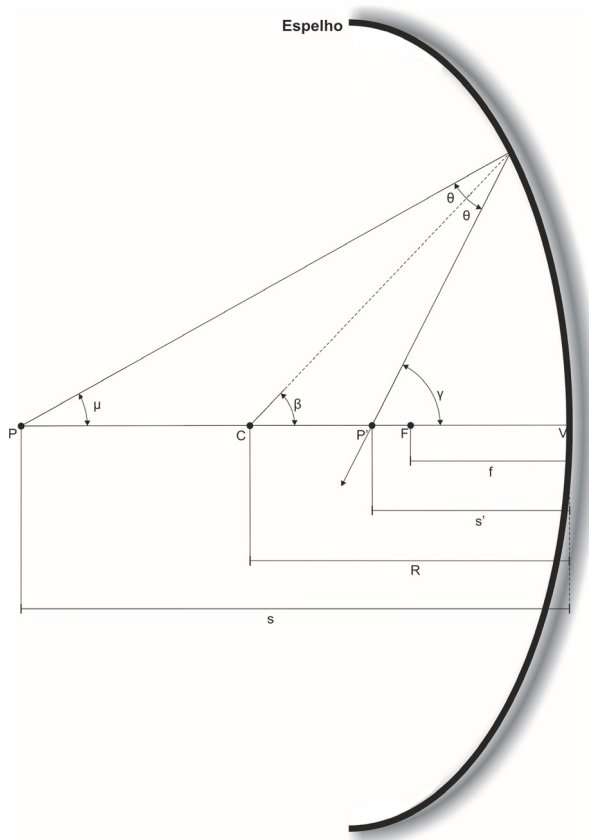
$$s_o = -s_i \quad (2.3)$$

onde o sinal negativo deve-se ao fato de a imagem estar localizada atrás do espelho (imagem virtual).

Espelhos esféricos são espelhos que resultam do corte de uma esfera, em que uma de suas superfícies é espelhada, com reflexão regular. Deste modo, surgem dois tipos de espelhos: os *côncavos* e os *convexos*. No primeiro, a superfície refletora é interna; no segundo, a superfície refletora é externa. Esses espelhos obedecem às mesmas leis de reflexão dos espelhos planos da óptica geométrica. Para se obter imagens nítidas em espelhos esféricos, os raios luminosos devem incidir paralelos ou pouco inclinados em relação ao eixo principal e próximos dele. Raios com essas características são denominados *raios paraxiais*. Assim, para se ter nitidez na imagem, o ângulo de abertura do espelho deve ser inferior a 10 graus. Se essas condições forem satisfeitas, esses espelhos serão chamados *espelhos esféricos de Gauss*.

A Figura 2.4 a seguir mostra um raio emitido por um objeto P sendo refletido no espelho e passando pelo ponto imagem P' . O ponto C é o centro de curvatura do espelho. Os raios incidentes e refletidos fazem ângulos iguais com a linha radial CA , que é perpendicular à superfície do espelho.

Figura 2.4 Imagem P' formada por um espelho esférico (côncavo) de um objeto pontual P .



Existe uma relação geométrica entre a distância da imagem s' (distância entre o centro do espelho, V , e a posição do ponto imagem, P'), a distância do objeto s (distância entre V e a posição do objeto, P) e o raio de curvatura do espelho. Esta relação é a seguinte:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{R} \quad (2.4)$$

Quando a distância do objeto é muito menor do que o raio de curvatura do espelho, o termo $1/s$ da Equação 2.4 é muito menor do que o termo $2/R$, podendo ser desprezado. Assim, para $s \rightarrow \infty$, a distância da imagem é $s' = R/2$. Esta distância é denominada distância focal do espelho e é representada pela letra f ; o ponto situado a uma distância $R/2$ do espelho, no qual raios paralelos incidentes no espelho são focalizados, é chamado de *foco* e é representado pela letra F :

$$f = \frac{R}{2} \quad (2.5)$$

De acordo com a Equação 2.5, a distância focal de um espelho esférico é igual à metade do raio de curvatura. Em termos da distância focal, a Equação 2.4 pode ser escrita da seguinte forma (*equação do espelho*):

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (2.6)$$

Na construção de imagens nos espelhos esféricos, é necessário que haja a compreensão de três raios principais:

- i) o que incide paralelamente ao eixo óptico, depois da reflexão, passa através do foco F ;
- ii) o que incide passando pelo foco F (ou que provém do foco) é refletido paralelamente ao eixo óptico e;
- iii) o que incide passando pelo centro de curvatura C , intercepta a superfície perpendicularmente e, portanto, se reflete para trás ao longo de sua direção inicial.

2.3. MATERIAL UTILIZADO

- Compasso;
- Editor gráfico Origin;
- Espelhos esféricos;
- Espelhos planos;
- *Laser*;

- Mesa óptica;
- Espelhos planos;
- Régua;
- Transferidor.

2.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

2.4.1. Experimento I

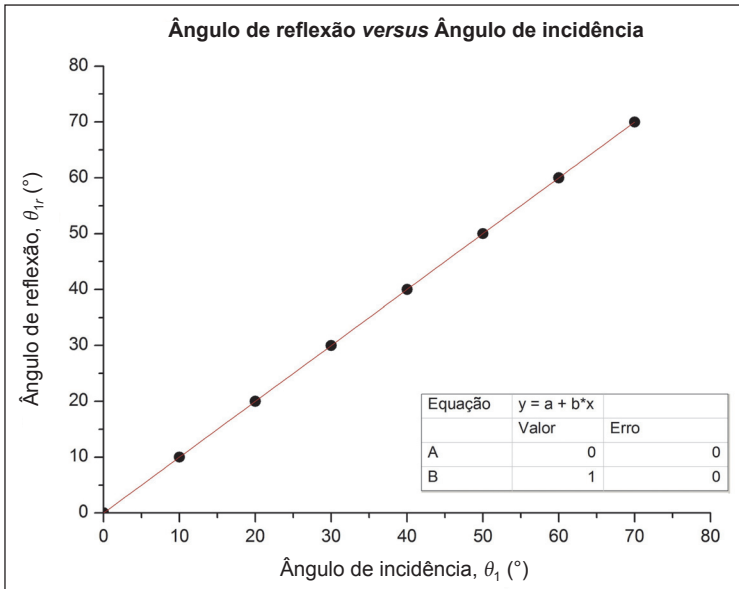
Inicialmente, alinhou-se o *laser* sobre a mesa óptica. Uma vez alinhado, colocou-se um espelho plano sobre a mesa óptica. O espelho foi disposto de tal forma que seu centro ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Após esse procedimento, variou-se o ângulo de incidência θ_1 do raio incidente conforme evidenciado na Tabela 2.1. Para cada valor do ângulo de incidência θ_1 , mediu-se, por meio de um transferidor, o valor do ângulo de reflexão θ_{1r} . Os resultados obtidos estão transcritos como se segue.

Tabela 2.1 Valores dos ângulos de incidência, θ_1 , e de reflexão, θ_{1r} , medidos em um espelho plano.

Ângulo de incidência, θ_1 (°)	Ângulo de reflexão, θ_{1r} (°)
0	0
10	10
20	20
30	30
40	40
50	50
60	60
70	70

A partir dos valores contidos na Tabela 2.1, foi possível construir um gráfico do ângulo de reflexão, θ_{1r} , em função do ângulo de incidência, θ_1 , como se pode observar na Figura 2.5 a seguir.

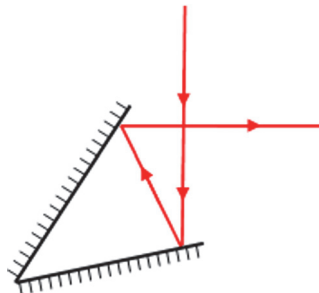
Figura 2.5 Gráfico do ângulo de reflexão, θ_r , versus ângulo de incidência, θ_i , onde A e B representam o coeficiente linear e o coeficiente angular, respectivamente, do gráfico.



2.4.2. Experimento II

Como ponto de partida, posicionou-se sobre a mesa óptica um sistema formado por dois espelhos planos, associados sob um ângulo de 45° . O sistema foi disposto de tal forma que seu vértice ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Em seguida, rotacionou-se o sistema de espelhos até que o raio refletido formasse um ângulo de 90° com o raio incidente. A Figura 2.6 ilustra a situação descrita.

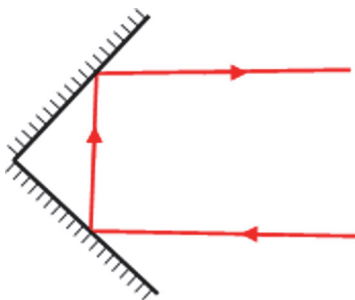
Figura 2.6 Trajetória do feixe do *laser* em um sistema formado por dois espelhos planos associados sob um ângulo de 45° .



2.4.3. Experimento III

Neste experimento, posicionou-se sobre a mesa óptica um sistema formado por dois espelhos planos, associados sob um ângulo de 90° . O sistema foi disposto de tal forma que seu vértice ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Após esse procedimento, girou-se o sistema de espelhos até que o raio refletido retornasse paralelamente ao raio incidente. A Figura 2.7 elucida a situação obtida.

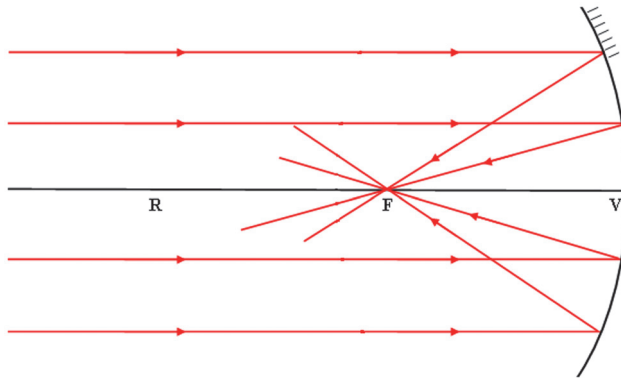
Figura 2.7 Trajetória do feixe do laser em um sistema formado por dois espelhos planos associados sob um ângulo de 90° .



2.4.4. Experimento IV

Como primeiro passo, desenhou-se numa folha de papel, o perfil de um espelho côncavo juntamente com o seu eixo principal e um conjunto de quatro raios paralelos. Após esse procedimento, fixou-se o espelho sobre a mesa óptica de tal modo que sua posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Em seguida, variou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados. A Figura 2.8 a seguir é uma reprodução do esquema obtido.

Figura 2.8 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de um espelho côncavo, onde R , F e V representam, respectivamente, o raio de curvatura, o foco e o vértice do espelho.

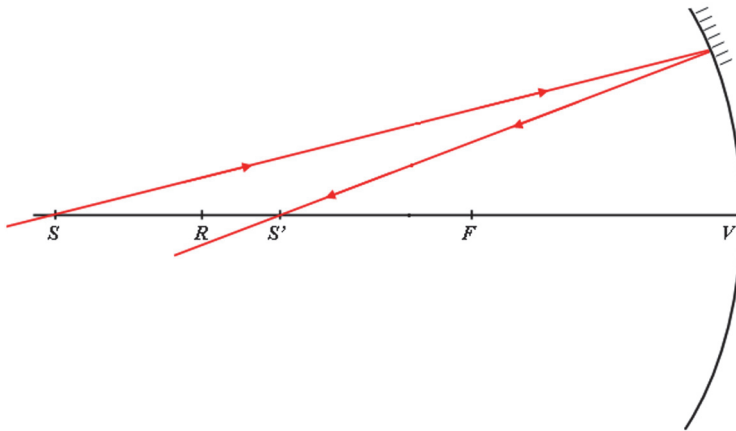


Uma vez confeccionada a Figura 2.8, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância focal f do espelho. O valor obtido foi igual a $(5,80 \pm 0,05)$ cm, considerando-se a margem de erro igual à metade da menor divisão do instrumento utilizado. Valendo-se da distância focal e da Equação 2.5, foi possível determinar o raio de curvatura R do espelho. Veja-se.

$$f = \frac{R}{2} \Rightarrow 5,80 \pm 0,05 = \frac{R}{2} \Rightarrow R = 11,6 \pm 0,1 \text{ cm} \quad (2.7)$$

Como etapa posterior, variou-se o ângulo de incidência do feixe do *laser* sobre a face do espelho, de forma que o raio incidente passasse por um ponto fixo S sobre o eixo principal do espelho. Observe-se, a seguir, a figura que representa tal situação.

Figura 2.9 Trajetória de um feixe de luz partindo de um ponto fixo S que, ao incidir sobre um espelho côncavo, cruza o eixo principal no ponto S' . Os pontos R , F e V representam, respectivamente, o raio de curvatura, o foco e o vértice do espelho.



A partir da Figura 2.9, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância entre o ponto S e o vértice V do espelho, que aqui será chamada de s . O valor obtido foi igual a $(14,50 \pm 0,05)$ cm, considerando-se a margem de erro igual à metade da menor divisão do instrumento utilizado. Em seguida, valendo-se da Equação 6, determinou-se a distância entre o ponto S' e o vértice V do espelho, doravante denominada s' . Observe-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \Rightarrow \frac{1}{s'} = \frac{1}{5,80 \pm 0,05} - \frac{1}{14,50 \pm 0,05} \Rightarrow s' = 9,7 \pm 0,2 \text{ cm} \quad (2.8)$$

Como etapa final, construiu-se, graficamente, a imagem de um objeto de, aproximadamente, 2,0 cm de altura, colocado em três posições distintas sobre o eixo óptico:

- i) à esquerda do foco;
- ii) sobre o foco e;
- iii) na região compreendida entre o foco e o espelho. Veja-se, a seguir, os desenhos que representam as três situações citadas.

Figura 2.10 Imagem I de um objeto O localizado entre o foco F e o raio de curvatura R de um espelho côncavo.

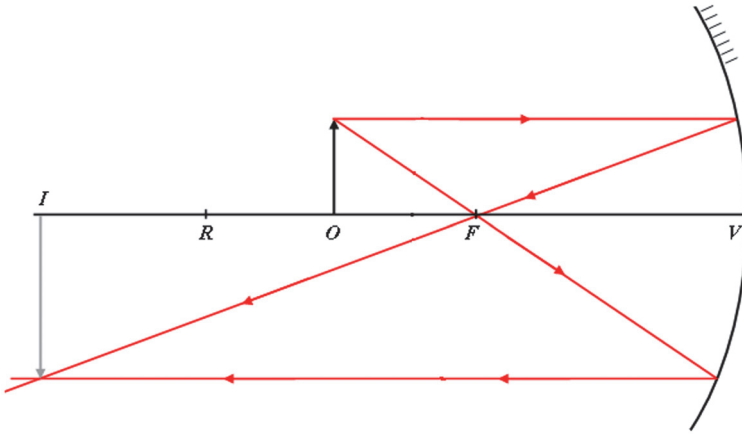


Figura 2.11 Imagem imprópria de um objeto O localizado sobre o foco F de um espelho côncavo.

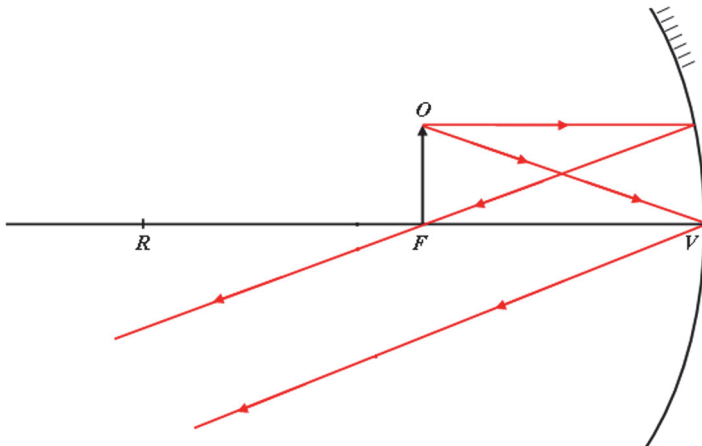
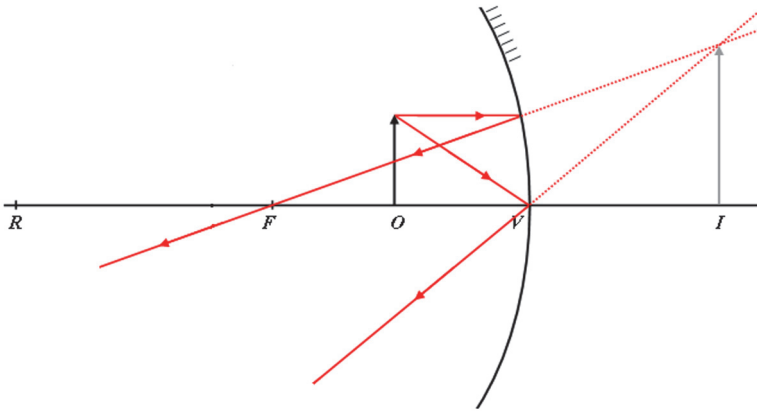


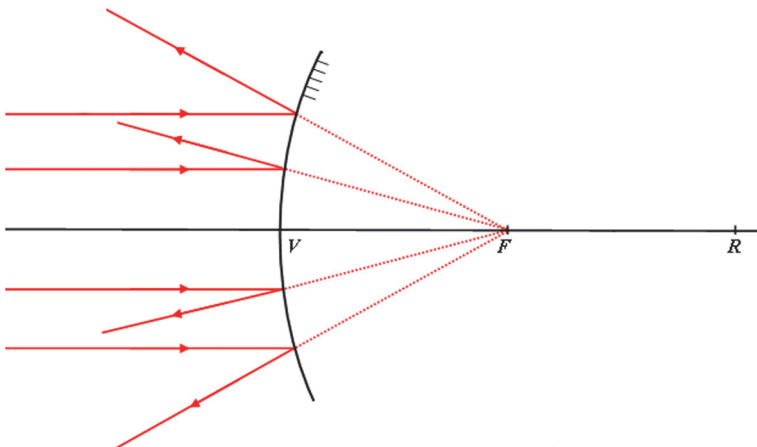
Figura 2.12 Imagem I de um objeto O localizado na região entre o foco F e o vértice V de um espelho côncavo.



2.4.5. Experimento V

Neste experimento, foram repetidos os mesmos procedimentos do experimento anterior, ou seja, do experimento IV. Ressalta-se que a diferença entre eles está baseada na natureza do espelho. Enquanto naquele utilizou-se um espelho côncavo, neste, foi utilizado um espelho convexo. Nesse novo experimento obteve-se uma figura como a que se segue.

Figura 2.13 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de um espelho convexo, onde R , F e V representam, respectivamente, o raio de curvatura, o foco e o vértice do espelho.

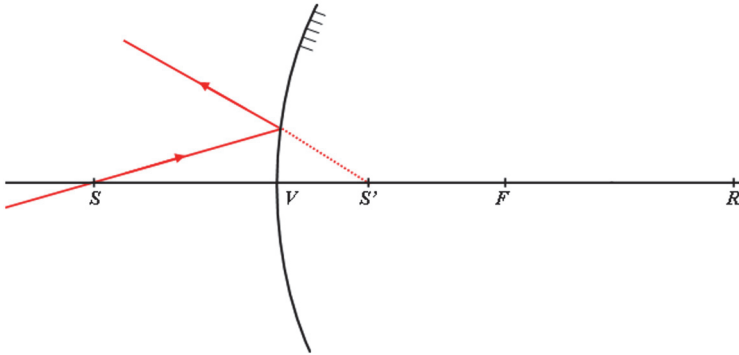


Uma vez confeccionada a Figura 2.13, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância focal f do espelho. O valor obtido foi igual a $(-6,10 \pm 0,05)$ cm, considerando-se a margem de erro igual à metade da menor divisão do instrumento utilizado. O sinal negativo deve-se ao fato de o foco estar localizado atrás do espelho. Valendo-se da distância focal e da Equação 2.5, foi possível determinar o raio de curvatura R do espelho. Veja-se.

$$f = \frac{R}{2} \Rightarrow -6,10 \pm 0,05 = \frac{R}{2} \Rightarrow R = -12,2 \pm 0,1 \text{ cm} \quad (2.9)$$

Como passo posterior, variou-se o ângulo de incidência do feixe do *laser* sobre a face do espelho, de forma que o raio incidente passasse por um ponto fixo S sobre seu eixo principal. Observe-se, na Figura 2.14, a ilustração que representa tal situação.

Figura 2.14 Trajetória de um feixe de luz que, partindo de um ponto fixo S , ao incidir sobre um espelho convexo, seu prolongamento cruza o eixo principal no ponto S' . Os pontos R , F e V representam, respectivamente, o raio de curvatura, o foco e o vértice do espelho.



A partir da Figura 2.14, mediu-se, utilizando uma régua, a distância entre o ponto S e o vértice V do espelho, que aqui será denominada s . O valor obtido foi igual a $(4,50 \pm 0,05)$ cm, considerando-se a margem de erro igual à metade da menor divisão do instrumento utilizado. Em seguida, valendo-se da Equação 2.6, determinou-se a distância entre o ponto S' e o vértice V do espelho, doravante denominada s' . Observe-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \Rightarrow \frac{1}{s'} = -\frac{1}{6,10 \pm 0,05} - \frac{1}{14,50 \pm 0,05} \Rightarrow s' = -2,60 \pm 0,03 \text{ cm} \quad (2.10)$$

Como último passo, construiu-se graficamente a imagem de um objeto de, aproximadamente, 2,0 cm de altura, disposto em duas posições distintas sobre o eixo principal:

- i) à esquerda do foco e ;
- ii) na região compreendida entre o foco e o espelho. Veja-se, nas Figuras 2.15 e 2.16, os desenhos que representam as duas situações citadas.

Figura 2.15 Imagem I de um objeto O localizado entre o foco F e o raio de curvatura R de um espelho convexo.

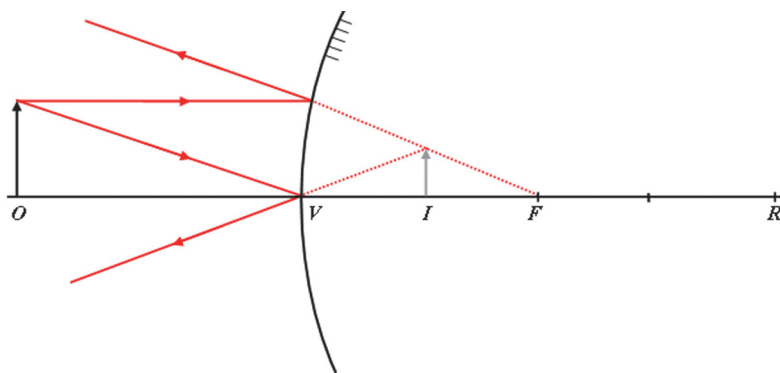
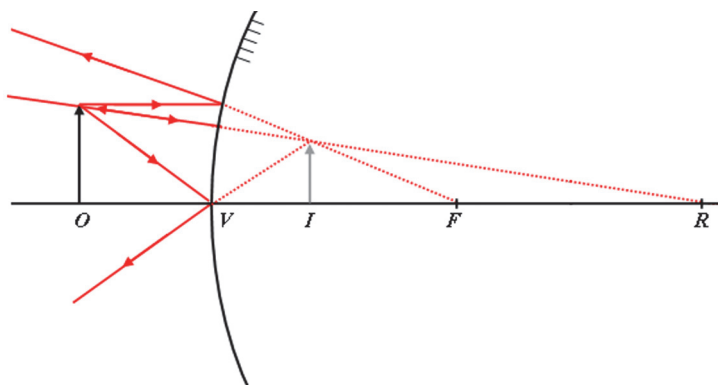


Figura 2.16 Imagem I de um objeto O localizado na região entre o foco F e o vértice V de um espelho convexo.



2.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos de cinco experimentos cujo objetivo maior foi proporcionar não só o estudo das leis da

óptica geométrica, como também os parâmetros principais que caracterizam um espelho esférico.

No primeiro, inicialmente, alinhou-se o *laser* sobre a mesa óptica. Em seguida, valendo-se de um espelho plano, determinou-se, utilizando-se um transferidor, o ângulo de reflexão, θ_{1r} , para os valores contidos na Tabela 2.1. A partir dos valores contidos nessa tabela, construiu-se um gráfico do ângulo de reflexão, θ_{1r} , em função do ângulo de incidência, θ_1 , (Figura 2.5). Baseando-se no coeficiente angular (B) do gráfico ilustrado na Figura 2.5, é possível constatar a validade da lei da reflexão. Em outras palavras, o valor do ângulo incidente é igual ao valor do ângulo refletido.

No segundo experimento, utilizou-se um sistema formado por dois espelhos planos, associados sob um ângulo de 45° . O sistema foi disposto de tal forma que seu vértice ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Em seguida, rotacionou-se o conjunto de espelhos até que o raio refletido formasse um ângulo de 90° com o raio incidente (Figura 2.6).

No experimento III, fez-se uso de um conjunto formado por dois espelhos planos, associados sob um ângulo de 90° . O conjunto foi disposto de tal forma que seu vértice ficasse perpendicular ao feixe do *laser*. Após esse procedimento, girou-se o conjunto de espelhos até que o raio refletido retornasse paralelamente ao raio incidente (Figura 2.7).

No quarto experimento, desenhou-se numa folha de papel, o perfil de um espelho côncavo juntamente com o seu eixo principal e um conjunto de quatro raios paralelos. Após esse procedimento, fixou-se o espelho sobre a mesa óptica de tal modo que sua posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Em seguida, ajustou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados (Figura 2.8). Valendo-se da Figura 2.8 e da Equação 2.5, foi possível determinar a distância focal f e o raio de curvatura R do espelho. Os valores obtidos foram $(5,80 \pm 0,05)$ cm e $(11,6 \pm 0,1)$ cm, respectivamente. Como próxima etapa, variou-se o ângulo de incidência do feixe do *laser* sobre a face do espelho, de forma que o raio incidente passasse por um ponto fixo S sobre o eixo principal do espelho (Figura 2.9). A partir da Figura 2.9, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância entre o ponto S e o vértice V do espelho, que aqui foi denominada s . O valor obtido foi igual a $(14,50 \pm 0,05)$ cm. Em seguida, valendo-se da Equação 2.6, determinou-se a distância entre o ponto S' e o vértice V do espelho, deno-

minada s' . O valor obtido foi igual a $(9,7 \pm 0,2)$ cm, comprovando a validade da Equação 2.6 (equação do espelho). Como etapa final, construiu-se, graficamente, a imagem de um objeto de, aproximadamente, 2,0 cm de altura, colocado em três posições distintas sobre o eixo óptico (Figuras 2.10, 2.11 e 2.12). A Figura 2.10 mostrou uma imagem real, invertida e maior. A Figura 2.11 indicou a formação de uma imagem imprópria, ou seja, a imagem só será formada no infinito. Já a Figura 2.12 ilustrou uma imagem virtual, direita e maior.

