UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE FÍSICA

Roteiro do Laboratório de Física Geral e Experimental IV

2016

Apresentação

O Laboratório de Física Geral e Experimental 4 existe há mais de 30 anos e tem sido constantemente atualizado e aperfeiçoado. A ênfase neste laboratório tem sido a Óptica, embora alguns experimentos envolvendo o Eletromagnetismo também tenham sido realizados.

Neste semestre, teremos dois experimentos envolvendo a propagação retilínea da luz (Óptica Geométrica e Medida de Índice de Refração) e cinco experimentos de Óptica Ondulatória, envolvendo os fenômenos de interferência, difração e polarização. O fato interessante destes últimos experimentos é que serão utilizados tanto luz visível quanto micro-ondas, evidenciando o caráter ondulatório destas formas de radiação eletromagnética.

Medidas elétricas utilizando um osciloscópio também serão realizadas. A importância deste instrumento é que ele está presente na maioria dos laboratórios de Física e Engenharia e, não raro, o encontramos em laboratórios de Química e de Geologia.

Por fim, uma palavra sobre os autores. A concepção original dos experimentos e roteiros foram elaborados pelo Prof. François Pompignac e nos anos seguintes novos experimentos foram acrescentados, desta vez elaborados pelos professores Silvio Loureiro, Edmar Nascimento, Delmiro Baqueiro, Manoel Marcos Freire e Newton Barros de Oliveira. Mais recentemente novos experimentos foram introduzidos, com concepção e roteiros elaborados pelos professores Aline Medina, Ossamu Nakamura e Newton Barros de Oliveira.

Mesmo não listados no parágrafo anterior, é importante ressaltar que este Laboratório é resultado de um trabalho coletivo e contínuo de vários professores do Departamento de Física do Estado Sólido do Instituto de Física da UFBA. Podemos dizer que todos os professores, técnicos, e até mesmo monitores que passaram por este laboratório, contribuíram de alguma forma no seu aperfeiçoamento, fazendo críticas e dando sugestões de novas abordagens.

Equipe de professores do Laboratório de Física Geral e Experimental IV

Salvador, Janeiro de 2016.

Sumário

1 LENTES E INSTRUMENTOS ÓTICOS **7**
1.1 OBJETIVOS . . . 7
1.2 PARTE TEÓRICA . . . 7
1.2.1 Lentes Delgadas . . . 7
1.2.2 A lupa . . . 8
1.2.3 O microscópio composto . . . 9
1.2.4 As lunetas . . . 10
1.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 12
1.3.1 Lista de materiais . . . 12
1.3.2 A relação entre o objeto, a lente e a imagem gerada pela lente . . . 12
1.3.3 A lupa . . . 13
1.3.4 Lunetas . . . 14
1.3.5 O microscópio composto . . . 15
1.4 BIBLIOGRAFIA . . . 16

2 MEDIDA DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DO VIDRO DE UM PRISMA **17**
2.1 OBJETIVOS . . . 17
2.2 PARTE TEÓRICA . . . 17
2.2.1 Índice de refração e lei de Snell-Descartes . . . 17
2.2.2 Ângulo de desvio mínimo . . . 18
2.2.3 Dispersão . . . 21
2.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 22
2.3.1 Lista de materiais . . . 22
2.3.2 O espectrômetro . . . 22
2.3.3 Prisma de vidro . . . 23
2.3.4 Fonte de Luz . . . 24
2.3.5 Medidas . . . 25
2.4 TRABALHO COMPLEMENTAR . . . 29
2.5 BIBLIOGRAFIA . . . 30

3 POLARIZAÇÃO COM MICRO-ONDAS E LUZ **31**
3.1 OBJETIVOS . . . 31
3.2 PARTE TEÓRICA . . . 31
3.2.1 Polarização da onda eletromagnética . . . 31
3.2.2 A luz natural . . . 34

3.2.3 Polarizadores . . . 34
3.2.4 Exemplos de polarizadores . . . 35
3.2.5 A Lei de Malus . . . 36
3.2.6 Atividade óptica . . . 37
3.3 EXPERIMENTO 1: POLARIZAÇÃO COM LUZ - A LEI DE MALUS . . . 38
3.3.1 Equipamentos . . . 38
3.3.2 Medidas . . . 38
3.4 EXPERIMENTO 2: POLARIZAÇÃO COM MICRO-ONDAS . . . 39
3.4.1 Equipamentos . . . 39
3.4.2 Emissão e recepção de micro-ondas . . . 39
3.4.3 Meio opticamente ativo para micro-ondas . . . 40
3.4.4 Parte Experimental . . . 41
3.5 TRABALHO COMPLEMENTAR . . . 43
3.6 BIBLIOGRAFIA . . . 44

4 INTERFERÊNCIA DE MICRO-ONDAS 45
4.1 OBJETIVOS . . . 45
4.2 PARTE TEÓRICA . . . 45
4.2.1 Ondas eletromagnéticas . . . 45
4.2.2 Interferência de ondas eletromagnéticas . . . 47
4.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 53
4.3.1 Lista de material . . . 53
4.3.2 Emissão e recepção de micro-ondas . . . 53
4.4 PARTE EXPERIMENTAL . . . 54
4.4.1 Cuidados com os equipamentos . . . 54
4.4.2 Ondas estacionárias . . . 54
4.4.3 Espelho de Lloyd para micro-ondas . . . 55
4.4.4 Interferência de filme fino . . . 55
4.4.5 Interferômetro de Michelson . . . 56
4.4.6 A dupla fenda de Young . . . 56
4.5 TRABALHO COMPLEMENTAR . . . 56
4.6 BIBLIOGRAFIA . . . 57

5 INTERFERÔMETRO DE MICHELSON 59
5.1 OBJETIVOS . . . 59
5.2 PARTE TEÓRICA . . . 59
5.2.1 O Interferômetro de Michelson . . . 59
5.2.2 Determinação do índice de refração de um vidro . . . 61
5.2.3 Determinação do índice de refração do ar . . . 62
5.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 63
5.3.1 Ajustes iniciais . . . 64
5.3.2 Medida de comprimento de onda do laser. Montagem padrão . . . 64
5.3.3 Medidas de índice de refração do vidro . . . 65
5.3.4 Medidas de índice de refração do ar . . . 66
5.4 BIBLIOGRAFIA . . . 66

6 INTERFERÊNCIA E DIFRAÇÃO DA LUZ DE UM LASER POR FENDAS 67
6.1 OBJETIVOS . . . 67
6.2 PARTE TEÓRICA . . . 67
6.2.1 Difração . . . 67
6.2.2 Difração por uma fenda fina . . . 69
6.2.3 Difração de Fraunhofer de uma fenda fina . . . 70
6.2.4 Difração de múltiplas fendas idênticas e paralelas . . . 72
6.2.5 Fenda Dupla . . . 74
6.2.6 Múltiplas fendas . . . 74
6.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 75
6.3.1 Lista de materiais . . . 75
6.3.2 Ajustes iniciais . . . 76
6.3.3 Difração por fenda simples . . . 76
6.3.4 Difração por fenda dupla de mesma largura e distância entre as fendas variável . . . 77
6.3.5 Difração por fenda dupla de mesma distância entre as fendas e largura variável . . . 77
6.3.6 Difração por fendas múltiplas . . . 78
6.4 BIBLIOGRAFIA . . . 78

7 MEDIDA DO COMPRIMENTO DE ONDA DA LUZ POR MEIO DE UMA REDE DE DIFRAÇÃO 79
7.1 OBJETIVOS . . . 79
7.2 PARTE TEÓRICA . . . 79
7.2.1 Difração . . . 79
7.2.2 Interferência de ondas monocromáticas coerentes . . . 80
7.2.3 Interferência produzida por muitas fendas . . . 84
7.2.4 Rede de difração . . . 85
7.2.5 Poder de resolução . . . 85
7.2.6 Dispersão . . . 86
7.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 87
7.3.1 Lista de materiais . . . 88
7.3.2 O espectrômetro . . . 88
7.3.3 Medidas . . . 89
7.4 TRABALHO COMPLEMENTAR . . . 91
7.5 BIBLIOGRAFIA . . . 92

8 OSCILOSCÓPIO DE RAIOS CATÓDICOS-I 93
8.1 OBJETIVOS . . . 93
8.2 PARTE TEÓRICA . . . 93
8.2.1 Osciloscópio . . . 93
8.2.2 Construção do osciloscópio . . . 94
8.2.3 Noções sobre sinais (tensão ou corrente) alternados . . . 94
8.2.4 Teoria da medida . . . 97
8.3 PARTE EXPERIMENTAL . . . 98
8.3.1 Lista de material . . . 98

8.3.2 Gerador de sinais e osciloscópio 99
8.3.3 Primeiros ajustes para as medidas 102
8.3.4 Observação do deslocamento do ponto luminoso com a d.d.p. 103
8.3.5 Observação dos sinais produzidos pelo gerador de funções 103
8.3.6 Medida de frequência 104
8.3.7 Medida de amplitude dos sinais senoidal e quadrado 105
8.3.8 Medida de tensão contínua 105
8.3.9 Medida da tensão da rede com um transformador 106
8.4 BIBLIOGRAFIA 107

9 OSCILOSCÓPIO DE RAIOS CATÓDICOS-II 109
9.1 OBJETIVOS 109
9.2 PARTE TEÓRICA 109
9.2.1 Comportamentos dos circuitos elétricos 109
9.2.2 Indutância 110
9.2.3 Capacitância 111
9.2.4 Resistência e capacitância 112
9.2.5 Composição de sinais - figuras de Lissajous 114
9.3 PARTE EXPERIMENTAL 116
9.3.1 Circuito RC em regime transitório 117
9.3.2 Circuito RC em regime permanente 118
9.3.3 Figuras de Lissajous 121
9.4 BIBLIOGRAFIA 122

Experimento 1

LENTES E INSTRUMENTOS ÓTICOS

1.1 OBJETIVOS

- Construir e utilizar corretamente um microscópio composto, uma lupa, uma luneta astronômica e uma luneta terrestre.
- Classificar as imagens formadas.
- Determinar a posição das imagens formadas.
- Determinar a ampliação fornecida por estes instrumentos óticos.

1.2 PARTE TEÓRICA

1.2.1 Lentes Delgadas

Para podermos observar um objeto é preciso que os olhos interceptem alguns dos raios luminosos que partem do objeto e os redirecionem para a retina. Nosso sistema visual processa as informações e fornece ao nosso cerébro uma imagem do objeto.

Para um observador em cuja vista penetram raios refletidos divergentes originados em P_1, como na figura 1.1, a sensação visual é idêntica à que se teria se os raios emanassem de $\bar{P}_1$. Diz-se então que $\bar{P}_1$ é uma imagem virtual do objeto P_1. De modo geral, diz-se que uma imagem é virtual quando não há raios luminosos emanando dela, ela está no prolongamento dos raios. Quando os raios luminosos são emanados diretamente do objeto, a imagem é real.

Uma lente é um corpo transparente limitado por duas superfícies refratoras de raios de curvatura C_1 e C_2, situados a distâncias r_1 e r_2 do centro da lente, respectivamente. A luz é refratada ao entrar e ao sair da lente, podendo mudar a direção dos raios luminosos de acordo com a Lei de Snell, conforme visto na figura 1.2 (b) e (d).

Na figura 1.2 (a) vemos que os raios luminosos que incidem paralelos ao eixo central da lente convergem para um único ponto, que é chamado de foco F_2. Se os mesmos raios

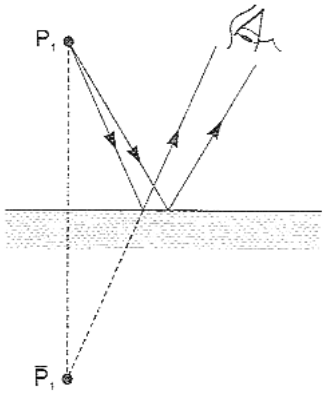

Figura 1.1: Formação de uma imagem virtual em um espelho plano.

incidissem da direita para a esquerda, iriam convergir no foco F_1. Para esta lente, os pontos focais são reais (e positivos), já que os raios luminosos realmente se cruzam nesse ponto. Essa é uma lente convergente.

Na figura 1.2 (c), os raios luminosos incidentes divergem, trata-se portanto de uma lente divergente. O ponto focal é definido pelo prolongamento dos raios refratados, que convergem para o foco F_2. Nesse caso, o foco é virtual (e negativo).

Considerando um objeto a uma distância p do centro de uma lente delgada, a distância do centro da lente até a imagem, i, pode ser encontrada matematicamente segundo a função dos pontos conjugados (equação de Gauss), que também é válida para os espelhos esféricos,

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{i}. \tag{1.1}$$

O aumento linear transversal A, ou ampliação, é definido como a razão entre o tamanho da imagem h' e o tamanho do objeto h. Esta grandeza adimensional também pode ser expressa em função das posições dos objetos:

$$A = \frac{h'}{h} = -\frac{i}{p}. \tag{1.2}$$

Quando o sinal da ampliação é positivo, a imagem é dita direita. E quando o sinal é negativo, temos uma imagem invertida.

1.2.2 A lupa

A lupa é uma lente convergente com distância focal de alguns centímetros, muito utilizada como "lente de aumento" em diversas atividades.

Para objetos reais situados entre o foco principal e o centro ótico, a lupa fornece uma imagem virtual, direita e ampliada. Neste caso, para o olho do observador, a imagem fornecida se comporta como um objeto real.

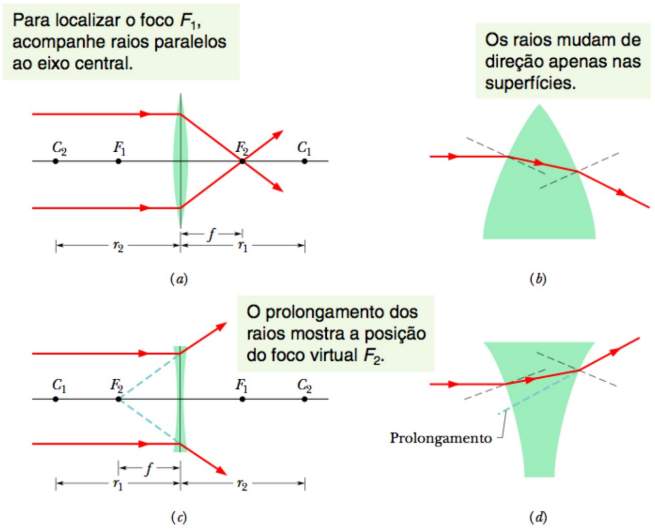

Figura 1.2: Raios luminosos paralelos ao eixo central incidindo em: (a) e (b) uma lente convergente, e (c) e (d) uma lente divergente.

Os aumentos fornecidos pelas lupas raramente excedem a 10 vezes. Dependendo da posição do objeto, a lupa também pode permitir a visualização de imagens reduzidas do objeto.

A figura 1.3 mostra o diagrama representativo do caminho ótico numa lupa.

1.2.3 O microscópio composto

O microsópio composto é um aparelho ótico que forma imagens ampliadas de objetos pequenos. São utilizadas duas lentes convergentes de distâncias focais adequadas e convenientemente posicionadas.

A lente que fica mais próxima do objeto é denominada objetiva e forma uma imagem real do objeto. A lente que fica mais próxima do olho é denominada ocular e funciona como uma lente de aumento para observar a imagem formada pela objetiva.

A configuração do microscópio resulta do diagrama representado na figura 1.4. O objeto O é colocado a uma distância um pouco maior que a distância focal F_1 da objetiva. Portanto, a imagem conjugada I_1 é real, invertida e maior que o objeto. Esta imagem funcionará como objeto para a ocular e deverá estar a uma distância menor do que a distância focal F_2 da ocular. A segunda imagem I_2 será virtual, direita e maior do que o objeto.

A imagem I_2 é considerada objeto para o observador, desta forma, em relação ao objeto inicial O, a imagem final I_2 é invertida.

A ampliação, ou aumento linear transversal, da objetiva é a razão entre o tamanho da imagem pelo tamanho do objeto, isto é:

$$A_{ob} = \frac{h'_1}{h} \tag{1.3}$$

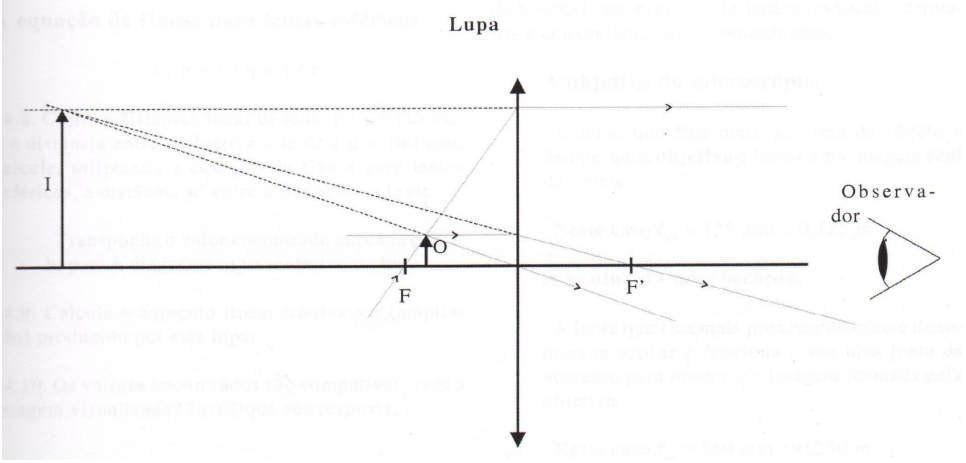

Figura 1.3: Diagrama representativo da lupa.

A ampliação da ocular é dada por:

$$A_{oc} = \frac{h'_2}{h'_1} \tag{1.4}$$

E a ampliação do microscópio composto é:

$$A = \frac{h'_2}{h} \tag{1.5}$$

Multiplicando o numerador e o denominador da expressão acima por h'_1:

$$A = \left(\frac{h'_2}{h}\right) \cdot \left(\frac{h'_1}{h'_1}\right) = \left(\frac{h'_1}{h}\right) \cdot \left(\frac{h'_2}{h'_1}\right) \tag{1.6}$$

$$A = A_{ob} \cdot A_{oc} \tag{1.7}$$

Esta expressão indica que a ampliação, ou aumento linear transversal, do microscópio composto pode ser calculada pelo produto do aumento linear transversal da lente objetiva pela ocular.

1.2.4 As lunetas

A luneta é um instrumento formado basicamente por dois sistemas de lentes convergentes associados coaxialmente. O primeiro é a objetiva (com distância focal da ordem de decímetros), que capta a primeira imagem do objeto. O segundo é a ocular, que operando como uma lupa, conjuga a imagem final, que se comporta como objeto para o olho do observador.

Existem dois tipos de lunetas, as astronômicas e as terrestres.

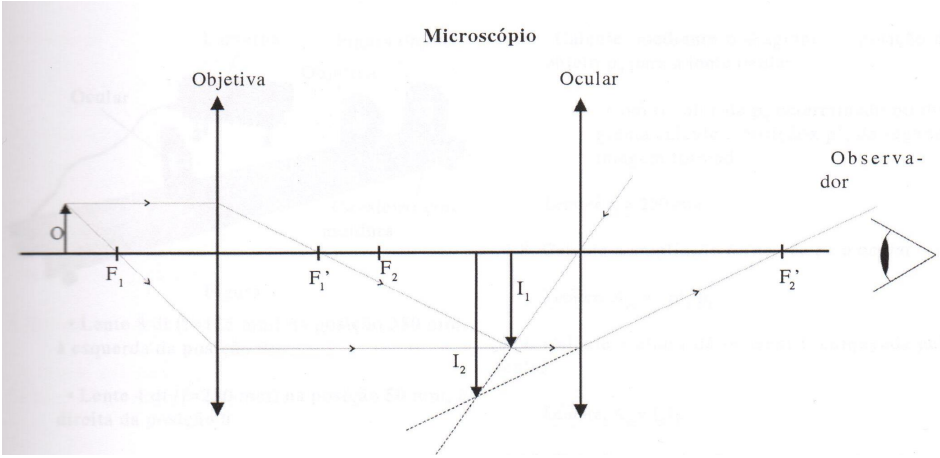

Figura 1.4: Diagrama representativo do microscópio composto.

A luneta astronômica

A luneta astronômica é utilizada na observação de objetos longínquos, como os corpos celestes.

A luz emitida por um objeto muito afastado (teoricamente, "no infinito") incide na objetiva e forma uma imagem I_1 real e invertida. Devido à grande distância entre o objeto e a objetiva, a imagem conjugada pela objetiva se forma em seu plano focal imagem F_1. Tal imagem, posicionada entre o foco objeto e o centro ótico da ocular, comporta-se como objeto para a ocular, que faz corresponder a ele uma imagem I_2 virtual, direita e aumentada.

Portanto, na luneta astronômica a imagem final é invertida em relação ao objeto inicial, que para a visualização de astros não é significativo.

A luneta terrestre

A luneta terrestre é empregada para observar objetos não muito afastados. As lunetas não fornecem aumentos lineares dos corpos observados, apenas possibilitam a visualização desses corpos sob ângulos visuais ampliados, por isso, elas são denominadas instrumentos de aproximação.

Por definição, o aumento visual ou aumento angular para a luneta é a grandeza adimensional G, dada por:

$$G = \frac{F_{ob}}{F_{oc}} \tag{1.8}$$

onde F_{ob} é a distância focal da objetiva e F_{oc} é a distância focal da ocular. Esta expressão é válida quando consideramos o objeto no infinito.

A configuração da luneta resulta do diagrama representado na figura 1.5.

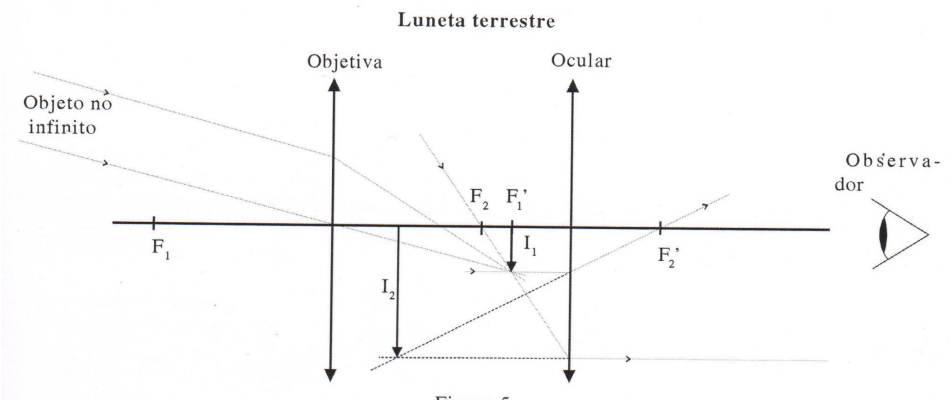

Figura 1.5: Diagrama representativo da luneta.

1.3 PARTE EXPERIMENTAL

1.3.1 Lista de materiais

- 1 base principal com escala milimetrada e sapatas niveladoras
- 1 lanterna de luz policromática
- 1 lente convergente 8 di (f = 125 mm)
- 1 lente convergente 4 di (f = 250 mm)
- 1 figura objeto com moldura e fixação magnética
- 1 cavaleiro com moldura para figura objeto
- 2 cavaleiros metálicos para as lentes
- 1 anteparo

Observação: Não tocar nas lentes nem na figura objeto, manuseie apenas os cavaleiros.

1.3.2 A relação entre o objeto, a lente e a imagem gerada pela lente

- Posicione a lanterna de luz policromática sobre o barramento, com a parte frontal alinhada na marca 890 mm da escala I (escala superior).
- A lente plano convexa de 8 di (f = 125 mm) no cavaleiro magnético deve ser alinhada sobre a marca 500 mm da escala I.
- Posicione a figura objeto (diafragma com a letra "F") com o cavaleiro magnético alinhado sobre a marca dos 800 mm da escala I. Ajuste a altura do slide no cavaleiro, caso necessário.

Obs: A fonte luminosa servirá apenas para iluminar o alvo e melhorar didaticamente o experimento, portanto, em sua análise ignore a lanterna e a lente da mesma.

A lei de Gauss para as lentes

- Este objeto pode ser considerado real? Justifique.
- Posicione o anteparo à direita da lente (do lado oposto ao da fonte) e deslize-o sobre a base até encontrar a melhor imagem (imagem focalizada). Anote essa posição e estime o erro da medida.
- Calcule, pela lei de Gauss, o valor da posição da imagem e compare, considerando as incertezas, com o valor encontrado experimentalmente.

A ampliação linear transversal de uma lente

- Meça com a régua o tamanho h do objeto utilizado.
- Meça o tamanho h' da imagem formada no anteparo. Estime o erro das medidas.
- Calcule o valor da ampliação, tanto pela razão entre as alturas quanto pela relação entre as posições do objeto e da imagem. Compare os resultados, considerando as incertezas.
- A imagem obtida é real ou virtual? Direita ou invertida? Maior ou menor que o objeto?
- Faça o diagrama representativo do experimento, incluindo a lente, as posições F_1, F_2, p e i, e as alturas do objeto e da imagem.
- Repita o mesmo procedimento para as seguintes posições do objeto: 700mm, 675mm, 625mm e 570mm.
- Os resultados foram os esperados?