No último experimento, desenhou-se numa folha de papel, o perfil de um espelho convexo juntamente com o seu eixo principal e um conjunto de quatro raios paralelos. Após esse procedimento, fixou-se o espelho sobre a mesa óptica de tal modo que sua posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Em seguida, variou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados (Figura 2.13). Valendo-se da Figura 2.13 e da Equação 2.5, foi possível determinar a distância focal f e o raio de curvatura R do espelho. Os valores obtidos foram $(-6,10 \pm 0,05)$ cm e $(-12,2 \pm 0,1)$ cm, respectivamente. O sinal negativo deve-se ao fato de o foco estar localizado atrás do espelho. Como passo posterior, variou-se o ângulo de incidência do feixe do *laser* sobre a face do espelho, de forma que o raio incidente passasse por um ponto fixo S sobre o eixo principal do espelho (Figura 2.14). A partir da Figura 2.14, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância entre o ponto S e o vértice V do espelho, que aqui foi chamada de s . O valor obtido foi igual a $(4,50 \pm 0,05)$ cm. Em seguida, valendo-se da Equação 2.6, determinou-se a distância entre o ponto S' e o vértice V do espelho, denominada s' . O valor obtido foi igual a $(-2,60 \pm 0,03)$ cm, comprovando a validade da Equação 2.6 (equação do espelho). Como procedimento final, construiu-se, graficamente, a imagem de um objeto de, aproximadamente, 2,0 cm de altura, colocado em duas posições distintas sobre o eixo óptico (Figuras 2.15 e 2.16). Em todas as figuras, a imagem produzida foi sempre virtual, direita e menor. Outro aspecto importante é que a imagem estava sempre localizada entre o foco e o vértice do espelho.

Tratou-se neste capítulo, como já exposto desde o início deste documento, do estudo não só das leis da óptica geométrica, mas também das principais características de um espelho esférico. Em todos os experimentos, os resultados obtidos foram condizentes com a teoria que os fundamenta. Evidencia-se, desse modo, a validade das leis da óptica geométrica, especialmente, a lei da reflexão.

3

REFRAÇÃO POR LENTES

3.1. OBJETIVO

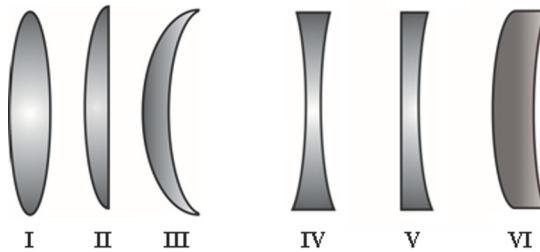
O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é conceituar uma lente, enfatizando os principais parâmetros que a compõe, tais como centro óptico, vértice, eixo óptico, raio de curvatura e convergência. Para atingir tal objetivo, realizaram-se três experimentos que, a seguir, serão descritos.

3.2. INTRODUÇÃO

Uma lente é um meio transparente limitado por duas superfícies curvas, embora uma de suas faces possa ser plana. Quando a luz proveniente de objetos passa por uma lente, a refração em cada uma de suas superfícies proporciona a formação das imagens dos objetos. Em virtude disto, as lentes ou as combinações de lentes possuem uma grande variedade de aplicações em instrumentos ópticos. As lentes podem ser classificadas levando-se em consideração distintos critérios:

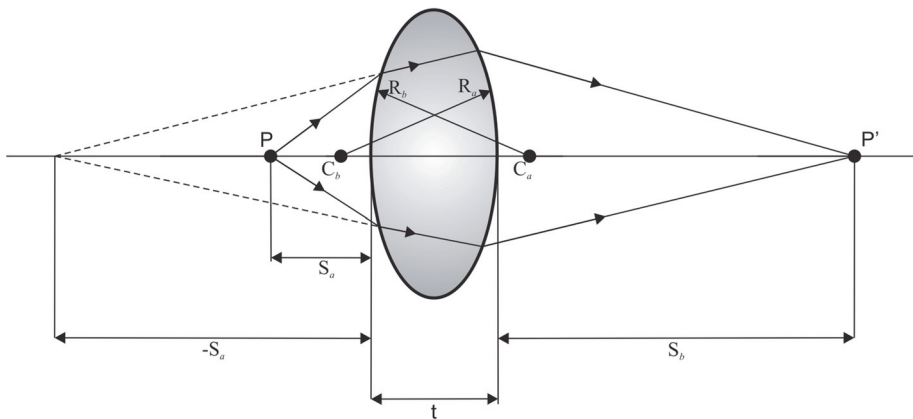
- Lentes *simples* são constituídas de um único elemento, enquanto lentes compostas são constituídas por mais de um elemento;
- Lentes *delgadas*, quando sua espessura pode ser considerada desprezível, ou *grossas*, de espessura considerável;
- Quanto à forma, as principais lentes esféricas classificam-se como:
 - i) *bi-convexa*;
 - ii) *plano-convexa*;
 - iii) *côncavo-convexa*;
 - iv) *bi-côncava*;
 - v) *plano-côncava* e;
 - vi) *convexo-côncava*.

Conforme pode-se observar na figura a seguir.

Figura 3.1 Geometria das principais lentes esféricas.

- Lentes *divergentes* são aquelas em que frentes de onda paralelas ao eixo óptico são desviadas, de modo que se afastam do eixo. Em contrapartida, as lentes *convergentes* fazem com que as frentes de onda paralelas ao eixo óptico sejam focalizadas em um único ponto. Classificam-se como lentes convergentes todas aquelas que têm a parte central mais grossa que as bordas. Em contraposição, classificam-se como lentes divergentes todas aquelas que têm as bordas mais grossas que a parte central.

A Figura 3.2 a seguir ilustra a trajetória dos raios emitidos por um objeto P , através de uma lente, até a imagem P' .

Figura 3.2 Trajetória dos raios emitidos por um objeto P , através de uma lente, até a imagem P' .

Considerando-se uma lente delgada, como a ilustrada na Figura 3.2, é possível estabelecer uma relação para a distância focal da lente a partir dos parâmetros da lente. Veja-se:

$$\frac{n_1}{f} = (n_2 - n_1) \times \left(\frac{1}{R_a} - \frac{1}{R_b} \right) \quad (3.1)$$

onde f é a distância focal da lente; n_1 é o índice de refração do meio – no caso em questão, o ar, cujo índice de refração é 1; n_2 é o índice de refração da lente (neste capítulo utilizou-se o índice de refração das lentes como sendo igual ao do acrílico, ou seja, $n_2 = 1,47$); e R_a e R_b são os raios de curvatura das superfícies da lente. A Equação 3.1 é conhecida como *equação dos fabricantes de lentes*, e pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (3.2)$$

onde s representa a distância do objeto até o vértice da lente; s' é a distância da imagem até o vértice da lente; e f é a distância focal da lente.

Quando um sistema óptico é constituído por duas lentes, a distância focal resultante ou equivalente (f_{eq}) da associação das lentes é dada por uma generalização do *teorema das vergências*, ou seja,

$$\frac{1}{f_{eq}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 \times f_2} \quad (3.3)$$

onde f_1 é a distância focal da primeira lente; f_2 é a distância focal da segunda lente; e d é a distância entre os vértices das duas lentes.

Existe uma convenção de sinais para as grandezas envolvidas nas Equações 3.1, 3.2 e 3.3. Por essa convenção tem-se que:

- s – positivo (objeto real) se o objeto está na frente da superfície (lado da incidência); ou negativo (objeto virtual) se o objeto está atrás da superfície (lado da transmissão);
- s' – positivo (imagem real) se a imagem está atrás da superfície (lado da transmissão); ou negativo (imagem virtual) se a imagem está na frente da superfície (lado da incidência);
- R e f – positivos se o centro de curvatura está no lado da transmissão; ou negativos se o centro de curvatura está no lado da incidência.

Na construção de imagens formadas por lentes delgadas é necessário que haja a compreensão de três raios principais:

- i) o que incide paralelamente ao eixo óptico que, depois de refratado, passa através do foco secundário da lente;
- ii) o que incide passando pelo centro da lente e que não sofre nenhum desvio e;
- iii) o que incide passando pelo foco primário que, depois de refratado, segue paralelamente ao eixo óptico.

A relação entre o tamanho da imagem e o tamanho do objeto é chamada de *ampliação transversal*, m , e é dada pela equação abaixo:

$$m = -\frac{s'}{s} \quad (3.4)$$

Se $|m| > 1$, a imagem é ampliada; porém, se $|m| < 1$, a imagem é reduzida. Se m é positiva, a imagem é direita, caso contrário, ela é invertida.

3.3. MATERIAL UTILIZADO

- Compasso;
- *Laser*;
- Lentes de acrílico;
- Mesa óptica;
- Régua;
- Transferidor.

3.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

3.4.1. Experimento I

Como primeiro passo, desenhou-se, numa folha de papel, o perfil de uma lente bi-convexa, juntamente com o seu eixo principal e um conjunto de quatro raios paralelos. Após esse procedimento, alinhou-se o laser sobre a mesa óptica. Em seguida, fixou-se a lente sobre a mesa óptica de tal modo que sua

posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Após esse procedimento, variou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que este coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados. Esse procedimento foi repetido para outros três perfis de lentes, a saber: bi-côncava, plano-convexa e plano-côncava.

As Figuras 3.3 a 3.6 são uma reprodução dos esquemas obtidos no laboratório. Deve-se salientar que, por motivos práticos, as figuras a seguir estão em tamanho reduzido.

Figura 3.3 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de uma lente bi-convexa, onde F_1 e F_2 representam os focos da lente; R_1 e R_2 são os raios de curvatura da lente e; V é o vértice da lente.

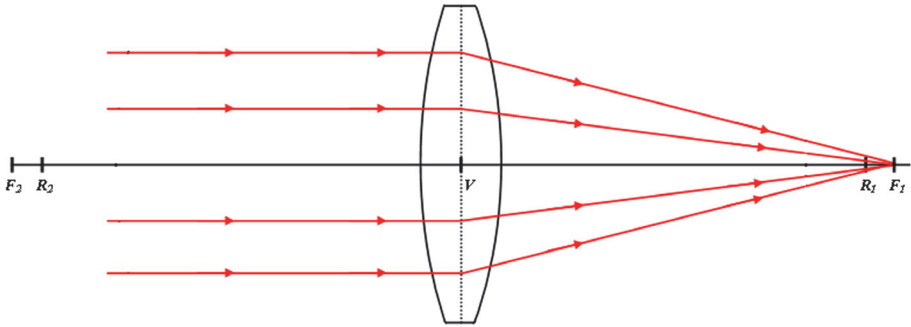


Figura 3.4 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de uma lente bi-côncava, onde F_1 e F_2 representam os focos da lente; R_1 e R_2 são os raios de curvatura da lente e; V é o vértice da lente.

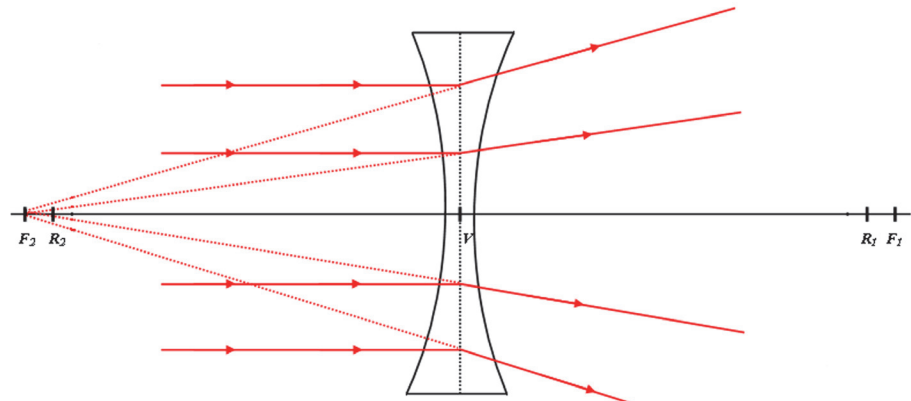


Figura 3.5 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de uma lente plano-convexa, onde R , F e V representam, respectivamente, o raio de curvatura, o foco e o vértice da lente.

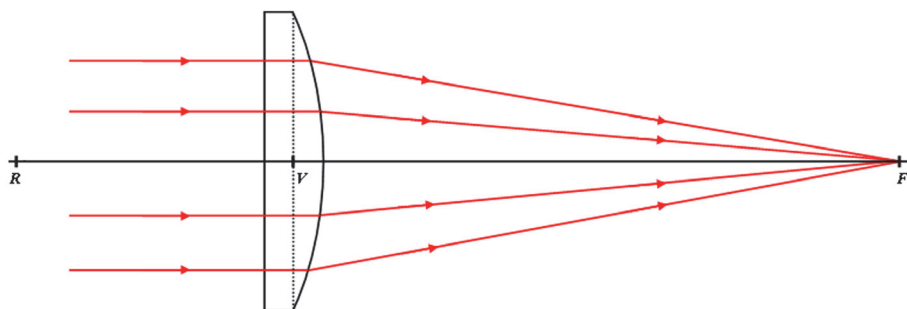
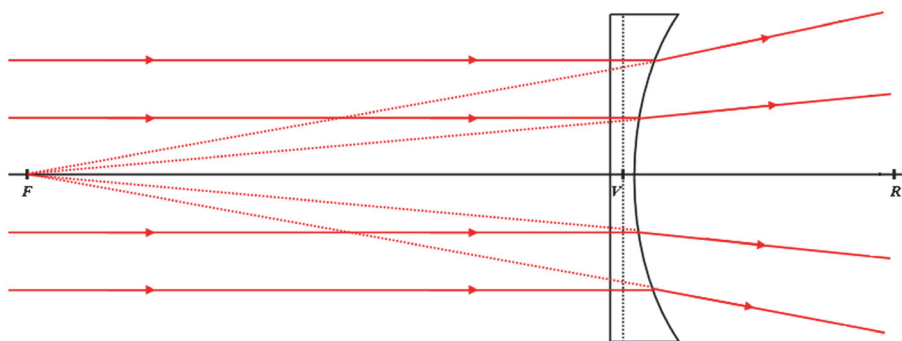


Figura 3.6 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de uma lente plano-côncava, onde R , F e V representam, respectivamente, o raio de curvatura, o foco e o vértice da lente.



Uma vez confeccionadas as Figuras 3.3 a 3.6, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância focal f das lentes. A margem de erro da régua é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Em seguida, valendo-se da distância focal, da Equação 3.1 e da convenção de sinais citada na introdução, foi possível determinar o raio de curvatura R de cada lente. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 Valores da distância focal, f , e do raio de curvatura, R , das lentes utilizadas no experimento I.

Lente	Distância focal, f (cm)	Raio de curvatura, R (cm)
Bi-convexa	$12,50 \pm 0,05$	$11,80 \pm 0,05$
Bi-côncava	$-10,60 \pm 0,05$	$-9,96 \pm 0,05$
Plano-convexa	$25,30 \pm 0,05$	$11,89 \pm 0,02$
Plano-côncava	$-18,80 \pm 0,05$	$-8,84 \pm 0,02$

3.4.2. Experimento II

Neste experimento, construiu-se, graficamente, a imagem I de um objeto O de, aproximadamente, 3,5 cm de altura, o posicionado a, aproximadamente, 30 cm do vértice de uma lente bi-convexa. Como fator de comparação, repetiu-se esse mesmo procedimento para a lente bi-côncava.

Observe-se, a seguir, os desenhos que representam as imagens formadas pelas duas lentes utilizadas. Ressalta-se, novamente, que as figuras a seguir estão em tamanho reduzido.

Figura 3.7 Imagem I de um objeto O de, aproximadamente, 3,5 cm de altura, posicionado a, aproximadamente, 30 cm do vértice de uma lente bi-convexa.

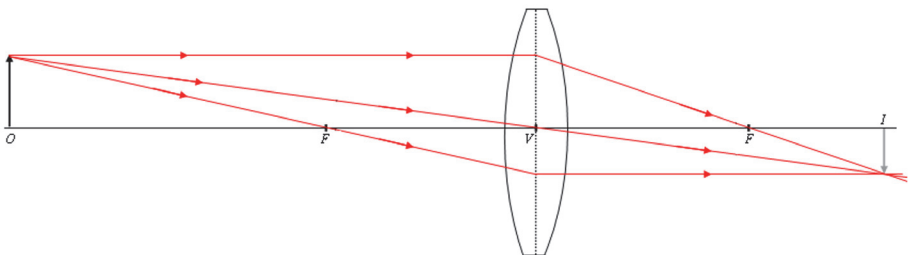
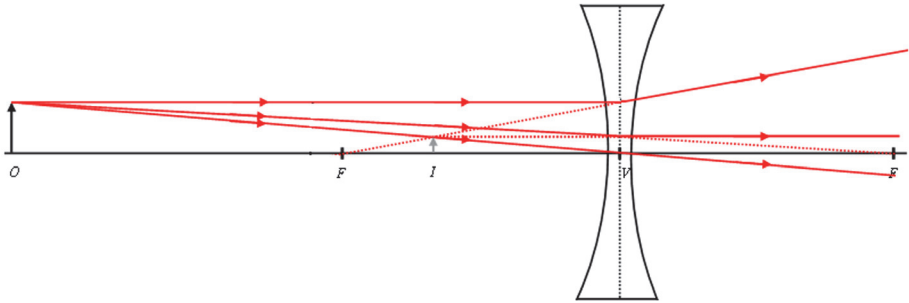


Figura 3.8 Imagem I de um objeto O de, aproximadamente, 3,5 cm de altura, posicionado a, aproximadamente, 30 cm do vértice de uma lente bi-côncava.

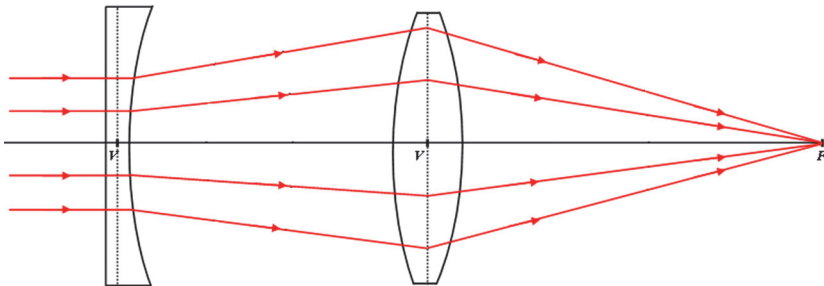


3.4.3. Experimento III

Inicialmente, alinhou-se o *laser* sobre a mesa óptica. Em seguida, desenhou-se, numa folha de papel, o perfil de uma lente plano-côncava e de uma lente bi-convexa, de tal modo que a distância entre os vértices de cada lente fosse 10 cm. Desenhou-se também um conjunto de quatro raios paralelos ao eixo principal do conjunto de lentes. Após esse procedimento, fixou-se o conjunto de lentes sobre a mesa óptica de tal modo que sua posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Em seguida, variou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que este coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados.

Veja-se, na Figura 3.9, uma reprodução da ilustração obtida no laboratório. Deve-se salientar que, como nos outros experimentos, a figura está em tamanho reduzido.

Figura 3.9 Trajetória de quatro raios paralelos ao eixo principal de um conjunto composto por uma lente plano-côncava e uma lente bi-convexa, onde F e V representam, respectivamente, o foco resultante e os vértices de cada lente.



Uma vez confeccionada a Figura 3.9, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância focal f_{eq} resultante do conjunto de lentes. O valor obtido foi igual a $(16,50 \pm 0,05)$ cm, considerando-se a margem de erro igual à metade da menor divisão do instrumento utilizado. Esse valor corresponde à distância entre o foco F e o vértice V da lente bi-convexa. Como fator de comparação, estimou-se novamente a distância focal resultante, utilizando-se, para tal tarefa, a Equação 3.3 e os dados contidos na Tabela 3.1. Após determinar teoricamente a distância focal equivalente, foi possível compará-la com o valor determinado experimentalmente. A Tabela 3.2 representa um resumo dessas informações.

Tabela 3.2 Comparação entre o valor obtido experimentalmente e calculado pela Equação 3.3 da distância focal equivalente, f_{eq} , do conjunto de lentes utilizado no experimento III.

Valor determinado experimentalmente (cm)	Valor calculado pela equação 3.3 (cm)	Diferença percentual (%)
16,50±0,05	14,4±0,1	12,73

3.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo tratou-se de três experimentos distintos objetivando-se conceituar uma lente e enfatizar os principais parâmetros que a compõe. No primeiro deles, desenhou-se, numa folha de papel, o perfil de uma lente bi-convexa, juntamente com o seu eixo principal e um conjunto de quatro raios paralelos. Após esse procedimento, alinhou-se o *laser* sobre a mesa óptica. Logo após essa etapa, fixou-se a lente sobre a mesa óptica de tal modo que sua posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Em seguida, variou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que este coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados (Figura 3.3). Esse procedimento foi repetido para outros três perfis de lentes, a saber: bi-côncava, plano-convexa e plano-côncava (Figuras 3.4 a 3.6). Valendo-se da Equação 3.1, foi possível determinar a distância focal f e o raio de curvatura R de cada lente (Tabela 3.1). Baseando-se nas Figuras 3.3 a 3.6 e nos dados contidos na Tabela 3.1, é possível afirmar que as lentes bi-convexa e plano-convexa são lentes convergentes, ao passo que as lentes bi-côncava e plano-côncava são lentes divergentes.

No experimento II, construiu-se, graficamente, a imagem de um objeto de, aproximadamente, 3,5 cm de altura, colocado a, aproximadamente, 30 cm do vértice de uma lente bi-convexa (Figura 3.7). Como fator de comparação, repetiu-se esse mesmo procedimento para uma lente bi-côncava (Figura 3.8). A Figura 3.7 mostrou uma imagem real, invertida e menor. Já a Figura 3.8 indicou a formação de uma imagem virtual, direita e menor.

No último experimento, desenhou-se, numa folha de papel, o perfil de uma lente plano-côncava e de uma lente bi-convexa, de tal modo que a distância entre os vértices de cada lente fosse 10 cm. Desenhou-se também um conjunto de quatro raios paralelos ao eixo principal do conjunto de lentes. Após esse procedimento, fixou-se o conjunto de lentes sobre a mesa óptica de tal modo que sua posição ficasse exatamente sobre o perfil desenhado anteriormente. Em seguida, variou-se a posição do feixe do *laser* de tal forma que este coincidissem com o conjunto de quatro raios paralelos já traçados (Figura 3.9). Valendo-se da Figura 3.9, da Equação 3.3 e da Tabela 3.1, determinou-se, por dois métodos distintos, a distância focal equivalente do sistema de lentes (Tabela 3.2).

Buscou-se, neste espaço, como já exposto anteriormente, conceituar uma lente, tendo como foco principal os principais parâmetros que a compõe (centro óptico, vértice, eixo óptico, raio de curvatura e convergência). Em todos os experimentos, procurou-se explorar alguma característica deste objeto, e apurou-se que os resultados obtidos foram condizentes com a teoria que os fundamenta. Evidencia-se, desse modo, a validade das leis da óptica geométrica, especialmente, a lei da refração.

4

DISPOSITIVOS ÓPTICOS

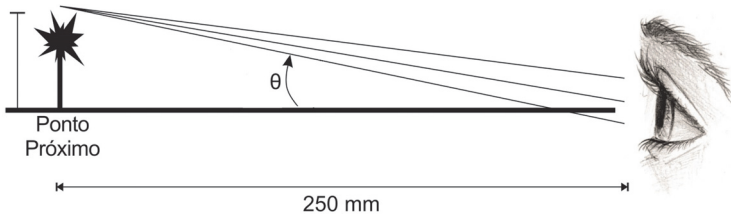
4.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é determinar, a partir de um conjunto de lentes, a ampliação angular de um microscópio composto e de um telescópio. Para alcançar tal objetivo, realizaram-se três experimentos que, a seguir, serão descritos.

4.2. INTRODUÇÃO

O tamanho aparente de um objeto é determinado pelo tamanho da sua imagem sobre a retina. O tamanho da imagem na retina é maior para objetos próximos do que para objetos distantes; assim, o tamanho aparente de um objeto aumenta quando ele é deslocado para mais perto do olho. O tamanho da imagem é proporcional ao ângulo θ subtendido pelo objeto na posição do cristalino. A Figura 4.1 ilustra a situação citada.

Figura 4.1 Objeto de altura h a uma distância $d = 25$ cm do olho é subtendido por um ângulo θ .



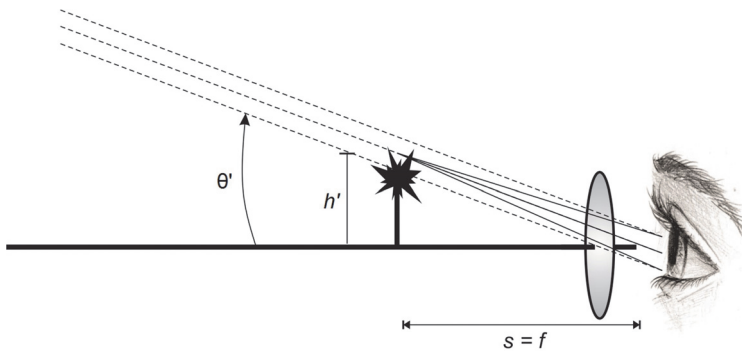
Para pequenos objetos localizados a distâncias relativamente grandes do olho, pode-se aproximar o ângulo θ por:

$$\theta \approx \frac{h}{d} \Rightarrow \theta \approx \frac{h}{25} \quad (4.1)$$

onde h é a altura do objeto; e d é a distância do objeto ao olho, conhecido como *ponto próximo* (neste capítulo, adotou-se para esse ponto o valor de 25 cm).

Na Figura 4.2, o observador está vendo o objeto através de uma lente convergente, que forma uma imagem de tamanho transversal h' , a uma distância d' do olho.

Figura 4.2 A imagem I , de altura h' , é observada a uma distância d' , subentendida por um ângulo θ' .



O tamanho angular aparente da imagem para o observador, considerando-se ângulos pequenos, é dado pela seguinte relação:

$$\theta' \approx \frac{h'}{d'} \quad (4.2)$$

A imagem vista através da lente parecerá, ao observador, maior do que o objeto original se ela for subentendida por um ângulo sólido maior do que o subentendido pelo objeto. Portanto, o que importa na medida do tamanho aparente da imagem é a *ampliação angular*, m_θ , definida como:

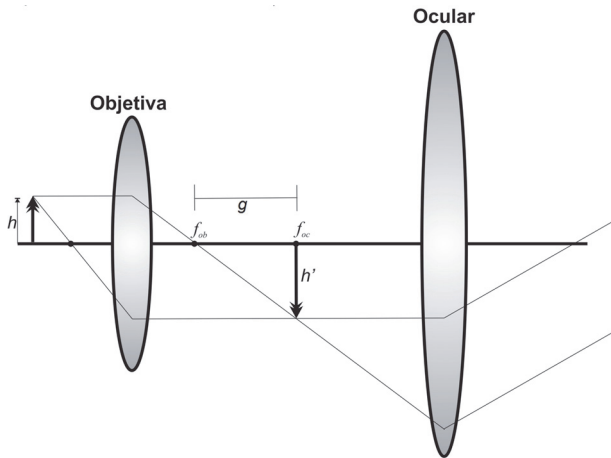
$$m_\theta = \frac{\theta'}{\theta} \quad (4.3)$$

Assumindo-se que o objeto está muito próximo do foco f da lente, ao combinar-se as Equações 4.1, 4.2 e 4.3, tem-se a expressão para ampliação angular, ou seja:

$$m_\theta = \frac{25 \text{ cm}}{f} \quad (4.4)$$

A lente de aumento é usada em microscópios e telescópios para observar a imagem formada por outra lente ou sistema de lentes. O microscópio, por sua vez, é usado para observar objetos muito pequenos a curta distância. Na sua forma mais simples, é constituído por duas lentes convergentes. A lente mais próxima do objeto, denominada *objetiva*, forma uma imagem real do objeto. Essa imagem é aumentada e invertida. A lente mais próxima do olho, que recebe o nome de *ocular*, é usada como lente de aumento para observar a imagem formada pela objetiva. A ocular é posicionada de tal forma que a imagem formada pela objetiva fica no foco primário daquela lente. A luz emerge, portanto, da ocular na forma de um feixe de raios paralelos, como se estivesse vindo de um ponto situado a uma grande distância da lente. A Figura 4.3 ilustra essa situação.

Figura 4.3 Diagrama esquemático de um microscópio constituído por duas lentes convergentes.



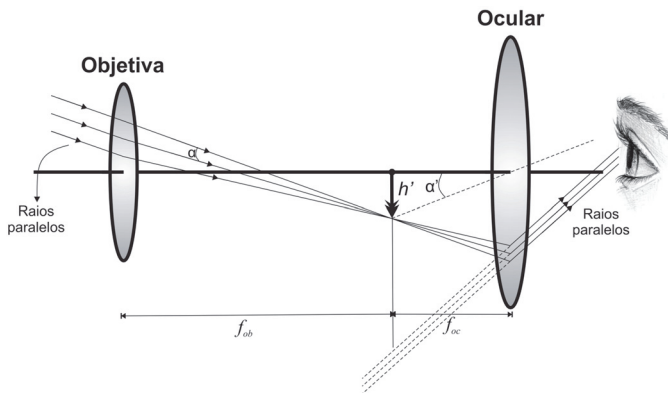
A distância entre o foco secundário da objetiva e o foco primário da ocular é chamada de *comprimento do tubo* e é representada pela letra g . A *ampliação global* M_θ é o produto da ampliação da objetiva e da ampliação da ocular. Em termos matemáticos, tem-se:

$$M_\theta = -\frac{g}{f_{ob}} \times \frac{25 \text{ cm}}{f_{oc}} \quad (4.5)$$

onde f_{ob} é a distância focal da objetiva; f_{oc} é a distância focal da ocular; e g é o comprimento do tubo. O sinal negativo indica que a imagem é invertida.

O telescópio é um instrumento utilizado para observar objetos distantes, quase sempre de grande porte. Esse instrumento funciona criando uma imagem do objeto que está muito mais próxima do observador do que o próprio objeto. Como no microscópio, a objetiva do telescópio projeta uma imagem que é examinada pela ocular. A Figura 4.4 abaixo mostra um objeto muito distante do observador, mas grande de tal forma que ele representa uma abertura angular α na posição do telescópio. Visto pelo telescópio, o ângulo de abertura é α' .

Figura 4.4 Diagrama esquemático de um telescópio refrator.



A ampliação angular do telescópio é dada pela seguinte expressão:

$$M_{\theta} = \frac{\alpha'}{\alpha} \Rightarrow M_{\theta} = -\frac{f_{ob}}{f_{oc}} \quad (4.6)$$

onde f_{ob} é a distância focal da objetiva; e f_{oc} é a distância focal da ocular. O sinal é negativo, pois ao utilizar lentes convergentes, a imagem será invertida. A expressão torna-se positiva caso a ocular seja uma lente divergente.

4.3. MATERIAL UTILIZADO

- Anteparo;
- Lâmpada;
- Lentes;
- Trena;
- Trilho óptico.

4.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

4.4.1. Experimento I

Inicialmente, montou-se o trilho óptico sobre a bancada do laboratório. Após esse procedimento, determinou-se, utilizando-se uma lâmpada e um anteparo, a distância focal f de quatro lentes convergentes, que aqui serão denominadas lentes *I*, *II*, *III* e *IV*. A lâmpada foi fixada na extremidade esquerda do trilho óptico, enquanto que o anteparo ficou livre para a movimentação.

Logo após montar o trilho óptico, posicionou-se a lente *I* na frente da lâmpada. Em seguida, variou-se a distância entre a lâmpada e lente até que se formasse uma imagem nítida do filamento da lâmpada no anteparo. Uma vez obtida essa imagem, mediu-se, utilizando-se uma trena, as distâncias entre a lâmpada e a lente e entre esta e o anteparo. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Doravante, denominar-se-á as distâncias entre a lâmpada e a lente e entre esta e o anteparo de s e s' , respectivamente. Para se determinar a distância focal f da lente, utilizou-se a equação de Gauss ($1/f = 1/s + 1/s'$) para lentes esféricas.

Esse mesmo procedimento foi repetido para as lentes *II*, *III* e *IV*, sendo que, para a lente *IV*, a imagem foi projetada na parede do laboratório. Uma vez determinada a distância focal das quatro lentes, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada lente. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 Valores da distância focal, f , das quatro lentes convergentes utilizadas no experimento I.

Lente	f nominal (cm)	s (cm)	s' (cm)	f obtida experimentalmente (cm)	Diferença percentual (%)
<i>I</i>	5	6,20±0,05	24,50±0,05	4,95±0,03	1,00
<i>II</i>	10	11,50±0,05	69,50±0,05	9,87±0,04	1,30
<i>III</i>	20	32,00±0,05	52,50±0,05	19,88±0,03	0,60
<i>IV</i>	50	62,00±0,05	242,00±0,05	49,36±0,03	1,28

4.4.2. Experimento II

Como primeiro passo, montou-se um microscópio com as lentes *I* e *III*, de forma que a lente *I* funcionasse como lente objetiva e a lente *III* como ocular. As lentes foram dispostas de tal modo que a distância entre os focos de cada uma, ou seja, o comprimento do tubo g , fosse igual a 16 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 4.5 e os valores nominais da distância focal de cada lente, foi possível determinar a ampliação angular M_θ do microscópio. Esse procedimento foi repetido para outros três comprimentos do tubo g , como se pode observar na Tabela 4.2.

Como fator de comparação, determinou-se experimentalmente a ampliação angular do microscópio, utilizando-se, para tal tarefa, duas réguas graduadas. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 Valor da ampliação angular, M_θ , para diferentes comprimentos do tubo g do microscópio utilizado no experimento II. O sinal negativo indica que a imagem formada é invertida.

Comprimento do tubo g (cm)	Ampliação angular, M_θ , obtida utilizando-se Equação 4.5	Ampliação angular, M_θ , obtida experimentalmente
16,00±0,05	-4	-4
12,00±0,05	-3	-3
8,00±0,05	-2	-2
4,00±0,05	-1	-1

4.4.3. Experimento III

Como ponto de partida, montou-se um telescópio, utilizando-se as lentes *I* e *IV*, de modo que a lente *I* funcionasse como lente ocular e a lente *IV* como objetiva. As lentes foram dispostas de tal modo que a distância entre elas fosse igual a, aproximadamente, 62,5 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 4.6 e os valores nominais da distância focal de cada lente, determinou-se a ampliação angular M_θ do telescópio.

O procedimento acima foi repetido para uma nova configuração de lentes, a saber: a lente *I* foi substituída por uma lente divergente, aqui denominada lente *V*, de distância focal f igual a -10 cm. A lente objetiva utilizada foi a mesma da configuração anterior, ou seja, a lente *IV*.

Como fator de comparação, determinou-se experimentalmente a ampliação angular, utilizando-se, para tal tarefa, um padrão de escala fixado na parede do laboratório e o telescópio montado. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 Valor da ampliação angular, $M_{\theta r}$, para diferentes configurações de lentes utilizadas no telescópio montado no experimento III. O sinal negativo indica que a imagem formada é invertida.

Lentes utilizadas no telescópio	Ampliação angular, $M_{\theta r}$, obtida utilizando-se Equação 4.6	Ampliação angular, $M_{\theta r}$, obtida experimentalmente
I e IV	-10	-10
V e IV	5	5

4.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos de três experimentos cujo objetivo maior foi determinar, a partir de um conjunto de lentes, a ampliação angular de um microscópio e de um telescópio.

No primeiro experimento, determinou-se, utilizando-se uma lâmpada e um anteparo, a distância focal f de quatro lentes convergentes (I, II, III e IV). A lâmpada foi fixada na extremidade esquerda do trilho óptico, enquanto que o anteparo ficou livre para a movimentação. Para realizar tal tarefa, primeiramente posicionou-se a lente I na frente da lâmpada. Em seguida, variou-se a distância entre a lâmpada e lente até que se formasse uma imagem nítida do filamento da lâmpada no anteparo. Uma vez obtida essa imagem, mediu-se, utilizando-se uma trena, as distâncias entre a lâmpada e a lente e entre esta e o anteparo. Para se determinar a distância focal f da lente, utilizou-se a equação de Gauss para lentes esféricas. Esse mesmo procedimento foi repetido para as lentes II, III e IV, sendo que, para a lente IV, a imagem foi projetada na parede do laboratório. Uma vez determinada a distância focal das quatro lentes, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada lente (Tabela 4.1). A diferença percentual média entre os valores obtidos experimentalmente e os valores nominais foi de, aproximadamente, 1,05%.

No experimento II, montou-se um microscópio com as lentes *I* e *III*, de forma que a lente *I* funcionasse como lente objetiva e a lente *III* como ocular. As lentes foram dispostas de tal modo que a distância entre os focos de cada uma, ou seja, o comprimento do tubo g , fosse igual a 16 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 4.5 e os valores nominais da distância focal de cada lente, foi possível determinar a ampliação angular M_θ do microscópio. Esse procedimento foi repetido para outros três comprimentos do tubo g (Tabela 4.2). Como fator de comparação, determinou-se experimentalmente a ampliação angular do microscópio, utilizando-se, para tal tarefa, duas régua graduadas. Embasados nos dados contidos na Tabela 4.2, é possível afirmar que a ampliação angular do microscópio é diretamente proporcional ao comprimento do tubo g utilizado, o que equivale a dizer que diminuindo-se o comprimento do tubo g , diminui-se a ampliação angular.

No último experimento, montou-se um telescópio, utilizando-se as lentes *I* e *IV*, de modo que a lente *I* funcionasse como lente ocular e a lente *IV* como objetiva. As lentes foram dispostas de tal modo que a distância entre elas fosse igual a, aproximadamente, 62,5 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 4.6 e os valores nominais da distância focal de cada lente, determinou-se a ampliação angular M_θ do telescópio. Esse procedimento acima foi repetido para uma nova configuração de lentes, a saber: a lente *I* foi substituída por uma lente divergente, aqui denominada lente *V*, de distância focal f igual a -10 cm. A lente objetiva utilizada foi a mesma da configuração anterior, ou seja, a lente *IV*. Como fator de comparação, determinou-se experimentalmente a ampliação angular do telescópio, utilizando-se, para tal tarefa, um padrão de escala fixado na parede do laboratório (Tabela 4.3). A partir dos dados contidos na Tabela 4.3, é possível afirmar que, utilizando-se uma lente convergente como ocular, a imagem produzida será invertida, ao passo que, utilizando-se uma lente divergente, a imagem será direita. Outro aspecto que se faz importante notar é que a ampliação angular é inversamente proporcional ao foco da lente ocular.

Tratou-se neste capítulo, como já exposto desde o início deste texto, da determinação da ampliação angular de um microscópio e de um telescópio, a partir de um conjunto de lentes. Em todos os experimentos, os resultados obtidos foram condizentes com a teoria que os fundamenta. Evidencia-se, desse modo, a funcionalidade e a utilidade que o microscópio e o telescópio possuem nos dias atuais.

5

INTERFERÊNCIA E DIFRAÇÃO

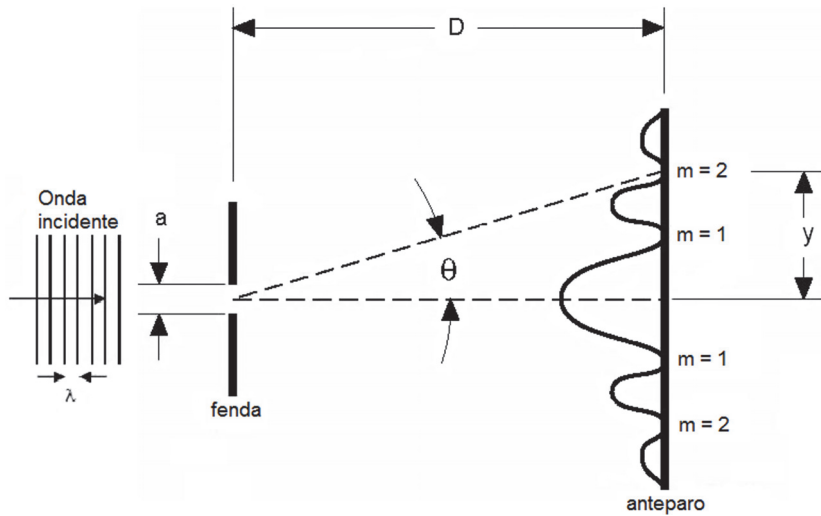
5.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar o estudo da natureza ondulatória da luz por meio dos fenômenos da difração e da interferência produzidas por fendas. Para atingir tal objetivo, realizaram-se cinco experimentos que, a seguir, serão descritos.

5.2. INTRODUÇÃO

A passagem de um feixe de luz por uma fenda estreita ou um obstáculo, cujas dimensões são próximas ao comprimento de onda do feixe de luz, produz um espalhamento em relação à direção inicial de propagação da luz. Esse fenômeno é denominado *difração* e pode ser explicado pelo *princípio de Huygens*, segundo o qual os pontos de uma frente de onda funcionam como fontes secundárias pontuais. Assim, para um feixe de luz monocromática, de comprimento de onda λ , atravessando uma fenda simples de largura a , uma figura de difração pode ser observada sobre um anteparo localizado a uma distância D dessa fenda. Supondo-se que D é muito maior que a , pode-se considerar que todos os raios partindo da fenda são paralelos.

Quando a largura da fenda é muito maior que o comprimento de onda do feixe de luz ($a \gg \lambda$), o feixe luminoso passa pela fenda sem sofrer mudança de direção, reproduzindo no anteparo uma imagem com a mesma largura da fenda. Se a esta for reduzida, de modo que tenha um valor da mesma ordem de grandeza do comprimento de onda da luz utilizada, isto é, $a \approx \lambda$, tem-se, no anteparo, uma imagem central de brilho intenso, acompanhada de imagens de intensidade menor, distribuídas simetricamente em relação à imagem central. Os pontos assinalados pela letra m correspondem aos mínimos no padrão de difração, ou seja, verifica-se o aparecimento de uma “franja” escura na figura. Observe-se a ilustração contida na Figura 5.1.

Figura 5.1 Difração de um feixe de luz monocromática em uma fenda simples.

A relação geral para os pontos que correspondem aos mínimos no padrão de difração de uma fenda simples é dada pela seguinte expressão matemática:

$$\text{sen } \theta = \frac{m \times \lambda}{a} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (5.1)$$

onde θ é o ângulo entre a reta perpendicular ao plano da tela e a reta que liga o centro da fenda com o mínimo de ordem m do padrão de difração; m é o número da ordem do padrão de difração; λ é o comprimento de onda; e a é a largura da fenda.

Baseando-se na Figura 5.1 acima é fácil constatar que:

$$\text{tg } \theta = \frac{y}{D} \quad (5.2)$$

onde y é a distância vertical entre o mínimo de ordem m do padrão de difração e o centro da figura; e D é a distância entre a fenda e o anteparo.

Como o ângulo θ é muito pequeno, pois $D \gg a$, é possível afirmar que $\text{tg } \theta \approx \text{sen } \theta \approx \theta$. Logo, a Equação 5.1 pode ser reescrita numa forma mais simplificada, ou seja:

$$\frac{y}{2 \times D} = \frac{m \times \lambda}{a} \Rightarrow a = \frac{2 \times m \times \lambda \times D}{y} \quad (5.3)$$

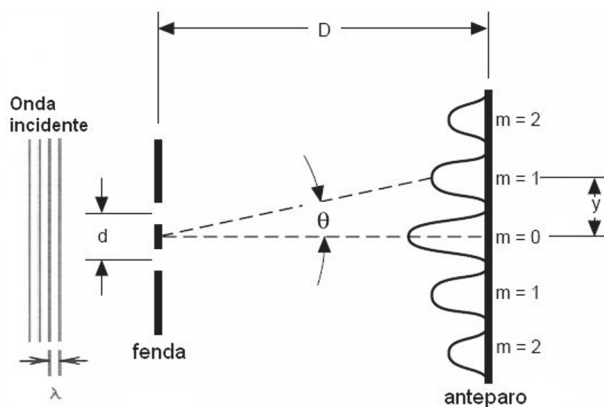
No caso de um orifício circular de diâmetro b , a figura de difração consiste em um ponto central mais intenso (máximo central) e de anéis luminosos concêntricos, alternados com anéis escuros. A localização desses anéis não pode ser obtida analiticamente. Para o primeiro anel escuro, o resultado da solução numérica é dado pela expressão abaixo.

$$\text{sen } \theta = \frac{1,22 \times \lambda}{b} \Rightarrow \frac{y}{D} = \frac{1,22 \times \lambda}{b} \Rightarrow b = \frac{1,22 \times \lambda \times D}{y} \quad (5.4)$$

Quando duas ondas de mesma frequência se propagam, aproximadamente, na mesma direção, com uma diferença de fase constante em relação ao tempo, elas podem combinar-se de forma que a energia resultante não se distribua uniformemente. Dessa forma, a energia pode ser máxima em certos pontos e mínima em outros. Este fenômeno é denominado *interferência*.

Utilizando-se dois orifícios justapostos, a luz difratada por cada orifício se sobrepõe (se interferem) na região entre esses orifícios e o anteparo, produzindo, assim, no anteparo, uma figura de interferência, também caracterizada por “franjas” claras e escuras bem definidas. Um exemplo de dois orifícios justapostos é o caso da fenda dupla. Para um feixe de luz monocromática, de comprimento de onda λ , atravessando uma fenda dupla, cuja distância entre as fendas é d , uma figura de interferência pode ser observada sobre um anteparo localizado a uma distância D dessa fenda. Os pontos assinalados pela letra m correspondem aos máximos de interferência, ou seja, verifica-se o aparecimento de uma franja clara na figura. Veja-se a Figura 5.2 a seguir.

Figura 5.2 Interferência e difração de um feixe de luz monocromática numa fenda dupla.



A relação geral para os pontos que correspondem aos máximos de interferência numa fenda dupla é dada pela seguinte expressão matemática:

$$\text{sen } \theta = \frac{m \times \lambda}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (5.5)$$

onde θ é o ângulo entre a reta perpendicular ao plano da tela e a reta que liga o centro da fenda com o máximo de interferência de ordem m ; m é o número da ordem do padrão de difração; λ é o comprimento de onda; e d é a distância entre as fendas. Baseando-se na Figura 5.2, verifica-se nitidamente que:

$$\text{tg } \theta = \frac{y}{D} \quad (5.6)$$

onde y é a distância vertical entre o máximo de interferência de ordem m e o centro da figura; e D é a distância entre a fenda e o anteparo. Como o ângulo θ é muito pequeno, pois $D \gg a$, é possível asseverar que $\text{tg } \theta \approx \text{sen } \theta \approx \theta$. Logo, a Equação 5.5 pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{y}{D} = \frac{m \times \lambda}{d} \Rightarrow d = \frac{m \times \lambda \times D}{y} \quad (5.7)$$

5.3. MATERIAL UTILIZADO

- Fenda simples;
- Fenda dupla;
- Fios de metal;
- Lâmina metálica com dois furos;
- *Laser*;
- Régua;
- Trena;
- Trilho óptico.

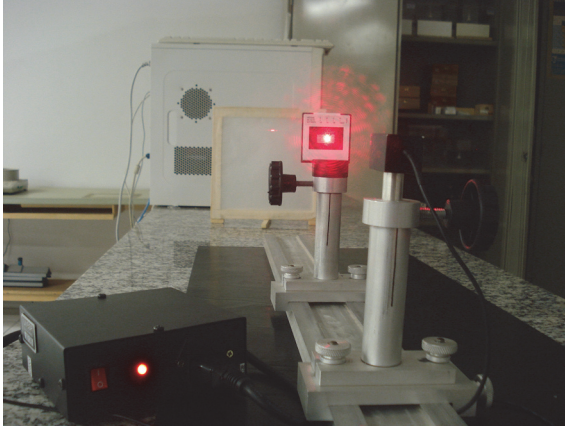
5.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

5.4.1. Experimento I

Inicialmente, montou-se o trilho óptico sobre a bancada do laboratório. Após esse procedimento, fixou-se sobre ele o *laser* e uma fenda simples de

largura a igual a 0,08 mm. A fenda foi posicionada de tal forma que a sua figura de difração fosse projetada na parede do laboratório. Observe, na Figura 5.3, uma fotografia do equipamento montado.

Figura 5.3 Fotografia do equipamento utilizado nos experimentos descritos neste capítulo.



Uma vez obtida essa imagem, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a fenda e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Em seguida, servindo-se da Equação 5.3 e dos valores medidos, foi possível determinar o comprimento de onda do *laser* empregado. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 Valor do comprimento de onda, λ , do laser utilizado no experimento I.

Largura da fenda, a (mm)	Distância entre a fenda e a figura de difração, D (cm)	Distância entre o centro da figura de difração e o mínimo de ordem 1, y (cm)	Comprimento de onda do laser, λ (nm)
0,08	639,00±0,05	9,70±0,05	607±3

5.4.2. Experimento II

Neste experimento, repetiram-se os mesmos procedimentos adotados no experimento anterior. A diferença entre eles está no fato de que agora se procura

determinar a largura da fenda e não mais se obter o comprimento de onda do *laser*. Para tanto, utilizou-se o valor do comprimento de onda do *laser* determinado no experimento anterior, ou seja, 607 ± 3 nm e quatro fendas simples distintas, que doravante serão denominadas A_s , B_s , C_s e D_s . A Figura 5.4 abaixo apresenta uma fotografia das fendas utilizadas. Para cada uma delas, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a fenda e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm.

Figura 5.4 Fotografia das fendas utilizadas nos experimentos apresentados neste capítulo.



Em seguida, utilizando-se a Equação 5.3 e os valores medidos, foi possível determinar a largura a de cada fenda. Esse procedimento foi realizado duas vezes, o que possibilitou determinar um valor médio para a largura de cada fenda. A Tabela 5.2 apresenta um resumo dos dados obtidos experimentalmente.

Tabela 5.2 Valor da largura média de quatro fendas simples distintas – A_s , B_s , C_s e D_s – utilizadas no experimento II.

Fenda	Distância entre a fenda e a figura de difração, D (cm)	Distância entre o centro da figura de difração e o mínimo de ordem 1, y (cm)		Largura média da fenda, a (mm)
A_s	$639,00 \pm 0,05$	$34,10 \pm 0,05$	$34,00 \pm 0,05$	$0,0228 \pm 0,0001$
B_s	$639,00 \pm 0,05$	$17,60 \pm 0,05$	$17,20 \pm 0,05$	$0,0446 \pm 0,0004$
C_s	$639,00 \pm 0,05$	$9,70 \pm 0,05$	$9,50 \pm 0,05$	$0,0808 \pm 0,0008$
D_s	$639,00 \pm 0,05$	$5,00 \pm 0,05$	$5,30 \pm 0,05$	$0,151 \pm 0,002$

Uma vez determinada a largura média de cada fenda, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada fenda e calcular a diferença percentual entre eles. A Tabela 5.3 abaixo apresenta um resumo dessas informações.

Tabela 5.3 Comparação entre os valores nominais e os valores obtidos experimentalmente para a largura de quatro fendas simples distintas – A_s , B_s , C_s e D_s – utilizadas no experimento II.

Fenda	Largura nominal (mm)	Largura obtida experimentalmente (mm)	Diferença percentual (%)
A_s	0,02	$0,0228 \pm 0,0001$	12,28
B_s	0,04	$0,0446 \pm 0,0004$	10,31
C_s	0,08	$0,0808 \pm 0,0008$	0,99
D_s	0,16	$0,151 \pm 0,002$	5,96

Para dar ainda mais destaque à situação estudada, fez-se, para cada fenda utilizada, um desenho do espectro de intensidade correspondente. Veja-se.

Figura 5.5 Espectro de intensidade referente à difração do laser na fenda A_s .

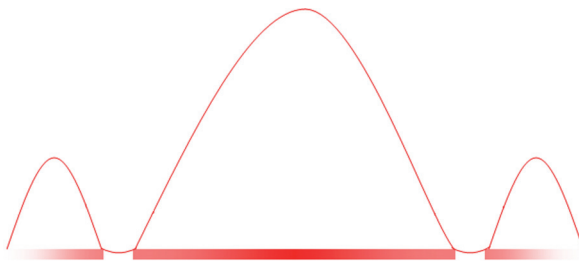


Figura 5.6 Espectro de intensidade referente à difração do laser na fenda B_s .

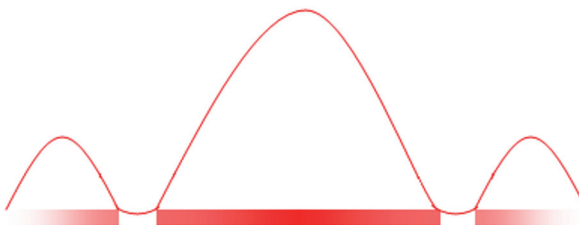
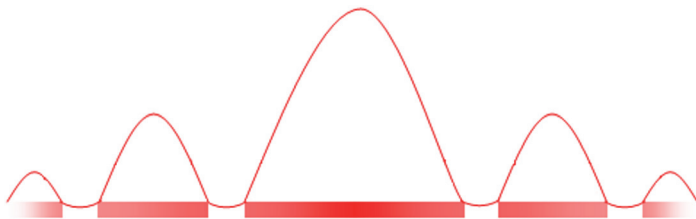
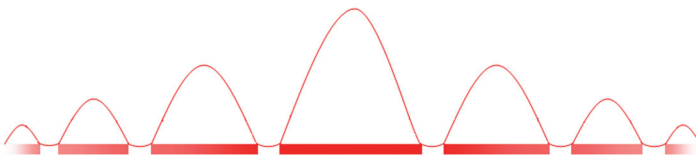


Figura 5.7 Espectro de intensidade referente à difração do laser na fenda C_s .**Figura 5.8** Espectro de intensidade referente à difração do laser na fenda D_s .