1.3.3 A lupa

- Desligue a fonte
- Posicione os seguintes componentes nas posições indicadas na escala I do barramento (escala superior), conforme a figura 1.6:
  - Lente plano convexa de 8 di (f = 125 mm) na posição 400 mm.
  - Figura objeto na posição 300 mm.
- Olhe diretamente através da lente e observe a imagem formada.
- Classifique a imagem considerando a sua dimensão em relação ao objeto, e a sua natureza.
- Calcule, utilizando a equação de Gauss para lentes esféricas, a distância i entre a imagem e a lente.

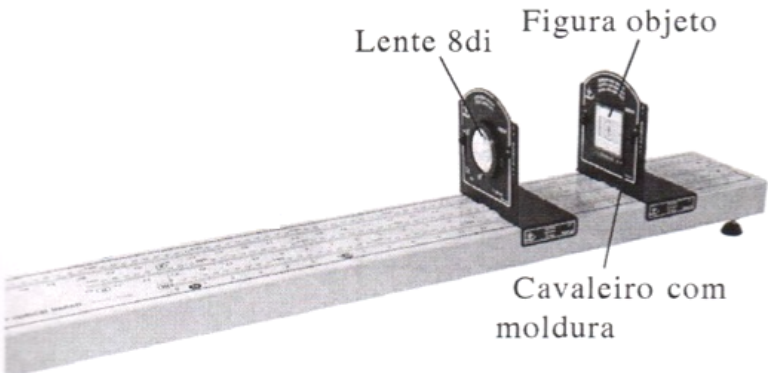

Figura 1.6: Montagem experimental da lupa.

- Construa o diagrama representativo da lupa com o valor de i encontrado.
- Calcule o aumento linear transversal (ampliação) produzido por esta lupa.
- Os valores encontrados são compatíveis com a imagem visualizada?

1.3.4 Lunetas

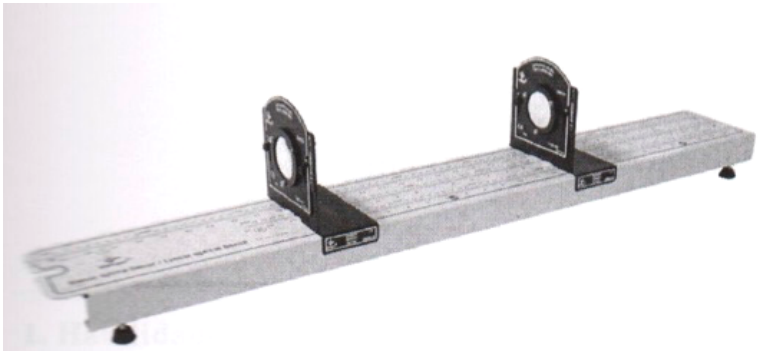

Figura 1.7: Montagem experimental da luneta.

- Mantenha a lanterna desligada.
- Posicione os seguintes componentes nas posições indicadas da escala I do barramento, como na figura 1.7.
  - Lente 8 di (f = 125 mm) na posição 500 mm.
  - Lente 4 di (f = 250 mm) na posição 165 mm.

- Selecione um objeto distante para ser observado.
- Afaste-se aproximadamente 300 mm da lente ocular, feche um olho e observe a imagem do objeto selecionado. Caso a imagem não seja visualizada com nitidez, afaste ou aproxime o rosto da lente ocular buscando uma melhor focalização.
- Calcule o aumento angular G para a luneta construída.
- Tente outras posições para as lentes ocular e objetiva que permitam visualizar objetos distantes.

1.3.5 O microscópio composto

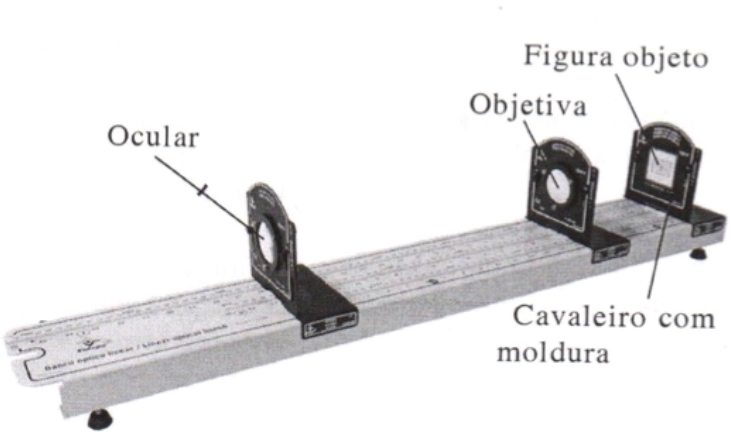

Figura 1.8: Montagem experimental do microscópio composto.

- Posicione os componentes a seguir nas posições indicadas da escala I do barramento (escala superior), conforme a figura 1.8:
  - Lanterna policromátca na posição 890 mm.
  - Lente plano convexa de 8 di (f = 125 mm)na posição 600 mm. Esta será a lente objetiva do micrscópio.
  - Figura objeto na posição 790 mm.
- Usando a equação de Gauss para lentes esféricas, calcule a posição i_1 da imagem conjugada pela lente objetiva.
- Verifique a posição da projeção da imagem posicionando o anteparo à direita da lente. Compare com o valor calculado. Classifique a imagem.
- Calcule a ampliação fornecida pela objetiva e a altura da imagem conjugada, h'_1.
- Construa o diagrama representativo do microscópio composto, traçando os raios da lente objetiva.

- Esta imagem será o objeto para a lente ocular. Determine, mediante o diagrama, a posição do objeto p_2 para a lente ocular.
- Posicione a lente plano convexa de 4 di (f = 250 mm) na posição 200 mm.
- Calcule a posição i_2 da segunda imagem formada.
- Determine a altura da imagem h'_2 conjugada pela ocular.
- Determine a ampliação fornecida pela ocular.
- Determine a ampliação total fornecida pelo microscópio.
- Trace os raios relativos à lente ocular no diagrama construído anteriormente.
- Coloque um papel na frente da figura objeto, de forma que ele funcione como filtro, reduzindo a luminosidade da lanterna que chegará ao olho do observador.
- Posicione seu rosto rente à base principal a 300 mm da lente objetiva. Observe e classifique a imagem formada.
- Os valores encontrados são compatíveis com a imagem visualizada? Justifique sua resposta.

1.4 BIBLIOGRAFIA

[1], [2], [3]

Experimento 2

MEDIDA DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DO VIDRO DE UM PRISMA

2.1 OBJETIVOS

Determinação do índice de refração do vidro de um prisma, em função do comprimento de onda, pela medida do ângulo de desvio mínimo.

2.2 PARTE TEÓRICA

2.2.1 Índice de refração e lei de Snell-Descartes

O índice de refração n de um meio material é definido como a relação entre a velocidade de propagação da luz c no vácuo e a velocidade de propagação v neste meio, $n = c/v$. A velocidade de propagação da luz em um meio material depende, em geral, da frequência f ou do comprimento de onda λ da luz e esse fenômeno é conhecido como *dispersão*. A consequência direta é que $n = n(f)$ ou $n = n(\lambda)$. No vidro comum e no vidro de qualidade ótica a variação do índice de refração é muito pequena em toda a faixa do espectro visível, na segunda ou terceira casa decimal, mas produz efeitos interessantes como a decomposição da luz branca em suas cores ao atravessar um prisma de vidro ou pequenas gotas de água produzindo o arco-íris.

Quando um raio de luz com comprimento de onda λ_1 incide obliquamente na interface de um dioptro (dois meios ópticos) plano, por exemplo, ar-vidro, observamos um raio refletido e um raio refratado (Fig. 2.1).

Sendo θ_1 o ângulo de incidência, $\theta_1^{'}$ o ângulo de reflexão e θ_2 o ângulo de refração, todos medidos com relação à normal à interface, são verificadas as seguintes leis experimentais:

- as direções dos raios incidente, refletido e refratado estão todas em um plano perpendicular à interface do meio 1 com o meio 2,

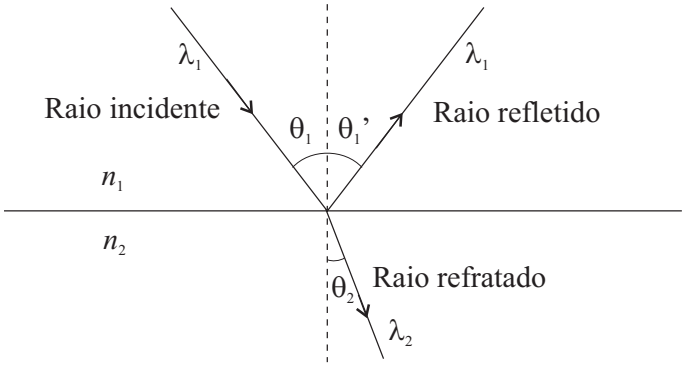

Figura 2.1: Reflexão e refração na interface entre dois meios.

- o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão

$$\theta_1 = \theta_1^{'}$$

- a razão entre o seno do ângulo de incidência e o seno do ângulo de refração é igual ao inverso da razão entre os respectivos índices de refração

$$\frac{\text{sen}\theta_1}{\text{sen}\theta_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \qquad \text{(índice de refração relativo).} \tag{2.1}$$

ou

$$n_1\text{sen}\theta_1 = n_2\text{sen}\theta_2 \tag{2.2}$$

conhecida como a lei de Snell-Descartes.

Diversas técnicas têm sido utilizadas para a determinação do índice de refração e sua variação com o comprimento de onda, todas elas baseadas na mudança da direção da trajetória da luz ao passar de um meio para o outro. A técnica que utilizaremos para a determinação do índice de refração é muito precisa e está baseada na medida do ângulo de desvio mínimo em um prisma de vidro que descreveremos a seguir.

2.2.2 Ângulo de desvio mínimo

Consideremos um raio de luz monocromático incidindo obliquamente com um ângulo de incidência θ_1 em uma das faces de um prisma de vidro com índice de refração n_2, ângulo interno $\hat{A}$ e imerso no ar ($n_1 = 1$) como mostra a figura (Fig. 2.2).

Ao penetrar no prisma, o raio de luz sofre uma primeira refração, com ângulo de refração θ_2 e atinge a face adjacente com um ângulo de incidência θ_3 (Fig. 2.3).

O ângulo θ_3 está relacionado com o ângulo θ_2 conforme pode ser visto nessa mesma figura.

$$\frac{\pi}{2} - \theta_2 + \widehat{A} + \frac{\pi}{2} - \theta_3 = \pi$$

$$\therefore \theta_2 + \theta_3 = \widehat{A}. \tag{2.3}$$

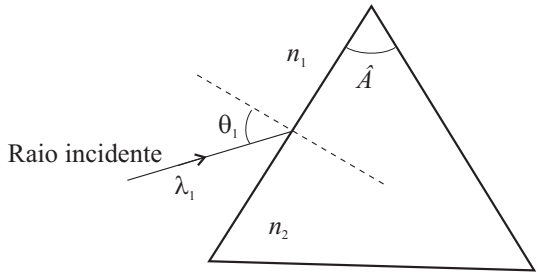

Figura 2.2: Raio de luz incidindo na face de um prisma de vidro com ângulo interno Â.

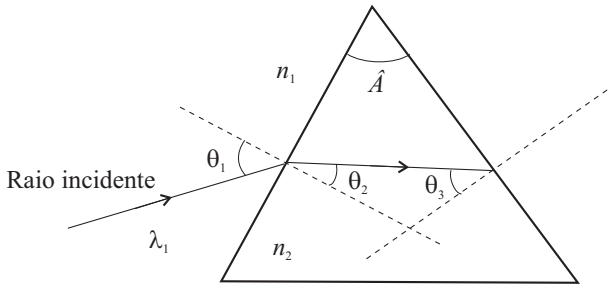

Figura 2.3: Refração do raio de luz que incide na face do prisma de vidro com ângulo interno Â.

Observe que o crescimento de θ_2 provoca uma diminuição em θ_3 e vice-versa.

Ao atingir a segunda face o raio de luz sofre uma segunda refração e emerge do prisma para o ar com um ângulo de refração θ_4. (Fig. 2.4).

O ângulo de refração θ_4 (ângulo de emergência) depende do ângulo de incidência θ_3 que está relacionado ao ângulo de refração θ_2 que por sua vez depende do ângulo de incidência θ_1. Em outras palavras, θ_4 é uma função de θ_1.

Com relação ao raio incidente, o raio emergente foi desviado de um ângulo $\widehat{D}$ conhecido como ângulo de desvio, também mostrado na mesma figura. Esse ângulo pode ser escrito em função de θ_1 e θ_4. Vejamos o detalhe mostrado na figura (Fig. 2.5) retirado da figura anterior.

Observe no triângulo $\widehat{abc}$ que

$$\widehat{D} = \theta_1 - \theta_2 + \theta_4 - \theta_3.$$

Substituindo a equação (2.3) obtemos

$$\widehat{D} = \theta_1 + \theta_4 - \widehat{A}. \tag{2.4}$$

A análise da dependência do ângulo de desvio com o ângulo de incidência é um pouco complexa devido à dependência do ângulo θ_4 com o ângulo θ_1. É mais conveniente expressar o ângulo de desvio em função do ângulo de refração θ_2 usando a lei de Snell nas duas faces e a equação (2.3). Considerando que o prisma está imerso no ar ($n_1 = 1$), temos

$$1\text{sen}\theta_1 = n_2\text{sen}\theta_2 \qquad \text{e} \qquad n_2\text{sen}\theta_3 = 1\text{sen}\theta_4$$

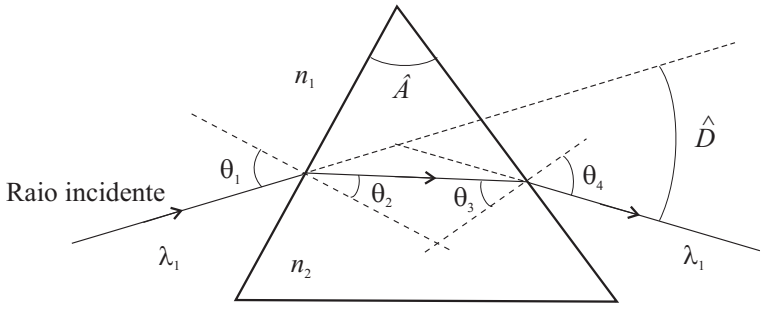

Figura 2.4: Refração do raio de luz ao sair do prisma de vidro para o ar ($n_1 = 1$ com ângulo de refração θ_4.

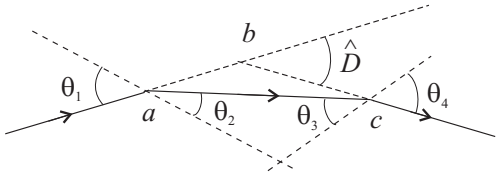

Figura 2.5: Detalhe dos desvios da luz.

$$\therefore \text{sen}\theta_1 = n_2\text{sen}\theta_2 \qquad \text{e} \qquad \text{sen}\theta_4 = n_2\text{sen}(\widehat{A} - \theta_2).$$

Substituindo na expressão do ângulo de desvio (2.4) fica

$$\widehat{D} = \text{arc sen}(n_2\text{sen}\theta_2) + \text{arc sen}[n_2\text{sen}(\widehat{A} - \theta_2)] - \widehat{A}. \tag{2.5}$$

Podemos perguntar o que acontece a esse ângulo ao variarmos o ângulo θ_2 devido à variação no ângulo de incidência θ_1. A figura (Fig. 2.6) mostra o resultado obtido para um prisma com $\widehat{A} = 60^o$ e $n = 1,60$.

Podemos observar que o ângulo de desvio passa por um valor mínimo para um determinado valor de θ_2. Determinemos analiticamente este valor utilizando a condição de mínimo de uma função, derivada nula,

$$\frac{dD}{d\theta_2} = 0.$$

Derivando fica

$$\frac{dD}{d\theta_2} = \frac{n_2\,\cos\theta_2}{\sqrt{1-(n_2\,\text{sen}\theta_2)^2}} - \frac{n_2\,\cos(\widehat{A}-\theta_2)}{\sqrt{1-[n_2\,\text{sen}(\widehat{A}-\theta_2)]^2}} = 0,$$

ou seja,

$$\frac{n_2\,\cos\theta_2}{\sqrt{1-(n_2\,\text{sen}\theta_2)^2}} = \frac{n_2\,\cos(\widehat{A}-\theta_2)}{\sqrt{1-[n_2\,\text{sen}(\widehat{A}-\theta_2)]^2}}.$$

Para que essa igualdade seja satisfeita basta que

$$\theta_2 = \widehat{A} - \theta_2, \qquad \therefore \theta_2 = \frac{\widehat{A}}{2}.$$

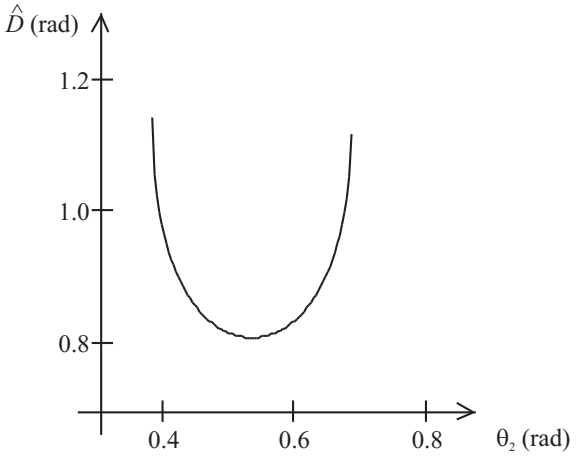

Figura 2.6: Variação do ângulo de desvio com o ângulo θ_2.

Desse resultado e da equação (2.3) concluímos que $\theta_3 = \theta_2$ e a consequência imediata é que $\theta_4 = \theta_1$, ou seja, o ângulo de emergência é igual ao ângulo de incidência na situação de desvio mínimo.

Sendo assim, o ângulo de desvio mínimo calculado com a equação (2.4) será

$$\widehat{D}_{\min} = 2\theta_1 - \widehat{A}$$

ou

$$\theta_1 = \frac{\widehat{D}_{\min} + \widehat{A}}{2}.$$

Calculando o seno desse ângulo e usando a lei de Snell fica

$$n_2 \operatorname{sen}\theta_2 = \operatorname{sen}\left(\frac{\widehat{D}_{\min} + \widehat{A}}{2}\right).$$

Contudo,

$$\operatorname{sen}\theta_2 = \operatorname{sen}\frac{\widehat{A}}{2},$$

então

$$n_2 = \frac{\operatorname{sen}\left(\frac{\widehat{D}_{\min}+\widehat{A}}{2}\right)}{\operatorname{sen}\frac{\widehat{A}}{2}}. \tag{2.6}$$

Desse modo, podemos determinar o índice de refração do vidro do prisma a partir da medida do ângulo de desvio mínimo e da medida do ângulo interno entre as duas faces do prisma.

2.2.3 Dispersão

Conforme comentamos, o índice de refração do vidro é uma função do comprimento de onda da luz (dispersão) medido no vácuo. No item anterior, fizemos a hipótese de que a luz era

monocromática, descrevemos a trajetória do raio de luz ao atravessar o prisma e mostramos que o ângulo de desvio depende do ângulo de incidência e do índice de refração. Portanto, em geral, o ângulo de desvio depende do ângulo de incidência e do comprimento de onda da luz

$$\widehat{D} = \widehat{D}(\theta_1,\, \lambda).$$

Dessa forma, podemos afirmar também que o ângulo de desvio mínimo varia com a cor da luz

$$\widehat{D}_{\min} = \widehat{D}_{\min}(\theta_1,\, \lambda).$$

Nesse experimento, pretendemos determinar a curva de dispersão $n_2(\lambda)$ de um vidro de qualidade óptica. Normalmente, esses vidros são do tipo *Flint* ou do tipo *Crown*.

Os vidros do tipo Flint são feitos à base de silicato de chumbo ou ácido bórico, podendo ser encontrados também na sua composição o Na_2O, CaO e PbO. São vidros de alta dispersão.

Os vidros tipo Crown são feitos à base de borosilicato e possuem baixa dispersão, sendo encontrado na sua coposição BaO, B_2O_3, K_2O e Na_2O.

Os índices de refração do tipo Flint são maiores que os do tipo Crown. A Tabela (Tab. 2.1) mostra alguns valores de índices de refração para os vidros tipo Flint médio e Flint denso.

Cor	λ(nm)	Flint médio	Flint denso
Vermelho	656,3	1,6224	1,6500
Amarelo	589,3	1,6272	1,6555
Azul	486,1	1,6385	1,6691
Violeta	396,9	1,6625	1,6940

Tabela 2.1: Índices de refração típicos do vidro tipo Flint.

2.3 PARTE EXPERIMENTAL

2.3.1 Lista de materiais

Identifique os seguintes equipamentos e materiais que se encontram sobre a mesa:

- Espectrômetro (ou goniômetro óptico),
- prisma de vidro,
- lâmpada de Hg com fonte de alimentação,
- lanterna para iluminação.

2.3.2 O espectrômetro

O goniômetro óptico, um instrumento de grande aplicação em medidas ópticas, tem por finalidade medir a posição angular das linhas espectrais ou cores da luz que são desviadas de sua trajetória original por algum artefato óptico (prisma, rede de difração, espelho etc.).

Quando convenientemente calibrado, permite determinar o comprimento de onda dos componentes (cores) do espectro da radiação desviada e passa a ser chamado de *espectrômetro*.

Esse instrumento possui dois braços, um fixo e um móvel, e um suporte central ou mesa. No braço fixo encontra-se o colimador cuja função é colimar ou tornar paralelo um feixe de raios de luz.

O colimador é constituído por um tubo que possui uma fenda vertical ajustável em uma extremidade e uma lente convergente na outra extremidade. A lente é ajustada de tal modo que a fenda esteja posicionada em seu plano focal. Desse modo, os raios de luz contidos num plano transversal à fenda e que a atravessam tornam-se paralelos devido à lente.

O braço móvel, que pode girar ao redor do eixo vertical da mesa, possui um telescópio focalizado no infinito que permite observar os raios de luz provenientes do colimador e que foram eventualmente desviados por um objeto colocado sobre a mesa do aparelho. O telescópio permite observar, ampliada, a imagem da fenda do colimador. Um retículo em forma de *cruz de fios de cabelo* esta localizado no plano focal da lente do telescópio e serve como referência para a medida da posição. O ocular móvel permite a focalização simultânea da imagem da fenda e do retículo e deve ser ajustado ao olho do observador com pequenos deslocamentos para frente e para trás. A posição angular do braço móvel pode ser determinada numa escala graduada de meio em meio grau (30 minutos) e um vernier com divisões de 1 minuto em uma faixa de 30 minutos.

A mesa é um disco horizontal que pode ser submetida a movimentos de rotação e translação, para cima ou para baixo, para regular a sua altura. Um conjunto de três parafusos a 120^o permite regular a horizontabilidade.

A figura (Fig. 2.7) mostra o diagrama do instrumento e suas partes. A figura (Fig. 2.8) mostra o aspecto do instrumento em uma vista lateral

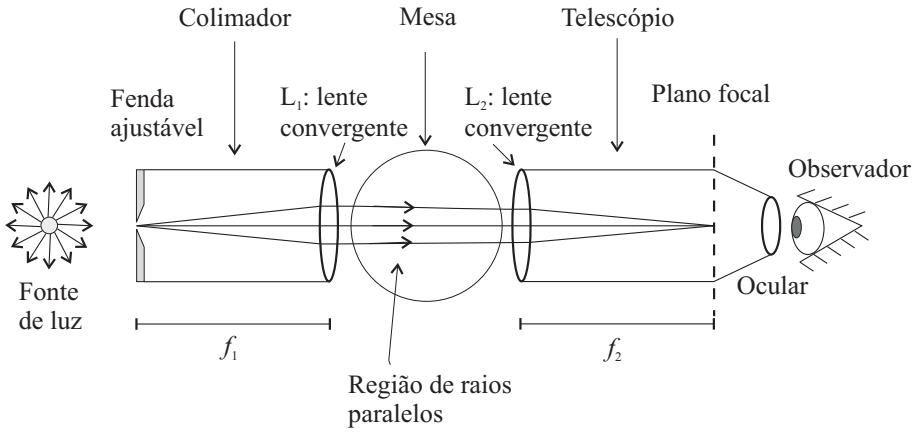

Figura 2.7: Diagrama do goniômetro óptico

2.3.3 Prisma de vidro

O prisma que utilizaremos possui base triangular e é aproximadamente equilátero. O ângulo exato entre as duas faces a serem utilizadas deverá ser medido inicialmente para que possa ser efetuada a medida precisa do índice de refração. O prisma é feito com vidro de qualidade

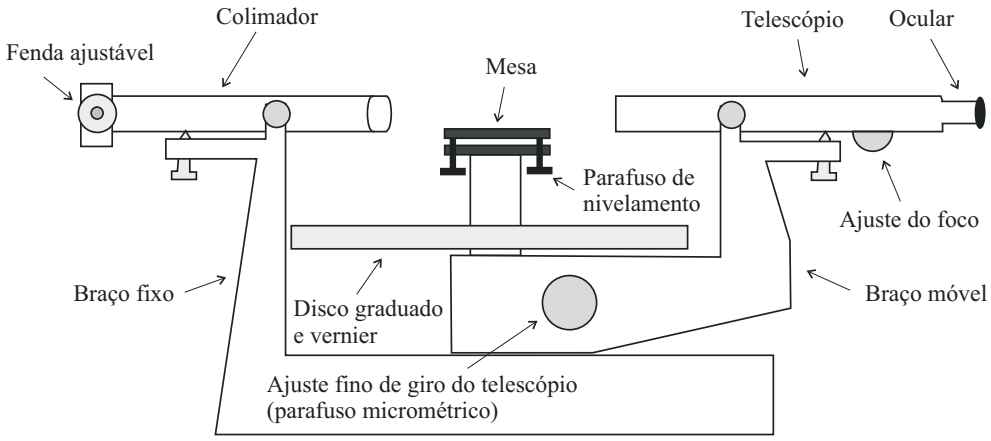

Figura 2.8: Vista lateral do goniômetro óptico

óptica e as faces são polidas com excelente planicidade. Ele está montado entre dois discos de acrílico e duas lâminas de borracha de silicone para protegê-lo de eventuais choques e contaminação das faces durante a manipulação.