5.4.3. Experimento III

Neste experimento, repetiram-se os mesmos procedimentos adotados no experimento anterior. A diferença entre eles está no fato de que neste utilizaram-se fendas duplas em vez de fendas simples. Para determinar a distância entre as fendas, utilizou-se o valor do comprimento de onda do *laser* determinado no experimento I, ou seja, 607 ± 3 nm e quatro fendas duplas distintas, que doravante serão denominadas A_d , B_d , C_d e D_d . Para cada fenda, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a fenda e a parede, e a distância entre o máximo de interferência de ordem 1 e o centro da figura formada. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.7 e os valores medidos, foi possível determinar a distância d entre cada fenda. Esse procedimento foi realizado duas vezes, o que possibilitou determinar um valor médio para a distância entre cada fenda. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 5.4 a seguir.

Uma vez determinada a distância média entre cada fenda, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada fenda e calcular a diferença percentual entre eles. A Tabela 5.5 apresenta um resumo dessas informações.

Tabela 5.4 Valor da distância média entre as fendas duplas – A_d , B_d , C_d e D_d – utilizadas no experimento III.

Fenda	Distância entre a fenda e a figura de difração, D (cm)	Distância entre o centro da figura de interferência e o máximo de ordem 1, y (cm)		Distância média entre as fendas, d (mm)
A_d	639,00±0,05	1,60±0,05	1,70±0,05	0,2353±0,0001
B_d	639,00±0,05	0,80±0,05	0,70±0,05	0,5195±0,0001
C_d	639,00±0,05	1,60±0,05	1,70±0,05	0,2353±0,0001
D_d	639,00±0,05	0,70±0,05	0,80±0,05	0,5195±0,0001

Tabela 5.5 Comparação entre os valores nominais e os valores obtidos experimentalmente para a distância entre as fendas duplas – A_d , B_d , C_d e D_d – utilizadas no experimento III.

Fenda	Largura nominal (mm)	Distância nominal (mm)	Distância obtida experimentalmente (mm)	Diferença percentual (%)
A_d	0,04	0,250	0,2353±0,0001	6,25
B_d	0,04	0,500	0,5195±0,0001	3,75
C_d	0,08	0,250	0,2353±0,0001	6,25
D_d	0,08	0,500	0,5195±0,0001	3,75

Para realçar ainda mais a situação estudada, fez-se, para cada fenda utilizada, um desenho do espectro de intensidade correspondente. Veja-se.

Figura 5.9 Espectro de intensidade referente à interferência do laser na fenda A_d .

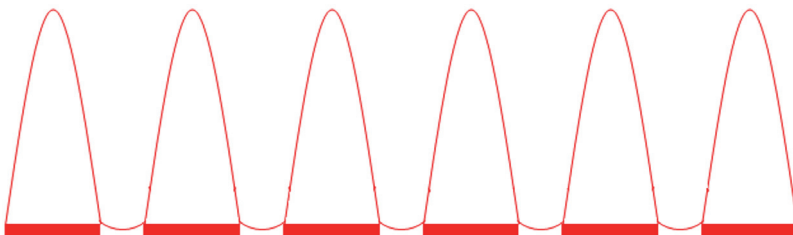
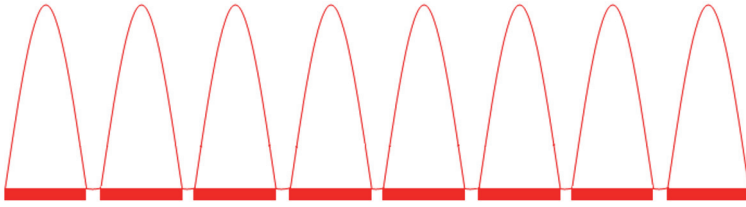
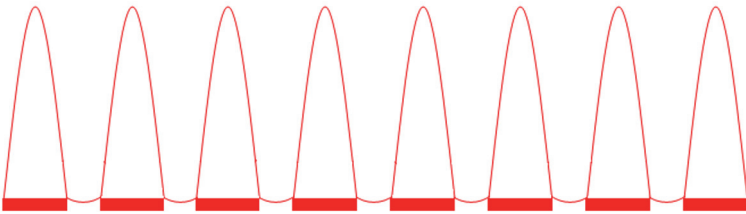
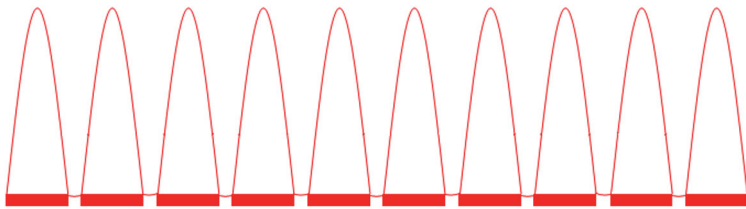


Figura 5.10 Espectro de intensidade referente à interferência do laser na fenda B_d .**Figura 5.11** Espectro de intensidade referente à interferência do laser na fenda C_d .**Figura 5.12** Espectro de intensidade referente à interferência do laser na fenda D_d .

5.4.4. Experimento IV

Como ponto de partida, fixou-se, sobre o trilho óptico, o *laser* e uma película fina e transparente contendo 3 fios de metal, que aqui serão denominados fios *I*, *II* e *III*. A película foi posicionada de tal forma que a sua figura de difração fosse projetada na parede do laboratório. Uma vez obtida essa figura, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a película e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.3 e os valores medidos, foi possível determinar a espessura de cada fio. Esse procedimento foi repetido duas vezes, o que possibilitou determinar um valor médio para a espessura de cada fio. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 5.6 a seguir.

Tabela 5.6 Valor da espessura média de três fios distintos – I, II e III – utilizados no experimento IV.

Fio	Distância entre a película e a figura de difração, D (cm)	Distância entre o centro da figura de difração e o mínimo de ordem 1, y (cm)		Espessura média do fio (mm)
I	639,00±0,05	7,00±0,05	7,20±0,05	0,1093±0,0001
II	639,00±0,05	4,50±0,05	4,40±0,05	0,1743±0,0001
III	639,00±0,05	3,00±0,05	3,20±0,05	0,2505±0,0001

Uma vez determinada a espessura média de cada fio, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada fio. Veja-se.

Tabela 5.7 Comparação entre os valores nominais e os valores obtidos experimentalmente para a espessura de três fios distintos – I, II e III – utilizados no experimento IV.

Fio	Espessura nominal (mm)	Espessura obtida experimentalmente (mm)	Diferença percentual (%)
I	0,10	0,1093±0,0001	8,51
II	0,18	0,1743±0,0001	3,27
III	0,25	0,2505±0,0001	0,20

5.4.5. Experimento V

Inicialmente, fixou-se, sobre o trilho óptico, o *laser* e uma lâmina metálica com dois furos, que doravante serão chamados F_1 e F_2 . A lâmina foi posicionada de tal forma que a sua figura de difração fosse projetada na parede do laboratório. Depois de obtida essa figura, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a lâmina e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.4 e os valores medidos, foi possível determinar o diâmetro de cada furo. Esse procedimento foi repetido duas vezes, o que possibilitou determinar um valor médio para o diâmetro de cada furo. Observe os dados obtidos na Tabela 5.8.

Tabela 5.8 Valor do diâmetro médio de dois furos distintos – F_1 e F_2 – utilizados no experimento V.

Furo	Distância entre a lâmina e a figura de difração, D (cm)	Distância entre o centro da figura de difração e o mínimo de ordem 1, y (cm)		Diâmetro médio de cada furo (mm)
F_1	639,00±0,05	0,50±0,05	0,60±0,05	0,8675±0,0001
F_2	639,00±0,05	0,40±0,05	0,50±0,05	1,0647±0,0001

Uma vez determinado o diâmetro médio de cada furo, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada furo e calcular a diferença percentual entre eles. Observe-se.

Tabela 5.9 Comparação entre os valores nominais e os valores obtidos experimentalmente para o diâmetro de dois furos distintos – F_1 e F_2 – utilizados no experimento V.

Furo	Diâmetro nominal (mm)	Diâmetro obtido experimentalmente (mm)	Diferença percentual (%)
F_1	0,90	0,8675±0,0001	3,75
F_2	1,00	1,0647±0,0001	6,08

Para evidenciar ainda mais a situação estudada, fez-se um desenho do espectro de intensidade correspondente. Veja, na Figura 5.13, o desenho obtido.

Figura 5.13 Espectro de intensidade referente à difração do laser em um orifício circular.



5.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos de cinco experimentos cujo objetivo maior foi proporcionar o estudo da natureza

ondulatória da luz por meio dos fenômenos da difração e da interferência produzidas por fendas.

No primeiro experimento, fixou-se sobre o trilho óptico o *laser* e uma fenda simples de largura a igual a 0,08 mm. A fenda foi posicionada de tal forma que a sua figura de difração fosse projetada na parede do laboratório. Uma vez obtida essa imagem, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a fenda e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.3 e os valores medidos, foi possível determinar o comprimento de onda do *laser* utilizado (Tabela 5.1).

No experimento II, repetiram-se os mesmos procedimentos adotados no experimento anterior. A diferença entre eles está no fato de que se determinou a largura da fenda em vez de se obter o comprimento de onda do *laser*. Para realizar tal empreendimento, utilizou-se o valor do comprimento de onda do *laser* determinado no experimento anterior (Tabela 5.1) e quatro fendas simples distintas (A_s , B_s , C_s e D_s). Para cada fenda, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a fenda e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.3 e os valores medidos, foi possível determinar a largura a de cada fenda (Tabela 5.2). Uma vez que esta largura média de cada fenda tivesse sido determinada, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada fenda e calcular a diferença percentual entre eles (Tabela 5.3). Valendo-se da Tabela 5.3, é possível afirmar que a diferença percentual média dos resultados obtidos foi de, aproximadamente, 7,39%. Como última etapa, fez-se, para cada fenda utilizada, um desenho do espectro de intensidade correspondente (Figuras 5.5 a 5.8).

No terceiro experimento, repetiram-se os mesmos procedimentos adotados no experimento II. A diferença entre eles está no fato de que neste utilizaram-se fendas duplas em vez de fendas simples. Para determinar a distância entre as fendas, utilizou-se o valor do comprimento de onda do *laser* determinado no experimento I (Tabela 5.1) e quatro fendas duplas distintas (A_d , B_d , C_d e D_d). Para cada fenda, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a fenda e a parede, e a distância entre o máximo de interferência de ordem 1 e o centro da figura formada. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.7 e os valores medidos, foi possível determinar a distância d entre cada fenda (Tabela 5.4). Uma vez determinada essa distância, foi possível comparar os valores obtidos expe-

rimentalmente com os valores nominais de cada fenda e calcular a diferença percentual entre eles (Tabela 5.5). Baseando-se nos dados contidos na Tabela 5.5, é possível afirmar que a diferença percentual média dos resultados obtidos foi de, aproximadamente, 5%. Para evidenciar ainda mais a situação estudada, fez-se, para cada fenda utilizada, um desenho do espectro de intensidade correspondente (Figuras 5.9 a 5.12).

No experimento IV, fixou-se sobre o trilho óptico o *laser* e uma película fina e transparente contendo 3 fios de metal – *I*, *II* e *III*. A película foi posicionada de tal forma que a sua figura de difração fosse projetada na parede do laboratório. Obtida essa figura, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a película e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. Em seguida, valendo-se a Equação 5.3 e dos valores medidos, foi possível determinar a espessura de cada fio (Tabela 5.6). Uma vez determinada essa espessura, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada fio (Tabela 5.7). A partir dos dados contidos na Tabela 5.7, é possível assegurar que a diferença percentual média foi de, aproximadamente, 3,99%.

No último experimento, fixou-se sobre o trilho óptico o *laser* e uma lâmina metálica com dois furos, a saber: F_1 e F_2 . A lâmina foi posicionada de tal forma que a sua figura de difração fosse projetada na parede do laboratório. Obtida essa figura, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a lâmina e a parede, e a distância entre o mínimo de ordem 1 do padrão de difração e o centro da figura formada. Em seguida, utilizando-se a Equação 5.4 e os valores medidos, foi possível determinar o diâmetro de cada furo (Tabela 5.8). Determinado esse diâmetro médio, foi possível comparar os valores obtidos experimentalmente com os valores nominais de cada furo e calcular a diferença percentual entre eles (Tabela 5.9). Como última etapa, fez-se um desenho do espectro de intensidade correspondente (Figura 5.13).

Buscou-se, neste espaço, como já exposto anteriormente, caracterizar a natureza ondulatória da luz. Para isso, estudaram-se os fenômenos da difração e da interferência produzidas por fendas. Em todos os experimentos, procurou-se explorar alguma característica deste objeto, e apurou-se que os resultados obtidos foram condizentes com a teoria que os fundamenta. Desse modo, ficam nítidas as propriedades ondulatórias da luz, comprovando-se a dualidade onda-partícula que ela possui.

6

CUBA DE ONDAS

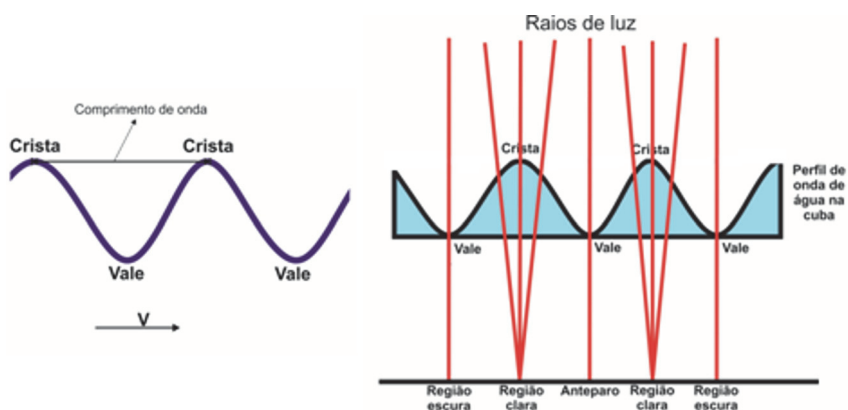
6.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar o estudo dos fenômenos de reflexão, refração, difração e interferência, decorrentes da produção de ondas mecânicas superficiais em um meio líquido. Para atingir tal objetivo, realizaram-se seis experimentos que, a seguir, serão descritos.

6.2. INTRODUÇÃO

Ao se observar as ondas na água através da parede lateral de um aquário, verifica-se que elas se apresentam conforme mostrado na Figura 6.1. Segundo pode-se constatar, a onda possui duas partes distintas: a parte superior, denominada *crista*, e a parte inferior, denominada *depressão* ou *vale*. A distância entre duas cristas ou dois vales consecutivos é igual ao comprimento de onda, representado pela letra grega lambda, λ .

Figura 6.1 Representação de ondas na água.



As regiões claras da superfície da água – as cristas – atuam como lentes convergentes e tendem a focalizar a luz. As regiões escuras – vales – por conse-

guinte, atuam como lentes divergentes e tendem a dispersar a luz. Essas regiões podem ser projetadas em um anteparo por meio de um retroprojektor.

Ondas do tipo *planas* e *circulares* (esféricas) podem ser produzidas na água. Ao tocar levemente a superfície da água com uma régua, obtém-se ondas retas (planas). Uma onda de pequena duração é denominada *pulso*, e, no caso de ondas planas, pode-se chamá-la pulso reto. O movimento do pulso reto é tal que se mantém paralelo à linha que indica a sua posição original. Uma perturbação causada por um choque puntiforme, como, por exemplo, uma pedra atirada na água, causa uma propagação de onda circular, que se movimenta apenas na superfície da água. A direção de propagação da onda é radial e o seu sentido em relação ao círculo gerado é de dentro para fora.

O movimento de uma frente de onda pode ser repetitivo ou periódico, ou seja, repetir um ciclo de mesmas características a cada intervalo de tempo. Devido à sua característica periódica, é possível definir um *período* (T), que representa o tempo de duração de um ciclo completo, e uma *frequência* (f), que corresponde ao número de ciclos em um intervalo de tempo igual a um segundo. As unidades, no SI, para o período e para a frequência, são o segundo (s) e o Hertz (Hz), respectivamente. Uma relação importante entre o período e a frequência é dada abaixo.

$$f = \frac{1}{T} \quad (6.1)$$

A velocidade v da frente de onda é constante para cada meio e é dada pelo produto da frequência f pelo comprimento de onda λ . Em termos matemáticos, tem-se:

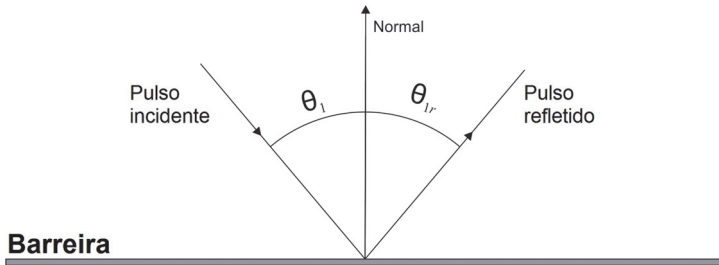
$$v = \lambda \times f \quad (6.2)$$

Assim como as ondas de luz, as ondas mecânicas – ondas na água, ondas em uma corda, etc. – também apresentam os fenômenos de *reflexão*, *refração*, *difração* e *interferência*. A seguir, apresentar-se-á uma breve descrição de cada um desses fenômenos.

- *Reflexão* – esse fenômeno ocorre quando um pulso que se afasta do gerador de ondas encontra um obstáculo, ou seja, uma barreira refletora.

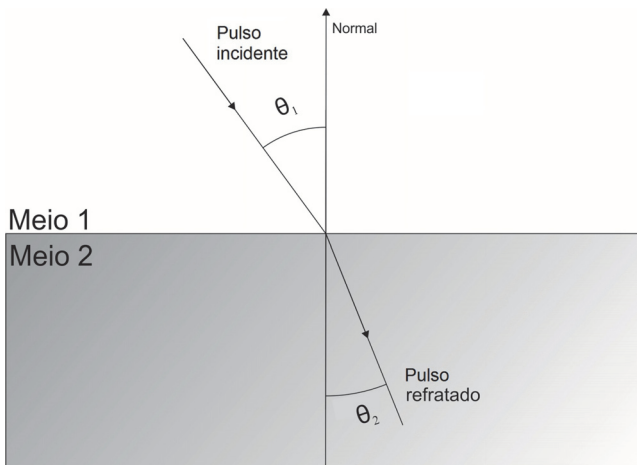
Observando-se a imagem da cuba, verificam-se dois pulsos retos, um se aproximando e outro se afastando da barreira. A Figura 6.2 ilustra essa situação.

Figura 6.2 Esquema de um sistema de reflexão, onde θ_1 é o ângulo que o pulso incidente forma com a normal e θ_{1r} é o ângulo entre o pulso refletido e a normal.



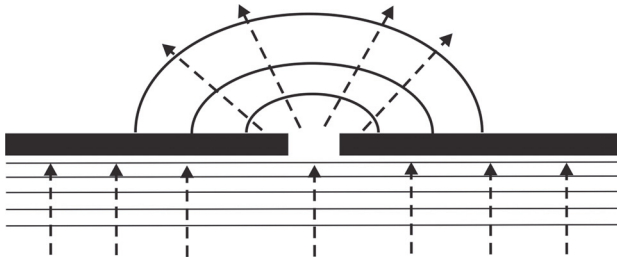
- *Refração* – esse fenômeno ocorre quando o meio de propagação da onda é alterado. A velocidade de propagação das ondas depende das propriedades do meio em que elas se deslocam. No caso de ondas na água, a velocidade depende da profundidade; verifica-se, então, que profundidades diferentes podem ser consideradas como meios distintos. A Figura 6.3 ilustra a situação descrita acima.

Figura 6.3 Esquema de um sistema de refração, onde θ_1 é o ângulo de incidência e θ_2 é o ângulo de refração.



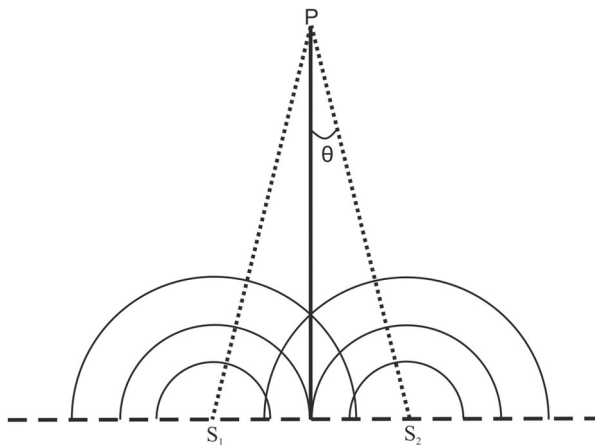
- *Difração* – esse fenômeno ocorre porque uma frente de onda tem a propriedade de poder contornar um obstáculo quando este é colocado no seu caminho. Desse modo, a onda sofre uma deformação em sua geometria. Para uma fenda estreita (largura da fenda d aproximadamente igual ao comprimento de onda λ), a frente de onda se deformará, conforme é mostrado na Figura 6.4. Quando o comprimento de onda é muito pequeno em comparação à largura da fenda, a difração é praticamente nula.

Figura 6.4 Esquema de um sistema de difração, em que a largura da fenda d é aproximadamente igual ao comprimento de onda λ .



- *Interferência* – esse fenômeno ocorre quando duas ondas se encontram em um ponto. Para ondas de mesmo comprimento, a interferência provoca um padrão de anulação e um padrão de reforço alternado entre elas, como pode ser visto na Figura 6.5.

Figura 6.5 Esquema de um sistema de interferência produzido por duas fontes pontuais.



A interferência será construtiva ou destrutiva dependendo das diferenças entre as distâncias percorridas pelas ondas desde a origem até o ponto de interferência. Para ondas que partem em fase, interferências construtivas ou destrutivas serão obtidas quando as diferenças de caminho perfazerem quantidades inteiras ou semi-inteiras de comprimento de onda, respectivamente. Matematicamente, tem-se:

$$\lambda = \frac{d \times \left(\frac{\Delta x}{L} \right)}{\left(n - \frac{1}{2} \right)} \quad (6.3)$$

onde n é o número da linha nodal; λ é o comprimento de onda; d é a distância entre as duas fontes; Δx é a distância do ponto P à linha central; e L é a distância do ponto P ao ponto médio de d .

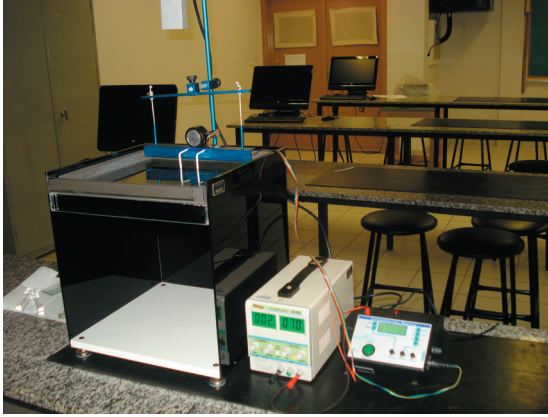
6.3. MATERIAL UTILIZADO

- Compasso;
- Cuba;
- Estroboscópio;
- Fonte de tensão regulável;
- Frequencímetro;
- Lâmina de metal;
- Lâminas de acrílico;
- Régua;
- Transferidor.

6.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

Em todos os experimentos que aqui serão apresentados, montou-se um conjunto formado por uma cuba, um estroboscópio, uma fonte de tensão regulável e um frequencímetro. A Figura 6.6 apresenta uma fotografia do sistema montado.

Figura 6.6 Fotografia do conjunto utilizado em todos os experimentos relatados neste capítulo.



6.4.1. Experimento I

Inicialmente, mediu-se, utilizando-se uma régua, o comprimento e a largura de uma peça de metal retangular. A margem de erro da régua é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm. Em seguida, ligou-se a cuba, o estroboscópio, o frequencímetro e a fonte de tensão regulável. Após esse procedimento, colocou-se aproximadamente 1 litro de água na cuba, e, então, colocou-se a peça de metal no fundo daquela. Em seguida, ligou-se o estroboscópio com a fonte de tensão desligada, produzindo uma imagem da peça no anteparo localizado embaixo da cuba. Veja, na Figura 6.7, uma representação da imagem obtida.

Figura 6.7 Representação esquemática da placa de metal utilizada no experimento I. a) Objeto; b) Imagem.

a)



b)



Uma vez gerada a imagem da peça, mediu-se, utilizando-se uma régua, as dimensões da imagem. De posse dos valores das dimensões da imagem, foi possível calcular o fator de ampliação da peça de metal. O referido fator foi determinado por meio da razão entre o comprimento da imagem e o comprimento do objeto. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 Comprimento, largura e fator de ampliação da placa de metal utilizada no experimento I.

Grandeza	Objeto (cm)	Imagem (cm)	Fator de ampliação (F.A.)
Comprimento	$4,90 \pm 0,05$	$12,20 \pm 0,05$	$2,49 \pm 0,04$
Largura	$1,20 \pm 0,05$	$3,00 \pm 0,05$	$2,5 \pm 0,1$

6.4.2. Experimento II

Como ponto de partida, ajustou-se a voltagem da fonte de tensão para, aproximadamente, 2,4 V. Para esse valor de tensão, o frequencímetro indicou uma frequência de, aproximadamente, 24 Hz. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, ondas planas no anteparo localizado sob a cuba. Em seguida, mediu-se, utilizando-se uma régua, a distância entre duas cristas consecutivas. O valor obtido foi igual a $(2,30 \pm 0,05)$ cm. A Figura 6.8 ilustra essa situação.

Figura 6.8 Imagem das ondas planas obtidas no experimento II. A distância entre duas cristas consecutivas, dividida pelo fator de ampliação, corresponde ao comprimento de onda λ .



Uma vez determinada a distância entre duas cristas consecutivas, foi possível determinar, utilizando-se a Equação 6.2 e o fator de ampliação (*F.A.*) calculado no experimento I, a velocidade de propagação da onda. Veja-se, abaixo, os cálculos realizados.