2.3.4 Fonte de Luz

É constituída por uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão semelhante ao tipo utilizado na iluminação pública e sem correção de cor. Essa lâmpada é acondicionada no interior de um tubo cilíndrico metálico em forma de um **T** horizontal com uma lente convergente no extremo da perna. O tubo metálico e a lente de vidro evitam o vazamento da luz ultravioleta, que também é emitida por esse tipo de lâmpada, permitindo apenas a saída de luz visível através da lente. Um leve cheiro de ozônio pode ser percebido durante sua operação. A luz emitida é causada por uma descarga elétrica entre dois eletrodos em uma ampola de quartzo que contém o mercúrio vaporizado. Inicialmente, a ampola é pré-aquecida para vaporizar o mercúrio e uma fonte de tensão com limitação de corrente estabelece um campo elétrico suficientemente alto para ionizar o gás de mercúrio. Uma vez ionizado, a resistência elétrica do gás cai bruscamente e, se a tensão for mantida constante, a corrente tende a valores muito elevados que destruiriam a lâmpada. Daí a necessidade de limitação da corrente que é feita por um indutor (reator) ligado em série, cuja reatância indutiva é suficientemente alta para reduzir a tensão aplicada entre os eletrodos da lâmpada, mantendo a corrente praticamente constante em valores aceitáveis durante a operação. Efetivamente, essa fonte comporta-se como uma *fonte de corrente* (corrente constante) e não como uma fonte de tensão. No processo de ionização ocorrem muitos choques entre os íons em movimento e átomos excitando diversas transições eletrônicas entre os diversos níveis de energia do átomo. Muitas dessas transições correspondem à emissão de luz na região visível que nos interessa. As cores discretas das luzes emitidas ou *linhas espectrais* possuem os comprimentos de onda característicos do átomo de Hg e são conhecidos atualmente com grande precisão.

2.3.5 Medidas

Cuidados com os aparelhos

- O espectrômetro é um aparelho de alta precisão e deve ser manuseado com cuidado e delicadeza. Nunca force qualquer um dos seus elementos. Em caso de dúvida chame seu professor.
- Não gire o telescópio segurando-o pelo tubo (isso desfocalizará permanentemente o equipamento), use o braço móvel vertical do telescópio.
- A precisão das medidas depende da largura da fenda do colimador. Por isso, trabalhe com a fenda mais fina possível, mas que ainda possa ser visualizada com facilidade.
- A precisão das medidas também depende do correto ajuste do bloco ocular. A posição do ocular deve ser ajustada para o olho do observador deslocando-o ligeiramente para frente ou para trás de modo a focalizar a imagem do retículo ("fio de cabelo") superposto à imagem da fenda. A imagem da fenda é focalizada com o botão de ajuste do foco.
- O telescópio só pode ser movimentado livremente se o parafuso de bloqueio do braço (parafuso central no lado direito e abaixo do disco) estiver folgado. Caso contrário, só se pode movimentar com o uso do parafuso micrométrico, girando-o em ambos os sentidos (movimento de ajuste fino).
- Segure o prisma pelos suportes circulares e não deixe cair. **Não toque nas superfícies laterais de vidro**.
- Evite olhar diretamente para a lâmpada por um período muito longo. Se luz estiver muito intensa, coloque uma folha de papel entre a saída da fonte de luz e a fenda do colimador.

Medida do ângulo $\widehat{R}$

Inicialmente, ligue a fonte de luz de Hg e aguarde de um a dois minutos. Durante o aquecimento o brilho da lâmpada aumentará até se tornar estável. Aproxime a saída da fonte de luz à fenda ajustável do espectrômetro de modo que o feixe de luz a ilumine completamente.

Folgue o parafuso de bloqueio do braço móvel e gire-o de modo desobstruir a visão do colimador. Olhando a olho nu diretamente em direção à lente do colimador você deverá enxergar uma linha brilhante com a mesma coloração da luz que ilumina a fenda. Se isso não ocorrer, abra um pouco a fenda ajustável girando o parafuso de ajuste no sentido horário, aproximadamente meia volta. Isso deve ser suficiente.

Movimente o braço móvel de modo que o telescópio aponte para o colimador e olhe através do ocular a imagem da fenda. Com pequenos movimentos laterais procure centralizar a imagem da fenda. Você deverá estar vendo a imagem da fenda e o retículo podendo estar borrados, sem nitidez. Ajuste o ocular movimentando-o levemente para frente e para trás sem girá-lo até conseguir ver o retículo com a maior nitidez possível. Gire agora o botão de ajuste do foco (logo abaixo do tubo do telescópio)para ver a fenda superposta ao retículo com a maior nitidez possível. Esse ajuste depende do olho do observador.

Aperte o parafuso de bloqueio do braço o suficiente para que ele não se movimente. Olhando através do ocular gire o parafuso micrométrico para posicionar a fenda sobre o retículo. Ajuste a largura da fenda para torná-la bastante fina, mas que ainda possa ser possível visualizar o retículo, em seu interior, com facilidade. Pode ser que seja necessário reposicionar a fenda com o auxílio do parafuso micrométrico.

Essa posição corresponde ao que chamamos de ângulo $\widehat{R}$ e vale aproximadamente 180^o a depender da posição do disco graduado do aparelho. Esse valor deverá ser lido em graus e minutos com o vernier. Posicione a lente de leitura para a melhor visualização dos números e divisões. Preste atenção no sentido de crescimento do ângulo. Repita esse posicionamento por mais duas vezes anotando os três valores e calcule o valor médio.

Medida do ângulo $\widehat{A}$

Escolha um dos ângulos do prisma para medi-lo. É possível que um ângulo já esteja marcado a lápis sobre o disco de proteção. Coloque o prisma no centro da mesa e posicione esse ângulo de modo que fique frontal ao colimador. O feixe de luz paralelo incidirá obliquamente nas duas faces do prisma e será *refletido* por essas faces produzindo dois feixes que formam um ângulo $2\widehat{A}$ como mostra a figura (Fig. 2.9).

Observe que não é importante que o prisma esteja perfeitamente alinhado de modo que o raio de luz central coincida com a bissetriz do ângulo $\widehat{A}$. Os dois raios refletidos sempre formarão o dobro desse ângulo. Basta garantir que as duas faces do prisma sejam iluminadas com aproximadamente a mesma quantidade de luz para que os reflexos tenham, aproximadamente, a mesma intensidade. É um bom exercício de geometria mostrar que o ângulo entre os raios refletidos vale o dobro do ângulo interno.

Tente, inicialmente, localizar a luz refletida em cada uma das faces a olho nu. Para isso, movimente sua cabeça ao redor do eixo da mesa do espectrômetro mantendo o olho na altura de um plano horizontal que passe pelo prisma e pelo colimador. Voce deverá ver a imagem da lente do colimador e a imagem da fenda brilhante dentro da imagem da lente, ambas refletidas pela face do prisma. A cor da imagem da fenda deverá ser a mesma cor da luz que a ilumina. Se por acaso você enxergar *uma série de linhas coloridas* você não estará vendo a luz refletida mas sim a luz que penetrou no prisma e foi *refratada*. Mude a posição da cabeça para outro local e procure a linha com a cor correta (branca levemente azulada).

Uma vez localizada a imagem da fenda, folgue o parafuso de bloqueio do braço móvel e gire-o até que o telescópio chegue a essa posição. Olhe através do ocular e procure centralizar a fenda sobre o retículo. A fenda deve aparecer à meia altura do campo visual, nem muito alta nem muito baixa, deve estar equidistante das bordas superior e inferior. Se isso não ocorrer, é necessário ajustar o nivelamento do prisma mas, antes disso, repita esse processo para o outro lado girando o braço móvel na direção oposta e verifique também a altura da imagem da fenda. Com base nas posições das imagens em ambos os lados, atue nos parafusos de nivelamento da mesa, um de cada vez, até que as imagens visualizadas em ambos os lados estejam na mesma altura, no centro do campo visual.

Com imagem da fenda centralizada, aperte o parafuso de bloqueio do movimento, faça o ajuste fino com o parafuso micrométrico e meça a posição $\widehat{T}$ em um lado utilizando o vernier. Em seguida meça a posição $\widehat{T}'$ no outro lado. Faça essas medidas mais duas vezes e calcule a média para cada ângulo. Nessa altura da experiência é essencial não mover o

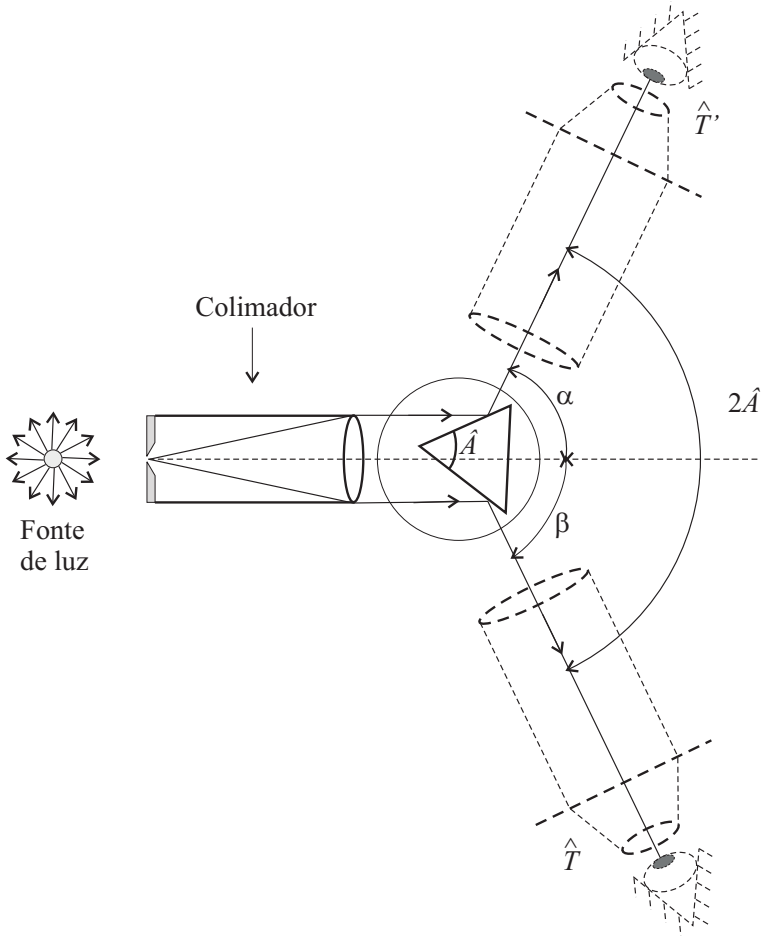

Figura 2.9: Reflexões do feixe de luz nas duas faces do prisma.

prisma. Por que? O ângulo $\widehat{A}$ será

$$\widehat{A} = \frac{\left|\widehat{\overline{T}} - \widehat{\overline{T'}}\right|}{2}. \tag{2.7}$$

Medida do ângulo de desvio mínimo

Folgue o parafuso lateral que trava da mesa do espectrômetro se estiver apertado e gire a mesa de forma que a base do prisma oposta ao ângulo $\widehat{A}$ fique girada, aproximadamente, entre 30^o e 45^o com relação ao eixo do colimador como mostra a figura (Fig. 2.10). O valor desse ângulo não é crítico, é apenas suficiente para que a luz penetre por uma das faces do prisma e saia pela outra face. Esse valor será alterado no decorrer do experimento.

Mantendo a fenda do colimador iluminada com a lâmpada de Hg, os raios de luz provenientes do colimador incidirão na face do prisma que se encontra em frente à lente de

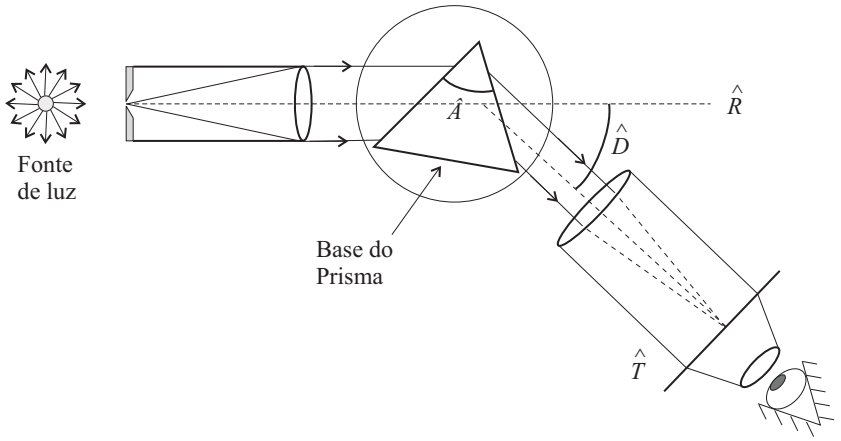

Figura 2.10: Raios de luz desviados pelo prisma.

saída, penetrarão no prisma e sairão pela face oposta com um ângulo de desvio $\widehat{D}$. Folgue o parafuso de bloqueio do braço do telescópio e movimente-o ao redor do prisma até encontrar uma série de linhas verticais coloridas, o espectro do Hg, que são as imagens da fenda para cada cor. Se não estiver vendo nada, gire um pouco a mesa do prisma para um dos lados e repita a busca até encontrá-las. Você deverá ser capaz de observar as cores listadas na tabela (Tab. 2.2) seguinte:

Cor	λ(nm)
Roxo 1	405,0
Roxo 2	408,0
Azul-Roxo	436,0
Verde azulado	492,0
Verde	546,1
Amarelo 1	577,0
Amarelo 2	579,0

Tabela 2.2: Cores e comprimentos de onda do espectro visível do Hg.

A depender da intensidade da lâmpada, é possível que você enxergue uma linha azul esverdeada muito fraca entre o azul-roxo e o verde azulado. Despreze-a. Procure a linha amarela que na verdade são duas linhas muito próximas. Você só conseguirá visualizá-las como linhas separadas se a fenda for muito estreita. Se não for possível separá-las, considere como uma única linha com o comprimento de onda médio.

Concentre-se na segunda linha amarela (Amarelo 2) colocando o retículo do telescópio sobre ela. Com a mão esquerda, gire um pouco a mesa do espectrômetro para um dos lados (experimente) de tal forma que a linha amarela se movimente no sentido de diminuir o ângulo de desvio (aproximando-se da posição $\widehat{R}$). Ao mesmo tempo, com a mão direita, movimente o telescópio acompanhando o movimento da linha em direção ao mínimo desvio.

Continue a movimentar a mesa, bem lentamente, até perceber que a linha amarela pare de se movimentar atingindo o desvio mínimo. Nessa situação, se você insistir em movimentar

a mesa no mesmo sentido, a linha amarela começará a se movimentar no sentido oposto! Determine com precisão o ponto em que isso ocorre. Para ter certeza que a linha atingiu o ponto de reversão do movimento, coloque o retículo sobre a linha, aperte o parafuso de bloqueio do braço do telescópio, faça o ajuste fino e, em seguida, volte a movimentar a mesa, um pouco para um lado e para o outro. A linha não pode ultrapassar o retículo. Se isso ocorrer, retoque o ajuste fino do braço e volte a movimentar a mesa para ambos os lados até conseguir determinar o ponto exato de reversão do movimento. Essa é a situação de desvio mínimo para essa cor.

Faça a leitura dessa posição $\widehat{T}$ utilizando o vernier e anote o resultado.

Passe para a cor seguinte (Amarelo 1) e repita todo o processo para determinar o desvio mínimo e a posição $\widehat{T}$ para a cor correspondente.

Repita esses passos para todas as cores tabeladas.

Atenção: Você tem que determinar o ângulo de desvio mínimo para cada cor repetindo todo o processo. **Não** pode determinar o ponto de reversão para uma cor e continuar a medir a posição das outras cores! Observe que, quando uma cor atinge o ponto de reversão do movimento, as outras cores ainda estão se movimentando!

O valor do ângulo desvio mínimo para cada cor será dado por

$$\widehat{D}_{\min} = \left|\widehat{R} - \widehat{T}\right|. \tag{2.8}$$

Medida da largura angular da fenda

O erro na determinação de qualquer ângulo medido depende do posicionamento do retículo no interior da imagem da fenda. Por isso, é necessário determinar a largura ou abertura angular da fenda para avaliarmos o erro cometido no posicionamento do retículo. Este erro é considerado como sendo a metade da largura angular da fenda.

Retire o prisma da mesa do espectrômetro e coloque-o em um local seguro (sob a mesa do aparelho é um bom local). Folgue o parafuso de bloqueio do braço do telescópio e gire-o até a posição central para visualizar a imagem da fenda. Se estiver muito intensa coloque uma folha de papel entre a fonte de luz e a fenda de entrada.

Posicione o retículo no centro da imagem da fenda e aperte o parafuso de bloqueio do braço. Com o parafuso micrométrico (ajuste fino) desloque o retículo para a borda esquerda da fenda até tangenciá-la e faça a leitura no vernier. Agora desloque o retículo para a borda direita até tangenciá-la e faça a leitura no vernier. A largura angular da fenda é o módulo da diferença entre essas duas leituras. Tipicamente, encontramos valores entre dois e seis minutos de grau se a fenda for bem fina.

O erro na medida direta de qualquer ângulo θ é considerado como sendo o erro do vernier do espectrômetro (um minuto de grau) somado à metade da largura angular da fenda.

$$\Delta\theta = \text{erro do vernier} + \frac{1}{2}\,\text{largura angular da fenda} \qquad \text{(em radianos!)}$$

2.4 TRABALHO COMPLEMENTAR

- Utilizando o valor do ângulo interno do prisma e o ângulo de desvio mínimo para cada cor, determine os valores dos índices de refração $n_2(\lambda)$ do vidro do prisma.

- Utilizando a expressão para o desvio relativo do índice de refração $\Delta(n)/n$, determine-o para cada cor. Essa expressão pode ser encontrada pela diferenciação do logaritmo neperiano da expressão do índice de refração.

$$\frac{\Delta(n)}{n} = \left|\text{cotg}\left(\frac{\widehat{D}_{\min}+\widehat{A}}{2}\right) - \text{cotg}\left(\frac{\widehat{A}}{2}\right)\right| \frac{\Delta\widehat{A}}{2} + \left|\text{cotg}\left(\frac{\widehat{D}_{\min}+\widehat{A}}{2}\right)\right| \frac{\Delta\widehat{D}_{\min}}{2},$$

com

$$\Delta\widehat{A} = \frac{\Delta\widehat{T} + \Delta\widehat{T'}}{2} = \Delta\widehat{T}$$

e

$$\Delta\widehat{D}_{\min} = \Delta\widehat{R} + \Delta\widehat{T} = 2\Delta\widehat{T}$$

$$\therefore \frac{\Delta(n)}{n} = \left|\text{cotg}\left(\frac{\widehat{D}_{\min}+\widehat{A}}{2}\right) - \text{cotg}\left(\frac{\widehat{A}}{2}\right)\right| \frac{\Delta\widehat{T}}{2} + \left|\text{cotg}\left(\frac{\widehat{D}_{\min}+\widehat{A}}{2}\right)\right| \Delta\widehat{T}.$$

- Escreva os resultados em uma tabela onde constem as cores, os comprimentos de onda e os índices de refração com os respectivos erros. Lembre-se que o erro deve ser expresso com apenas um algarismo significativo.
- Trace a curva de dispersão $n_2(\lambda)$ em uma folha de papel milimetrado. Qual é o interesse dessa curva?
- Trace a curva de calibração do espectrômetro, isto é, λ versus $\widehat{D}_{\min}$. Qual é a utilidade dessa curva?

2.5 BIBLIOGRAFIA

[4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [3], [11], [12], [13], [14], [15]

Experimento 3

POLARIZAÇÃO COM MICRO-ONDAS E LUZ

3.1 OBJETIVOS

Verificar o caráter transversal de uma onda eletromagnética na faixa das micro-ondas, observar e modificar seu estado de polarização.

Relacionar a intensidade da luz plano-polarizada que atravessa dois polarizadores com o ângulo relativo entre eles e enunciar a Lei de Malus a partir do resultado obtido.

Medir a atividade óptica de um meio.

3.2 PARTE TEÓRICA

3.2.1 Polarização da onda eletromagnética

Uma onda eletromagnética é uma onda transversal. Isso significa que os vetores do campo elétrico **E** e do campo indução magnética **B** oscilam em um plano perpendicular à direção de propagação da onda. Por exemplo, uma onda eletromagnética plana propagando na direção do eixo ox deve ter os campos vetoriais **E** e **B** oscilando no plano yz (x constante). Além disso, esses dois vetores são mutuamente ortogonais. A direção de propagação é sempre dada pela direção do produto vetorial $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Os campos de uma onda plana harmônica propagando ao longo do eixo ox podem, por exemplo, serem tais como

$$\mathbf{E}(x,t) = \mathbf{E_0}\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi) \tag{3.1}$$

$$\mathbf{B}(x,t) = \mathbf{B_0}\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi) \tag{3.2}$$

onde $\mathbf{E_0}$ e $\mathbf{B_0}$ são as amplitudes vetoriais, $K = 2\pi/\lambda$ é o número de onda, λ é o comprimento de onda, ω é a frequência angular e ϕ é a fase inicial.

Definida a direção de propagação e a direção do vetor do campo elétrico **E** (chamada de direção de polarização) a direção do vetor do campo indução magnética está definida. Por essa razão, podemos omitir a informação sobre o campo indução magnética e expressar a onda eletromagnética indicando somente o campo elétrico.

Pelo fato de ser um campo vetorial, o vetor **E** pode ser decomposto em dois componentes ortogonais *independentes* convenientes. No exemplo acima podemos decompor **E** nos componentes $\mathbf{E}_y$ e $\mathbf{E}_z$ tais que

$$\mathbf{E}(x,t) = \mathbf{E}_y(x,t) + \mathbf{E}_z(x,t),$$

$$\mathbf{E}_y(x,t) = E_{y0}\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{j}} \tag{3.3}$$

$$\mathbf{E}_z(x,t) = E_{z0}\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_2)\hat{\mathbf{k}}. \tag{3.4}$$

Em geral, as amplitudes E_{y0}, E_{z0} e as fases iniciais ϕ_1, ϕ_2 tem valores distintos uma vez que os componentes são independentes.

Polarização linear

Se as amplitudes dos dois componentes forem apenas constantes, mas as *fases iniciais forem iguais*, digamos $\phi_1 = \phi_2 = \phi_0$, a superposição dos dois componentes resulta em

$$\mathbf{E}(x,t) = (E_{y0}\hat{\mathbf{j}} + E_{z0}\hat{\mathbf{k}})\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_0). \tag{3.5}$$

O vetor do campo elétrico oscila ao longo da reta definida pela direção de

$$E_{y0}\hat{\mathbf{j}} + E_{z0}\hat{\mathbf{k}}$$

e dizemos que a onda é *linearmente polarizada*. Se as amplitudes forem iguais, a reta estará inclinada de $\pi/4$ com relação aos eixos *oy* e *oz*. Em qualquer caso, a direção do campo elétrico é mantida fixa no espaço durante a propagação da onda.

Polarização circular

Se as amplitudes dos dois componentes forem iguais $E_{y0} = E_{z0} = E_0$ mas as *fases iniciais diferirem de* $\pi/2$, digamos $\phi_2 = \phi_1 + \pi/2$ teremos

$$\mathbf{E}_y(x,t) = E_0\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{j}}$$

e

$$\mathbf{E}_z(x,t) = E_0\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_1 + \pi/2)\hat{\mathbf{k}}$$

ou

$$\mathbf{E}_y(x,t) = E_0\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{j}}$$

e

$$\mathbf{E}_z(x,t) = E_0 \cos(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{k}}.$$

A superposição dos dois componentes resulta em

$$\mathbf{E}(x,t) = E_0[\ \mathrm{sen}(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{j}} + \cos(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{k}}].$$

Essa onda possui um campo elétrico com amplitude E_0 constante. Contudo, a direção do vetor $\mathbf{E}(x,t)$ gira a medida que a onda vai propagando.