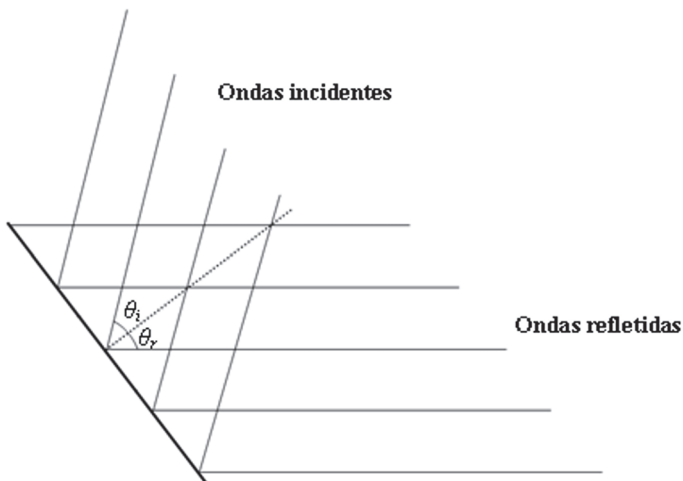
$$v = \lambda \times f \Rightarrow v = \frac{\lambda}{F.A.} \times f = \frac{2,30 \pm 0,05}{2,5} \times 24 = \quad (6.4)$$

$$22,1 \pm 0,5 \text{ cm / s} = 0,221 \pm 0,005 \text{ m / s}$$

6.4.3. Experimento III

Assim como no experimento anterior, ajustou-se a fonte de tensão e o frequencímetro para os valores de 2,4 V e 24 Hz, respectivamente. Uma vez ajustados, colocou-se uma peça de acrílico de forma retangular no centro da cuba. A peça foi disposta de tal forma que formasse um ângulo com as frentes de onda geradas pela fonte de tensão. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema formado pela peça de acrílico e as ondas incidentes e refletidas. Veja-se, na Figura 6.9, uma reprodução da figura obtida no laboratório.

Figura 6.9 Imagem do sistema de reflexão obtido no experimento II. Os ângulos θ_i e θ_r correspondem, respectivamente, aos ângulos formados pelas ondas incidentes e refletidas com a reta normal da peça de acrílico.



Posteriormente, mediu-se, utilizando-se uma régua, os comprimentos de onda λ da onda incidente e refletida. O valor obtido para as duas ondas foi igual a $(2,30 \pm 0,05)$ cm. Faz-se necessário salientar que esse valor deve ser dividido pelo fator de ampliação (*F.A.*) para se obter o valor real do comprimento de onda. Determinou-se também, utilizando-se um transferidor, os ângulos de incidência e de reflexão. A margem de erro do transferidor é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, $0,5^\circ$. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 6.2.

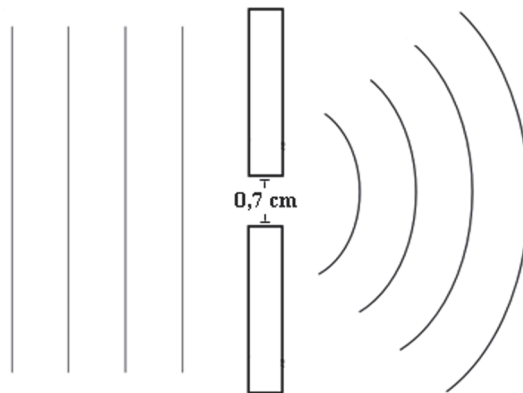
Tabela 6.2 Comprimento de onda, λ , e ângulos de incidência e de reflexão referentes ao experimento III.

Onda	Comprimento de onda (cm)	Ângulo formado com a reta normal ($^\circ$)
Incidente	$0,92 \pm 0,02$	$38,0 \pm 0,5$
Refletida	$0,92 \pm 0,02$	$38,0 \pm 0,5$

6.4.4. Experimento IV

Assim como nos experimentos anteriores, ajustou-se a fonte de tensão e o frequencímetro para os valores de 2,4 V e 24 Hz, respectivamente. Uma vez ajustados, colocaram-se duas peças de acrílico de formato retangular no centro da cuba. As peças foram dispostas de tal forma que a distância entre elas fosse igual ou menor ao comprimento de onda das ondas produzidas pela fonte. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema formado pelas peças de acrílico e pelas frentes de onda. Veja-se, na Figura 6.10, uma reprodução da figura obtida no laboratório.

Figura 6.10 Imagem do sistema de difração obtido no experimento IV. Os comprimentos de onda λ da onda antes e depois de atingir a fenda são iguais, ou seja, iguais a $0,92 \pm 0,02$ cm.

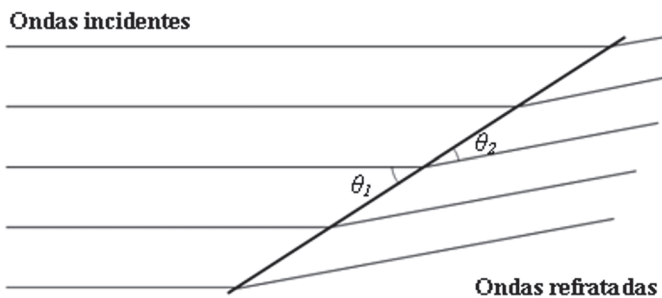


Em seguida, mediram-se, utilizando-se uma régua, os comprimentos de onda λ da onda antes e após atingir a fenda. O valor obtido para as duas ondas foi igual a $(2,30 \pm 0,05)$ cm. Novamente, é necessário salientar que esse valor deve ser dividido pelo fator de ampliação ($F.A.$), determinado no experimento I, para se obter o valor real do comprimento de onda, ou seja, $(0,92 \pm 0,02)$ cm. Outro aspecto importante é que as duas peças de acrílico, separadas por uma distância igual a 0,7 cm, funcionam como uma fonte pontual de ondas.

6.4.5. Experimento V

Como ponto de partida, ajustou-se a voltagem da fonte de tensão para, aproximadamente, 2,4 V. Para esse valor de tensão, o frequencímetro indicou uma frequência de, aproximadamente, 24 Hz. Uma vez ajustados, colocou-se uma lâmina de acrílico de formato retangular na cuba. A lâmina foi disposta de tal forma que a sua posição ficasse oblíqua à frente de ondas. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema formado pela lâmina de acrílico e as frentes de onda incidentes e refratadas. Observe-se, na Figura 6.11, uma ilustração da situação obtida no laboratório.

Figura 6.11 Imagem do sistema de refração obtido no experimento V. Os ângulos θ_1 e θ_2 correspondem, respectivamente, aos ângulos de incidência e de refração.



Posteriormente, mediram-se, utilizando-se uma régua, os comprimentos de onda λ da onda incidente e da onda refratada. Esse valor deverá ser dividido pelo fator de ampliação (*F.A.*), determinado no primeiro experimento, para se obter o valor real do comprimento de onda. Determinaram-se também, utilizando-se um transferidor, os ângulos de incidência e de refração. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 6.3.

Tabela 6.3 Comprimento de onda, λ , e ângulos de incidência e de refração referentes ao experimento V.

Onda	Comprimento de onda (cm)	Ângulo formado com a reta normal (°)
Incidente	0,92±0,02	35,0±0,5
Refratada	0,60±0,02	22,0±0,5

A partir dos dados contidos na Tabela 6.3 e da Equação 6.2, foi possível comprovar experimentalmente a lei de Snell. Veja-se:

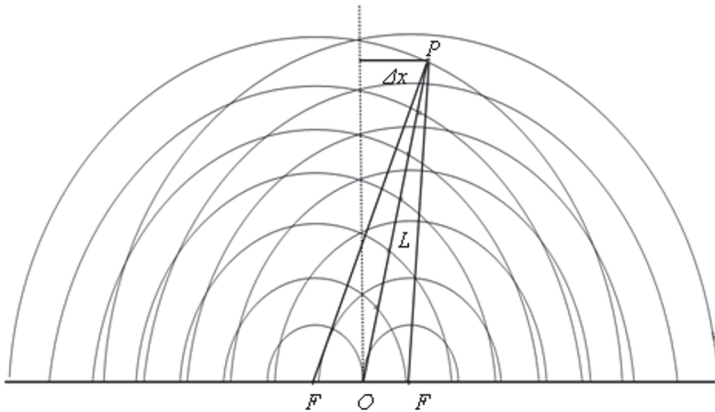
$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\text{sen}\theta_2}{\text{sen}\theta_1} \Rightarrow \frac{\frac{c}{v_1}}{\frac{c}{v_2}} = \frac{\text{sen}\theta_2}{\text{sen}\theta_1} \Rightarrow \frac{\lambda_2 \times f}{\lambda_1 \times f} = \frac{\text{sen}\theta_2}{\text{sen}\theta_1} \Rightarrow \quad (6.5)$$

$$\Rightarrow \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\text{sen}\theta_2}{\text{sen}\theta_1} \Rightarrow \frac{0,60}{0,92} = \frac{\text{sen}22}{\text{sen}35} \Rightarrow 0,65 = 0,65$$

6.4.6. Experimento VI

Inicialmente, colocaram-se duas fontes pontuais presas ao gerador de ondas, distanciadas de 2 cm uma da outra. Assim como nos experimentos anteriores, ajustou-se a voltagem da fonte de tensão para, aproximadamente, 2,4 V. Para esse valor de tensão, o frequencímetro indicou uma frequência de, aproximadamente, 24 Hz. Uma vez ajustados, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema de interferência montado. Observe-se, na Figura 6.12, uma reprodução da imagem obtida no laboratório.

Figura 6.12 Imagem do sistema de interferência obtida no experimento VI. As fontes pontuais F_1 e F_2 estão separadas a uma distância de 2 cm uma da outra.



Ulteriormente, mediram-se, utilizando-se uma régua, os comprimentos de onda λ das ondas geradas pelas duas fontes pontuais. Deve-se salientar que esse valor será dividido pelo fator de ampliação ($F.A.$), determinado no primeiro experimento, para se obter o valor real do comprimento de onda. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 6.4 abaixo.

Tabela 6.4 Comprimento de onda, λ , das ondas produzidas no experimento VI.

Fonte	Comprimento de onda (cm)
F_1	$0,92 \pm 0,02$
F_2	$0,92 \pm 0,02$

Como fator de comparação, determinou-se novamente o comprimento de onda para a primeira linha nodal utilizando-se, no entanto, a Equação 6.3. Neste caso, deve-se também dividir o valor calculado pelo fator de ampliação para se obter o valor real do comprimento de onda. Observe-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$\lambda = \frac{d \times \left(\frac{\Delta x}{L} \right)}{\left(n - \frac{1}{2} \right) \times F.A.} = \frac{5,00 \pm 0,05 \times \left(\frac{3,70 \pm 0,05}{15,20 \pm 0,05} \right)}{\left(1 - \frac{1}{2} \right) \times 2,5} = 0,97 \pm 0,03 \quad (6.6)$$

Uma vez determinado o comprimento de onda para a primeira linha nodal, foi possível comparar os valores obtidos pelos dois métodos utilizados e calcular a diferença percentual entre eles. A Tabela 6.5 apresenta um resumo dessas informações.

Tabela 6.5 Comparação entre os valores calculados do comprimento de onda, λ , da primeira linha nodal, referentes ao experimento VI.

Valor obtido utilizando-se uma régua (cm)	Valor obtido utilizando-se a Equação 6.3 (cm)	Diferença percentual (%)
0,92±0,02	0,97±0,03	5,43

6.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos de seis experimentos cujo objetivo maior foi proporcionar o estudo dos fenômenos de reflexão, refração, difração e interferência, decorrentes da produção de ondas mecânicas superficiais em um meio líquido.

No primeiro experimento, mediu-se, utilizando-se uma régua, o comprimento e a largura de uma peça de metal retangular. Em seguida, ligou-se a cuba, o estroboscópio, o frequencímetro e a fonte de tensão regulável. Após esse procedimento, colocou-se aproximadamente 1 litro de água na cuba. Colocou-se, então, a peça de metal no fundo da cuba. Em seguida, ligou-se o estroboscópio com a fonte de tensão desligada, produzindo uma imagem da peça no anteparo localizado embaixo da cuba (Figura 6.7). Uma vez gerada a imagem da peça, mediu-se, utilizando-se uma régua, as dimensões dessa imagem. De posse dos valores das dimensões da imagem, foi possível calcular o fator de ampliação da peça de metal (Tabela 6.1).

No experimento II, ajustou-se a voltagem da fonte de tensão para, aproximadamente, 2,4 V. Para esse valor de tensão, o frequencímetro indicou uma frequência de, aproximadamente, 24 Hz. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, ondas planas no anteparo localizado sob a cuba (Figura 6.8). Em seguida, mediu-se a distância entre duas cristas consecutivas, obtendo-se o valor de (2,30±0,05) cm. Uma vez determinada a distância entre duas cristas consecutivas, foi possível determinar, utilizando-se

a Equação 6.2 e o fator de ampliação ($F.A.$) calculado no experimento I, a velocidade de propagação da onda. O valor obtido foi igual a $22,1 \pm 0,5$ cm/s.

No experimento III, ajustou-se a fonte de tensão e o frequencímetro para os valores de 2,4 V e 24 Hz, respectivamente. Uma vez ajustados, colocou-se uma peça de acrílico de forma retangular no centro da cuba. A peça foi disposta de tal forma que formasse um ângulo com as frentes de onda geradas pela fonte de tensão. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema formado pela peça de acrílico e pelas ondas incidentes e refletidas (Figura 6.9). Em seguida, determinaram-se, não só os comprimentos de onda λ das ondas incidentes e refletidas, como também os ângulos de incidência e de reflexão (Tabela 6.2). De posse dos valores contidos na Tabela 6.2, é possível afirmar que a peça de acrílico funcionou como um espelho plano, tendo, portanto, o ângulo de reflexão igual ao ângulo de incidência.

No quarto experimento, assim como nos experimentos anteriores, ajustou-se a fonte de tensão e o frequencímetro para os valores de 2,4 V e 24 Hz, respectivamente. Uma vez ajustados, colocaram-se duas peças de acrílico de formato retangular no centro da cuba. As peças foram dispostas de tal forma que a distância entre elas fosse igual ou menor ao comprimento de onda das ondas produzidas pela fonte. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema formado pelas peças de acrílico e pelas frentes de onda (Figura 6.10). Observando-se a Figura 6.10, é possível afirmar que a abertura (fenda) entre as duas peças de acrílico funcionou como uma fonte de ondas pontual.

No experimento V, ajustou-se a voltagem da fonte de tensão para, aproximadamente, 2,4 V. Para esse valor de tensão, o frequencímetro indicou uma frequência de, aproximadamente, 24 Hz. Uma vez ajustados, colocou-se uma lâmina de acrílico de formato retangular na cuba. A lâmina foi disposta de tal forma que a sua posição ficasse oblíqua à frente de ondas. Após esse procedimento, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema formado pela lâmina de acrílico e pelas frentes de onda incidentes e refratadas (Figura 6.11). Em seguida, mediram-se não só os comprimentos de onda λ das ondas incidentes e refratadas, como também os ângulos de incidência e de refração (Tabela 6.3). De posse dos valores contidos na Tabela 6.3, foi possível comprovar a funcionalidade da lei de Snell para a situação estudada.

No último experimento, colocaram-se duas fontes pontuais presas ao gerador de ondas, distanciadas de 2 cm uma da outra. Assim como nos experimentos anteriores, ajustou-se a voltagem da fonte de tensão para, aproximadamente, 2,4 V. Para esse valor de tensão, o frequencímetro indicou uma frequência de, aproximadamente, 24 Hz. Uma vez ajustados, ligou-se o estroboscópio, projetando-se, dessa forma, uma imagem do sistema de interferência montado (Figura 6.12). Em seguida, determinou-se, por dois métodos distintos, o comprimento de onda λ das ondas geradas pelas fontes pontuais (Tabela 6.5).

Em todos os experimentos, procurou-se explorar alguma característica dos quatro fenômenos apresentados, apurando-se que os resultados obtidos foram idênticos aos fenômenos ocorridos com a luz. Conclui-se, desse modo, que as semelhanças entre as ondas mecânicas e as ondas luminosas, não fazem mais do que comprovar que ambas obedecem às mesmas leis.

7

DISPERSÃO DA LUZ

7.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar o estudo da dispersão da luz, por meio de prismas e de redes de difração. Para atingir tal objetivo, realizaram-se três experimentos que, a seguir, serão descritos.

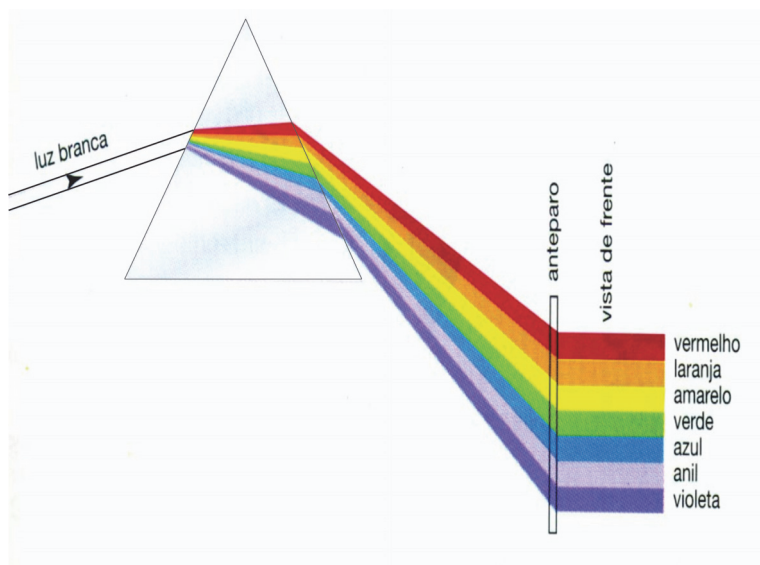
7.2. INTRODUÇÃO

A luz branca comum é uma superposição de cores cujos comprimentos de onda abrangem todo o espectro visível. A velocidade da luz no vácuo ($c = 300.000 \text{ km/s}$) é a mesma para todos os comprimentos de onda, porém, no interior de um material, ela é variável a depender do comprimento de onda. Desse fato pode-se inferir que o índice de refração de um material depende do comprimento de onda. A *dispersão* indica como a velocidade da onda e o índice de refração dependem do comprimento de onda. Logo, pode-se escrever a lei de Snell em função do comprimento de onda:

$$n_1 \times \text{sen } \theta_1 = n_2 \times \text{sen } \theta_2 \Rightarrow \lambda_1 \times \text{sen } \theta_2 = \lambda_2 \times \text{sen } \theta_1 \Rightarrow \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\text{sen } \theta_1}{\text{sen } \theta_2} \quad (7.1)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração dos meios 1 e 2, respectivamente; θ_1 e θ_2 correspondem aos ângulos de incidência e de refração, respectivamente; λ_1 é o comprimento de onda da luz incidente; e λ_2 é o comprimento de onda da luz refratada.

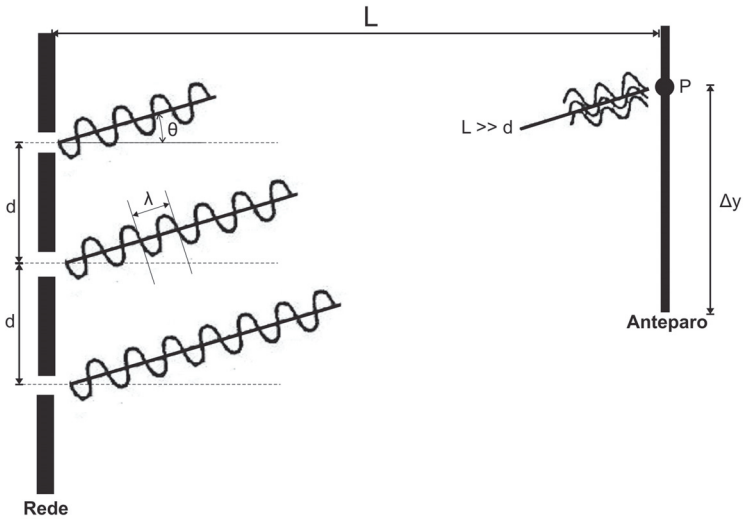
A Figura 7.1 mostra um feixe de luz branca que incide sobre um prisma. O desvio (mudança de direção) produzido pelo prisma aumenta com o aumento do índice de refração e com a diminuição do comprimento de onda. A luz violeta é a que sofre o maior desvio e a luz vermelha é a que se desvia menos; as demais cores sofrem desvios entre esses dois extremos. Quando a luz emerge do prisma, ela se espalha, e as cores são separadas. Diz-se que a luz sofre *dispersão* e forma um *espectro*.

Figura 7.1 Dispersão da luz branca por um prisma.

Outro elemento óptico utilizado no estudo da luz e dos corpos que emitem e absorvem luz é a *rede de difração*. Denomina-se rede de difração um conjunto que contém um número grande de fendas paralelas, todas com a mesma largura a e com a mesma distância d entre os centros de duas fendas consecutivas. Para uma rede de difração, o termo *fenda* geralmente pode ser substituído por *ranhura* ou *linha*.

De modo semelhante ao que ocorre na difração por fenda simples e por fenda dupla (experiência tratada no capítulo 5), a luz difratada por cada orifício se sobrepõe (se interferem) na região entre esses orifícios e o anteparo, produzindo nele uma figura de interferência, caracterizada por “franjas” claras e escuras bem definidas. Para um feixe de luz monocromática, de comprimento de onda λ , atravessando uma rede de difração, cuja distância entre as fendas é d , observar-se-á uma figura de interferência sobre um anteparo localizado a uma distância L dessa fenda. Os pontos assinalados pela letra m correspondem aos máximos de interferência, verificando-se, assim, o aparecimento de uma franja clara na figura. A Figura 7.2 ilustra a situação citada.

Figura 7.2 Rede de difração simplificada, constituída por apenas três fenda.



A relação geral para os pontos que correspondem aos máximos de interferência numa rede de difração é dada pela seguinte expressão matemática:

$$\text{sen } \theta = \frac{m \times \lambda}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (7.2)$$

onde θ é o ângulo entre a reta perpendicular ao plano da tela e a reta que liga o centro da fenda com o máximo de interferência de ordem m ; m indica a ordem do máximo de interferência; λ é o comprimento de onda; e d é a distância entre duas fendas consecutivas.

Baseando-se na Figura 7.2, verifica-se nitidamente que:

$$\text{tg } \theta = \frac{\Delta y}{L} \quad (7.3)$$

onde Δy é a distância vertical entre o máximo de interferência de ordem m e o centro da figura; e L é a distância entre a rede de difração e o anteparo.

Como os ângulos θ são muito pequenos, pois $L \gg a$, é possível garantir que $\text{tg } \theta \approx \text{sen } \theta \approx \theta$. Logo, a Equação 7.2 pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{\Delta y}{L} = \frac{m \times \lambda}{d} \Rightarrow d = \frac{m \times \lambda \times L}{\Delta y} \quad (7.4)$$

A distância entre duas fendas consecutivas, d , também pode ser obtida pelo inverso do número de fendas por unidade de comprimento da rede de difração. Matematicamente, tem-se:

$$d = \frac{1}{N} \quad (7.5)$$

A grandeza que caracteriza o poder de uma rede em dispersar um feixe de luz, de acordo com o comprimento de onda, é chamada *dispersão* da rede D e é dada por:

$$D = \frac{m}{d \times \cos \theta} \quad (7.6)$$

7.3. MATERIAL UTILIZADO

- Fonte de tensão regulável;
- Lâmpada;
- *Laser*;
- Lente convergente;
- Prisma de 60°;
- Prisma de 90°;
- Rede de difração de 1000 linhas;
- Rede de difração de 500 linhas;
- Régua;
- Transferidor;
- Trena;
- Trilho óptico.

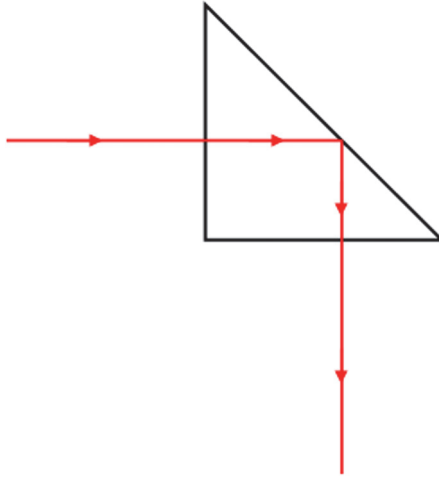
7.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

7.4.1. Experimento I

Inicialmente, montou-se o trilho óptico sobre a bancada do laboratório. Após esse procedimento, fixou-se sobre ele o *laser*, de comprimento de onda igual a 650 nm, e um prisma de 90°. O prisma foi posicionado de tal forma que

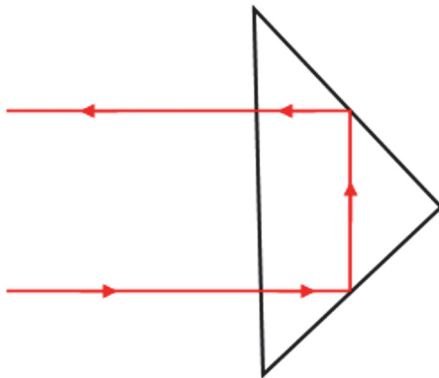
o feixe de luz do *laser* incidisse perpendicularmente em um dos seus catetos. A Figura 7.3 é uma reprodução da trajetória do *laser* pelo prisma.

Figura 7.3 Trajetória do laser no prisma de 90° utilizado no experimento I.



Em seguida, girou-se o prisma de modo que o raio de luz do *laser* incidisse perpendicularmente em sua hipotenusa. Veja na Figura 7.4, a situação descrita.

Figura 7.4 Trajetória do laser no prisma de 90° utilizado no experimento I.

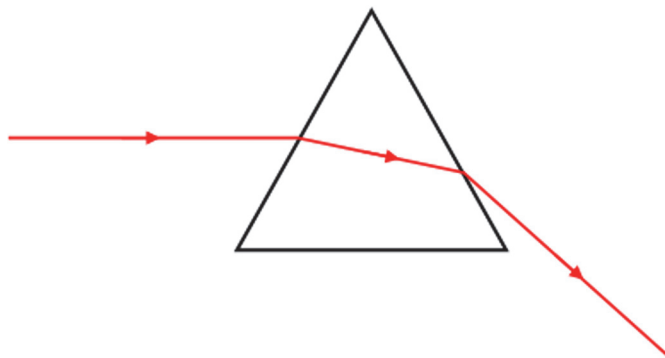


7.4.2. Experimento II

Como ponto de partida, fixou-se, sobre o trilho óptico, o *laser* e um prisma de 60° . O prisma foi posicionado de tal forma que o feixe de luz do *laser* inci-

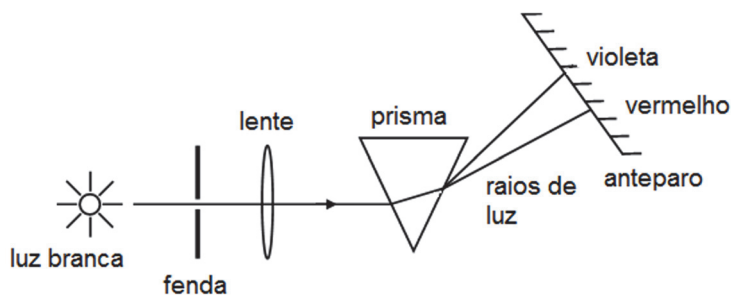
disse sobre um de seus lados. A Figura 7.5 a seguir reproduz a trajetória do *laser* pelo prisma.