Se observarmos um ponto fixo no espaço (x = constante) a ponta do vetor **E** descreve um círculo com o passar do tempo. Basta lembrar que

$$E_y^2 + E_z^2 = E_0^2[\cos^2\theta + \ \text{sen}^2\theta] = E_0^2$$

é a equação de um círculo, daí o nome *polarização circular*.

A ponta do vetor **E** descreve uma hélice (uma trajetória helicoidal) quando observamos o campo elétrico em um determinado instante de tempo em cada ponto do eixo *ox* (Fig. 3.1).

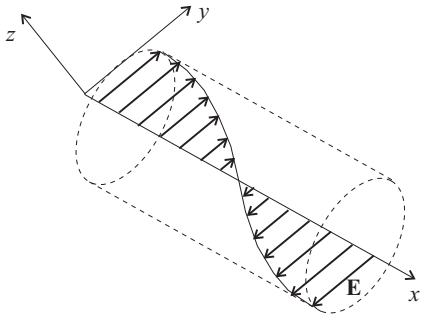

Figura 3.1: Helicóide descrita pelo vetor **E** em função da variável espacial para um tempo fixo .

A onda vista na figura é uma onda polarizada à direita ou dextrógira vista por um observador que vê a onda se afastar.

É importante ressaltar que uma onda linearmente polarizada pode ser obtida pela superposição de duas ondas de mesma amplitude polarizadas circularmente, uma à direita (dextrógira) e a outra à esquerda (levógira). Por exemplo, a soma das ondas cujos campos elétricos são $\mathbf{E}'$ e $\mathbf{E}''$ dados por

$$\mathbf{E}'(x,t) = E_0[\ \text{sen}(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{j}} + \cos(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{k}}]$$

e

$$\mathbf{E}''(x,t) = E_0[\ \text{sen}(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{j}} - \cos(Kx - \omega t + \phi_1)\hat{\mathbf{k}}]$$

resulta em uma onda linearmente polarizada na direção do eixo *oy*.

Polarização elíptica

Se as amplitudes dos dois componentes forem diferentes $E_{y0} \neq E_{z0}$ ou se as diferenças entre as fases iniciais assumir um valor entre 0 e $\pi/2$ (ou o equivalente nos outros quadrantes) a ponta do vetor **E** descreve uma elipse em cada ponto fixo do espaço à medida que o tempo passa, daí o nome *polarização elíptica*. Esse é o caso mais geral de polarização, as polarizações linear e circular são casos particulares da polarização elíptica. A elipse degenera-se em uma reta quando seu eixo menor é zero e degenera-se em um círculo quando o eixo menor é igual ao eixo maior.

De modo geral, uma onda eletromagnética monocromática, plana e harmônica pode ser sempre decomposta em dois componentes com campos ortogonais à direção de propagação.

Por exemplo, em cada ponto fixo do espaço, podemos escrever os componentes como

$$\mathbf{E}_1 = E_0 \operatorname{sen}(Kx - \omega t)\hat{\mathbf{j}} \tag{3.6}$$

$$\mathbf{E}_2 = E_0 \operatorname{sen}(Kx - \omega t + \phi)\hat{\mathbf{k}}. \tag{3.7}$$

A diferença de fase entre eles não depende do tempo e os dois componentes $\mathbf{E}_1$ e $\mathbf{E}_2$ são ditos coerentes entre si. A depender do valor dessa diferença de fase, a polarização pode ser linear ($\phi = n\pi$, n inteiro), circular ($\phi = (2n+1)\pi/2$) ou elíptica (para todos os outros valores de n). veja a figura (Fig. 3.2).

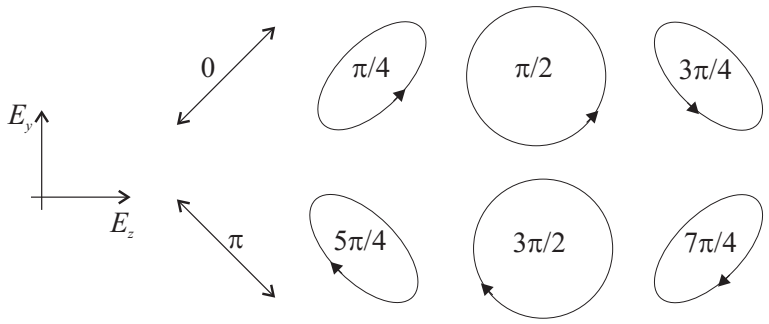

Figura 3.2: Estados de polarização dependentes do valor da diferença de fase ϕ entre duas funções senoidais tomando a referência em E_y e estando E_z defasada.

3.2.2 A luz natural

Uma fonte de luz ordinária consiste em um grande número de emissores atômicos orientados aleatoriamente. Cada átomo excitado irradia um trem de ondas polarizado por aproximadamente 10^{-8} s. Novos trens de ondas são constantemente emitidos por outros átomos com outras fases e direções de polarização de maneira completamente imprevisível. Essas mudanças ocorrem tão rapidamente que não é possível perceber nenhuma polarização resultante e diz-se que a luz natural é não polarizada e incoerente.

3.2.3 Polarizadores

A luz natural, não polarizada, pode-se tornar uma luz linearmente polarizada ao atravessar ou mesmo refletir em um *polarizador*. Um polarizador é um material que possui uma direção preferencial de oscilação para as cargas elétricas que o compõe. Essas cargas podem ser cargas livres como nas hastes de uma grade metálica ou cargas ligadas como nas moléculas polares em muitas substâncias orgânicas. O fato é que, quando uma luz não polarizada incide em um meio polarizador, o campo elétrico da onda incidente põe as cargas do meio para oscilar, preferencialmente, em uma certa direção. Ao oscilar essas cargas elétricas emitem radiação eletromagnética cujo campo elétrico possui a mesma direção da oscilação. Dessa forma, a luz emitida pelo polarizador possui polarização linear ao longo da direção preferencial do polarizador. A figura (Fig. 3.3) mostra um corte da seção de um feixe luminoso que propaga na direção perpendicular ao plano do papel antes e após o processo de polarização.

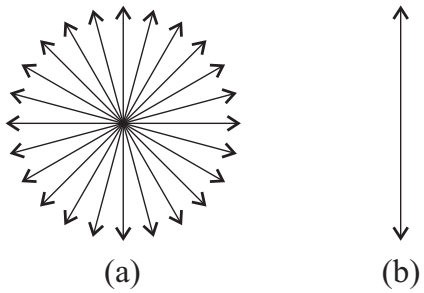

Figura 3.3: Representações das direções de oscilação do vetor **E** em uma luz não polarizada (a) e uma luz linearmente polarizada (b).

3.2.4 Exemplos de polarizadores

Na faixa de micro-ondas de 3 cm os polarizadores podem ser construídos com dimensões físicas macroscópicas. Um polarizador simples consiste em uma grade de barras metálicas condutora (arame de pequeno diâmetro) equidistantes com separação menor que um comprimento de onda. Sob incidência da onda eletromagnética, as cargas elétricas superficiais da barra, na superfície frontal à onda, entram em oscilação devido ao campo elétrico oscilante da onda. Ao oscilarem, reemitem radiação polarizada na direção da oscilação. Se a onda incidente for não polarizada ou se for polarizada em uma direção diferente da direção das barras, apenas o componente do campo elétrico paralela à barra é que colocará as cargas em movimento, de forma que a radiação *refletida* pela grade será linearmente polarizada na direção das barras. Por outro lado, o componente do campo perpendicular à direção da barra e que não causa oscilação nas cargas devido ao pequeno diâmetro da barra condutora, atravessará a grade formando a onda *transmitida* linearmente polarizada na direção perpendicular às barras da grade.

Um outro polarizador pode ser construído com uma grade e um refletor metálico plano colocados paralelamente um ao outro e separados por uma pequena distância. Considerando uma onda incidente com um campo elétrico inclinado com relação às barras da grade, somente o componente do campo paralelo às barras será refletido pela grade. O componente perpendicular a atravessará e atingirá refletor plano sendo refletido de volta à grade e a atravessará. Temos, portanto, duas ondas refletidas, uma pela grade e outra pelo refletor plano, ambas linearmente polarizadas em direções perpendiculares entre si. A onda refletida pelo refletor plano estará defasada (atrasada) com relação à onda refletida pela grade uma vez que ela percorre a distância que separa a grade do refletor no caminho de ida e de volta. Esse atraso faz com que a superposição das duas ondas refletidas e ortogonalmente polarizadas produza uma onda resultante com polarização *elíptica*. Em particular, se as amplitudes das duas ondas forem praticamente iguais e o atraso corresponder a uma diferença de fase de $\pi/2$ a onda resultante terá uma polarização circular. Esse dispositivo polarizador transforma uma onda linearmente polarizada em uma onda circularmente polarizada.

Atualmente, polarizadores também podem ser construídos com plásticos compostos por moléculas polares. Durante o processo de fabricação, ainda no estado líquido em temperatura elevada, aplica-se um campo elétrico intenso para forçar as moléculas a se alinharem. Este campo é mantido constante enquanto o plástico esfria e solidifica mantendo as moléculas "presas"e alinhadas em uma certa direção. Esses polarizadores são conhecidos

como polaróides.

Um grupo de substâncias conhecidas como *cristais líquidos* possuem a propriedade de se alinhar polarizar a luz quando são submetidos a um campo elétrico. São extensivamente utilizados na atualidade para a construção dos LCD´s (liquid cristal display).

3.2.5 A Lei de Malus

Uma lâmina polarizadora ou polaroide é um material, normalmente um plástico, que possui uma *anisotropia* que lhe confere a característica de polarizar a luz que a atravessa. A direção de polarização é representada por uma série de linhas paralelas sobre a lâmina polarizadora na figura (Fig. 3.4).

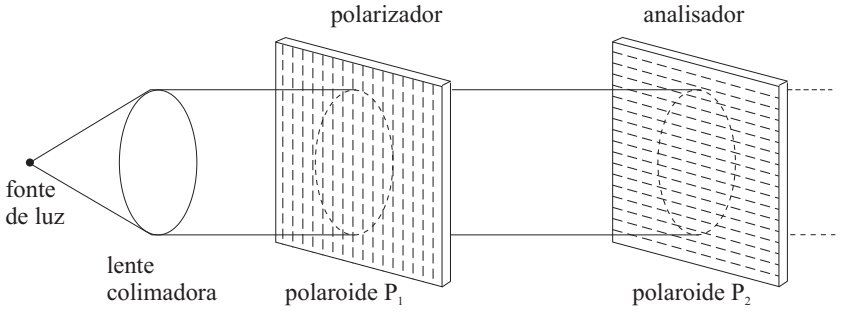

Figura 3.4: Arranjo experimental com lâminas polarizadoras giradas de $\pi/2$.

A lâmina transmite apenas os componentes dos vetores dos campos elétricos dos trens de ondas que vibrem paralelamente a essa direção e absorve aqueles componentes que vibrem perpendicularmente aos primeiros. A luz emergente da placa será, portanto, polarizada.

O arranjo da figura mostra o trajeto luminoso da luz que atravessa duas placas polarizadoras cujas direções de polarização não coincidem. Nessa configuração, a lâmina polarizadora da esquerda é chamada de polarizadora e a da direita é chamada de analisadora. Se giramos P_2 em torno da direção de propagação, há duas posições nas quais a luz transmitida quase se anula; essas posições correspondem à ortogonalidade entre as direções de polarização de P_1 e P_2. Em outras palavras, a luz não polarizada proveniente da fonte não é transmitida através de dois polarizadores cruzados.

Consideremos uma lâmina polarizadora cuja direção de polarização é mostrada na figura (Fig. 3.5) juntamente com o vetor do campo elétrico $\mathbf{E}$ da onda nela incidente.

Esse vetor do campo pode ser decomposto nos componentes $\mathbf{E}_x$ e $\mathbf{E}_y$ respectivamente perpendicular e paralelo à direção de polarização da lâmina.

$$\mathbf{E}_x = E \text{ sen}\theta \tag{3.8}$$

e

$$\mathbf{E}_y = E \cos\theta. \tag{3.9}$$

Nesse caso, o componente que atravessará a lâmina polarizadora é E_y. Lembrando que a intensidade depende do quadrado da amplitude do campo, temos que a intensidade da luz antes de passar pelo polarizador vale $I_0 = E^2$. E a intensidade da luz após passar pelo

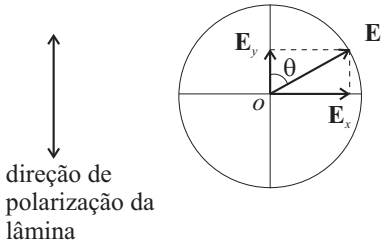

Figura 3.5: Direção de polarização de uma lâmina polarizadora e as projeções do vetor do campo elétrico **E**.

polarizador será dada por $I_1 = E_y^2$. Assim, temos a seguinte relação entre as intensidades:

$$I_1 = I_0 \cos^2 \theta. \tag{3.10}$$

Esta expressão foi enunciada por Étienne-Louis Malus, que viveu entre 1775 e 1812, e ficou conhecida como a Lei de Malus.

Voltemos à figura 3.4 e consideremos que o analisador (P_2) esteja girado de um ângulo α com relação ao polarizador (P_1). A fonte emite luz não polarizada que chega ao polarizador com intensidade I_0. Como o vetor do campo elétrico da luz incidente tem direção aleatória com o passar do tempo e apenas o componente paralelo à direção do polarizador o atravessa, após este polarizador a intensidade terá caído à metade, ou seja, $I_1 = I_0/2$. Após o polarizador a luz está linearmente polarizada na vertical e incide no analisador cuja direção de polarizção está girada de α com relação à vertical. Portanto, após o analisador, a intensidade I_2 vale

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha = \frac{I_0}{2} \cos^2 \alpha. \tag{3.11}$$

A intensidade máxima para a luz transmitida pelo analisador ocorre quando as direções de polarização de P_1 e P_2 forem paralelas, isto é, quando $\alpha = 0°$ ou quando $\alpha = 180°$. Quando $\alpha = 90°$ ou quando $\alpha = 270°$ a intensidade da luz emergente será nula.

Contudo, quando o olho humano é usado para detectar esses pontos de máximo ou de mínimo de intensidade obtém-se pouca precisão porque o olho é pouco sensível para perceber variações absolutas na intensidade. No entanto o olho é bastante sensível para fazer comparações entre duas imagens próximas com diferentes intensidades se as intensidades forem suficientemente baixas. O *polarímetro de penumbra*, que será descrito adiante, é um instrumento que mede a direção de polarização da luz baseado nessa capacidade de comparação do olho humano.

3.2.6 Atividade óptica

O termo atividade óptica refere-se à rotação da direção de polarização da luz linearmente polarizada quando esta atravessa certas substâncias ou mesmo soluções ditas opticamente ativas. O efeito ocorre também para ondas eletromagnéticas de outras faixas de frequências fora da região visível, permanecendo a mesma denominação.

A atividade óptica pode ocorrer em cristais como o quartzo e está associada à estruturas helicoidais (à direita ou à esquerda) do cristal. Pode ocorrer em soluções orgânicas, como de

certos açúcares, e está relacionada com a estrutura assimétrica das moléculas. Em qualquer caso, o ângulo de giro da direção de polarização é proporcional à distância percorrida pela luz ao atravessar a substância.

Em nosso experimento, a atividade óptica será verificada em um meio transparente à radiação na faixa de micro-ondas (isopor) preenchido com pequenas molas (estruturas helicoidais). Em uma situação teremos apenas molas dextrógiras, em outra situação apenas molas levógiras e por fim a mistura de molas dos dois tipos.

3.3 EXPERIMENTO 1: POLARIZAÇÃO COM LUZ - A LEI DE MALUS

3.3.1 Equipamentos

- 1 barramento em aço com escalas milimetradas.
- 1 fonte de luz policromática composta de lâmpada halógena com escala focal linear lateral e objetiva frontal.
- 1 lente de cristal plano-convexa de 50 mm, 4 di
- 1 lente de cristal plano-convexa de 50 mm, 8 di
- 1 diafragma de íris
- 2 conjuntos de filtros de polarização girantes com escala de 0° a 210°.
- 1 medidor de intensidade de iluminação (luxímetro) com fotocélula de silício e display LCD.

3.3.2 Medidas

Posicione os componentes nas posições indicadas na escala I do barramento, conforme e Fig. 3.6. **Manuseie os componentes pelo suporte, não encoste nas lentes nem nos filtros!**

- Lanterna na posição 640 mm.
- Diafragma de íris na posição 590 mm.
- Filtro de polarização girante (polarizador) na posição 520 mm.
- Lente de 8 di na posição 450 mm.
- Lente de 4 di na posição 200 mm.
- Filtro de polarização girante (analisador) na posição 130 mm.
- Sensor de intensidade de iluminação na posição 60 mm.

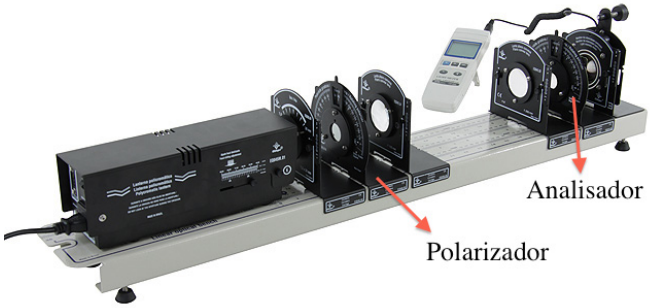

Figura 3.6: Montagem do experimento

Gire os dois polaróides deixando-os na na marca de 0° e posicione a íris na marca de 30 mm. Depois ligue a fonte de luz e o luxímetro. Anote a intensidade de iluminação indicada (I_1). Gire o polaróide analisador de 10 em 10 graus (até 180°) e construa uma tabela com os valores do ângulo θ entre o polarizador e o analisador e a intensidade de iluminação I_2 indicada pelo luxímetro.

Comente o que ocorre com o feixe de luz que incide no luxímetro com o analisador em 0°, 90° e 180°. Construa um gráfico de I_2 x $cos^2\theta$.

3.4 EXPERIMENTO 2: POLARIZAÇÃO COM MICRO-ONDAS

3.4.1 Equipamentos

- Corneta transmissora de micro-ondas,
- corneta receptora de micro-ondas,
- grade polarizadora,
- placa metálica refletora,
- material opticamente ativo.

3.4.2 Emissão e recepção de micro-ondas

O mecanismo de produção de ondas eletromagnéticas de mais simples visualização é o dipolo elétrico oscilante que consiste em cargas elétricas vibrando ao longo de um pequeno condutor reto criando campos elétrico **E** e indução magnética **B** oscilantes que propagam no espaço. Além de ser o processo de mais fácil visualização, a radiação de dipolo elétrico

oscilante é o mais importante mecanismo de produção de ondas eletromagnéticas desde a faixa de radiofrequências, micro-ondas, luz visível e radiação ultravioleta, as duas últimas através das transições dipolares dos elétrons de valência em átomos e moléculas.

Devido à elevada frequência (e pequeno comprimento de onda) da micro-onda, a mesma não pode ser gerada pelos processos usuais utilizando circuitos osciladores LC convencionais como é comum em radiofrequências. Para a geração de micro-onda utiliza-se uma válvula termo-iônica especial (Klystron) que acelera o elétron dentro de uma cavidade ressonante e produz a oscilação desejada em uma única frequência. Essa oscilação é acoplada a uma pequena antena no interior de um guia de ondas metálico retangular (tubo de seção retangular) terminado por uma corneta que realiza a transição entre o guia e o espaço aberto. A corneta concentra e direciona a radiação no interior de um determinado ângulo sólido limitando a divergência do feixe no espaço. A onda emitida é *linearmente polarizada* na direção da antena. Convencionaremos a direção vertical como sendo a direção normal, figura (Fig. 3.7). Para mudar a direção de polarização basta girar a corneta emissora em torno do seu eixo.

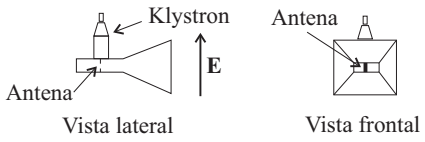

Figura 3.7: Corneta emissora de micro-ondas.

O receptor também possui uma corneta acoplada um guia de ondas que contém uma antena formada por um diodo semicondutor para alta frequência localizado no interior do guia de ondas, na mesma posição do guia do emissor. A onda recebida é guiada até à antena onde o campo elétrico produz uma corrente elétrica oscilante que é retificada pelo diodo e detectada por um microamperímetro em um circuito externo. O vetor densidade de corrente $\mathbf{J}$ na antena é proporcional ao campo elétrico $\mathbf{E}$ que chega à antena ($\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$), portanto, a corrente é proporcional a este campo. Contudo, o campo elétrico que é guiado até à antena é *a projeção do campo elétrico da onda recebida que está na direção da antena.* Se o campo elétrico da onda que chega à boca da corneta for oblíquo com relação a essa direção, apenas o componente paralelo do campo será detetado. A indicação no microamperímetro é *aproximadamente* proporcional à intensidade da onda. Essa aproximação é um tanto grosseira, de forma que esse valor de corrente serve apenas para indicar a presença ou a ausência de um componente do campo elétrico na direção da antena.

3.4.3 Meio opticamente ativo para micro-ondas

É possível criar um meio opticamente ativo na faixa de micro-ondas utilizando-se elementos macroscópicos na forma de pequenas espirais de arame (molas) sustentados por um material isolante e transparente (isopor) a esta radiação. Essas pequenas espirais causam rotação na direção de polarização do campo elétrico da micro-ondas de modo completamente análogo à atividade óptica de uma solução de açúcar ou um cristal de quartzo. As espirais são montadas em placas paralelas de isopor em um arranjo repetitivo de modo a simular um cristal (o quartzo por exemplo) ou no interior de esferas de isopor orientadas ao acaso em uma situação que simula as moléculas de açúcar dissolvidas na água. As espirais podem ser

construídas à esquerda ou à direita as quais, individualmente, giram a direção de polarização de modo respectivo. Se todas as espirais forem do mesmo tipo, por exemplo, à direita, o efeito global será de girar a direção de polarização também à direita. Se forem misturadas com as mesmas quantidades não haverá mudança na direção de polarização.

3.4.4 Parte Experimental

Polarização linear

Arme o dispositivo como mostra a figura (Fig. 3.8).

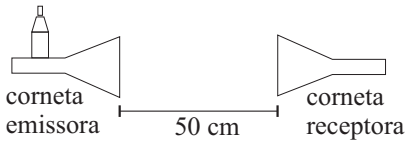

Figura 3.8: Arranjo experimental para verificação da polarização linear da micro-onda.

As cornetas emissora e receptora devem estar com suas antenas na posição normal (vertical). Ligue o emissor e o receptor aguardando dois minutos para o aquecimento da válvula Klystron. Ajuste o botão *Gain* (ganho) no aparelho receptor para uma posição intermediária (aproximadamente metade do giro) e em seguida ajuste o botão *Klystron voltage* procurando a posição em que se observa a máxima deflexão no miliamperímetro do receptor. Se o ponteiro ultrapassar o fundo de escala reduza o ganho do receptor. Você poderá encontrar duas ou mais posições do botão do transmissor que produzirão uma grande deflexão no miliamperímetro, escolha a que produz maior deflexão.

Ajuste o botão de ganho no receptor para 0,8 mA como um valor de referência.

Folgue o parafuso que fixa o eixo da corneta receptora e gire esta corneta em torno de seu eixo e anote o que acontece. **Atenção:** Não force o giro pelo do círculo graduado, gire pelo eixo metálico!

Volte a corneta receptora à posição normal (antena vertical) e aperte o parafuso de fixação. Coloque a grade polarizadora entre as cornetas e gire a grade mantendo seu plano frontalmente às cornetas (mantendo-a perpendicular ao eixo das cornetas) e anote o que ocorre (Fig. 3.9).

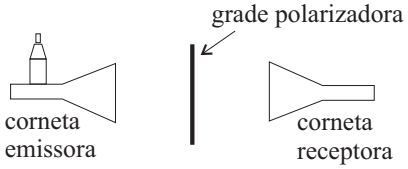

Figura 3.9: Arranjo experimental para verificação do efeito da grade polarizadora na transmissão.

Agora ponha as duas cornetas lado a lado e, à frente destas, a uma distancia de aproximadamente 30 cm, uma placa metálica, figura (Fig. 3.10).

Ajuste a posição desses elementos e o ganho do receptor de modo a obter, novamente, aproximadamente 0,8 mA. Substitua a placa pela grade polarizadora com as barras na

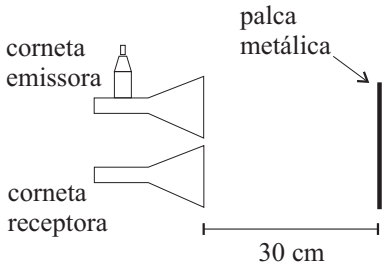

Figura 3.10: Arranjo experimental para verificação do efeito da grade polarizadora na reflexão.

posição vertical e observe o resultado. Gire a grade até as barras ficarem na horizontal e observe. Anote tudo que acontece.