Figura 7.5 Trajetória do laser no prisma de 60° utilizado no experimento II.



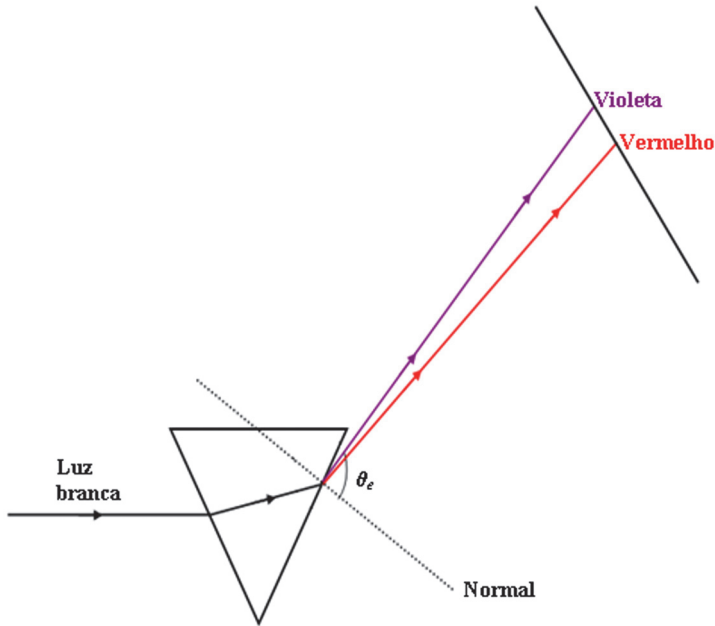
Em seguida, montou-se um sistema óptico composto por uma fonte de luz branca (lâmpada), uma fenda, uma lente convergente, um prisma de 60° e um anteparo. As distâncias entre a luz branca e a fenda e entre esta e a lente foram de, aproximadamente, $(6,50 \pm 0,05)$ cm e $(7,5 \pm 0,05)$ cm, respectivamente. A distância entre a lente e o prisma, por sua vez, foi de, aproximadamente, $(43,00 \pm 0,05)$ cm. A Figura 7.6 representa o sistema citado.

Figura 7.6 Sistema óptico montado para obter a dispersão da luz por meio de um prisma de 60° .



Uma vez montado o sistema, ligou-se a lâmpada na fonte de tensão regulável, produzindo, dessa forma, a dispersão da luz branca no anteparo. O espectro obtido está representado na Figura 7.7. Objetivando uma maior clareza, representaram-se apenas os raios de cor vermelha e violeta. Veja-se.

Figura 7.7 Espectro obtido pela dispersão da luz branca por meio do sistema óptico montado no experimento II.



Valendo-se da Figura 7.7, mediu-se, utilizando um transferidor, o ângulo de espalhamento dos raios referentes à luz vermelha e à luz violeta. A margem de erro do transferidor é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, $0,5^\circ$. Os dados obtidos encontram-se transcritos na Tabela 7.1.

Tabela 7.1 Intervalo do comprimento de onda, λ , e ângulo de espalhamento, θ_{er} , referentes às cores vermelha e violeta.

Cor	Intervalo do comprimento de onda, λ (nm)	Ângulo de espalhamento, θ_{er} ($^\circ$)
Vermelha	630 – 780	$73,0 \pm 0,5$
Violeta	380 – 440	$78,0 \pm 0,5$

7.4.3. Experimento III

Neste experimento (aqui contraposto ao experimento anterior) o sistema óptico foi modificado: em vez da lâmpada, utilizou-se o *laser* e, no lugar do prisma, empregaram-se duas grades de difração distintas, doravante denomi-

nadas *A* e *B*. A grade *A* possui 500 linhas enquanto a grade *B* possui 1000 linhas. Para cada uma dessas grades, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a elas e o anteparo, e a distância entre o máximo de interferência de ordem 1 e o centro da figura formada. A margem de erro da trena é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,05 cm.

Em seguida, utilizando-se a Equação 7.4, o valor nominal do comprimento de onda λ do *laser* (650 nm) e os valores medidos, foi possível determinar a distância d entre duas fendas consecutivas. A Tabela 7.2 apresenta um resumo dos dados obtidos experimentalmente.

Tabela 7.2 Valor da distância entre as fendas de duas grades de difração distintas – *A* e *B* – utilizadas no experimento III.

Grade	Distância entre a grade e a figura de interferência, L (cm)	Distância entre o centro da figura de interferência e o máximo de ordem 1, Δy (cm)	Distância entre as fendas, d (mm)
<i>A</i>	52,50±0,05	18,20±0,05	0,0019±0,0007
<i>B</i>	39,50±0,05	27,10±0,05	0,0009±0,0003

Outro método para se determinar o valor da distância d entre as fendas das grades empregadas é utilizar a Equação 7.5. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 7.3 que se segue.

Tabela 7.3 Valor da distância entre as fendas das grades de difração utilizadas no experimento III.

Grade	Número de linhas por milímetro	Distância entre as fendas, d (mm)
<i>A</i>	500	0,002
<i>B</i>	1000	0,001

Como as distâncias entre as fendas nas duas grades foram calculadas por dois métodos distintos, foi possível não só compará-los, mas também calcular a diferença percentual entre elas. Veja-se.

Tabela 7.4 Comparação entre os valores obtidos experimentalmente para a distância entre as fendas das grades de difração utilizadas no experimento III.

Grade	Distância obtida pela Equação 7.4 (mm)	Distância obtida pela Equação 7.5 (mm)	Diferença percentual (%)
A	0,0019±0,0007	0,002	5,00
B	0,0009±0,0003	0,001	10,00

Igualmente ao passo posterior, montou-se um sistema óptico constituído por uma fonte de luz branca (lâmpada), uma fenda, uma lente convergente, a grade de difração A e um anteparo. Uma vez montado esse sistema, ligou-se a lâmpada à fonte de tensão regulável, produzindo, dessa forma, a dispersão da luz branca no anteparo. Veja-se.

Figura 7.8 Espectro obtido pela dispersão da luz por meio de uma grade de difração de 500 linhas.



Tendo obtido o espectro referente à dispersão da luz branca, mediu-se, utilizando-se uma trena, a distância entre a grade e o anteparo, e a distância entre o centro da cor vermelha e o centro da luz branca. Esse procedimento foi repetido para a cor violeta, ou seja, mediu-se a distância entre o centro da cor violeta e o centro da luz branca.

Em seguida, utilizando-se a Equação 7.4, o valor obtido para a distância d entre as fendas da grade A e os valores medidos, foi possível determinar o comprimento de onda λ das cores vermelha e violeta. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 7.5.

Tabela 7.5 Valores do comprimento de onda, λ , das cores vermelha e violeta, obtidas pela dispersão da luz branca.

Cor	Distância entre as fendas, d (mm)	Distância entre a grade e a figura de interferência, L (cm)	Distância entre o centro da cor e o centro da luz branca, Δy (cm)	Comprimento de onda, λ (nm)
Vermelha	0,002	22,30±0,05	7,30±0,05	655±6
Violeta	0,002	22,30±0,05	4,60±0,05	413±5

7.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos de três experimentos cujo objetivo maior foi proporcionar o estudo da dispersão da luz, por meio de prismas e redes de difração.

No primeiro experimento, verificou-se que, em um prisma de 90° , todo raio de luz que incida perpendicularmente sobre qualquer um de seus catetos formará um ângulo de 90° com o raio refletido (Figura 7.3). Constatou-se também que todo raio de luz que incida perpendicularmente sobre a hipotenusa de um prisma de 90° será refletido de tal forma que o raio refletido seja paralelo ao raio incidente (Figura 7.4).

No experimento II, como primeiro estágio, verificou-se que, em um prisma de 60° , todo raio emergente será sempre desviado para base do prisma (Figura 7.5). Ainda em relação ao segundo experimento, constatou-se, utilizando o sistema óptico conforme ilustrado na Figura 7.6, a dispersão da luz branca. Determinou-se também o ângulo de espalhamento para as cores vermelho e violeta (Tabela 7.1). Baseando-se nos dados contidos na Tabela 7.1, é possível afirmar que o ângulo de espalhamento é inversamente proporcional ao comprimento de onda, o que significa afirmar que, quanto maior o comprimento de onda da luz, menor será o seu ângulo de espalhamento. Dessa forma, como a luz vermelha possui maior comprimento de onda, ela é a que menos se desvia da normal, ao passo que a luz violeta, por possuir um comprimento de onda menor, se afasta mais da reta normal (Figura 7.7).

No terceiro experimento, como primeira etapa, determinou-se, por dois métodos diferentes, a distância entre as fendas de duas grades de difração

distintas, aqui denominadas grades *A* e *B*. A diferença entre elas está no fato que a grade *A* possui 500 linhas, enquanto a grade *B* tem 1000 linhas. O primeiro método consistia em aplicar a Equação 7.4 e o valor nominal do comprimento de onda do *laser* utilizado. O segundo método, por seu turno, baseava-se apenas na Equação 7.5. Os resultados obtidos pelos dois métodos encontram-se transcritos nas Tabelas 7.2 e 7.3, respectivamente. A diferença percentual média entre os valores obtidos pelos dois métodos foi de, aproximadamente, 7,5%, indicando uma boa precisão nos resultados. Como último procedimento, calculou-se, por meio da dispersão da luz branca, o comprimento de onda da luz vermelha e da luz violeta (Tabela 7.5). Fundamentando-se nos dados contidos nas Tabelas 7.1 e 7.5, é possível afirmar que os resultados obtidos neste experimento foram condizentes com a teoria que os embasa.

Tratou-se neste capítulo, como já exposto, do estudo da dispersão da luz branca, a partir de um prisma e de uma grade de difração. Em todos os experimentos, os resultados obtidos foram condizentes com a teoria que os fundamenta, portanto, satisfatórios. Evidencia-se, conseqüentemente, a aplicabilidade que o fenômeno da dispersão da luz apresenta nos dias atuais, sendo fator-chave em técnicas avançadas, como, por exemplo, a espectroscopia óptica.

8

POLARIZAÇÃO

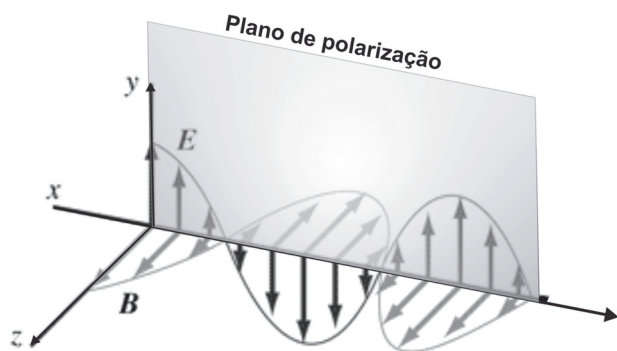
8.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar o estudo não só da polarização da luz, mas também dos métodos utilizados para mudar a sua polarização. Para atingir tal objetivo, realizaram-se três experimentos que, a seguir, serão apresentados.

8.2. INTRODUÇÃO

Como as ondas eletromagnéticas no espaço livre são ondas transversais, as vibrações ocorrem em um plano perpendicular à direção de propagação da onda. Assim, por exemplo, em uma onda luminosa que esteja viajando paralelamente ao eixo x , o campo elétrico e campo magnético são sempre perpendiculares a este eixo. Quando a vibração se mantém sempre na mesma direção, diz-se que a onda é *linearmente polarizada*. A Figura 8.1 ilustra o que foi dito.

Figura 8.1 Esquema de uma onda eletromagnética, mostrando o plano de polarização.



As ondas luminosas também podem ser polarizadas circularmente ou elipticamente. Neste capítulo, no entanto, tratar-se-á apenas de ondas luminosas polarizadas linearmente.

Uma maneira simples de modificar a polarização de uma onda de luz é a utilização de um filtro polarizador denominado *polaróide*. Este material possui uma propriedade chamada *dicroísmo*, uma absorção seletiva na qual um dos componentes da onda é absorvido muito mais acentuadamente do que outro. Um filtro polaróide transmite mais de 80% da intensidade da luz polarizada em uma direção paralela a certo eixo do material, chamado de *eixo de polarização*; porém, transmite menos de 1% quando a luz é polarizada em um eixo perpendicular a esse eixo. Um filtro polarizador ideal (denominado simplesmente de *polarizador*) deixa passar 100% da luz polarizada que incide sobre ele quando a luz é linearmente polarizada na mesma direção do eixo do polarizador e bloqueia completamente a luz linearmente polarizada na direção perpendicular a esse eixo.

Considere-se um feixe de luz não-polarizada, paralela ao eixo x , incidindo em uma película polarizadora com eixo de polarização paralelo ao eixo y . Apenas a componente z do campo elétrico consegue atravessar a película. Em média, portanto (já que é preciso considerar apenas duas componentes, y e z , pois o campo elétrico está forçosamente no plano yz), metade da luz consegue passar e a luz transmitida possui metade da intensidade original, além de ser linearmente polarizada com o campo elétrico paralelo ao eixo y .

Suponha agora que o feixe tenha que atravessar um segundo polarizador, com eixo de polarização fazendo um ângulo θ com o eixo do primeiro polarizador. Se \vec{E} for o campo elétrico entre os dois polarizadores, a componente do campo elétrico na direção do eixo de polarização do segundo polarizador será dada por $E \times \cos\theta$. Como a intensidade da luz é proporcional a E^2 , a intensidade da luz transmitida pelos dois polarizadores é dada pela seguinte expressão, conhecida como *lei de Malus*:

$$I = I_0 \times \cos^2\theta \quad (8.1)$$

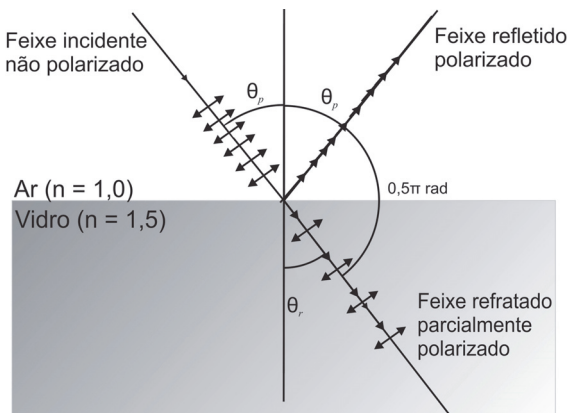
onde I_0 é a intensidade máxima da luz transmitida (para θ igual a 0) e I é a intensidade transmitida para um dado ângulo θ .

A Equação 8.1 pode ser reescrita em função do valor da tensão, ou seja:

$$V = V_0 \times \cos^2\theta \quad (8.2)$$

A luz não-polarizada também pode ser polarizada parcial ou totalmente por meio da *reflexão*. Quando a luz natural (não-polarizada) incide sobre a superfície de um material refringente, observa-se que existe uma reflexão preferencial para as ondas em que o vetor campo elétrico vibra perpendicularmente ao plano de incidência (determinado pelo raio incidente e a normal à superfície). Para um determinado ângulo de incidência θ_p , denominado ângulo de polarização, observa-se que o feixe refletido é totalmente polarizado num plano perpendicular ao plano de incidência. Neste caso, o ângulo entre o feixe refletido e o feixe refratado é de 90° . O feixe refratado é parcialmente polarizado. A Figura 8.2 ilustra a situação descrita.

Figura 8.2 Esquema mostrando a polarização por reflexão. O feixe refletido é totalmente polarizado.



Pode-se relacionar o ângulo de polarização aos índices de refração dos dois meios utilizando-se a lei de Snell. Se n_1 é o índice de refração do primeiro meio e n_2 é o índice de refração do meio 2, a lei de Snell assume a seguinte forma:

$$n_1 \times \text{sen}\theta_p = n_2 \times \text{sen}\theta_r \quad (8.3)$$

onde θ_r corresponde ao ângulo de refração. Observando-se a Figura 8.2, a soma do ângulo de reflexão com o ângulo de refração é igual a $180^\circ - 90^\circ = 90^\circ$. Em outras palavras, o ângulo de refração θ_r torna-se igual ao complemento do

ângulo de incidência θ_p . Nesse caso, a Equação 8.3 pode ser reescrita da seguinte forma, conhecida como *lei de Brewster*:

$$n_1 \times \text{sen} \theta_p = n_2 \times \text{sen} (90 - \theta_p) = n_2 \times \text{cos} \theta_p \Rightarrow \text{tg} \theta_p = \frac{n_2}{n_1} \quad (8.4)$$

8.3. MATERIAL UTILIZADO

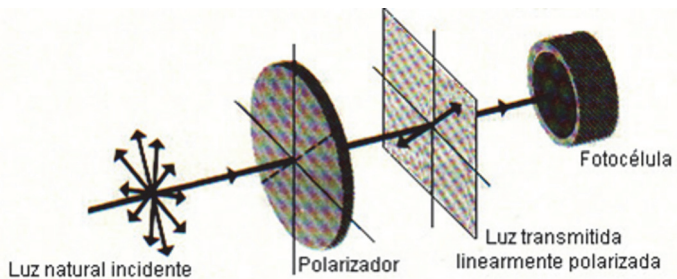
- Amplificador de sinal;
- Editor gráfico Origin;
- Fotodiodo;
- Goniômetro de cuba;
- *Laser*;
- Polarizadores;
- Semicírculo de acrílico;
- Trilho óptico;
- Voltímetro.

8.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

8.4.1. Experimento I

Inicialmente, montou-se um sistema óptico composto por uma fonte de luz não-polarizada (*laser*), um polarizador, um goniômetro e uma fotocélula (fotodiodo). A Figura 8.3 a seguir representa o sistema montado.

Figura 8.3 Arranjo experimental montado para caracterizar a polarização da luz do laser utilizado no experimento I.



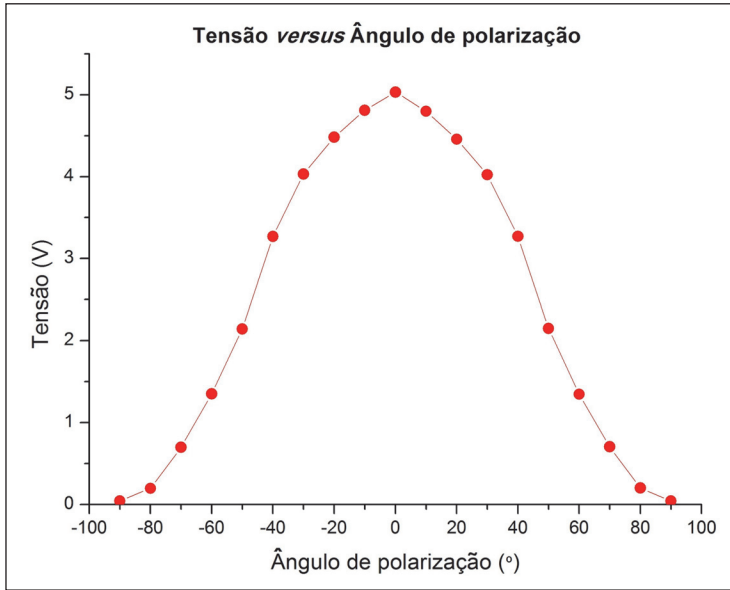
Em seguida, ligou-se um amplificador de sinal e um voltímetro ao fotodiodo. Após esse procedimento, variou-se o ângulo em relação à vertical do eixo de polarização do *laser*, conforme especificado na Tabela 8.1, anotando-se, para cada ângulo de polarização, o valor da tensão indicada pelo voltímetro. A margem de erro do voltímetro é de 0,05%, conforme especificado no manual do instrumento. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 8.1.

Tabela 8.1 Valores da tensão e do ângulo de polarização do laser utilizado no experimento I. Os ângulos horários foram adotados como positivos, enquanto que os anti-horários foram considerados negativos.

Ângulo de polarização (°)	Tensão (V)
-90	0,041±0,001
-80	0,197±0,001
-70	0,698±0,001
-60	1,351±0,001
-50	2,143±0,001
-40	3,269±0,002
-30	4,031±0,002
-20	4,481±0,002
-10	4,810±0,002
0	5,032±0,003
10	4,799±0,002
20	4,458±0,002
30	4,023±0,002
40	3,271±0,002
50	2,150±0,001
60	1,346±0,001
70	0,704±0,001
80	0,201±0,001
90	0,042±0,001

A partir dos valores contidos na Tabela 8.1, foi possível construir um gráfico da tensão em função do ângulo de polarização. Veja-se.

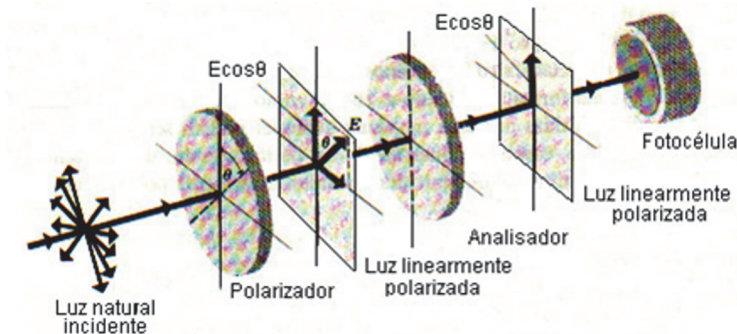
Figura 8.4 Gráfico da Tensão (V) versus Ângulo de polarização (°) referente aos dados obtidos no experimento I.



8.4.2. Experimento II

Como ponto de partida, modificou-se o sistema óptico montado no experimento anterior, adicionando-se um segundo polarizador (analisador) ao sistema. A Figura 8.5 ilustra o sistema obtido.

Figura 8.5 Sistema óptico utilizado no experimento II para verificar a validade da lei de Malus.



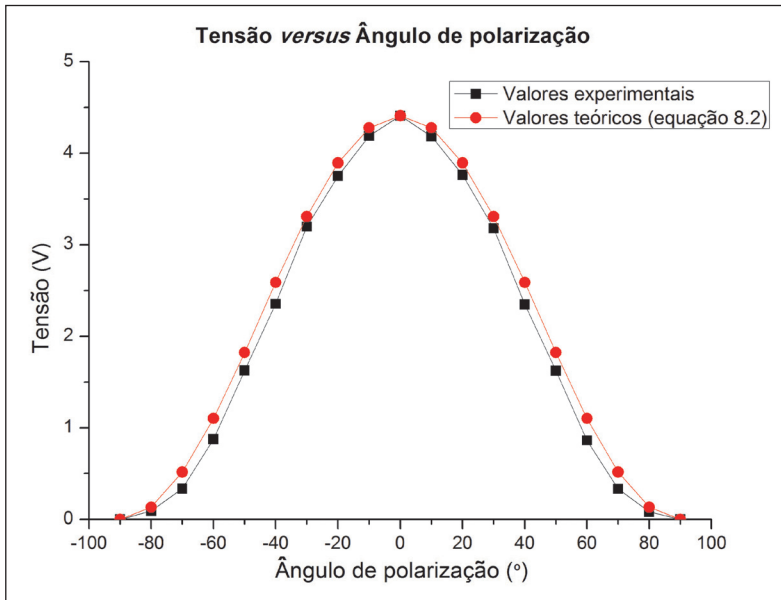
Uma vez modificado o sistema óptico, ajustaram-se os dois polarizadores de acordo com a polarização do *laser*, de forma que se obtivesse o valor máximo da tensão no voltímetro. Em seguida, variou-se o ângulo com relação à vertical do eixo de polarização do polarizador-analisador, conforme especificado na Tabela 8.2, anotando-se, para cada ângulo, o valor da tensão indicada pelo voltímetro. Como fator de comparação, calculou-se, utilizando-se a Equação 8.2, o valor da tensão para cada ângulo de polarização. Os resultados obtidos estão transcritos na Tabela 8.2.

Tabela 8.2 Valores da tensão e do ângulo de polarização do polarizador-analisador utilizado no experimento II. Os ângulos horários foram adotados como positivos, enquanto que os anti-horários foram considerados negativos.

Ângulo de polarização (°)	Tensão medida pelo voltímetro (V)	Tensão obtida pela Equação 8.2 (V)
-90	0,000	0,000
-80	0,091±0,001	0,133
-70	0,335±0,001	0,516
-60	0,876±0,001	1,103
-50	1,626±0,001	1,822
-40	2,355±0,001	2,588
-30	3,198±0,002	3,308
-20	3,751±0,002	3,894
-10	4,189±0,002	4,277
0	4,410±0,002	4,410
10	4,185±0,002	4,277
20	3,764±0,002	3,894
30	3,181±0,002	3,308
40	2,347±0,001	2,588
50	1,624±0,001	1,822
60	0,864±0,001	1,103
70	0,334±0,001	0,516
80	0,082±0,001	0,133
90	0,000	0,000

A partir dos valores contidos na Tabela 8.2, foi possível construir um gráfico das tensões obtidas experimentalmente e das tensões obtidas pela Equação 8.2 em função do ângulo de polarização do polarizador-analisador. Observe-se.

Figura 8.6 Gráfico da Tensão (V) versus Ângulo de polarização (°) do polarizador-analisador referente aos dados obtidos no experimento II.



8.4.3. Experimento III

Como primeiro passo, retirou-se o polarizador-analisador do sistema óptico utilizado no experimento II. Em seguida, colocou-se um semicírculo de acrílico no centro do goniômetro. O semicírculo foi disposto de tal forma que o *laser* incidisse perpendicularmente em sua face plana. Uma vez posicionado o semicírculo, ajustou-se o ângulo do polarizador em 90° com a vertical (intensidade/tensão máxima). Após esse procedimento, variou-se o ângulo de incidência do *laser*, conforme especificado na Tabela 8.3, anotando-se, para cada ângulo de incidência, o valor da tensão indicada pelo voltímetro para o raio refletido. A margem de erro do voltímetro é de 0,05%, conforme especificado no manual do instrumento.

Tabela 8.3 Valores do ângulo de incidência e da tensão do raio refletido referentes ao experimento III.

Ângulo de incidência (°)	Tensão do raio refletido (V)
5	0,435±0,001
10	0,434±0,001
15	0,433±0,001
20	0,431±0,001
25	0,428±0,001
30	0,424±0,001
35	0,416±0,001
40	0,403±0,001
45	0,358±0,001
50	0,109±0,001
55	0,011±0,001

Baseando-se nos dados contidos na Tabela 8.3, é possível afirmar que o ângulo de incidência igual a 55° corresponde ao ângulo de Brewster, no qual o raio refletido é totalmente polarizado.