Rotação da direção de polarização

Coloque novamente as cornetas frente a frente, separadas de 50 cm, e ajuste o ganho do receptor novamente para 0,8 mA. Gire a corneta receptora em torno do seu eixo até que nenhuma corrente seja detectada no miliamperímetro. Coloque então a grade entre as cornetas com as barras formando 45^o com a direção horizontal. Observe e anote o que ocorre. Pense em uma explicação para o fato observado.

Polarização elíptica e circular

Nesse item vamos verificar como uma onda com polarização linear pode ser transformada em uma onda com polarização elíptica por um processo de reflexão.

Inicialmente, gire a *corneta transmissora* de modo que a direção de polarização (direção da antena interna) forme 45^o com a horizontal. O objetivo é gerar um campo elétrico inclinado de modo que possamos trabalhar com os componentes vertical e horizontal deste campo.

Com a corneta transmissora nessa posição, arme o dispositivo da figura (Fig. 3.11) dirigindo o sinal transmitido para um refletor metálico com um ângulo de incidência de 45^o. Ponha a corneta receptora de forma a captar o sinal refletido a aproximadamente 45^o com a superfície refletora (lembre-se que o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão).

Gire a corneta receptora em torno de seu eixo até que a corrente indicada no miliamperímetro seja máxima e ajuste o ganho do receptor para que esta corrente seja 0,8 mA.

Gire, agora, a corneta receptora até que a corrente seja nula. Nessa situação, o campo elétrico que chega à corneta receptora está perpendicular à antena receptora desta corneta.

Ponha a grade polarizadora, com as hastes verticais, à frente da placa metálica, sobre os pés de madeira e encostada na placa. Meça a distância entre a placa e a grade e anote este valor. Gire a corneta receptora em torno de seu eixo, anotando, a cada $45°$, a corrente. Você deverá perceber uma grande variação na corrente à medida que gira a corneta. Na posição correspondente à máxima corrente, a direção da antena receptora coincide com o eixo maior da elipse de polarização enquanto que, na posição de mínima corrente, a direção da antena receptora coincide com o eixo menor da elipse.

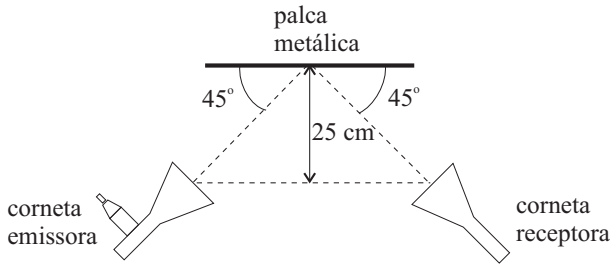

Figura 3.11: Arranjo experimental para geração de uma onda elipticamente polarizada.

Afaste um pouco ($\approx$ 2 mm) a grade com relação à placa mantendo-a paralela, repita o procedimento de giro da corneta receptora e observe a variação. Continue afastando aos poucos e repetindo o giro até encontrar uma posição para a grade em que a variação da corrente seja a mínima possível. Anote a distância entre a grade e a placa em que isso ocorre bem como os valores da corrente. Nesse ponto, a polarização é aproximadamente circular (eixo maior da elipse igual ao eixo menor).

Atividade óptica

Coloque as cornetas frente a frente de modo permitir a introdução, entre elas, das caixas contendo o meio opticamente ativo e ajuste a corrente para 0,8 mA. Utilize o bloco de isopor entre a mesa e a caixa para ajustar a altura da caixa, figura (Fig. 3.12).

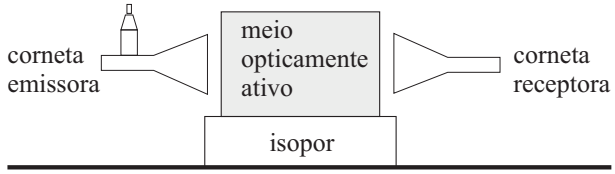

Figura 3.12: Arranjo experimental para verificação da atividade óptica.

Antes de colocar as caixas, gire a corneta receptora até obter corrente mínima no miliamperímetro. Coloque a caixa com as esferas de isopor marcadas de vermelho entre as cornetas e observe o que acontece. A seguir gire um pouco a corneta receptora de modo a restabelecer a corrente mínima, anotando o ângulo de giro e o sentido de rotação necessário para isso. Execute esse procedimento também para o outro meio opticamente ativo com esferas marcadas de preto. Meça e anote o comprimento das duas caixas.

Experimente também com o meio opticamente ativo que simula um cristal. Esse meio contém placas de isopor preenchidas por pequenas molas regularmente espaçadas.

3.5 TRABALHO COMPLEMENTAR

- Interprete o gráfico de I_2 x $cos^2\theta$ com base na Lei de Malus. A partir do gráfico, encontre o valor da intensidade incidente no analisador. Compare este resultado com a intensidade I_1 medida.

- Com base na teoria do experimento justifique todos os resultados obtidos nas seções 3.4.4 a 3.4.4;
- das medidas realizadas na seção 3.4.4 calcule a constante de rotação (ângulo de giro dividido pelo comprimento do meio opticamente ativo) para os meios opticamente ativos que você utilizou.

3.6 BIBLIOGRAFIA

[3], [14]

Experimento 4

INTERFERÊNCIA DE MICRO-ONDAS

4.1 OBJETIVOS

Estudar a interferência e medir o comprimento de onda de micro-ondas.

4.2 PARTE TEÓRICA

4.2.1 Ondas eletromagnéticas

A interação eletromagnética pode ser descrita a partir de dois campos vetoriais, o campo elétrico **E** e o campo indução magnética **B**, de modo que uma carga elétrica na presença destes campos sofre a ação de uma força $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. As fontes primárias dos campos **E** e **B** são as cargas e as correntes elétricas, respectivamente; conhecendo-se as cargas, suas posições e velocidades, os campos **E** e **B** podem ser determinados. Inversamente, conhecendo-se esses vetores dos campos em todo o espaço, as fontes e suas localizações podem ser determinadas.

A teoria do eletromagnetismo foi condensada em quatro equações, chamadas de *equações de Maxwell*, em homenagem a J. C. Maxwell (1831 - 1879), físico inglês que as formulou. Essas equações constituem a estrutura básica da teoria das interações eletromagnéticas. A síntese expressa nas equações de Maxwell é uma das maiores realizações da Física. As interações eletromagnéticas são as mais compreendidas de todas as interações e as únicas expressas de uma forma matemática fechada e consistente. Uma das consequências das *equações de Maxwell* é a previsão teórica da existência de ondas eletromagnéticas. Maxwell mostrou, analisando essas equações, que os campos **E** e **B** propagam-se no vácuo, com a velocidade da luz e, baseando-se nesse fato e nos experimentos que indicavam ser a luz um fenômeno ondulatório, propôs que a luz era uma onda eletromagnética.

O conceito da luz como fenômeno ondulatório foi proposto, inicialmente, por C. Huygens (1629 - 1695), físico holandês, em 1678. Huygens foi contemporâneo de I. Newton, defensor do modelo de partículas para a luz. Essa controvérsia permaneceu por mais de um século. No início do século XIX , T. Young (1773 - 1829) na Inglaterra e A. J. Fresnel (1788 -

1827) na França estabeleceram claramente a teoria ondulatória da luz, mostrando que a luz exibe, sob certas condições, efeitos de interferência e polarização. A interferência é um fenômeno característico da propagação ondulatória e a polarização é unicamente associada às ondas transversais, ou seja, ondas para as quais a perturbação é perpendicular à direção de propagação. A partir dos trabalhos teóricos de Maxwell e das observações experimentais de H. Hertz(1857 - 1894), o caráter transversal da propagação dos campos elétrico e indução magnética e sua velocidade de propagação igual a $c \approx 3 \times 10^8$ m/s permitiram reconhecer a luz como uma onda eletromagnética e considerar a ótica como parte do eletromagnetismo.

A experiência de Hertz, realizada em 1888, é uma experiência de interferência. Ele produziu perturbações elétricas periódicas com um oscilador eletromagnético (circuito RLC forçado), chamado oscilador de Hertz e, pela reflexão do sinal em uma superfície metálica, obteve um padrão de ondas estacionárias. Analisando as posições dos nós e ventres desse padrão estacionário, Hertz pode determinar o comprimento de onda da perturbação e, como a frequência do oscilador elétrico era conhecia, pode realizar a primeira determinação experimental da velocidade de propagação da onda eletromagnética.

Uma pergunta agora pode ser formulada: se os campos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ são tais que satisfazem a uma equação de onda, como são estes campos? Ou ainda, como podemos determinar os campos que são soluções da equação de onda? Sabemos que a equação de onda é satisfeita por funções do tipo $f(x - vt)$ que representa uma onda que caminha na direção positiva do eixo dos x com velocidade v ($v > 0$) e $f(x + vt)$ que representa uma onda que propaga na direção negativa do eixo dos x. Uma função desse tipo é, por exemplo, $\cos[K(x - vt)]$ onde a constante K é colocada para tornar o argumento do cosseno adimensional. Uma onda que varia como um cosseno ou como um seno é dita harmônica. A solução pode ser uma função de um dos tipos citados, devendo-se ainda levar em conta que os campos elétricos e indução magnética são vetores e devem satisfazer as equações de Maxwell. Para satisfazer todos esses requisitos a perturbação deve ser transversal, ou seja, os campos devem oscilar perpendicularmente à direção de propagação e devem ser mutuamente perpendiculares, de modo que o produto vetorial $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ indique a direção e o sentido de propagação. Uma solução possível é

$$\mathbf{E}(x,t) = E_0 \cos(Kx - \omega t + \phi)\hat{\mathbf{j}} \tag{4.1}$$

e

$$\mathbf{B}(x,t) = B_0 \cos(Kx - \omega t + \phi)\hat{\mathbf{k}} \tag{4.2}$$

onde E_0 e $B_0 = E_0/c$ são as amplitudes dos campos, $K = 2\pi/\lambda$ (λ é o comprimento de onda ou período espacial), $\omega = 2\pi/T$ (T é o período temporal), ϕ é uma constante de fase (também chamada de fase inicial), $\hat{\mathbf{j}}$ e $\hat{\mathbf{k}}$ são os versores (vetores unitários) nas direções y e z respectivamente. A constante K é também o módulo do vetor de onda $\mathbf{K}$, um vetor que indica a direção e sentido de propagação da onda (eixo x nesse exemplo) e não deve ser confundido com o versor $\hat{\mathbf{k}}$! A figura (Fig. 4.1) mostra a orientação dos três vetores para esse exemplo.

A solução proposta representa uma onda plana harmônica (os campos não dependem de y e de z, ou seja, em todos os pontos de um plano x = constante o argumento da função cosseno é o mesmo) propagando na direção positiva do eixo x com o campo elétrico oscilando na direção $\hat{\mathbf{j}}$ e o campo indução magnética oscilando na direção $\hat{\mathbf{k}}$. A perturbação é transversal, os campos oscilando perpendicularmente à direção de propagação $\hat{\mathbf{i}}$. A direção de oscilação do campo elétrico é dita a *direção de polarização* da onda. Nesse caso, diz-se que a onda é linearmente polarizada na direção $\hat{\mathbf{j}}$.

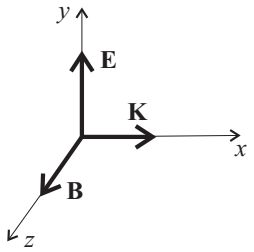

Figura 4.1: Orientação do vetores **E** e **B** de uma onda eletromagética em um ponto do espaço e em um instante de tempo.

Uma onda eletromagnética é, como vimos, a propagação de dois campos vetoriais, o elétrico e a indução magnética. No que se segue expressaremos a onda eletromagnética plana somente pelo seu campo elétrico, desde que, sabendo-se este, o campo indução magnética é também conhecido. A equação (4.2) retrata que o campo indução magnética da onda é perpendicular ao campo elétrico, oscilando com a mesma frequência e mesma constante de fase.

De modo geral, uma onda eletromagnética plana e harmônica que propaga ao longo da direção do vetor de onda **K** pode ser representada por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r} - \omega t + \phi) \tag{4.3}$$

onde **r** é o vetor posição que localiza um ponto do espaço e $\mathbf{E}_0$ é o vetor amplitude do campo elétrico.

Uma outra forma possível para a onda eletromagnética é a onda esférica harmônica. Enquanto que na onda plana a amplitude do campo é constante, na onda esférica a amplitude do campo diminui à medida que a onda se afasta da fonte pontual que a criou. Mais precisamente, a amplitude da onda diminui com o inverso da distância R do ponto à fonte pontual. Em outras palavras, a amplitude da onda é uma função da posição do ponto onde medimos o campo elétrico. Para pontos distantes da fonte essa onda é quase uma onda plana e pode ser representada aproximadamente por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r} - \omega t + \phi), \tag{4.4}$$

supondo que a fonte esteja na origem do sistema de referência.

4.2.2 Interferência de ondas eletromagnéticas

Um fenômeno característico dos processos ondulatórios é a interferência ou superposição, sendo observada para qualquer tipo de onda. Por outro lado, tratando-se da propagação de partículas clássicas (por exemplo, bolas de tênis) ela não ocorre. A interferência caracteriza uma onda, sua presença é considerada uma prova conclusiva da propagação ondulatória.

A superposição de duas ondas é uma onda. Vejamos o que ocorre quando duas ondas de mesma frequência (e comprimento de onda) são superpostas. Vamos considerar ondas harmônicas esféricas que partiram de pontos distintos, para as quais os campos elétricos são dados por

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_{10}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_1\cdot\mathbf{r} - \omega t + \phi_1) \tag{4.5}$$

e

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_{20}(\mathbf{r})\cos(\mathbf{K}_2\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi_2). \tag{4.6}$$

com os módulos dos vetores de onda $K_1 = K_2 = K = 2\pi/\lambda$ e $\omega = Kc$.

O campo resultante é a soma dos dois campos

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r},t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r},t). \tag{4.7}$$

Contudo, normalmente não detectamos (ou enxergamos no caso da luz) ou não temos interesse em detectar o campo elétrico. O que medimos é a intensidade da onda (potência média que atravessa uma unidade de área). Por exemplo, os efeitos de aquecimento ou de sensação luminosa são proporcionais à intensidade da onda e não ao valor instantâneo do campo. A intensidade da onda é proporcional à média do quadrado do campo da onda. Sendo C uma constante apropriada e $< ... >$ indicando a média em um período temporal da oscilação temos

$$I(\mathbf{r}) = C < \mathbf{E}^2(\mathbf{r},t) >= C < \mathbf{E}(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t) >$$

$$I(\mathbf{r}) = C < [\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)+\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t)]\cdot[\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)+\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t)] >$$

$$I(\mathbf{r}) = C < \mathbf{E}_1^2(\mathbf{r},t)+\mathbf{E}_2^2(\mathbf{r},t)+2\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t) > .$$

Como a média da soma é igual à soma das médias fica

$$I(\mathbf{r}) = C < \mathbf{E}_1^2(\mathbf{r},t) > + C < \mathbf{E}_2^2(\mathbf{r},t) > + C2 < \mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t) >$$

ou

$$I(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + I_{12}(\mathbf{r}). \tag{4.8}$$

O termo $I_{12}(\mathbf{r})$ é chamado de termo de interferência. Façamos seu desenvolvimento

$$I_{12}(\mathbf{r}) = C2\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})\cdot\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) < \cos(\mathbf{K}_1\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi_1)\cos(\mathbf{K}_2\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi_2) > .$$

Utilizemos a identidade

$$\cos(a+b)+\cos(a-b) = 2\cos(a)\cos(b)$$

fazendo $a = \mathbf{K}_1\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi_1$ e $b = \mathbf{K}_2\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi_2$. Fica

$$a+b = \mathbf{K}_1\cdot\mathbf{r}+\mathbf{K}_2\cdot\mathbf{r}-2\omega t+\phi_1+\phi_2 = (\mathbf{K}_1+\mathbf{K}_2)\cdot\mathbf{r}-2\omega t+\phi_1+\phi_2$$

e

$$a-b = \mathbf{K}_1\cdot\mathbf{r}-\mathbf{K}_2\cdot\mathbf{r}+\phi_1-\phi_2 = (\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_2)\cdot\mathbf{r}+\phi_1-\phi_2.$$

Então

$$I_{12}(\mathbf{r}) = C\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})\cdot\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) < \cos((\mathbf{K}_1+\mathbf{K}_2)\cdot\mathbf{r}-2\omega t+\phi_1+\phi_2)$$
$$+\cos((\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_2)\cdot\mathbf{r}+\phi_1-\phi_2) >$$
$$I_{12}(\mathbf{r}) = C\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})\cdot\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r})[< \cos((\mathbf{K}_1+\mathbf{K}_2)\cdot\mathbf{r}-2\omega t+\phi_1+\phi_2) >$$
$$+ < \cos((\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_2)\cdot\mathbf{r}+\phi_1-\phi_2) >].$$

A primeira média é nula se a soma $\phi_1+\phi_2$ não variar no tempo. Portanto, para que o termo de interferência seja diferente de zero é necessário que as seguintes condições sejam satisfeitas

- Os campos $\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})$ e $\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r})$ não podem ser perpendiculares entre si.
- A segunda média temporal deve ser diferente de zero. Isso significa que as constantes de fase ϕ_1 ϕ_2 devem guardar entre si certa regularidade. A condição mais simples é aquela para qual a diferença $\phi_1 - \phi_2$ não depende do tempo. Nesse caso, a média temporal não depende do tempo e as duas ondas são ditas coerentes. A situação inversa é considerar que as duas constantes de fase não guardam nenhuma regularidade entre si e as duas ondas são ditas completamente incoerentes, o termo de interferência varia aleatoriamente no tempo.

Resta discutir como produzir, em situações práticas, ondas coerentes de modo que a interferência entre elas possa ser observada. Discutiremos adiante algumas situações.

A dupla fenda de Young

Um diagrama do dispositivo de dupla fenda é mostrado na figura (Fig. 4.2).

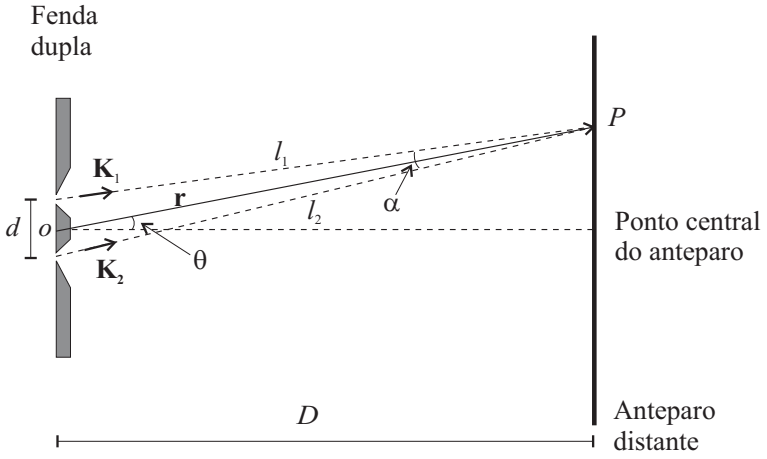

Figura 4.2: Dispositivo de dupla fenda de Young.

Uma onda plana incide perpendicularmente ao plano das fendas finas. Cada fenda, considerando o princípio de Huygens, atua como fonte emissora de ondas secundárias. Em um ponto P de um anteparo distante e paralelo ao plano das fendas, queremos determinar como é a superposição das ondas emitidas por essas duas fendas. Sendo a distância do anteparo às fendas muito maior do que a separação entre as fendas, $D >> d$, as trajetórias percorridas pelas ondas das fendas ao ponto P são essencialmente paralelas porém, com comprimentos ligeiramente diferentes. Estritamente falando, as trajetórias só seriam paralelas se o anteparo se localizasse no infinito. Contudo, a condição $D >> d$ é equivalente a fazer o ângulo $\alpha \approx 0$.

As duas ondas que escrevemos inicialmente, equações (4.5) e (4.6) podem ser consideradas as ondas provenientes das duas fendas e escritas como

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

e

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

onde fizemos as amplitudes iguais a $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ e tomamos as fases iniciais nulas, $\phi_1 = \phi_2 = 0$.

Os produtos escalares nas duas equações são proporcionais às distancias das fendas ao ponto P (caminhos ópticos l_1 e l_2) e podem ser escritos como

$$\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} = Kl_1 \qquad \text{e} \qquad \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} = Kl_2, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Na condição em que as duas trajetórias são paralelas a diferença entre os caminhos ópticos $l_2 - l_1$ pode ser calculada com facilidade, veja a figura (Fig. 4.3).

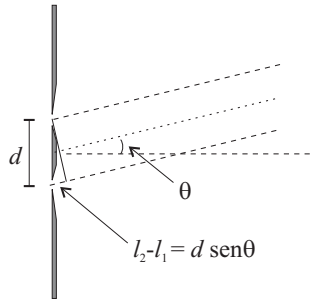

Figura 4.3: Diferença entre os caminhos ópticos no dispositivo de dupla fenda de Young.

A condição para ocorrer interferência construtiva (máximo de intensidade luminosa) é

$$l_2 - l_1 = d\ \text{sen}(\theta) = k\lambda, \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2... \tag{4.9}$$

e para ocorrer interferência destrutiva (mínimo de intensidade luminosa) é

$$l_2 - l_1 = d\ \text{sen}(\theta) = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2... \ . \tag{4.10}$$

Ondas estacionárias

Uma outra situação na qual há interferência de duas ondas é quando uma onda (por exemplo, a onda dada pela equação (4.1) atinge perpendicularmente um anteparo e é refletida. Na região compreendida entre a fonte e o refletor haverá duas ondas, uma caminhando da fonte para o refletor e outra movendo-se do refletor para a fonte. A superposição das duas ondas produzirá uma onda estacionária que é caracterizada por ter nós e ventres localizados em pontos fixos do espaço. O campo elétrico de uma onda estacionária pode ser escrito como

$$\mathbf{E} = 2\mathbf{E}_0\ \text{sen}(Kx)\ \text{sen}(\omega t). \tag{4.11}$$

A distância entre nós (ou ventres) consecutivos é dada pela distância entre os zeros (ou máximos) da função $\text{sen}(Kx)$ e vale meio comprimento de onda. Esses nós podem ser detectados movimentando-se um detector ao longo da linha que une a fonte ao anteparo refletor fixo. Por outro lado, movimentando-se o anteparo ao longo da mesma linha, *um ciclo é completado a cada meio comprimento de onda* percorrido pelo anteparo.

Interferência por filmes finos

Em muitas situações do dia a dia pode-se verificar a interferência por filmes finos. As cores na bolha de sabão e nas películas de óleo sobre a água são causadas por interferência da luz refletida nas interfaces do filme ou película. A onda incidente na película semitransparente, veja a figura (Fig. 4.4) é refletida nas duas interfaces e duas ondas retornarão. A diferença de caminhos ópticos percorridos e as características das reflexões nas duas interfaces modificarão a fase relativa entre as duas ondas. Por exemplo, se uma onda percorre um trajeto de exatamente um comprimento de onda dentro do filme, sua fase é modificada de 2π radianos. Novamente ocorrerão casos de interferência construtiva e destrutiva conforme seja a espessura da película. A situação é periódica de modo que, para cada comprimento de onda percorrido dentro do material, uma mesma situação se repete (por exemplo, os máximos se repetem a cada 2π radianos).

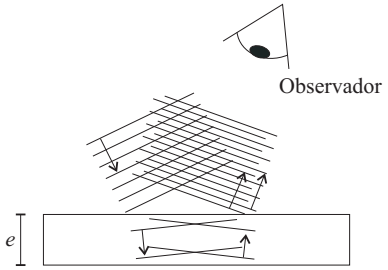

Figura 4.4: Ondas refletidas nas duas interfaces de um filme fino.

Considerando incidência normal e um filme com espessura e, uma determinada condição de interferência (máximos ou mínimos) ocorre quando a espessura do filme varia de meio comprimento de onda λ_f dentro do filme. Em outras palavras, quando a espessura do filme for um múltiplo de meio comprimento de onda dentro do filme a condição de interferência se repete. Se você estiver observando um máximo de interferência, o próximo máximo ocorrerá quando a espessura do filme variar de meio comprimento de onda dentro do filme.

Interferômetro de Michelson

Os experimentos de Michelson ficaram famosos como uma tentativa para determinar a velocidade da Terra com relação ao éter. O equipamento utilizado, chamado de interferômetro de Michelson, está descrito na figura (Fig. 4.5).

Uma onda plana incide em um espelho semi-refletor de modo que uma parte da onda é refletida e outra é transmitida. Cada uma dessas ondas caminha até um dos espelhos onde é refletida voltando novamente ao espelho semi-refletor onde novamente uma parte é refletida e outra é transmitida. Como resultado, duas ondas dirigem-se ao detector e essas duas ondas irão se interferir. A diferença de caminhos percorridos por essas duas ondas poderá fazer com que a interferência seja construtiva ou destrutiva. Se a diferença for um número inteiro de comprimentos de onda, as duas ondas chegarão ao detector em fase e a interferência será construtiva. Por outro lado, se a diferença de caminhos for um número semi-inteiro (1/2, 3/2, 5/2, etc.) do comprimento de onda, as duas ondas ondas chegarão ao detector defasadas de π radianos e a interferência será destrutiva. Situações intermediárias também são possíveis, mas não são interessantes. Movendo-se um dos espelhos, afastando-o ou

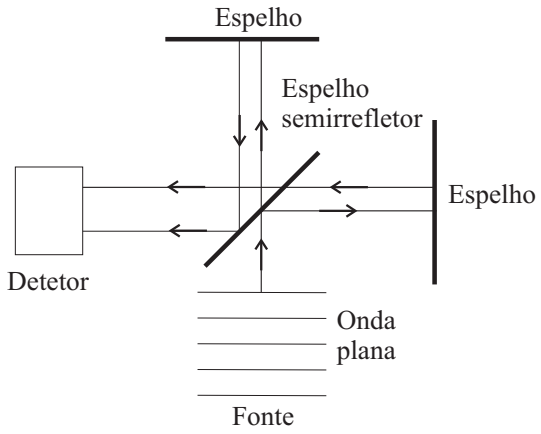

Figura 4.5: Diagrama do interferômetro de Michelson.

aproximando-o do espelho semi-refletor, a fase relativa entre as duas ondas é modificada e a condição de interferência construtiva (ou destrutiva) ocorrerá quando o espelho é deslocado a cada meio comprimento de onda.

O espelho de Lloyd

Considere o dispositivo representado na figura (Fig. 4.6). Uma onda esférica (por exemplo, a onda representada pela equação (4.4)) incide obliquamente sobre o espelho horizontal e frontalmente a um anteparo perpendicular ao espelho.

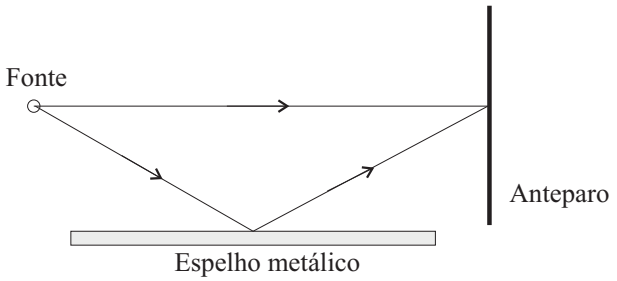

Figura 4.6: Diagrama do Espelho de Lloyd.

A onda refletida pelo espelho horizontal também alcança o anteparo interferindo com a onda direta. A onda refletida percorre um caminho maior que a onda direta chegando ao anteparo defasada (atrasada) com relação à onda direta. A diferença de caminhos ópticos e a inversão de fase que ocorre na reflexão levarão à variação na fase relativa entre as duas ondas e, novamente, poderá ocasionar uma condição de interferência construtiva ou destrutiva. A condição de interferência destrutiva ocorrerá quando a diferença de caminhos for igual a um número inteiro de comprimentos de onda.

4.3 PARTE EXPERIMENTAL

4.3.1 Lista de material

Identifique os seguintes equipamentos e materiais:

- Corneta emissora de micro-ondas,
- corneta receptora de micro-ondas,
- ponta de prova (antena) receptora,
- fontes de alimentação para as cornetas,
- microamperímetro,
- placas metálicas grandes(2),
- placa metálica pequena,
- placa semi-refletora (preta),
- régua,
- medidor de ângulo.

4.3.2 Emissão e recepção de micro-ondas

O mecanismo de produção de ondas eletromagnéticas de mais simples visualização é o dipolo elétrico oscilante, duas cargas elétricas, uma positiva e outra negativa, vibrando ao longo de uma linha reta, criando campos elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ e indução magnética $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ que se propagam no espaço. Além de ser o processo de mais fácil visualização, a radiação de dipolo elétrico oscilante é o mais importante mecanismo de produção de luz e radiação ultravioleta, através das transições dipolares dos elétrons de valência em átomos e moléculas. A radiação de dipolo é também importante na produção de ondas de rádio e de micro-ondas.

O equipamento que utilizaremos para a emissão e recepção de micro-ondas consiste de duas cornetas, uma emissora e uma receptora. A corneta emissora contém um diodo que emite uma única frequência na faixa de micro-ondas. A onda emitida é linearmente polarizada. Em uma posição que chamaremos *normal*, veja a figura (Fig. 4.7), o campo elétrico da onda oscila na direção vertical. Para mudar a direção de polarização basta girar a corneta em torno do seu eixo.

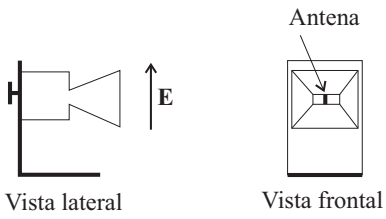

Figura 4.7: Descrição das cornetas emissora e receptora.

A corneta receptora contém uma antena (um fio condutor metálico de comprimento igual à metade do comprimento de onda da micro-onda) na qual o campo elétrico da onda gera uma corrente senoidal que é retificada e medida por um microamperímetro de escala apropriada. A densidade de corrente no fio da antena é proporcional ao campo elétrico da onda, $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$. A corrente é proporcional à densidade de corrente $\mathbf{J}$ na direção da antena, ou seja, à componente do do campo elétrico da onda nessa direção. Assim, ao medirmos a corrente estamos também medindoa componente do campo elétrico da onda na direção da antena.

4.4 PARTE EXPERIMENTAL

4.4.1 Cuidados com os equipamentos

A ponta de prova receptora não deve, em hipótese alguma, *ser ligada a uma fonte de tensão* , só pode ser ligada a um microamperímetro. Cuidado para não exceder a escala desse medidor. Se necessário, troque a resistor de proteção por outro de maior valor. Ao modificar a posição relativa entre a corneta receptora e a corneta emissora fique atento à indicação do medidor na corneta receptora. Não deixe o ponteiro ultrapassar o fundo de escala; reduza a sensibilidade ou ganho nos dois botões de controle sobre a corneta receptora.

4.4.2 Ondas estacionárias

Coloque a corneta emissora e o anteparo metálico frente a frente com uma distância entre eles de aproximadamente 65 cm medidos a partir da boca da corneta como mostra a figura (Fig. 4.8).

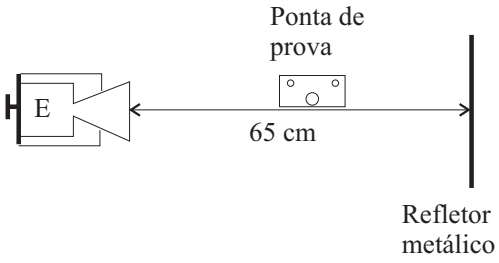

Figura 4.8: Arranjo para a medida da onda estacionária.

A corneta emissora deve estar ligada na fonte de tensão. Ligue a ponta de prova ao microamperímetro observando a polaridade e coloque-a entre o anteparo e a corneta emissora (aproximadamente à meia distância entre eles) de modo que o elemento receptor esteja próximo ao eixo da corneta. Use a régua como guia e deslize lentamente a ponta de prova ao longo da régua. Você verá o ponteiro do medidor oscilar entre um valor máximo e um valor mínimo. Tome uma referência qualquer na base da ponta de prova, e meça as posições referentes aos mínimos de corrente no microamperímetro. Faça, pelo menos, 10 medidas. Tome o cuidado para não deslocar a régua durante o movimento e não deixe sua mão fazer sombra e influenciar a medida.

Estime uma margem de erro para a sua medida que não precisa ser necessariamente a menor divisão da régua, leve em conta a dificuldade para a localização do ponto de mínimo.

4.4.3 Espelho de Lloyd para micro-ondas

Arme o dispositivo descrito na figura (Fig. 4.9).

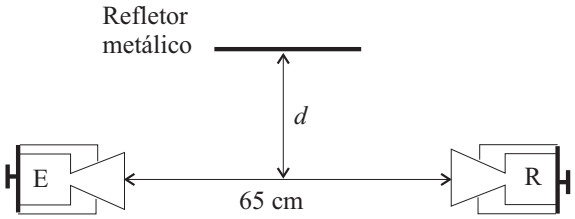

Figura 4.9: Espelho de Lloyd para micro-ondas.

Posicione o refletor metálico a aproximadamente 7,5 cm do eixo das cornetas e ajuste a sensibilidade do medidor para obter a indicação de corrente máxima. Movimente lentamente o refletor afastando-se do eixo das cornetas assegurando-se que o mesmo permaneça paralelo ao eixo. Meça as distâncias d para as quais a corrente indicada no microamperímetro é um mínimo. Faça pelo menos quatro medidas. Estime uma margem de erro para a sua medida que não precisa ser necessariamente a menor divisão da régua, leve em conta a dificuldade para a localização do ponto de mínimo.

4.4.4 Interferência de filme fino

Monte os equipamentos conforme a figura (Fig. 4.10).

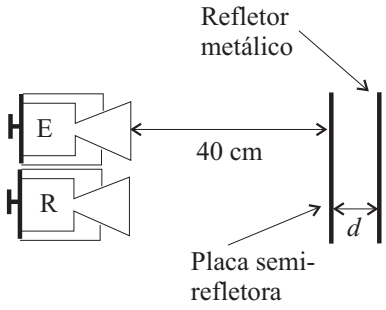

Figura 4.10: Interferência por filme fino.

Coloque a placa metálica refletora atrás da placa semi-refletora (preta), inicialmente a uma distância de 5 cm da mesma. Afastando a placa metálica (mantendo-a perpendicular ao feixe incidente) anote as posições para as quais verifica-se um mínimo de intensidade de corrente no microamperímetro. Faça pelo menos cinco medidas. Estime o erro das medidas.

4.4.5 Interferômetro de Michelson

Monte os equipamentos conforme o diagrama da figura (Fig. 4.11).

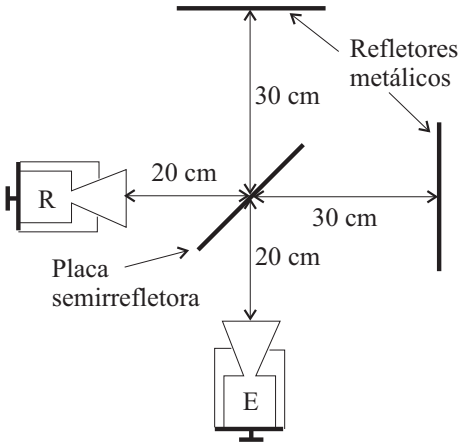

Figura 4.11: Interferômetro de Michelson.

Verifique o alinhamento dos elementos com pequenos movimentos de giro na placa semi-refletora e nas cornetas de modo obter o máximo de corrente no microamperímetro. Ajuste a sensibilidade do receptor se necessário. Movimente um dos refletores afastando-o da placa semirrefletora (mantendo o seu perpendicularismo em relação ao eixo da corneta) procurando as posições para as quais a intensidade captada pelo receptor é máxima. Faça pelo menos cinco medidas de posição e estime o erro das medidas.

4.4.6 A dupla fenda de Young

Utilize duas placas metálicas grandes e uma pequena para fazer o dispositivo de dupla fenda como mostra a figura (Fig. 4.12). A placa pequena deve ser colocada em cima do centro do medidor de ângulos (transferidor). Conecte a corneta receptora ao centro do medidor de ângulos utilizando a haste metálica de modo que a corneta receptora possa realizar um arco de círculo. A haste manterá o raio constante e servirá também como uma referência para a leitura dos ângulos. Ajuste a largura das fendas em aproximadamente 2,0 cm para que possa detectar um sinal de intensidade razoável quando as cornetas estiverem alinhadas.

Gire lentamente a corneta receptora assegurando-se que a mesma está sempre voltada para o meio da placa metálica pequena. Anote os ângulos para os quais a corrente indicada no microamperímetro é um máximo. Estime um erro para a medida dos ângulos.

4.5 TRABALHO COMPLEMENTAR

- Determine, a partir das medidas dos itens 4.4.2 até 4.4.5, o comprimento de onda médio da micro-onda para cada método de medida observando que no espelho de Lloyd os centros eficazes de transmissão e recepção da micro onda se encontram deslocados de 5 cm no interior da corneta medidos a partir da boca, ou seja, a distância de centro

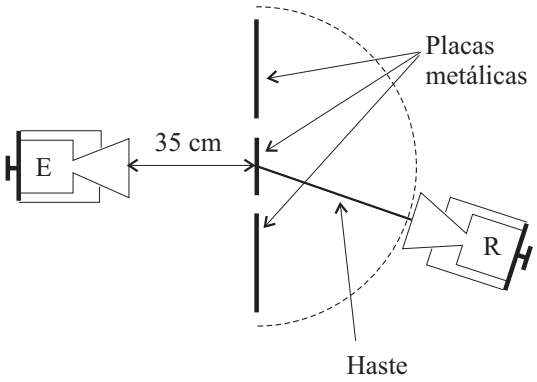

Figura 4.12: Dispositivo de fenda dupla de Young.

a centro vale 75 cm. Calcule o desvio absoluto dos comprimento de onda para cada método e expresse o comprimento de onda e seu desvio corretamente (apenas um algarismo significativo no desvio).

- A partir das medidas realizadas no item 4.4.6 e da determinação do comprimento de onda do item 4.4.5, determine a separação entre as duas fendas. Calcule o desvio e expresse a separação corretamente.

4.6 BIBLIOGRAFIA

[16], [17], [3], [14]

Experimento 5

INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

5.1 OBJETIVOS

- Medir o comprimento de onda de um laser de He-Ne
- Medir o índice de refração de um vidro
- Medir o índice de refração do ar

5.2 PARTE TEÓRICA

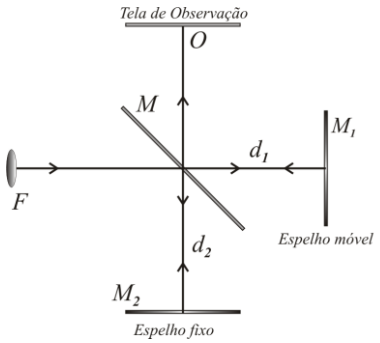

Figura 5.1: O Interferômetro de Michelson

5.2.1 O Interferômetro de Michelson

O interferômetro de Michelson é o tipo mais fundamental de interferômetro de dois feixes. A figura 5.1 mostra esquematicamente, a montagem do interferômetro.

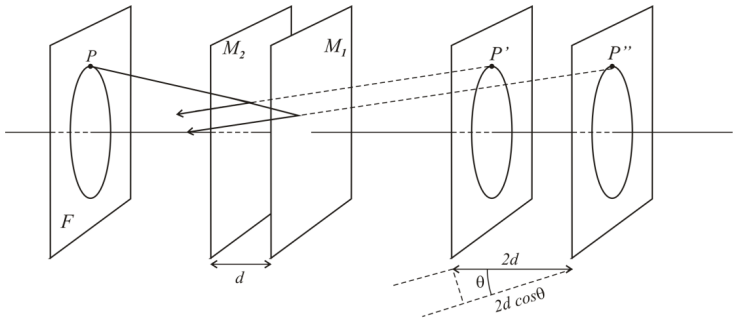

Figura 5.2: Luz incidindo nos espelhos M_1 e M_2

Considere que a luz parte da fonte F e incide no semi-espelho (M), de espessura desprezível. A luz é então dividida em dois feixes coerentes que seguem respectivamente para os espelhos M_1 e M_2 onde são refletidos de volta para M onde eles são respectivamente transmitidos e refletidos indo interferir no ponto O na tela de observação. Sendo os espelhos perpendiculares entre si o sistema é equivalente a uma luz proveniente de uma fonte extensa incidindo sobre uma camada de ar, de espessura $d = |d_1 - d_2|$, entre o espelho M_1 e a imagem virtual do espelho M_2, como ilustra a figura 5.2.

Sejam

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01} cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1 - \omega t + \varphi_1) \tag{5.1}$$

e

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02} cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_2 - \omega t + \varphi_2) \tag{5.2}$$

as duas ondas monocromáticas, coerentes e com o mesmo estado de polarização que partem da fonte e superpõem em O. A onda resultante será:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \tag{5.3}$$

Sabendo-se que a intensidade é $I \propto |\mathbf{E}|^2$, e supondo-se que ambas as ondas tenham mesma amplitude, pode-se mostrar que a intensidade da luz em O será dada por:

$$I = 4I_1 cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad onde \quad \delta = k(r_2 - r_1) + (\varphi_2 - \varphi_1) \tag{5.4}$$

Como ambos os feixes sofrem o mesmo número de reflexões, tem-se que $(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$. Da figura 5.2 podemos verificar que a diferença de fase entre os dois feixes é

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2dcos\theta \tag{5.5}$$

onde λ é o comprimento de onda da luz utilizada.

Portanto, de acordo com a equação 5.4 os máximos de intensidade ocorrerão cada vez que δ for um múltiplo inteiro de 2π, o que significa que

$$2dcos\theta = N\lambda \qquad N = 1, 2, 3... \tag{5.6}$$

e círculos concêntricos são produzidos para cada valor de N, d e θ.

Se a posição do espelho móvel (M_1) é variada de modo que d, por exemplo diminua então, de acordo com a equação 5.6, o diâmetro do círculo também diminuirá. Portanto um círculo desaparecerá cada vez que d seja diminuída (ou aumentada) de 2λ .

A condição 5.6 pode ser aplicada no centro dos anéis de interferência, onde $\theta = 0$. Assim teremos:

$$2d = N\lambda \qquad N = 1, 2, 3... \tag{5.7}$$

5.2.2 Determinação do índice de refração de um vidro

Ao introduzir um bloco de um vidro transparente, de índice de refração n, em um dos braços do interferômetro, os diâmetros dos círculos de interferência serão alterados, uma vez que haverá modificação na diferença de caminho entre os feixes. Se ΔS é a diferença de caminho entre os feixes que chegam no centro do padrão, o número de círculos de interferência que desaparecem (ou aparecem) é $N = \Delta S/\lambda$.

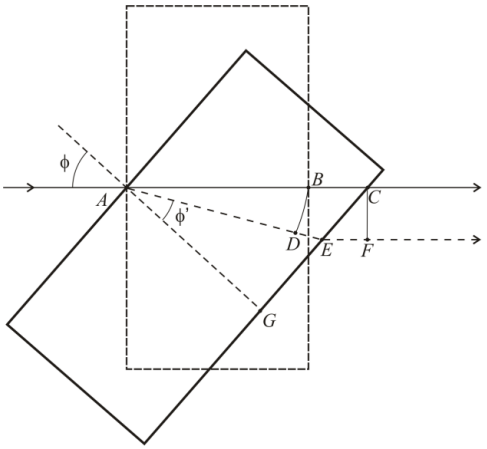

Figura 5.3: Determina-se o índice de refração n a partir da diferença de caminho entre os feixes de luz que passam pelos dois blocos de vidro.

A figura 5.3 ilustra uma maneira de se determinar o índice de refração n de uma placa de vidro, usando o interferômetro de Michelson. Para isto, é calculada a diferença de caminho entre o feixe de luz que percorre, em incidência normal, um bloco de vidro posicionado na vertical (desenhado em linha pontilhada) com a normal a este bloco. Ambos os blocos tem faces paralelas, mesmo índice de refração n e espessura t.

Se um dos blocos é girado lentamente em torno de um eixo perpendicular ao raio, as franjas que desaparecem, devido ao aumento do caminho óptico, podem ser contadas. Como pode ser vista na figura, a diferença de caminho óptico em uma passagem entre os dois blocos é:

$$\Delta S = nAE + EF - nAB - BC \tag{5.8}$$

Se um arco de circunferência com centro em A e raio AB é traçado, ele corta a reta AE no ponto D. Desta forma a diferença de caminho é $\Delta S = nDE + EF - BC$. Como os raios

passam pelo blocos duas vezes, então a diferença de caminho total será:

$$\Delta S = 2(nDE + EF - BC) = N\lambda \tag{5.9}$$

Da geometria:

$$2[n(AE - t) + (sen\phi)(GC - GE) - (AC - t)] = N\lambda \tag{5.10}$$

$$nAE + (sen\phi)(GC - GE) - AC = \frac{N\lambda}{2} + t(n-1). \tag{5.11}$$

Expressando AE, GC, GE e AC em termos de t, ϕ e ϕ', teremos:

$$\frac{n - sen\phi sen\phi'}{cos\phi'} + \frac{sen^2\phi - 1}{cos\phi} = \frac{N\lambda}{2t} + n - 1 \tag{5.12}$$

Da lei de Snell

$$sen\phi = n \;\; sen\phi' \tag{5.13}$$

e da igualdade trigonométrica:

$$sen^2\phi' + cos^2\phi' = 1 \qquad \rightarrow \qquad cos\phi' = \sqrt{1 - sen^2\phi'} = \frac{\sqrt{n^2 - sen^2\phi}}{n} \tag{5.14}$$

obtemos:

$$\sqrt{n^2 - sen^2\phi} = \frac{N\lambda}{2t} - 1 + n + cos\phi \tag{5.15}$$

o que nos leva a:

$$n = \frac{(2t - N\lambda)(1 - cos\phi) + (N^2\lambda^2/4t)}{2t(1 - cos\phi) - N\lambda} \tag{5.16}$$

5.2.3 Determinação do índice de refração do ar

Para determinar o índice de refração do ar um recipiente (cubeta) de comprimento s é inserido no caminho do feixe, em frente ao espelho móvel. Uma bomba de vácuo permite variar a pressão no recipiente. O índice de refração de um gás é linearmente dependente da pressão p, tal que

$$n(p) = n(0) + \frac{\Delta n}{\Delta p} p \tag{5.17}$$

sendo que $n(0) = 1$ e

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = \frac{n(p + \Delta p) - n(p)}{\Delta p} \tag{5.18}$$

O caminho ótico para o feixe luminoso percorrendo o recipiente de comprimento s é

$$x = n(p)s \tag{5.19}$$

Se a pressão no recipiente for variada de Δp, este caminho ótico sofrerá uma variação de

$$\Delta x = n(p + \Delta p)s - n(p)s \tag{5.20}$$

Iniciando-se com a pressão ambiente (p_0) e diminuindo-se até um valor p, observaremos que a configuração inicial do padrão de interferência (caracterizada, por exemplo, por um

mínimo no centro do padrão) se repetirá N vezes. Cada mudança de mínimo para mínimo corresponde a uma variação de λ no caminho ótico. Assim entre as pressões p e $p + \Delta p$ o caminho ótico será alterado por

$$\Delta x = [N(p) - N(p + \Delta p)]\lambda \tag{5.21}$$

Considerando-se agora que o feixe de luz atravessa duas vezes o recipiente, pelas equações 5.20 e 5.21 temos

$$n(p + \Delta p) - n(p) = [N(p) - N(p + \Delta p)]\frac{\lambda}{2s} \tag{5.22}$$

e em vista da equação 5.18 podemos escrever:

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = -\frac{\Delta N}{\Delta p}\frac{\lambda}{2s} \tag{5.23}$$

A quantidade $(\Delta N/\Delta p)$ pode ser determinada a partir do gráfico do número de variações do padrão de interferência versus a pressão. O índice de refração n é então determinado com o uso das equações 5.17 e 5.23.

5.3 PARTE EXPERIMENTAL

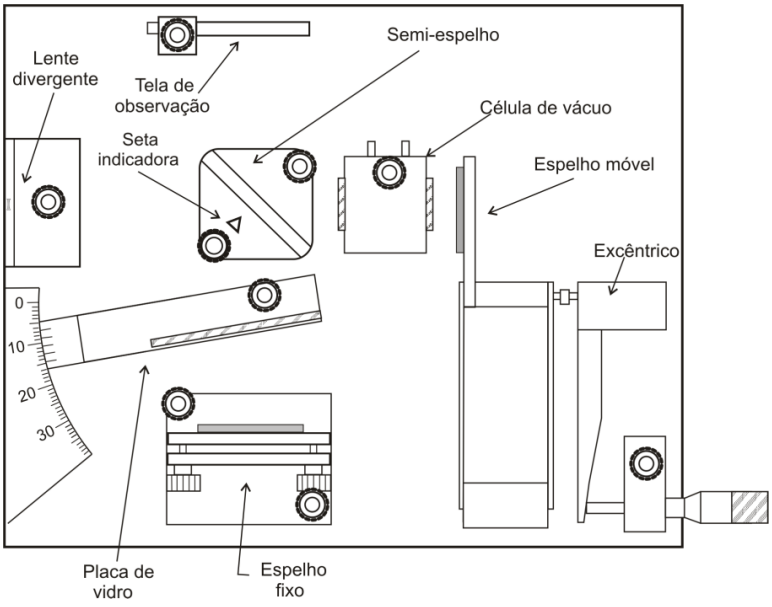

Figura 5.4: Aparato Experimental

O aparato experimental necessário está mostrado na figura 5.4. Ele consiste dos seguinte itens:

- Interferômetro de Michelson

- Laser, He-Ne com chave seletora de potência: 0,3 - 0,9 mW
- Placa de vidro (espessura $t = 4$ mm)
- Cubeta de vidro para vácuo (comprimento $s = 41$ mm)
- Bomba de vácuo manual com manômetro

Antes de passar para o próximo item, verifique se a placa de vidro e/ou a célula de vácuo estão montadas no interferômetro. Caso estejam, retire-as do instrumento.