Outro método para se determinar o valor do ângulo de Brewster é a utilização a Equação 8.4, considerando-se o índice de refração do acrílico e do ar iguais a 1,47 e 1,00, respectivamente. Veja-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$\operatorname{tg} \theta_p = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \theta_p = \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \theta_p = \operatorname{arctg} \frac{1,47}{1,00} \Rightarrow \theta_p \cong 55,77^\circ \quad (8.5)$$

Como o ângulo de Brewster foi calculado por dois métodos distintos, foi possível não só compará-los, mas também calcular a diferença percentual entre elas. Veja-se.

Tabela 8.4 Comparação entre os valores obtidos para o ângulo de Brewster referentes ao experimento III.

Valor obtido experimentalmente (°)	Valor obtido utilizando-se a Equação 8.4 (°)	Diferença percentual (%)
55	55,77	1,38

8.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos de três experimentos cujo objetivo maior foi proporcionar o estudo não só da polarização da luz, mas também dos métodos utilizados para mudar a sua polarização.

No primeiro experimento, montou-se um sistema óptico composto por um *laser*, um polarizador, um goniômetro e um fotodiodo (Figura 8.3). Em seguida, ligou-se ao fotodiodo um amplificador de sinal e um voltímetro. Após esse procedimento, variou-se o ângulo em relação à vertical do eixo de polarização do *laser*, anotando-se, para cada ângulo de polarização, o valor da tensão indicada pelo voltímetro (Tabela 8.1). A partir dos dados contidos na Tabela 8.1, construiu-se um gráfico da tensão em função do ângulo de polarização (Figura 8.4). Baseando-se no gráfico ilustrado na Figura 8.4 e na Tabela 8.1, é possível afirmar que o ângulo em relação à vertical do eixo de polarização do *laser* utilizado corresponde à 0° .

No experimento II, modificou-se o sistema óptico montado no experimento anterior, adicionando-se um segundo polarizador (analisador) ao sistema (Figura 8.5). Uma vez modificado o sistema óptico, ajustaram-se os dois polarizadores de acordo com a polarização do *laser*, de forma que se obtivesse o valor máximo da tensão no voltímetro. Em seguida, variou-se o ângulo com relação à vertical do eixo de polarização do polarizador-analisador, anotando-se, para cada ângulo, o valor da tensão indicada pelo voltímetro (Tabela 8.2). A partir dos valores contidos na Tabela 8.2, construiu-se o gráfico das tensões obtidas experimentalmente e das tensões obtidas pela Equação 8.2 em função do ângulo de polarização do polarizador-analisador (Figura 8.6). Valendo-se do gráfico ilustrado na Figura 8.6 e da Tabela 8.2, é possível afirmar que a intensidade/tensão máxima do *laser* é obtida quando o ângulo entre os dois polarizadores é igual a 0° . Por sua vez, quando o ângulo entre eles é igual a 90° , a intensidade/tensão do *laser* é zero.

No último experimento, retirou-se o polarizador-analisador do sistema óptico utilizado no experimento II. Em seguida, colocou-se um semicírculo de acrílico no centro do goniômetro. O semicírculo foi disposto de tal forma que o *laser* incidisse perpendicularmente em sua face plana. Uma vez posicionado o semicírculo, ajustou-se o ângulo do polarizador em 90° com a vertical (intensidade/tensão máxima). Após esse procedimento, variou-se o ângulo de

incidência do *laser*, anotando-se, para cada ângulo de incidência, o valor da tensão indicada pelo voltímetro para o raio refletido (Tabela 8.3). Determinou-se também o valor do ângulo de Brewster por meio da Equação 8.4, considerando-se o índice de refração do acrílico e do ar iguais a 1,47 e 1,00, respectivamente. O resultado obtido foi igual a, aproximadamente, $55,77^\circ$.

Tratou-se neste capítulo, como já exposto, do estudo da polarização da luz e dos métodos utilizados para mudar a sua polarização. Em todos os experimentos, os resultados obtidos foram condizentes com a teoria que os fundamenta. Nesse sentido, pode-se categoricamente afirmar que esses resultados são satisfatórios, evidenciando-se, desse modo, as características ondulatórias da luz e a funcionalidade das leis de Malus e de Brewster.

9

INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

9.1. OBJETIVO

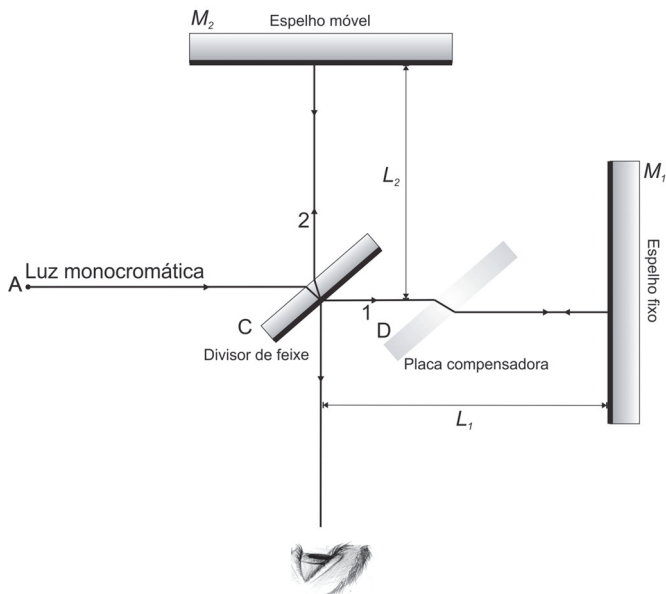
O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar a familiarização com o interferômetro de Michelson. Objetiva-se ainda determinar, utilizando-se o interferômetro de Michelson, não só o comprimento de onda do *laser* utilizado, mas também os índices de refração do ar e do vidro. Para atingir tal objetivo, realizaram-se três experimentos que, a seguir, serão apresentados.

9.2. INTRODUÇÃO

Um raio de luz pode ser representado por uma onda formada por campos elétricos e magnéticos oscilantes. Quando dois ou mais raios se encontram no espaço, eles se somam de acordo com o princípio da superposição. Portanto, em cada ponto do espaço, os campos elétricos e magnéticos são determinados pela soma vetorial dos campos dos raios separados.

Se os raios de luz são originários de uma mesma fonte, geralmente existe algum grau de correlação entre a frequência e a fase das oscilações. Em algum ponto do espaço a luz dos raios pode estar continuamente em fase. Nesse caso, o campo combinado será sempre um máximo e será visto como um ponto brilhante. Em outros pontos a luz pode estar continuamente fora de fase e um mínimo será visto, isto é, um ponto escuro.

O interferômetro de Michelson é um dispositivo utilizado para produzir a interferência de dois feixes coerentes, como mostra a Figura 9.1 a seguir.

Figura 9.1 Esquema de um interferômetro de Michelson.

Observando-se a Figura 9.1, verifica-se que um raio de luz proveniente de uma fonte monocromática A atinge o divisor de feixe C , que é uma placa de vidro com revestimento fino de prata em uma de suas faces. Uma parte da luz, raio 1, passa através da superfície prateada, atravessa a placa compensadora D e é refletida pelo espelho M_1 . A seguir, retorna através de D , é refletida pela superfície C e volta para o olho do observador, percorrendo uma distância total igual a L_1 . A parte restante da luz (raio 2) é refletida pela superfície prateada no ponto P , atinge o espelho móvel M_2 e volta através de C para o olho do observador, percorrendo uma distância igual a L_2 . O objetivo da placa compensadora D é garantir que os raios 1 e 2 passem através da mesma espessura de vidro; a placa D é cortada da mesma placa de vidro da qual foi cortada a placa C , de modo que suas espessuras são as mesmas com uma precisão da ordem de uma fração de comprimento de onda. No experimento que se baseia neste capítulo, não há a necessidade de se utilizar a placa compensadora, pois o *laser* utilizado é altamente coerente.

Os espelhos M_1 e M_2 são orientados de modo que ambos os feixes incidam no mesmo ponto, produzindo interferência. Da soma das duas intensidades obtém-se:

$$I_1 + I_2 = \text{sen}(kL_1) + \text{sen}(kL_2) \approx \text{sen}\left[\frac{k(L_2 - L_1)}{2}\right] \quad (9.1)$$

O argumento da função seno pode ser reescrito da seguinte forma:

$$\pi \frac{n}{\lambda_0}(L_2 - L_1) = \pi \frac{\Delta L}{\lambda_0} \quad (9.2)$$

onde n representa o índice de refração do meio; λ_0 é o comprimento de onda da luz no vácuo; e ΔL é a diferença do caminho óptico.

Formam-se franjas de interferência sempre que o argumento da função seno for um múltiplo inteiro de π . Matematicamente, tem-se:

$$\pi \frac{\Delta L}{\lambda_0} = m\pi \Rightarrow \frac{\Delta L}{\lambda_0} = m \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (9.3)$$

Pode-se alterar o padrão de franjas de interferência quer, alterando-se a distância percorrida por cada feixe (L_1 ou L_2), quer variando-se o índice de refração n por onde passa um dos feixes. A função do espelho móvel é variar a distância do feixe 2. Quando este espelho é deslocado de uma distância d , observa-se a ocorrência de um número de franjas Δm , ou seja:

$$\frac{2nd}{\lambda} = \Delta m \Rightarrow \lambda = \frac{2nd}{\Delta m} \quad (9.4)$$

O índice de refração n de um gás depende linearmente da pressão P . Para uma pressão P igual a zero, tem-se o vácuo absoluto, de modo que n é igual a 1. Em linguagem matemática, tem-se:

$$n(P) = n(0) + \frac{\Delta n}{\Delta P} P = 1 + \frac{\Delta n}{\Delta P} P \quad (9.5)$$

onde Δn representa a variação do índice de refração do meio e ΔP é a variação da pressão do gás.

O valor do coeficiente angular da reta fornecida pela Equação 9.5 é dado pela seguinte expressão:

$$\frac{\Delta n}{\Delta P} = \frac{n(P + \Delta P) - n(P)}{\Delta P} \quad (9.6)$$

Ao se inserir um recipiente, cujo índice de refração (ou pressão) possa ser variado, entre o divisor de feixe e o espelho móvel, o caminho óptico do feixe é alterado. Variando-se a pressão dentro do recipiente em ΔP , o caminho óptico é variado em Δd , de modo que:

$$\Delta d = n(P + \Delta P)s - n(P)s \quad (9.7)$$

onde s é o comprimento geométrico do recipiente vazio.

Iniciando-se com uma pressão ambiente, P_0 , observa-se, quando a pressão é reduzida, N vezes a restauração da posição inicial dos padrões de interferência (um mínimo de intensidade no centro do anel) até uma dada pressão P . Uma mudança de mínimo corresponde a uma modificação no caminho óptico por um comprimento de onda λ . Logo, entre a pressão P e $P + \Delta P$, o caminho óptico é alterado uma quantidade igual a:

$$|\Delta d| = [N(P) - N(P + \Delta P)]\lambda \quad (9.8)$$

Considerando-se que o recipiente é atravessado duas vezes pelo feixe de luz e utilizando-se as Equações 9.6, 9.7 e 9.8, tem-se que:

$$\frac{\Delta n}{\Delta P} = -\frac{\Delta N}{\Delta P} \frac{\lambda}{2s} \Rightarrow \frac{n_f - n_i}{P_f - P_i} = \frac{\Delta N \lambda}{2s(P_f - P_i)} \quad (9.9)$$

onde P_i representa a pressão inicial do ar; P_f é a pressão final do ar; n_i é o índice de refração do ar na pressão P_i ; n_f é o índice de refração do ar na pressão P_f ; ΔN é o número de transições das franjas contadas durante a evacuação do recipiente; e λ é o comprimento de onda do *laser* utilizado.

Utilizando-se um raciocínio semelhante ao descrito acima, pode-se determinar, utilizando-se o interferômetro, o índice de refração de uma placa de vidro. A equação que relaciona os conceitos estudados é dada abaixo.

$$n_v = \frac{(2t - N\lambda)(1 - \cos\theta)}{2t(1 - \cos\theta) - N\lambda} \quad (9.10)$$

onde n_v representa o índice de refração da placa de vidro; t é a espessura da placa de vidro; N é o número de franjas observadas; θ é o ângulo de incidência do feixe sobre a placa de vidro; e λ é o comprimento de onda do laser.

9.3. MATERIAL UTILIZADO

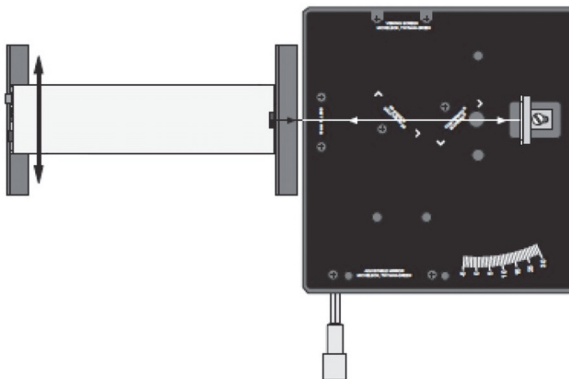
- Bomba de vácuo manual com manômetro;
- Célula de vácuo;
- Editor gráfico Origin;
- Interferômetro de Michelson completo;
- *Laser*;
- Lente convergente ($f = 18 \text{ mm}$);
- Mangueira de silicone;
- Placa de vidro;
- Polarizador;
- Suporte de rotação.

9.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

9.4.1. Experimento I

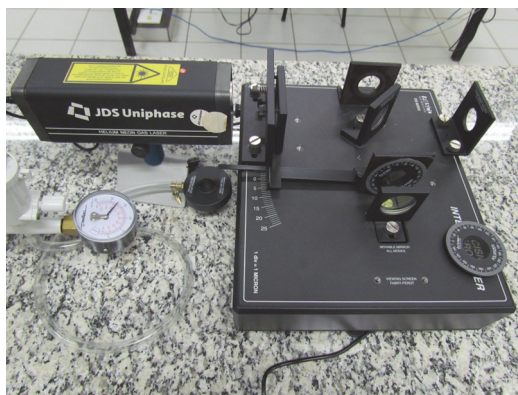
Inicialmente, alinhou-se o feixe do *laser* com a base do interferômetro, de modo que o feixe ficasse, aproximadamente, paralelo ao topo da base do interferômetro. Uma vez alinhado o *laser*, ajustou-se a sua posição de tal forma que o feixe refletido pelo espelho móvel retornasse diretamente para a abertura do *laser*. Esse procedimento é realizado facilmente movendo-se suavemente a traseira do *laser* transversalmente ao eixo de alinhamento do feixe. A Figura 9.2 ilustra o que foi dito.

Figura 9.2 Esquema para alinhamento do feixe do *laser*.



Em seguida, adicionaram-se os outros componentes que constituem o interferômetro de Michelson (o espelho fixo, o divisor de feixe e a lente convergente). Após adicionar os componentes restantes, ajustou-se o micrômetro para uma leitura média de, aproximadamente, $50\ \mu\text{m}$ (nessa posição, a linearidade entre a leitura do micrômetro e o movimento do espelho móvel é mais confiável). Visando uma melhor familiarização com a montagem do interferômetro, encontra-se, a seguir, uma fotografia do equipamento utilizado.

Figura 9.3 Fotografia do interferômetro utilizado em todos os experimentos descritos neste capítulo.



Logo após, girou-se o micrômetro no sentido anti-horário até que o zero de sua escala estivesse alinhado com a marca de referência. Após o procedimento descrito acima, foi possível observar o aparecimento de franjas de interferência no anteparo utilizado (no experimento em questão, foi na parede do laboratório), como ilustrado na Figura 9.4 abaixo.

Figura 9.4 Representação das franjas de interferência observadas no interferômetro de Michelson.



Posteriormente, girou-se lentamente o micrômetro no sentido anti-horário e contou-se o número de franjas de interferência observadas que passavam por uma marca de referência até, aproximadamente, 30 franjas. Uma vez contadas as franjas de interferência, anotou-se o valor indicado pelo micrômetro. A margem de erro do micrômetro é igual à metade da menor divisão de sua escala, ou seja, $0,5 \mu\text{m}$. Esse processo foi repetido cinco vezes, anotando-se, para cada situação, o número de franjas contadas e o valor indicado pelo micrômetro. Determinou-se também, utilizando-se a Equação 9.4, o comprimento de onda λ do *laser* utilizado para cada valor medido. Os dados obtidos estão transcritos na Tabela 9.1.

Tabela 9.1 Valores do comprimento de onda λ do laser utilizado no experimento I, onde d representa o deslocamento do espelho móvel e Δm é o número de franjas de interferência contadas.

d (μm)	Δm	λ (nm)
$6,0 \pm 0,5$	20	600 ± 50
$8,0 \pm 0,5$	25	640 ± 40
$10,0 \pm 0,5$	30	667 ± 33
$11,0 \pm 0,5$	35	629 ± 29
$13,0 \pm 0,5$	40	650 ± 25

Baseando-se nos valores contidos na Tabela 9.1, foi possível determinar o valor médio do comprimento de onda do laser utilizado e compará-lo com o seu valor nominal. Determinou-se também a diferença percentual entre esses dois valores. A Tabela 9.2 apresenta um resumo dessas informações.

Tabela 9.2 Comparação entre o valor obtido experimentalmente e o valor nominal do comprimento de onda, λ , do laser utilizado no experimento I.

Valor obtido experimentalmente (nm)	Valor nominal (nm)	Diferença percentual (%)
637 ± 35	632,8	0,66

Em seguida, colocou-se um polarizador entre o *laser* e o divisor de feixe, variando-se o ângulo de polarização do polarizador. Como próximo passo, o polarizador foi transferido para frente do espelho fixo, variando-se também o ângulo de polarização. Como última etapa, o polarizador foi mantido em

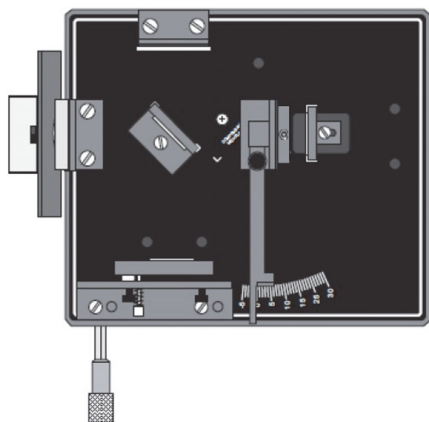
frente do espelho fixo, porém, adicionou-se um segundo polarizador em frente do espelho móvel. Assim como realizado anteriormente, variou-se o ângulo de polarização de ambos.

Com o polarizador posicionado entre o *laser* e o divisor de feixe, verificou-se que a intensidade das franjas é diminuída devida à absorção do polarizador. Já com o polarizador disposto em frente do espelho fixo, constatou-se não só que o brilho das franjas de interferência é diminuído, mas também que as franjas giram juntamente com a rotação do polarizador. Com um polarizador situado em frente do espelho móvel e com outro disposto em frente do espelho fixo, verificou-se que a intensidade das franjas só é alterada quando os dois polarizadores estão com a mesma polarização.

9.4.2. Experimento II

Como primeiro passo, conectou-se à célula de vácuo a bomba de vácuo manual com manômetro. Em seguida, anexou-se o conjunto formado pela célula de vácuo e pela bomba de vácuo ao suporte de rotação. Uma vez anexado o conjunto célula-bomba de vácuo, o suporte de rotação foi colocado entre o divisor de feixe e o espelho móvel. A Figura 9.4 ilustra o sistema montado.

Figura 9.5 Esquema do sistema montado para verificar, utilizando-se o interferômetro de Michelson, o índice de refração do ar.



Como próximo passo, alinhou-se o espelho fixo de modo que as franjas de interferência fossem perfeitamente visualizadas. Uma vez alinhado o espelho fixo, anotou-se a pressão inicial dentro da célula de vácuo. Em seguida,

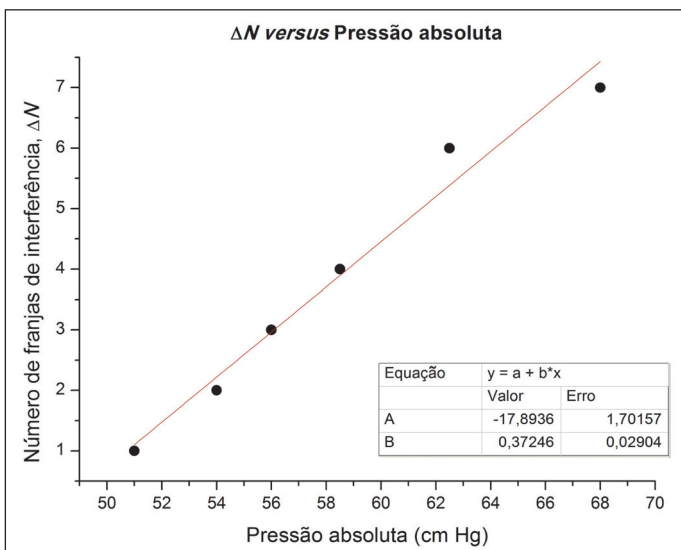
variou-se a pressão dentro da célula por meio da bomba de vácuo, anotando-se, simultaneamente, o número de franjas que passam pelo centro da figura de interferência e a pressão indicada pela bomba de vácuo. A margem de erro da bomba de vácuo é igual à metade da menor divisão de sua escala, ou seja, 0,3 cm Hg. Os valores medidos estão transcritos na Tabela 9.3.

Tabela 9.3 Valores do número de franjas de interferência, ΔN , da pressão medida pela bomba de vácuo e da pressão absoluta. A pressão absoluta é dada pela diferença entre a pressão atmosférica (76 cm Hg) e a pressão medida pela bomba de vácuo.

Pressão medida pela bomba de vácuo (cm Hg)	Pressão absoluta (cm Hg)	ΔN
8,0±0,3	68,0±0,3	7
13,5±0,3	62,5±0,3	6
17,5±0,3	58,5±0,3	4
20,0±0,3	56,0±0,3	3
22,0±0,3	54,0±0,3	2
25,0±0,3	51,0±0,3	1

A partir dos dados contidos na Tabela 9.3, foi possível construir um gráfico do número de franjas de interferência em função da pressão absoluta.

Figura 9.6 Gráfico do número de franjas de interferência em função da pressão absoluta, onde A e B representam o coeficiente linear e o coeficiente angular, respectivamente, do gráfico.



Baseando-se no gráfico ilustrado na Figura 9.6 e utilizando-se a Equação 9.9, foi possível determinar a razão entre a variação do índice de refração do ar e a variação da pressão. Para realizar tal tarefa, considerou-se o comprimento de onda λ do *laser* como sendo igual a (637 ± 35) nm e o comprimento s da célula de vácuo igual a 3 cm. Veja-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$\frac{\Delta n}{\Delta P} = \left| \frac{\Delta N}{\Delta P} \right| \frac{\lambda}{2s} = B \frac{\lambda}{2s} = (0,37 \pm 0,03) \times \frac{(6,37 \times 10^{-7} \pm 0,35 \times 10^{-7})}{2 \times 0,03} = \quad (9.11)$$

$$3,9 \times 10^{-6} \pm 0,5 \times 10^{-6}$$

Em seguida, utilizando-se as Equações 9.5 e 9.11, foi possível determinar o índice de refração do ar. Para tal finalidade, considerou-se a pressão atmosférica (ou pressão do ar) como sendo igual a $76,0 \pm 0,3$ cm Hg. Observe-se, abaixo, o cálculo realizado.

$$n(P) = 1 + \frac{\Delta n}{\Delta P} P = 1 + (3,9 \times 10^{-6} \pm 0,5 \times 10^{-6}) \times (76,0 \pm 0,3) = \quad (9.12)$$

$$1,00030 \pm 0,00004$$

Para verificar a acurácia do procedimento realizado, comparou-se o valor obtido experimentalmente para o índice de refração do ar com o valor teórico indicado na literatura. Desse modo, foi possível determinar também a diferença percentual entre os dois valores. A Tabela 9.4 apresenta um resumo dessas informações.

Tabela 9.4 Comparação entre o valor obtido experimentalmente e o valor teórico indicado na literatura para o índice de refração do ar.

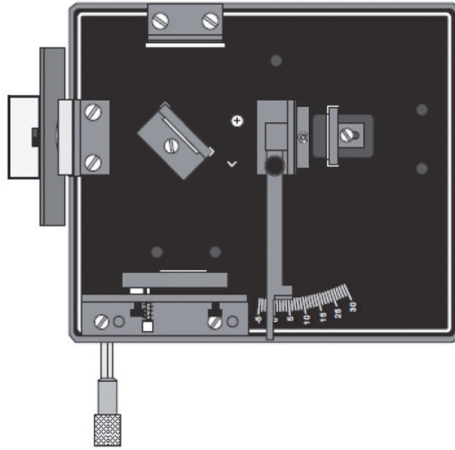
Valor obtido experimentalmente	Valor teórico indicado na literatura	Diferença percentual (%)
1,00030 ± 0,00004	1,00029	0,001

9.4.3. Experimento III

Como primeira etapa, modificou-se o sistema utilizado no experimento anterior. A diferença entre este experimento e o anterior está no fato que se utilizou uma placa de vidro em vez de uma célula de vácuo. Uma vez modifi-

cado o sistema, posicionou-se o ponteiro do suporte de rotação sobre a marca “0°” da escala graduada na base do interferômetro e ajustaram-se os espelhos de forma que se visualizassem as franjas de interferência claramente. A Figura 9.7 abaixo é uma representação gráfica do sistema montado.

Figura 9.7 Esquema do sistema montado para verificar, utilizando-se o interferômetro de Michelson, o índice de refração do vidro.



Em seguida, girou-se lentamente o suporte de rotação, contando-se ao mesmo tempo, o número de transição das franjas de interferência, até o ângulo de 10°. Utilizando-se o número de franjas de interferência contadas (ΔN) e o valor do ângulo medido pelo suporte de rotação, foi possível construir a Tabela 9.5. Esse procedimento foi realizado duas vezes, proporcionando-se, desse modo, estimar um valor médio para o número de franjas de interferência contadas.

Tabela 9.5 Valores do ângulo medido, do número de franjas de interferência, ΔN , e dos valores médios dessas grandezas.