5.3.1 Ajustes iniciais

- Retire o semi espelho, e incida o feixe do laser sobre a lente divergente. Essa lente tem a função de expandir a largura do feixe.
- Ajuste com cuidado os parafusos da base do laser de modo que o feixe de luz refletido pelo espelho móvel retorne sobre a lente divergente de modo simétrico. Se necessário, gire também a base do laser para se obter a imagem desejada. Uma vez concluída esta etapa, a posição do laser não deve ser alterada até o fim do experimento.
- Retire a lente divergente e recoloque o semi espelho na base do espectrômetro, posicionando a seta indicadora como mostra a figura 5.4. Esta seta indica o lado onde o filme semi refletor está depositado sobre o vidro.
- Você irá notar que na tela de observação haverá dois pontos brilhantes. Gire cuidadosamente os parafusos que regulam a inclinação do espelho fixo até que estes pontos coincidam. Se necessário, baixe a potência do laser para melhor visualização (cuidado para não deslocar este instrumento!).
- Recoloque a lente divergente e os anéis de interferência deverão aparecer na tela. Caso não apareçam, gire com muito cuidado os parafusos do espelho até obter a imagem desejada.

5.3.2 Medida de comprimento de onda do laser. Montagem padrão

- Monte o interferômetro de acordo com a figura acima, mas sem a placa de vidro e sem a célula de vácuo. Certifique-se de que a seta indicadora esteja na posição mostrada na figura.
- Gire o parafuso micrométrico até ± 25 mm e logo em seguida volte para $\pm$ 20 mm (é para evitar as imprecisões ao mudar a direção de rotação). Ajuste o micrômetro para que fique uma franja escura (mínimo de interferência) no centro. Anote o valor desta posição (d_0).
- Gire o micrômetro no sentido horário e conte o número $N = 30$ de mínimos que se formam no centro do padrão. Anote a posição (d)
- O valor do comprimento de onda é dado por

$$\lambda = 2\frac{|d - d_0|}{N} \tag{5.24}$$

- Repita o procedimento para $N = 40$ e $N = 50$
- Calcule o desvio $\Delta\lambda$

Observações:

- O movimento do espelho móvel é reduzido por um mecanismo (excêntrico) por um fator 1000. Assim, um movimento de 1 mm no micrômetro equivale a 1μm=1000 nm no espelho. A expressão 5.24 deve ser multiplicada por 1000 para se obter o valor de λ em nm
- No braço do micrômetro há uma escala milimetrada. Logo abaixo da linha horizontal do braço, há também uma escala milimétrica, mas deslocada de 0,5 mm em relação à escala superior. Na figura abaixo, mostramos um exemplo de como efetuar uma leitura.

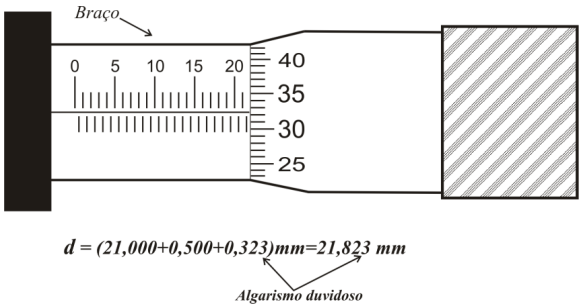

Figura 5.5: Escala do micrômetro

5.3.3 Medidas de índice de refração do vidro

- Mantendo a montagem padrão, insira a placa de vidro no interferômetro. Se for o caso, faça pequenos ajustes nos parafusos do espelho fixo para que o padrão de interferência se mantenha centralizado.
- Posicione a placa o mais próximo de 0°, de maneira a formar um mínimo no centro do padrão. Anote este valor φ_0.
- Gire **lentamente e com muito cuidado** o vidro e ao mesmo tempo conte o número N de mínimos que se forma no centro do padrão. Anote o valor do ângulo φ_m para $N = 50$. O índice de refração do vidro é dado por:

$$n = \frac{(2t - N\lambda)(1 - cos\varphi) + \left(\frac{N^2\lambda^2}{4t}\right)}{2t(1 - cos\varphi) - N\lambda}, \tag{5.25}$$

  onde $t = 4$ mm é a espessura do vidro, $\varphi = \varphi_m - \varphi_0$ e $\lambda = 633$ nm é o comprimento de onda do laser.
- Volte a placa para a posição φ_0 e repita a medida para N = 100.
- Ao término das medidas, retire a placa de vidro do interferômetro.

5.3.4 Medidas de índice de refração do ar

- Coloque a célula de vácuo de modo que suas faces de vidro fiquem paralelas ao espelho móvel. Se necessário, ajuste os parafusos do espelho fixo para que os anéis fiquem centralizados na tela.
- Iniciando da pressão ambiente ($p_0 = 1004$ mbar) diminua a pressão na célula, apertando lentamente o gatilho da bomba de vácuo e conte o número N de mínimos que desaparecem do centro do padrão. Quando o gatilho chegar ao fim de seu curso, solte-o e anote em uma tabela o valor da pressão (p') e do número de mínimos.
- Repita o item anterior, mas lembrando-se que a contagem de mínimos deve continuar a partir da leitura anterior (isto é, não deve ser zerado).
- Repita estes procedimentos até que a pressão na célula atinja seu valor mínimo. Ao término das medidas, aperte a alavanca que permite a entrada de ar na célula.
- Faça um gráfico de $N \times p$ e calcule o coeficiente angular ($\Delta N/\Delta p$). Observe que o valor da pressão mostrada no medidor é, na verdade, o decréscimo sofrido pela pressão ambiente. Assim, para a confecção deste gráfico, o valor de p deve ser corrigido para $p = p_0 - p'$.
- O valor do índice de refração é obtido das expressões:

$$n(p) = 1 + \frac{\Delta n}{\Delta p} p \qquad onde \qquad \frac{\Delta n}{\Delta p} = \frac{\lambda}{2s} \left| \frac{\Delta N}{\Delta p} \right| \tag{5.26}$$

  onde $\lambda = 633$ nm é o comprimento de onda do laser e $s = 41$ mm é o comprimento interno da célula de vácuo.

5.4 BIBLIOGRAFIA

[18], [19], [20], [21]

Experimento 6

INTERFERÊNCIA E DIFRAÇÃO DA LUZ DE UM LASER POR FENDAS

6.1 OBJETIVOS

Estudo da figura de difração da luz por uma fenda fina em função da largura da fenda.

Estudo da figura de interferência e da figura de difração da luz por várias fendas paralelas e idênticas em função da quantidade de fendas e do espalhamento entre elas.

6.2 PARTE TEÓRICA

6.2.1 Difração

Consideremos um feixe de raios de luz paralelos representando uma porção de uma onda plana propagando retilineamente em um meio homogêneo, infinito e que esse feixe seja parcialmente bloqueado por um obstáculo como mostra a figura (Fig. 6.1).

A sombra que se observa num anteparo colocado à frente não é exatamente a sombra geométrica do obstáculo. Pode-se observar uma região iluminada, uma região de sombra difusa e uma região de sombra. Observando-se cuidadosamente a região difusa pode-se até perceber, em seu interior, locais alternados claros e escuros. Esse fenômeno de "curvatura"da trajetória da luz, em que os raios luminosos atingem regiões na sombra geométrica do obstáculo, é chamado de *difração da luz*.

A figura de difração pode ser observada em um anteparo a qualquer distância do obstáculo e sua forma se modifica com a variação dessa distância. Quando o anteparo encontra-se a uma grande distância, a difração recebe o nome de difração de Fraunhoffer e, para obstáculos com formas geométricas simples como no caso de uma fenda, pode ser avaliada analiticamente.

O fenômeno da difração pode ser mais bem compreendido com o auxílio do *princípio de Huygens* que diz que todo ponto do espaço em uma frente de onda pode ser considerado

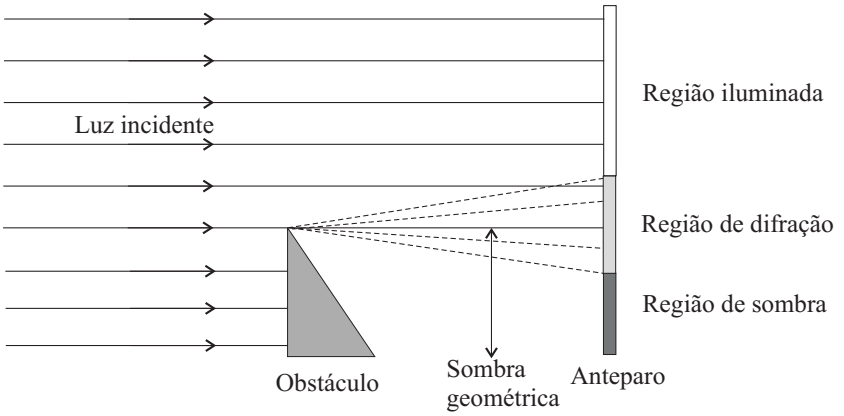

Figura 6.1: Difração produzida por um obstáculo que bloqueia parcialmente um feixe raios de luz paralelos .

como origem (uma fonte puntiforme) de ondas esféricas centradas neste ponto. Se adotarmos esse princípio como verdade, poderemos compreender como a frente de onda que não foi bloqueada pelo obstáculo consegue iluminar o anteparo na região de sombra geométrica. Basta observar que os pontos da frente de onda que estão logo acima do obstáculo estão gerando ondas esféricas e essas ondas se espalham em todas as direções não havendo superposição com as ondas esféricas dessa mesma frente de onda que foram bloqueadas pelo obstáculo.

Um obstáculo de forma geométrica simples e interessante consiste em um pequeno orifício circular em uma placa opaca colocado defronte a um feixe paralelo de luz. Se o orifício for bastante pequeno observaremos a emissão de uma onda hemisférica a partir desse orifício. Isso pode ser constatado pela iluminação uniforme em um anteparo colocado em frente ao orifício (Fig. 6.2).

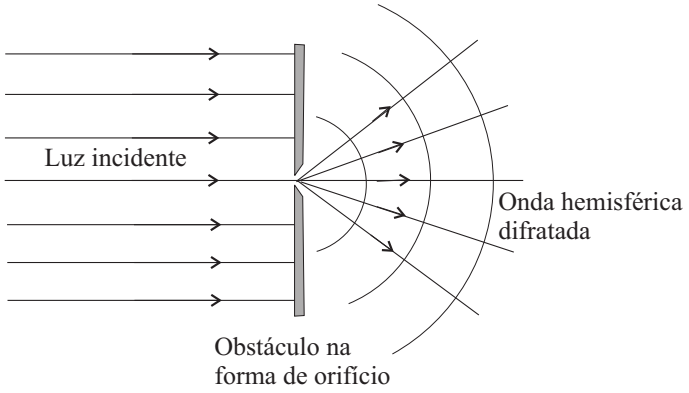

Figura 6.2: Difração produzida por um pequeno orifício sob incidência um feixe raios de luz paralelos.

6.2.2 Difração por uma fenda fina

Consideremos agora que o obstáculo tenha a forma de uma fenda fina. Uma fenda pode ser encarada como uma sucessão de orifícios alinhados e infinitamente prûximos um dos outros de forma que a frente de onda formada pela fenda será a superposição de superfícies esféricas de mesmo raio, alinhadas e equidistantes da fenda. Ou seja, uma frente de onda cilíndrica cujo eixo é paralelo à fenda. Se a fenda for bastante comprida quando comparada com a sua abertura, ela se comportará como uma fenda de comprimento infinito e poderemos analisar o problema num plano bidimensional que corte a fenda perpendicularmente, o plano do papel, como mostra a figura (Fig. 6.3) para uma fenda de abertura a.

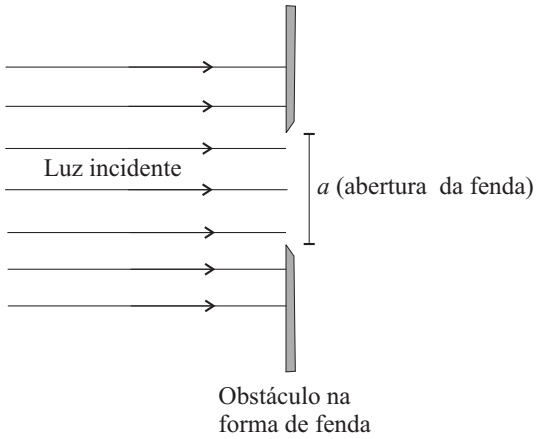

Figura 6.3: Vista de corte de um obstáculo na forma de uma fenda que bloqueia parcialmente um feixe raios de luz paralelos. O eixo da fenda é perpendicular ao plano da folha.

Um ponto P qualquer em um anteparo distante e paralelo à fenda receberá as ondas esféricas produzidas ao longo da abertura da fenda. Essas ondas se interferirão e produzirão uma figura chamada de *figura de difração*. A amplitude da onda luminosa (amplitude do campo elétrico ou do campo de indução magnética) no anteparo será a soma (integral) das amplitudes de todos os campos infinitesimais de todas as ondas que partem da fenda e chegam ao ponto P no anteparo. A figura (Fig. 6.4) mostra dois raios dois raios de luz que partem da fenda e chegam em P.

Se o anteparo estiver no infinito, ou seja, se a distância D é muito maior que a abertura da fenda a os raios serão praticamente paralelos e teremos uma *figura de difração no infinito* ou difração de Fraunhoffer. Se o anteparo estiver próximo à fenda ($D \approx a$) teremos a difração de Fresnel e se a distância for intermediária teremos a difração de Rayleigh.

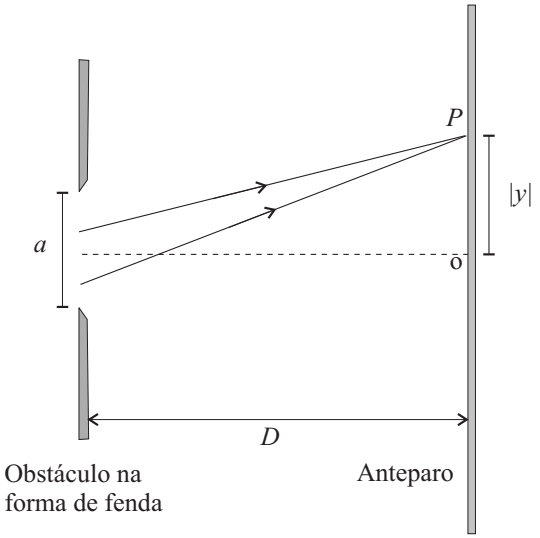

Figura 6.4: Vista de corte de dois raios de que partem de uma fenda e chegam em um ponto do anteparo.

6.2.3 Difração de Fraunhofer de uma fenda fina

Estando o anteparo distante, a experiência mostra que a figura de difração que se forma no anteparo, produzida por uma fenda fina, tem a forma de faixas ou franjas claras e escuras como na figura (Fig. 6.5). A franja central é mais intensa (mais brilhante) e mais larga que as franjas laterais. Pode-se verificar por medidas experimentais que a largura da franja central (entre dois pontos de intensidade mínima) vale o dobro da largura de qualquer franja lateral.

Figura 6.5: Figura de difração formada em um anteparo distante produzida por uma fenda fina iluminada por luz monocromática.

Pode-se mostrar que, sendo I_0 a intensidade luminosa no ponto central (ponto mais brilhante), a intensidade luminosa em uma posição y (tal que $(|y|/D) << 1$)) sobre o anteparo e medida na direção transversal da fenda é dada pela função

$$I = I_0 \left(\frac{\text{sen}\alpha}{\alpha}\right)^2 \tag{6.1}$$

onde

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda}\frac{a}{D}y \tag{6.2}$$

cujo gráfico tem o aspecto mostrado em (Fig. 6.6).

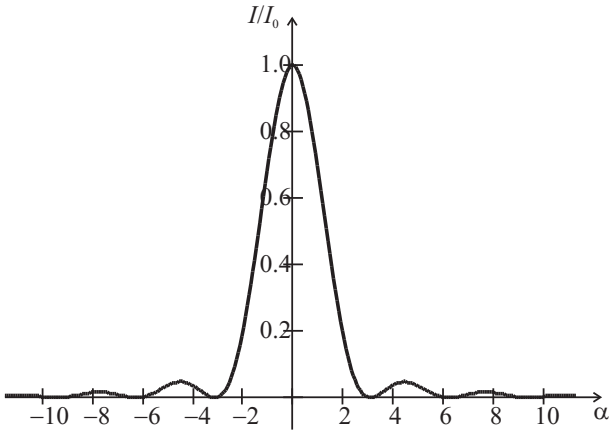

Figura 6.6: Gráfico da intensidade luminosa da figura de difração formada em um anteparo distante produzida por uma fenda fina iluminada por luz monocromática.

Os mínimos de intensidade luminosa ocorrem quando

$$\text{sen}\alpha = 0,$$

ou seja, quando

$$y = k\frac{\lambda D}{a}, \qquad k = \pm 1,\, \pm 2,\, \pm 3\,... \tag{6.3}$$

de modo que a largura da franja central (de mínimo a mínimo ao redor do centro) vale

$$\text{Largura da franja central } = \frac{2\lambda D}{a} \tag{6.4}$$

e a

$$\text{Largura da franja lateral } = \frac{\lambda D}{a}. \tag{6.5}$$

A figura (Fig. 6.7) mostra essas larguras.

Observe que a largura da franja é diretamente proporcional ao comprimento de onda, à distância do anteparo à fenda e inversamente proporcional à largura da fenda. Para uma fenda extremamente fina ($a \to 0$) o anteparo tende a ser uniformemente iluminado, coerente com a idéia que a frente de onda cilíndrica tende a uma frente de onda plana.

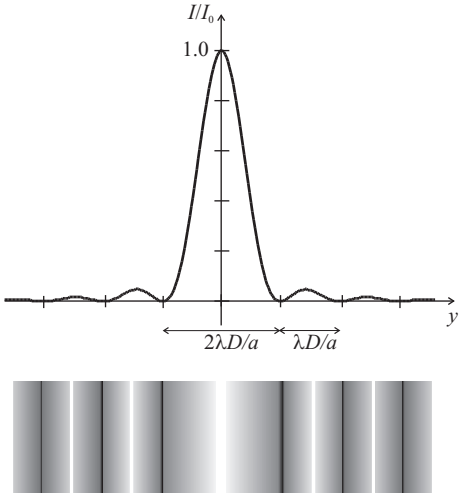

Figura 6.7: Larguras das franjas na figura de difração de uma fenda.

6.2.4 Difração de múltiplas fendas idênticas e paralelas

Consideraremos agora a figura de difração em um anteparo distante produzida por duas ou mais fendas idênticas de abertura a e separadas por uma distância d. Cada fenda produz, individualmente, uma figura de difração no anteparo ligeiramente deslocada da figura de difração produzida pela fenda vizinha. Em outras palavras, cada ponto do anteparo recebe ondas que partiram de todos os pontos *de todas as fendas*. A figura resultante é a superposição ou interferência de todas essas ondas. A experiência mostra e também é possível demonstrar teoricamente que a figura no anteparo é a figura de interferência da mesma quantidade de fendas finas (abertura desprezível) equidistantes (separação d) modulada pela pela figura de difração de uma única fenda com abertura a. No interior da franja central e das franjas laterais de difração aparecem diversos picos de intensidade correspondentes à figura de interferência. As amplitudes dos picos de interferência são controladas (moduladas) por uma envoltória correspondente à figura de difração de uma única fenda (Fig. 6.8).

A medida que aumenta-se a quantidade de fendas equidistantes os picos de intensidade tornam-se mais agudos e mantém suas posições. Aparecem ainda picos secundários de pequena amplitude entre os picos principais. Tais picos secundários aumentam em quantidade com o aumento da quantidade de fendas, contudo, suas amplitudes tornam-se tão pequenas que ficam imperceptíveis. A distância entre os picos principais depende da distância de separação entre as fendas.

A intensidade em um ponto P, que se encontra sobre a tela de observação, devido à difração de um feixe luminoso sobre um conjunto de N fendas de mesma largura a e igualmente espaçadas por uma distância d, é dada pela expressão:

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{sen\alpha}{\alpha}\right)^2 \left(\frac{senN\beta}{sen\beta}\right)^2 \tag{6.6}$$

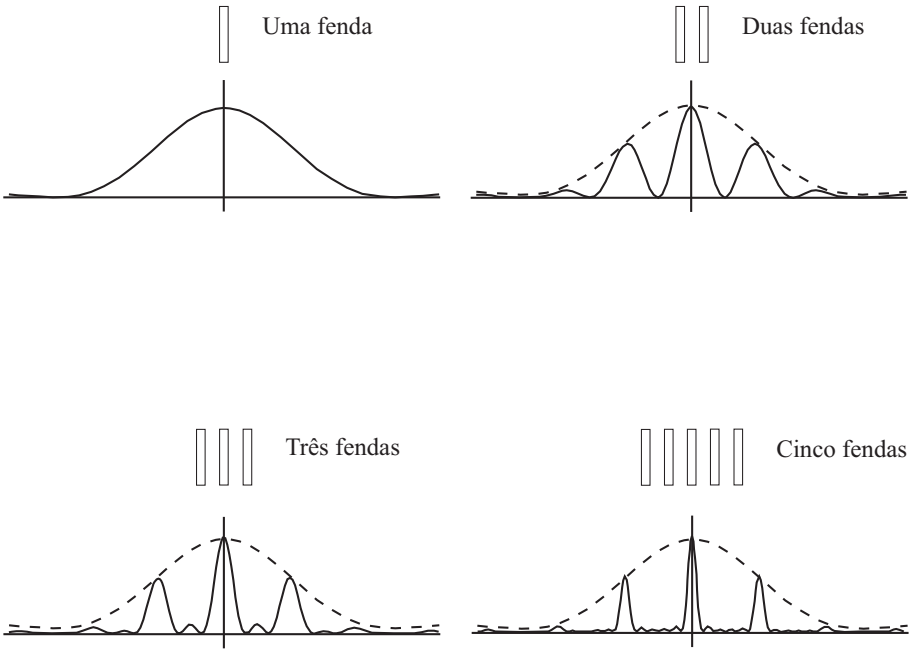

Figura 6.8: Figuras de difração de várias fendas largas e equidistantes.

$$\alpha = \frac{\pi a sen\theta}{\lambda} \qquad \beta = \frac{\pi d sen\theta}{\lambda} \tag{6.7}$$

O termo

$$FD = \left(\frac{sen\alpha}{\alpha}\right)^2 \tag{6.8}$$

é frequentemente chamado de Fator de Difração (FD). Os mínimos de FD ocorrem quando

$$\alpha = m\pi, \quad m = 1, 2, 3, ..., \tag{6.9}$$

o que nos leva à condição de mínimos de difração:

$$asen\theta = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, ... \tag{6.10}$$

Para $\theta \ll 1$ podemos fazer a aproximação $sen\theta \sim tan\theta = \frac{|y|}{D}$, onde D é a distância da tela à fenda e $|y|$ a distância do ponto de mínimo ao zero central. Isto nos leva a:

$$a\frac{|y|}{D} = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, ... \tag{6.11}$$

O termo

$$FI = \left(\frac{senN\beta}{seno\beta}\right)^2 \tag{6.12}$$

é denominado de Fator de Interferência (FI), cujos máximos ocorrem quando

$$\beta = n\pi \quad \rightarrow \quad dsen\theta = n\lambda \quad \rightarrow d\frac{|y|}{D} = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, ... \tag{6.13}$$

A figura 6.9 mostra (em linha cheia, em vermelho) o gráfico da intensidade $I(\theta)$ (expressão 6.6) para o caso onde $N = 5$ e $d/a = 3$. No mesmo gráfico é mostrado também o Fator de Difração (em verde) modulando a curva de interferência. Como se pode ver, no interior do máximo central de difração existem vários pontos brilhantes, ou seja, picos de intensidade. Contudo, estes picos não correspondem necessariamente aos máximos de intensidade do FI, dados pela expressão 6.13. Discutiremos esta questão nos próximos itens.

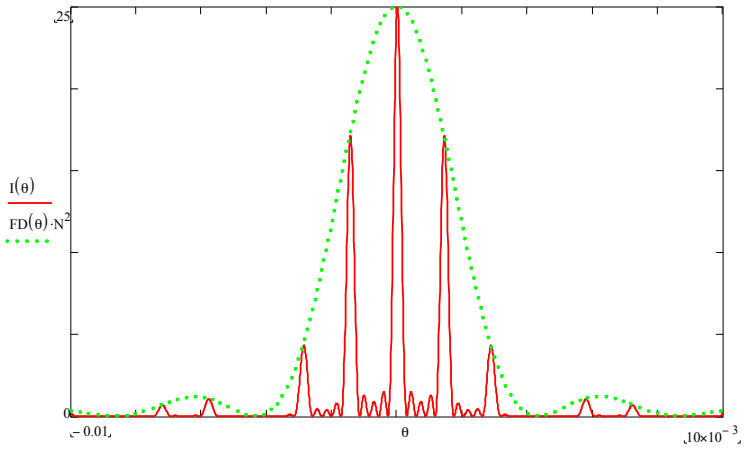

Figura 6.9: Intensidade para 5 fendas com d/a = 3.

6.2.5 Fenda Dupla

Fazendo $N = 2$ na expressão 6.6, obtemos:

$$I(\theta) = 4I_0 \left(\frac{sen\alpha}{\alpha}\right)^2 cos^2\beta \tag{6.14}$$

A figura 6.10 mostra a superposição dos gráficos de $I(\theta)$ (em vermelho), do FI (em azul) e do FD (em verde) para uma fenda dupla.