Ângulo medido (°)	ΔN	Ângulo médio (°)	ΔN médio
10,0±0,5	100	10,0±0,5	101
10,0±0,5	102		

Utilizando-se não só os valores médios contidos na Tabela 9.5, mas também a Equação 9.10, foi possível calcular o índice de refração da placa de vidro

utilizada neste experimento. Para realizar tal tarefa, mediu-se, fazendo-se uso de um paquímetro, a espessura t da placa de vidro. O resultado obtido foi igual a $(0,620 \pm 0,005)$ cm. Utilizou-se também o comprimento de onda determinado no experimento I, ou seja, (637 ± 35) nm. Veja-se, a seguir, o cálculo realizado.

$$n_v = \frac{(2t - N\lambda)(1 - \cos\theta)}{2t(1 - \cos\theta) - N\lambda} = \frac{[2 \times (6,2 \times 10^{-3} \pm 0,05 \times 10^{-3}) - 101 \times (6,37 \times 10^{-7} \pm 0,35 \times 10^{-7})] \times (1 - \cos 10^\circ)}{[2 \times (6,2 \times 10^{-3} \pm 0,05 \times 10^{-3}) \times (1 - \cos 10^\circ) - 101 \times (6,37 \times 10^{-7} \pm 0,35 \times 10^{-7})]} = 1,51 \pm 0,07 \quad (9.13)$$

Para verificar a eficiência do procedimento realizado, comparou-se o valor obtido experimentalmente para o índice de refração do vidro com o valor teórico indicado na literatura. Consequentemente, foi possível determinar também a diferença percentual entre os dois valores. A Tabela 9.6 apresenta um resumo dessas informações.

Tabela 9.6 Comparação entre o valor obtido experimentalmente e o valor teórico indicado na literatura para o índice de refração do vidro.

Valor obtido experimentalmente	Valor teórico indicado na literatura	Diferença percentual (%)
1,51 ± 0,07	1,50	0,67

9.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo foram abordados e explicados os procedimentos de três experimentos cujo objetivo era proporcionar a familiarização com o interferômetro de Michelson e determinar, utilizando-se esse equipamento, não só o comprimento de onda do *laser* utilizado, mas também os índices de refração do ar e do vidro.

No primeiro experimento, utilizou-se o interferômetro de Michelson para determinar o comprimento de onda do laser utilizado nos experimentos aqui descritos. Observando-se os valores contidos na Tabela 9.2, é possível afirmar que o valor obtido experimentalmente para o comprimento de onda do *laser* utilizado está em ótimo acordo com o valor nominal fornecido pelo fabricante.

Tal resultado é uma excelente evidência da altíssima precisão do interferômetro para realizar medidas extremamente pequenas.

Como segundo resultado, explorou-se o efeito da disposição de filtros polarizadores sobre as franjas de interferência. Com o polarizador posicionado entre o *laser* e o divisor de feixe, verificou-se que a intensidade das franjas é diminuída devida à absorção do polarizador. Já com o polarizador disposto em frente do espelho fixo, constatou-se não só que o brilho das franjas de interferência é diminuído, mas também que as franjas giram juntamente com a rotação do polarizador. Com um polarizador situado em frente do espelho móvel e com outro disposto em frente do espelho fixo, verificou-se que a intensidade das franjas só é alterada quando os dois polarizadores estão com a mesma polarização.

No experimento II, buscou-se estimar o índice de refração do ar. Logo, de posse dos valores contidos na Tabela 9.4, fica evidente que o resultado obtido experimentalmente está em ótimo acordo com o valor teórico indicado na literatura. Esse fato evidencia ainda mais o poder de precisão que o interferômetro possui. Deve-se também salientar que o índice de refração também depende da temperatura, fato que pode proporcionar possíveis diferenças nos resultados obtidos.

Já no último experimento, determinou-se, por meio da utilização do interferômetro de Michelson, o índice de refração do vidro. Valendo-se dos dados contidos na Tabela 9.6, fica patente a alta concordância entre o valor determinado experimentalmente e o valor teórico indicado na literatura para o índice de refração do vidro. Assim como nos experimentos anteriores, este experimento comprova mais uma vez a utilidade do interferômetro para realizar medidas extremamente precisas.

Em todos os experimentos realizados, ficou evidente a alta precisão dos resultados obtidos utilizando-se o interferômetro de Michelson. Nos experimentos tratados neste capítulo, a maior dificuldade encontrada foi determinar o número de transição das franjas de interferência, tanto na determinação do índice de refração do ar (experimento II) como na determinação do índice de refração do vidro (experimento III). No entanto, como as medidas foram feitas com a máxima acurácia e com extrema atenção, os resultados obtidos nesses experimentos estão em ótimo acordo com os valores esperados.

De um modo geral, pode-se afirmar que todos os objetivos traçados para este experimento foram atingidos. Desse modo, conclui-se que os experimentos realizados foram bem sucedidos, possibilitando não só um maior entendimento do funcionamento do interferômetro de Michelson, como também a determinação de diversas grandezas (comprimento de onda do laser utilizado, índice de refração do ar e índice de refração do vidro) com altíssima precisão.

10

EFEITO FOTOELÉTRICO

10.1. OBJETIVO

O objetivo principal da prática descrita neste capítulo é proporcionar o estudo do efeito fotoelétrico, comparando-se o modelo ondulatório da luz com seu modelo quântico. Objetiva-se ainda determinar não só o valor da constante universal de Planck (h), mas também o valor da função trabalho (φ_0) do metal que compõe a fotocélula (fotodiodo) utilizada no experimento. Para atingir tal objetivo, realizou-se o experimento que, a seguir, será apresentado.

10.2. INTRODUÇÃO

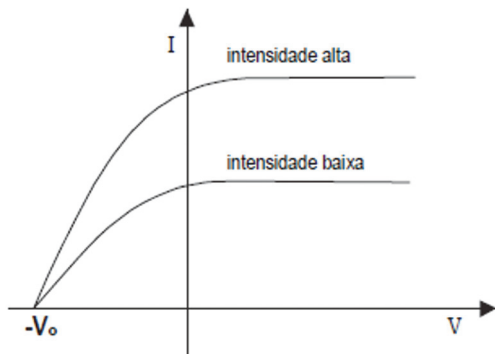
De acordo com a teoria quântica proposta por Planck, a energia de um fóton é diretamente proporcional à sua frequência de radiação, de modo que se pode escrever:

$$E = h\nu \quad (10.1)$$

onde E representa a energia do fóton; h é a constante universal de Planck; e ν é a frequência de radiação do fóton.

O estudo do efeito fotoelétrico é normalmente realizado em dispositivos chamados fotocélulas ou fotodiodos. Nesses dispositivos, os eletrodos condutores – o anodo e o catodo – encontram-se no interior de um tubo de vidro no qual existe vácuo. A bateria ou qualquer outra fonte de diferença de potencial cria um campo elétrico orientado do anodo para o catodo. O feixe de luz incidente sobre a superfície do catodo produz uma corrente no circuito externo, denominada fotocorrente. Uma característica marcante do efeito fotoelétrico é ilustrada na Figura 10.1. Veja-se.

Figura 10.1 Corrente fotoelétrica I em função do potencial V do anodo em relação ao cátodo para uma mesma frequência ν . No gráfico, V_0 corresponde ao potencial de corte.



Na Figura 10.1, constata-se que se a intensidade da luz aumenta e a se frequência permanece constante, as curvas atingem um nível mais elevado, proporcional à intensidade, indicando que um número maior de elétrons é emitido por unidade de tempo. Contudo, verifica-se que o potencial de corte V_0 permanece constante. Já para a situação em que a intensidade da luz é mantida constante, porém a frequência é modificada, constata-se que quando a frequência ν da luz aumenta, o potencial de corte V_0 também aumenta. De fato, verifica-se que V_0 é uma função linear da frequência.

Assim, incidindo-se luz sobre uma superfície metálica, a energia de um fóton pode ser totalmente absorvida por um elétron. Desse modo, o elétron pode ser ejetado da superfície do metal com energia cinética máxima dada pela expressão abaixo.

$$K_{m\acute{a}x} = h\nu - \varphi_0 \quad (10.2)$$

onde $K_{m\acute{a}x}$ corresponde à energia cinética máxima do elétron e φ_0 é a função trabalho (energia mínima necessária para remover o elétron da superfície do metal), característica de cada material.

A energia cinética máxima dos elétrons emitidos pode ser determinada ajustando-se o potencial no anodo em relação ao cátodo, V_{AC} , de modo que seu valor negativo seja suficiente para fazer a fotocorrente se anular. Isso ocorre quando $V_{AC} = -V_0$, onde V_0 é chamado *potencial de corte*. Desse modo, utilizando-se o teorema trabalho-energia, tem-se:

$$W_{tot} = -eV_0 = \Delta K = 0 - K_{máx} \Rightarrow K_{máx} = eV_0 \quad (10.3)$$

onde W_{tot} representa o trabalho total realizado sobre o elétron; e é a carga do elétron, cujo valor é $1,602 \times 10^{-19}$ C; e V_0 é o potencial de corte.

Substituindo-se a Equação 10.3 na Equação 10.2, obtém-se a expressão final para o efeito fotoelétrico. Veja-se.

$$eV_0 = h\nu - \varphi_0 \Rightarrow V_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{\varphi_0}{e} \quad (10.4)$$

Para fins de comparação com os valores experimentais que serão apresentados na sequência deste capítulo, segue-se abaixo o valor teórico indicado na literatura para a constante universal de Planck. Observe-se.

$$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 4,136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s} \quad (10.5)$$

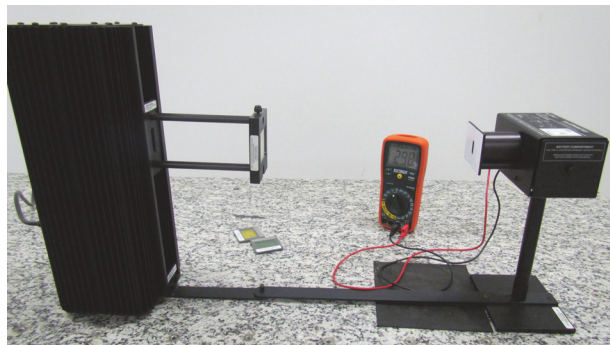
10.3. MATERIAL UTILIZADO

- Aparato h/e PASCO completo, contendo:
 - Conjunto fotoelétrico (fotodiodo);
 - Fonte de luz de mercúrio;
 - Lente conjugada com rede de difração e suporte.
- Cabos de ligação;
- Cronômetro;
- Editor gráfico Origin;
- Filtro amarelo;
- Filtro de transmissão variável;
- Filtro verde;
- Voltímetro.

10.4. PARTE EXPERIMENTAL E RESULTADOS

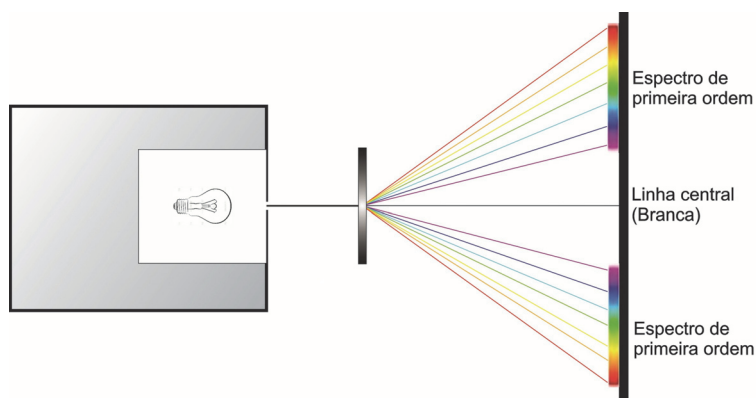
Inicialmente, montou-se um sistema formado por uma fonte de luz de mercúrio, um fotodiodo, uma lente conjugada com rede de difração e um voltímetro. A Figura 10.2 ilustra o esquema montado.

Figura 10.2 Aparato h/e PASCO completo, contendo um fotodiodo, uma fonte de luz de mercúrio e uma lente conjugada com rede de difração, juntamente com um voltímetro ligado ao fotodiodo.



Uma vez montado o sistema, conectou-se a fonte de luz de mercúrio a uma tomada de 110V. Em seguida, ligou-se a fonte de luz, aguardando-se, aproximadamente, cinco minutos até que a lâmpada aquecesse e ficasse operacional. Depois de decorridos cinco minutos, observou-se que a luz emitida pela lâmpada, após transpor o conjunto formado pela lente conjugada e a rede de difração, foi dividida em cinco bandas (amarela, verde, azul, violeta e ultravioleta) como se pode observar na Figura 10.3 a seguir. Devido às características da rede de difração, o espectro se formou à direita e à esquerda da linha central, com intensidades diferentes. Por esse motivo, escolheu-se o lado mais brilhante do espectro – o lado direito, olhando-se de frente para o espectro formado. Logo em seguida, moveu-se o conjunto fotoelétrico de modo que o espectro escolhido incidisse sobre a máscara refletora branca.

Figura 10.3 Espectro da luz de mercúrio obtido por meio da rede de difração.



Em seguida, ajustou-se não só a posição da lente/rede de difração sobre o suporte, de modo a conseguir uma imagem mais nítida do espectro sobre a máscara refletora, mas também o voltímetro para a escala 2 VDC. Uma vez realizados os procedimentos descritos acima, foi possível verificar tanto o comportamento clássico quanto o comportamento quântico da luz.

Para estudar o comportamento clássico da luz, alinhou-se o conjunto fotoelétrico de modo que somente uma cor do espectro incidisse sobre a abertura da máscara refletora. Para a cor amarela assim como para a cor verde, foram utilizados filtros coloridos sobre a máscara refletora, com o intuito de evitar a interferência da luz difratada de ordens superiores sobre essas cores do espectro. Posteriormente, colocou-se o filtro de transmissão variável sobre a máscara refletora (ou sobre o filtro colorido, para o caso das cores amarela e verde) de tal forma que a luz passasse pela seção marcada em 100% e incidisse no fotodiodo. Em seguida, mediu-se a voltagem indicada no voltímetro. A margem de erro do voltímetro é 0,5%, conforme especificado no manual do instrumento. Depois de aferida a voltagem, apertou-se o botão intitulado “*push to zero*” localizado no conjunto fotoelétrico e mediu-se, utilizando-se um cronômetro, o tempo necessário para que o valor indicado no voltímetro retornasse ao valor inicial. A margem de erro do cronômetro é igual à metade da menor divisão da sua escala, ou seja, 0,01 s. Esse procedimento foi repetido para as outras seções do filtro de transmissão variável (80%, 60%, 40% e 20%) assim como para cor verde do espectro. Os resultados obtidos estão contidos nas Tabelas 10.1 e 10.2 a seguir.

Tabela 10.1 Valores do potencial estável e do tempo de recarga para diferentes valores da intensidade de transmissão da cor amarela do espectro da luz de mercúrio.

% Transmissão	Potencial estável (V)	Tempo de recarga (s)
100	0,654±0,003	8,01±0,01
80	0,641±0,003	14,55±0,01
60	0,623±0,003	25,31±0,01
40	0,588±0,003	30,22±0,01
20	0,539±0,003	41,03±0,01

Tabela 10.2 Valores do potencial estável e do tempo de recarga para diferentes valores da intensidade de transmissão da cor verde do espectro da luz de mercúrio.

% Transmissão	Potencial estável (V)	Tempo de recarga (s)
100	0,747±0,004	6,45±0,01
80	0,737±0,004	9,98±0,01
60	0,711±0,004	14,29±0,01
40	0,669±0,003	23,84±0,01
20	0,606±0,003	35,13±0,01

Para averiguar o comportamento quântico da luz, ajustou-se o conjunto fotoelétrico para que somente a linha amarela incidisse sobre a fenda da máscara refletora. Em seguida, apertou-se o botão “*push to zero*” e anotou-se, assim que a voltagem se estabilizou, o valor indicado pelo voltímetro. Esse procedimento foi repetido para as outras quatro cores do espectro, tomando-se o cuidado de não só utilizar os filtros coloridos para as cores amarela e verde, mas também verificar o correto alinhamento da luz incidente sobre o fotodiodo em cada medida.

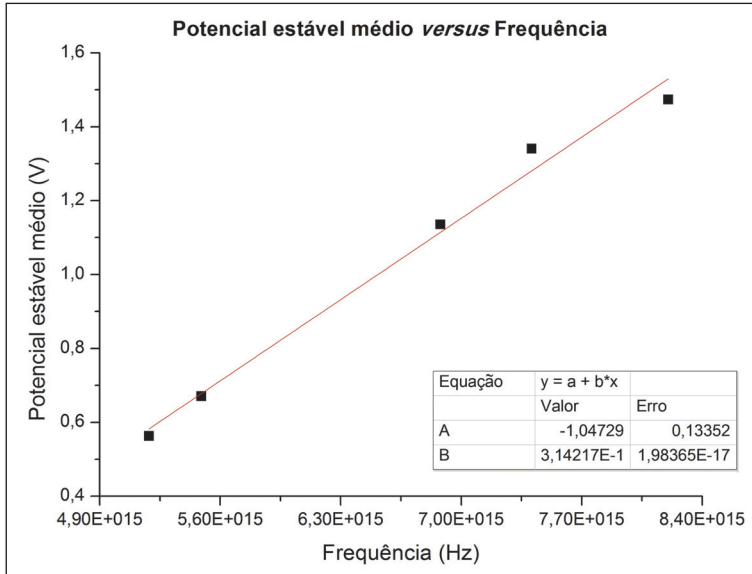
Valendo-se dos valores medidos pelo voltímetro para o potencial estável de cada uma das cores do espectro da luz de mercúrio, foi possível construir a Tabela 10.3. Para cada cor do espectro, foram realizadas três medidas, permitindo, desse modo, calcular o potencial estável médio para cada uma das cores. Na Tabela 10.3 também estão transcritos os valores do comprimento de onda λ e da frequência ν , fornecidos pela literatura, para cada uma das cores do espectro analisado.

Tabela 10.3 Valores do comprimento de onda, λ , da frequência, ν , do potencial estável e do potencial estável médio para as cinco cores do espectro da luz de mercúrio.

Cor	λ (nm)	ν (THz)	Potencial estável (V)			Potencial médio (V)
			1ª medida	2ª medida	3ª medida	
Ultravioleta	365,483	820,264	1,475±0,008	1,474±0,008	1,473±0,008	1,474±0,008
Violeta	404,656	740,858	1,342±0,007	1,339±0,007	1,341±0,007	1,341±0,007
Azul	435,835	687,858	1,137±0,006	1,135±0,006	1,135±0,006	1,136±0,006
Verde	546,074	548,996	0,674±0,003	0,671±0,003	0,669±0,003	0,671±0,003
Amarela	576,960	518,672	0,564±0,003	0,561±0,003	0,565±0,003	0,563±0,003

A partir dos dados contidos na Tabela 10.3, foi possível construir um gráfico do potencial estável médio em função da frequência para o espectro da luz de mercúrio. Observe, na Figura 10.4, o gráfico construído.

Figura 10.4 Gráfico do Potencial estável médio *versus* Frequência do espectro da luz de mercúrio, onde A e B representam o coeficiente linear e o coeficiente angular, respectivamente, do gráfico.



Valendo-se do gráfico ilustrado na Figura 10.4 e da Equação 10.4, foi possível determinar o valor da constante universal de Planck, h , assim como estimar o valor da função trabalho φ_0 do metal que constitui o fotodiodo. Veja-se, abaixo, os cálculos realizados.

$$h = \frac{V_0}{i} e = eB \Rightarrow h \cong 1,602 \times 10^{-19} \times (3,1 \pm 0,1) \times 10^{-15} \cong (5,0 \pm 0,2) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad (10.6)$$

$$\varphi_0 = -V_0 = -A \Rightarrow \varphi_0 \cong (1,0 \pm 0,1) \text{ eV}$$

Uma vez obtido o valor para a constante universal de Planck, foi possível comparar esse valor, que foi obtido experimentalmente, com o valor teórico dado pela Equação 10.5. Determinou-se também a diferença percentual entre eles.

Tabela 10.4 Comparação entre o valor obtido experimentalmente e o valor teórico indicado na literatura para a constante universal de Planck, h .

Valor obtido experimentalmente ($J \cdot s$)	Valor teórico indicado na literatura ($J \cdot s$)	Diferença percentual (%)
$(5,0 \pm 0,2) \times 10^{-34}$	$6,626 \times 10^{-34}$	24,54

10.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Neste capítulo, foram abordados e explicados os procedimentos do experimento que tinha por objetivo caracterizar o efeito fotoelétrico, comparando o modelo ondulatório da luz com seu modelo quântico. O experimento também tinha por objetivo determinar não só o valor da constante universal de Planck, mas também o valor da função trabalho do metal que compõe o fotodiodo utilizado no experimento.

Inicialmente, estudou-se o comportamento clássico da luz (Tabelas 10.1 e 10.2). Como se pode observar nos dados contidos nessas tabelas, fica evidente que o tempo de recarga aumenta com a diminuição da intensidade da luz incidente sobre o fotodiodo. Já em relação ao potencial estável, é possível afirmar que ele continua constante, mesmo para diferentes valores de intensidade da luz incidente. O decréscimo do potencial estável com a intensidade da luz incidente é explicado pelo fato de que o amplificador existente dentro do conjunto fotoelétrico possui uma impedância muito alta, porém não infinita. Isso significa que alguma quantidade de carga é perdida, ocasionando a diminuição do potencial estável.

Posteriormente, analisou-se o comportamento quântico da luz (Tabela 10.3). Observando-se a Tabela 10.3, fica evidente o comportamento quântico da luz, pois o potencial estável depende claramente da frequência de radiação e, conseqüentemente, do comprimento de onda da luz incidente. Como se pode observar no gráfico ilustrado na Figura 10.4, a dependência entre o potencial estável e a frequência da luz incidente é praticamente linear. Desse modo, por meio dos coeficientes angular e linear da reta gerada pelo gráfico, foi possível determinar o valor da constante universal de Planck e estimar o valor da função trabalho do metal constituinte do fotodiodo utilizado nesta experiência (Equação 10.6). A diferença percentual entre o valor obtido e o valor indicado

na literatura foi de, aproximadamente, 24,54% (Tabela 10.4). Essa diferença pode ser atribuída não só a erros experimentais, como a medida incorreta do potencial estável, mas também às limitações do equipamento utilizado. No entanto, como o valor obtido é da mesma ordem de grandeza que o valor teórico indicado na literatura, pode-se considerar o resultado obtido como satisfatório, levando-se em conta o equipamento utilizado.

Em todas as etapas do experimento realizado, ficou patente a característica quântica da luz, seja na dependência linear do potencial de corte ou potencial estável com a frequência da luz (Tabela 10.3), seja na total independência desse mesmo potencial com a intensidade da luz incidente sobre o fotodiodo (Tabelas 10.1 e 10.2). De um modo geral, pode-se afirmar que todas as metas traçadas para este experimento foram atingidas. Desse modo, conclui-se que o experimento foi bem sucedido, possibilitando uma maior compreensão dos princípios que fundamentam o efeito fotoelétrico. Princípios que são utilizados nos dias de hoje na forma de, por exemplo, sensores de movimento, monitores de LCD, monitores de plasma, painéis solares e flashes de máquinas fotográficas.

BIBLIOGRAFIA

EISBERG, R.; RESNICK, R. *Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*. Tradução de Paulo Costa Ribeiro et al. 28. ed. Rio de Janeiro: Campus, 1979.

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; KRANE, K. S. *Física: óptica e Física moderna*. 4. ed. Tradução de Gabriel Armando Pelegatti Franco et al. Rio de Janeiro: LTC, 1996. 4 v.

NUSSENZVEIG, H. M. *Curso de Física básica: ótica, relatividade e Física quântica*. 1. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1998. 4 v.

TIPLER, P. A. *Física para cientistas e engenheiros: eletricidade e magnetismo, ótica*. 4. ed. Tradução de Horacio Macedo; Ronaldo de Biasi. Rio de Janeiro: LTC, 2000. 2 v.

TIPLER, P. A.; LLEWELLYN, R. A. *Física Moderna*. Tradução de Ronaldo Sérgio de Biasi. 3. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2001.

YOUNG, H. D.; FREEDMAN, R. A. *Física IV: Ótica e Física Moderna*. Tradução de Adir Moisés Luiz. 10. ed. São Paulo: Pearson Addison Wesley, 2004.

A presente obra tem por base os experimentos referentes aos tópicos de Óptica comumente tratados nos cursos de Física. Ao longo do texto são apresentados temas que visam despertar a interpretação crítica dos resultados práticos, possibilitando a sua comparação com os dados encontrados nos livros de Física. Com esse enfoque, o texto abrange conceitos gerais em cada capítulo como, por exemplo, a reflexão e a difração da luz, descrevendo não só a parte experimental e a teoria envolvida, mas também discutindo os resultados obtidos. Finalizando o livro, há dois experimentos referentes à Física Moderna, nos quais são tratadas características peculiares da luz que discordam do predito pela Física Clássica. Em suma, esta obra pretende complementar os fundamentos discutidos nas aulas teóricas de Óptica Física e Geométrica.

JOSÉ RAMON BELTRAN ABREGO possui doutorado em Física pelo Instituto de Física de São Carlos. Foi docente da Universidade de El Salvador até o ano de 1979 e atualmente é professor assistente doutor da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho. Tem experiência na área de Física da Matéria Condensada, atuando no estudo de variações conformacionais e processos de envelhecimento e aglomeração de proteínas e membranas em solução, fazendo uso da teoria e da técnica de espalhamento de Raio-X a Baixo Ângulo (SAXS).

ANTONIO BENTO DE OLIVEIRA JUNIOR possui Bacharelado em Física Biológica e Mestrado em Biofísica Molecular pelo Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – IBILCE, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho. Atualmente é discente de Doutorado em Biofísica Molecular (IBILCE/UNESP), atuando na área de Biofísica Molecular Computacional, com ênfase no estudo do processo de envelhecimento de proteínas.

DANIEL LUCAS ZAGO CAETANO possui Bacharelado em Física Biológica e Mestrado em Biofísica Molecular pelo Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – IBILCE, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho. Atualmente é discente de Doutorado em Biofísica Molecular (IBILCE/UNESP), atuando na área de Biofísica Molecular Computacional, com ênfase no estudo da interação entre polieletrólitos e macromoléculas com geometria cilíndrica.

GUILHERME VOLPE BOSSA possui Bacharelado em Física Biológica e Mestrado em Biofísica Molecular pelo Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – IBILCE, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho. Atualmente é discente de Doutorado em Física (North Dakota State University, ND, USA), atuando em aplicações e generalizações da equação de Poisson-Boltzmann para sistemas biofísicos.

RODOLFO MOLINA ANTONIASSI possui Bacharelado em Física Biológica pelo Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – IBILCE, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho e Mestrado em Tecnologia Nuclear-Materiais pelo Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/USP). Atualmente é discente de Doutorado em Tecnologia Nuclear-Materiais (IPEN/USP), atuando na área de Células a Combustível de Etanol Direto, desenvolvendo catalisadores para eletrooxidação do etanol.

VINÍCIUS MARTINS DE OLIVEIRA possui Bacharelado em Física Biológica e Mestrado em Biofísica Molecular pelo Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – IBILCE, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho. Atualmente é discente de Doutorado em Biofísica Molecular (IBILCE/UNESP), atuando na área de Biofísica Molecular Computacional, com ênfase no estudo de enzimas envolvidas na geração de bioetanol.

ISBN 978-85-7983-536-0



9 788579 835360