Como se vê, os picos de FI não coincidem com os máximos de $I(\theta)$, de modo que a condição 6.13 não pode ser usada. Contudo, para o caso de fenda dupla, os mínimos de $I(\theta)$ coincidem com os mínimos do FI. Isto ocorre quando

$$\beta = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad \rightarrow dsen\theta = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad \rightarrow d\frac{|y|}{D} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad n = 0, 1, 2, 3... \tag{6.15}$$

Desta forma, a condição 6.15 pode ser usada para se determinar a distância d entre as fendas.

6.2.6 Múltiplas fendas

A figura 6.11 é um detalhe ampliado da figura 6.9, e mostra que não há coincidência entre um pico de $I(\theta)$ (em vermelho) com o máximo correspondente do FI (em azul).

Entretanto, à medida que o número de fendas aumenta, observa-se que:

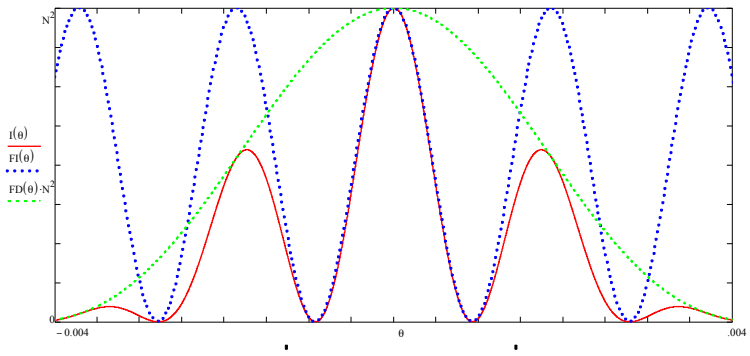

Figura 6.10: Intensidade para fenda dupla.

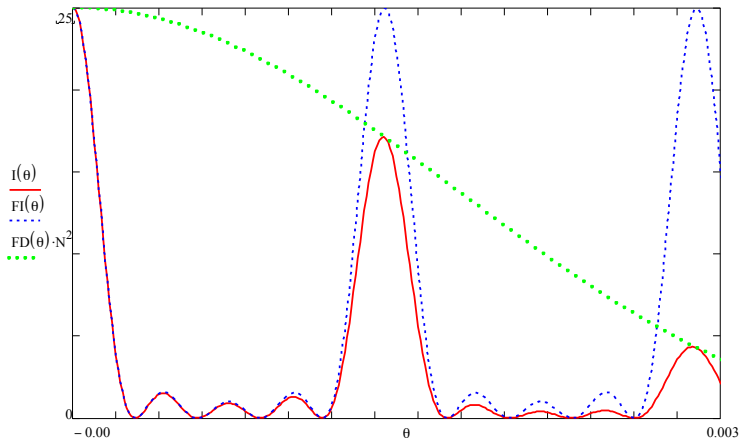

Figura 6.11: Detalhe ampliado da figura 6.9.

- Os máximo de interferência tornam-se mais estreitos
- A intensidade dos picos secundários tornam-se desprezíveis
- Os picos de $I(\theta)$ tendem a coincidir com os máximos do FI.

Assim, nestas condições, a condição de máximo de interferência, dada por 6.13, poderá ser usada para a determinação da distância d entre as fendas.

6.3 PARTE EXPERIMENTAL

6.3.1 Lista de materiais

Identifique os seguintes equipamentos e materiais que se encontram sobre a mesa:

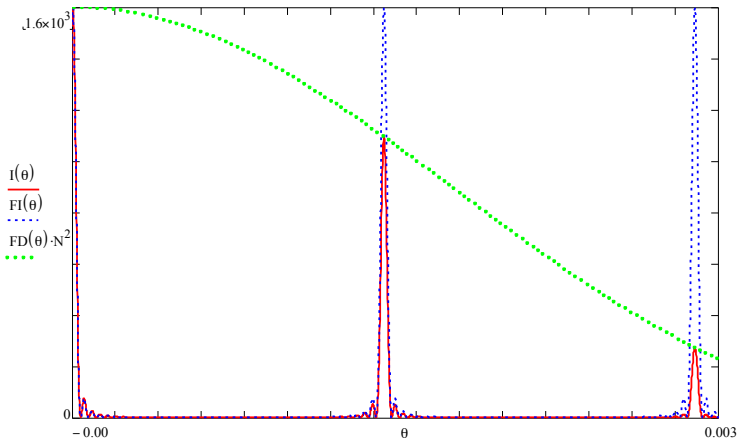

Figura 6.12: Figura de interferência e difração por N = 40 fendas..

- Bancada Ótica
- Laser de diodo com $\lambda = (650 \pm 5)$ mm
- Um suporte para slides
- Conjunto de slides numerados com várias configurações de fendas
- Um anteparo
- Uma trena

Importante: Nunca incida o feixe de laser diretamente sobre seus olhos. Isso pode causar lesões graves em seu olho.

6.3.2 Ajustes iniciais

- Ligue o laser e, com o suporte de fendas sem slide, desloque a bancada ótica de modo que o feixe de laser incida sobre o zero central da escala milimétrica pregada no anteparo.
- Mantendo a trena bem esticada, meça a distância entre o anteparo e o suporte das fendas. Anote o desvio.
- A partir deste momento, você não deve deslocar a bancada ótica e nem o anteparo.

6.3.3 Difração por fenda simples

- Coloque no suporte o slide número 1, que contém 3 fendas simples de diferentes larguras. Ajuste o slide de modo que o feixe de luz incida sobre a fenda mais estreita. Meça no anteparo a largura da franja central, isto é, a distância entre o primeiro

mínimo de difração à esquerda e o primeiro mínimo à direita desta franja central. Avalie o desvio*.

- Anote o valor da largura da fenda e calcule o valor do comprimento de onda do laser com o respectivo desvio. Considere que a largura da fenda tenha um desvio de 5%. Compare com o valor fornecido no item 6.3.1

- Repita estes procedimentos para as duas outras fendas que estão no slide.

***Observação**: Você irá notar que o ponto de mínimo não está perfeitamente definido, de modo que esta medida tem uma razoável incerteza. Note que o desvio desta medida não será a metade da menor divisão da escala milimétrica e dependerá da largura da fenda. Embora a escolha do desvio tenha uma certa arbitrariedade, ela deve se basear em algum critério. Discuta que critério é o mais conveniente para esta medida.

6.3.4 Difração por fenda dupla de mesma largura e distância entre as fendas variável

- Insira no suporte o slide número 2, que contém 4 fendas duplas de mesma largura e distâncias variáveis. Neste slide a largura da fenda é identificada pela letra b ao invés de a, enquanto que a distância entre as fendas é identificada pela letra g, ao invés de d. Você irá notar que dentro do máximo central de difração observado no item anterior terão vários pontos brilhantes e escuros. Na realidade, o que temos é a curva de interferência sendo modulada pela de difração (Veja expressão 6.14). É preciso notar que os pontos brilhantes não correspondem necessariamente aos máximos do fator de interferência. Contudo, os pontos escuros correspondem aos mínimos de interferência.

- Meça a distância entre o primeiro mínimo de interferência à esquerda do zero central e o primeiro mínimo de interferência à direita.

- Calcule a distância d entre as fendas, com o respectivo desvio. Para este e demais cálculos, utilize $\lambda = (650 \pm 5)$ nm. Compare este resultado com o valor impresso no slide.

- Identifique os pontos de mínimo de difração e faça a leitura do primeiro mínimo à esquerda e à direita do máximo central. Calcule a largura a de cada fenda, com o respectivo desvio.

- Repita estes procedimentos para as demais fendas duplas contidas no slide.

6.3.5 Difração por fenda dupla de mesma distância entre as fendas e largura variável

- Insira no suporte o slide número 3, que contém três fendas duplas de mesma distância d entre as fendas, mas com largura a de cada fenda variável. Repetindo o procedimento experimental do item anterior, determine a distância d e a largura a de cada fenda, com os respectivos desvios.

6.3.6 Difração por fendas múltiplas

- Insira no suporte o slide número 4, que contém um conjunto de fendas múltiplas igualmente espaçadas e com mesma largura. Cada conjunto contém N fendas, onde $N = 2, 3, 4, 5$ e 40.
- Incida luz sobre o conjunto que contém $N = 3$ fendas. Você irá notar que dentro do máximo central de difração irão existir vários picos, com brilhos diferentes. Anote a posição destes picos. Troque agora o conjunto para $N = 4$ fendas e anote a posição dos picos que aparecem dentro do máximo central. Você notará que aparecerão mais pontos brilhantes (mas de intensidade menor), mas alguns manterão a mesma posição do caso anterior.
- Repita o procedimento para $N = 5$ e você vai notar que o comportamento será o mesmo. Anote a posição do primeiro pico principal à esquerda e à direita do pico central. A partir desta medida, calcule a distância d entre as fendas, e o respectivo desvio, usando a condição 6.13. Contudo, de acordo com o item 6.2.6, esta não é a condição ideal para se medir a distância d. Discuta então se o valor por você obtido é aceitável, à luz do desvio calculado e do resultado obtido no item 6.3.4.

6.4 BIBLIOGRAFIA

[4], [5], [6], [7], [10], [22], [3], [11], [12], [13], [14], [15]

Experimento 7

MEDIDA DO COMPRIMENTO DE ONDA DA LUZ POR MEIO DE UMA REDE DE DIFRAÇÃO

7.1 OBJETIVOS

Medir a constante de rede de difração utilizando um comprimento de onda conhecido.

Medir os comprimentos de onda de algumas das principais linhas espectrais de um gás de Hg (mercúrio) submetido à descarga elétrica.

7.2 PARTE TEÓRICA

7.2.1 Difração

A experiência mostra que um furo de pequeno diâmetro em um anteparo opaco difrata a luz; isto é, o furo, apesar de iluminado por um feixe de raios de luz paralelos, correspondendo a uma frente de onda plana (Fig. 7.1), não deixa passar um cilindro perfeito de luz, mas espalha a luz em todas as direções no semi-espaço à direita do furo. É possível verificar que, se o diâmetro do furo tende a zero, este furo espalha a luz uniformemente em todas as direções nesse semi-espaço, com intensidade constante independente da direção. A onda difratada tende para uma onda semi-esférica centrada no furo (onda elementar de Huygens).

Nesse experimento, em substituição ao furo utilizaremos fendas finas e compridas, de uso mais prático. Vamos sempre supor que elas são suficientemente finas para difratar a luz de maneira uniforme num plano perpendicular ao eixo da fenda. Como consequência, a onda difratada é uma onda cilíndrica.

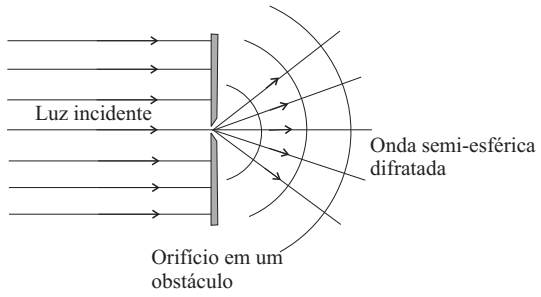

Figura 7.1: Difração produzida por um pequeno orifício.

7.2.2 Interferência de ondas monocromáticas coerentes

Quando duas ondas monocromáticas (luz de cor pura ou de mesma frequência) se superpõem em um ponto no espaço, observamos o fenômeno da interferência. A intensidade da luz resultante, nesse ponto, depende da diferença de fase existente entre as duas ondas. Os efeitos interessantes da interferência só podem ser observados quando as ondas são coerentes entre si, isto é, quando existe em cada ponto do espaço uma relação entre as amplitudes e uma relação entre as fases das ondas constantes no tempo. *Os casos extremos da interferência* são a interferência aditiva ou construtiva e a interferência subtrativa ou destrutiva.

Na interferência construtiva a diferença entre as fases das ondas é nula ou um múltiplo de 2π rad de modo que o pico ou máximo de uma onda coincide com o pico ou máximo da outra onda. Na interferência destrutiva a diferença entre as fases das ondas é π rad ou um número ímpar desse valor de modo que o vale ou mínimo de uma onda coincide com o pico ou máximo da outra onda.

Uma maneira simples e prática de produzir duas ondas coerentes, devida à T. Young, está ilustrada na figura (Fig. 7.2) onde uma frente de onda plana chega simultaneamente em duas fendas finas e cada fenda passa a ser considerada como uma fonte de luz.

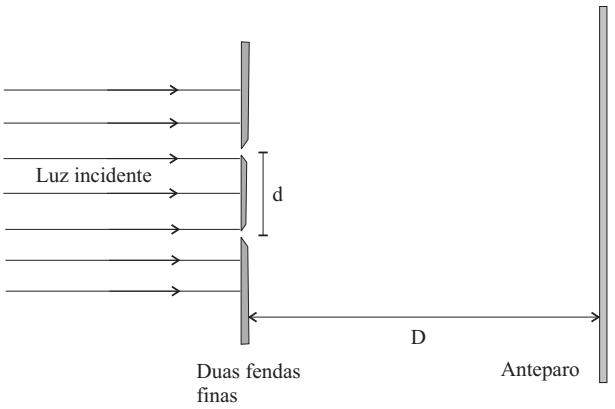

Figura 7.2: Duas fendas finas distantes de um anteparo e sob incidencia de luz paralela.

As ondas coerentes produzidas por essas fendas propagarão em direção ao anteparo onde ocorrerá a formação da *figura de interferência*. Para melhor compreender como a

intensidade luminosa se distribuirá sobre esse anteparo, considere a figura (Fig. 7.3) onde os raios de luz são traçados em um plano perpendicular aos eixos das fendas. De fato, se as fendas forem muito compridas, essa figura representa o que ocorre em qualquer plano em uma família de planos paralelos perpendiculares aos eixos das fendas. Em outras palavras, existe uma simetria de translação ao longo do eixo oz (saindo do plano do papel) e a figura de interferência no anteparo terá o aspecto de franjas paralelas a esse eixo.

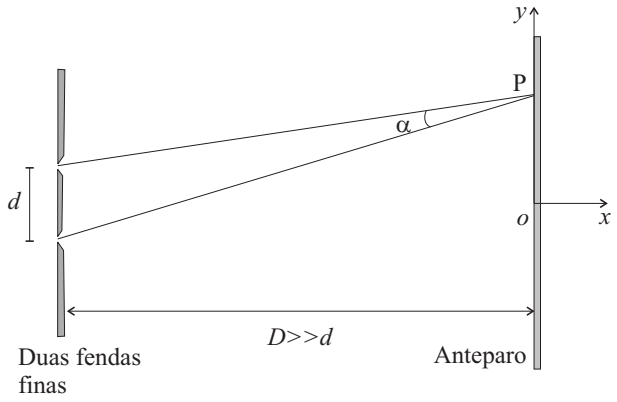

Figura 7.3: Representação em um plano perpendicular às fendas de dois raios de luz que partem das fendas e chegam ao anteparo.

Façamos a hipótese de que o anteparo está muito distante das fendas, $D >> d$. Por exemplo, $d = 0,1$ mm e $D = 100$ mm. Nessa condição, o ângulo α formado entre dois raios que partem respectivamente de cada fenda e chegam a um ponto P do anteparo vale, aproximadamente, $\alpha \approx d/D$ que é muito pequeno, $\alpha \approx 0,001$ rad com os valores do exemplo. Isso é equivalente a afirmar que os raios são essencialmente paralelos. Contudo, essas trajetórias tem comprimentos ligeiramente diferentes e essa diferença pode ser importante quando comparada com o comprimento de onda da luz. Estamos interessados em avaliar a diferença entre os caminhos percorridos pelos dois raios para poder compará-la com o comprimento de onda.

Posicionemos o ponto P no anteparo utilizando o ângulo θ medido com relação à linha horizontal ou então pela coordenada y no anteparo como mostra a figura (Fig. 7.4).

Considerando os dois raios como estritamente paralelos, baixemos uma perpendicular à eles no ponto de saída da fenda superior (Fig. 7.5) formando o triângulo ABC.

Observando que o ângulo θ também é o ângulo formado entre essa perpendicular e o plano das fendas, a diferença de caminhos $\overline{BC}$ percorridos pelos dois raios vale

$$\overline{BC} = d\,\mathrm{sen}\theta.$$

Para pontos ao redor da região central em que $\theta << 1$ rad podemos aproximar o $\mathrm{sen}\theta$ pela $\tan\theta$

$$\overline{BC} = d\,\mathrm{sen}\theta \approx d\,\tan\theta = d\frac{y}{D}.$$

Se essa diferença de caminhos for igual a um múltiplo do comprimento de onda, as duas ondas interferem-se construtivamente e teremos uma franja com um máximo de intensidade

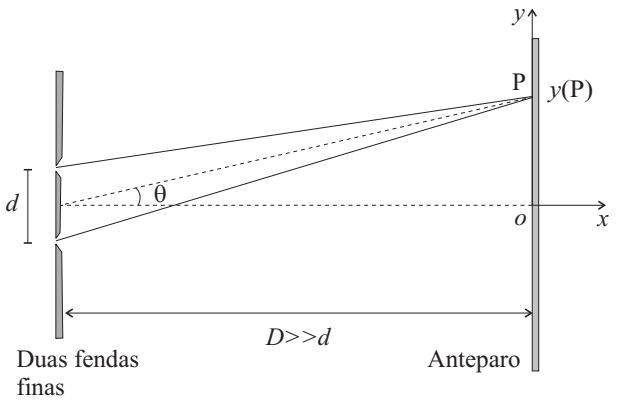

Figura 7.4: Posicionamento do ponto P de chegada da luz no anteparo.

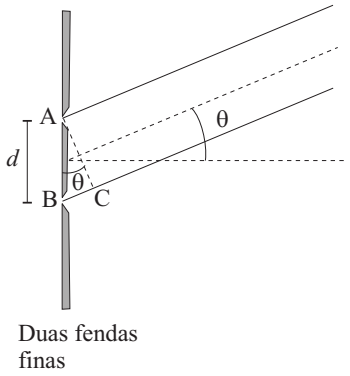

Figura 7.5: Diferença entre os caminhos dos raios paralelos.

luminosa.

$$d\frac{y}{D} = n\,\lambda, \qquad n = 1,\, 2,\, 3\,... \qquad \text{interferência construtiva.} \tag{7.1}$$

Se a diferença de caminhos for um múltiplo ímpar de meio comprimento de onda teremos uma interferência destrutiva e uma franja com um mínimo de intensidade luminosa.

$$d\frac{y}{D} = (2n-1)\,\frac{\lambda}{2}, \qquad n = 1,\, 2,\, 3\,... \qquad \text{interferência destrutiva.} \tag{7.2}$$

Assim, as posições das franjas claras e escuras no anteparo serão dadas respectivamente por

$$y_{\max} = n\,\lambda\frac{D}{d}, \qquad n = 1,\, 2,\, 3\,... \qquad \text{interferência construtiva} \tag{7.3}$$

e

$$y_{\min} = (2n-1)\,\frac{\lambda}{2}\frac{D}{d}, \qquad n = 1,\, 2,\, 3\,... \qquad \text{interferência destrutiva.} \tag{7.4}$$

Pode-se mostrar (e será mostrado no curso teórico) que a intensidade luminosa no an-

teparo, para pontos próximos do centro, varia conforme a função

$$I = I_0 \cos^2(\pi \frac{d\, y}{\lambda D}) \tag{7.5}$$

onde I_0 é a intensidade no ponto central.

A intensidade relativa está representada na figura (Fig. 7.6) onde podemos ver a variação contínua e suave entre os pontos de intensidade máxima e mínima.

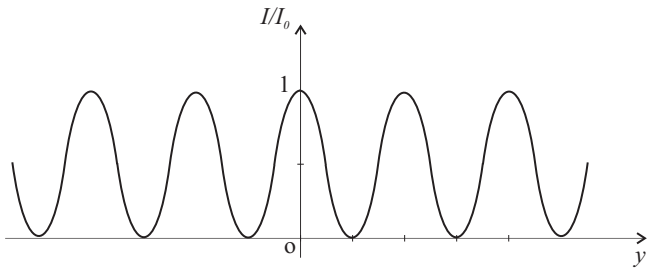

Figura 7.6: Intensidade relativa das franjas de interferência, em função da posição, produzidas por duas fendas finas.

A interferência produzida na condição de raios paralelos de luz, ou de modo equivalente, em um anteparo distante é conhecida como interferência de Fraunhoffer. Ela também pode ser obtida em um anteparo próximo, o que é mais conveniente, se utilizarmos uma lente convergente e um anteparo localizado no foco da lente. Os raios paralelos que incidem na lente convergirão em um ponto no plano focal da lente sem introduzir nenhuma alteração na diferença de caminhos percorridos por eles (Fig. 7.7).

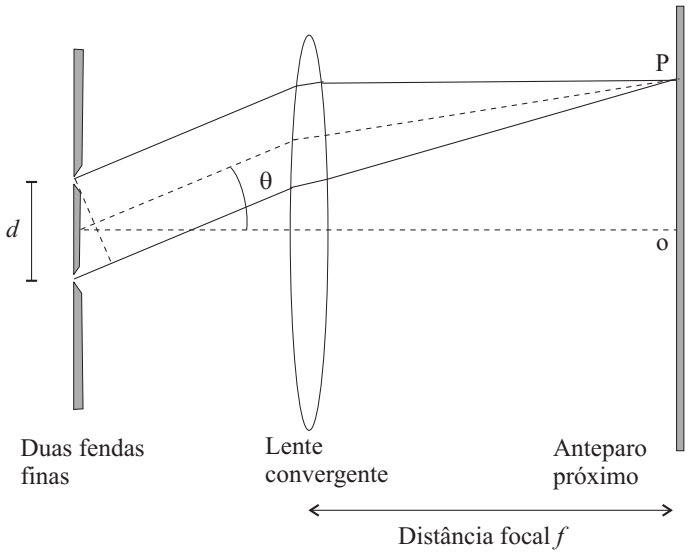

Figura 7.7: Focalização dos raios paralelos por uma lente convergente.

7.2.3 Interferência produzida por muitas fendas

Consideremos que uma grande quantidade de fendas equidistantes produza ondas que se interfiram em um ponto P no anteparo distante (ou no anteparo próximo com o auxílio da lente). A diferença de caminhos entre dois raios *adjacentes* continua a ser expressa da mesma forma ($d\text{sen}\theta$) como no caso de duas fendas (Fig. 7.8).

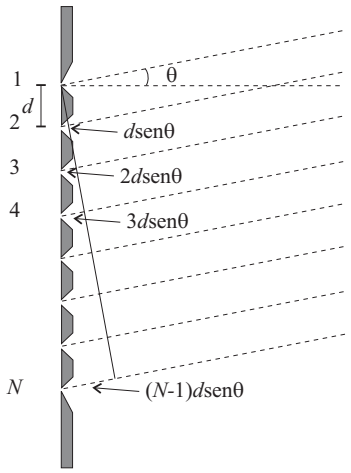

Figura 7.8: Raios paralelos em uma grande quantidade de fendas equidistantes.

Os pontos de máxima intensidade luminosa no anteparo continuam nas mesmas posições. Contudo, a grande quantidade de raios contribui para um estreitamento da curva de intensidade e o aparecimento de picos secundários de pequena amplitude entre os picos de máxima intensidade. Com o aumento da quantidade de fendas, esses picos secundários aumentam em quantidade, mas tem suas amplitudes reduzidas a valores desprezíveis não sendo mais perceptíveis (Fig. 7.9).

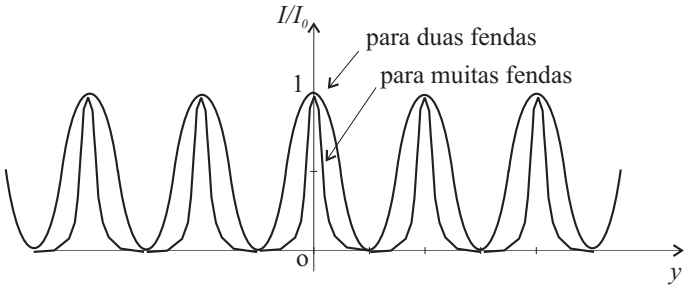

Figura 7.9: Representação da intensidade luminosa para duas fendas e para uma grande quantidade de fendas equidistantes.

7.2.4 Rede de difração

Uma rede de difração em transmissão é um dispositivo óptico constituído por uma lâmina de vidro espessa, de faces planas e paralelas. Numa face é gravada uma grande quantidade de sulcos finos, paralelos e igualmente espaçados, com uma ponta de diamante em um processo mecânico de alta precisão. As redes podem ter até três mil sulcos por milímetro. Na figura (Fig. 7.10) mostramos um corte bastante ampliado de uma rede de difração.

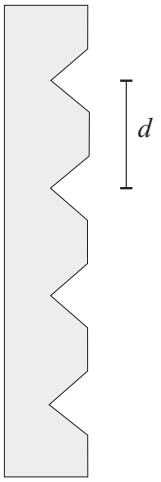

Figura 7.10: Rede de difração vista de corte.

Em primeira aproximação, os sulcos na rede comportam-se como as fendas na figura (Fig. 7.8). A distância d entre dois sulcos (ou duas fendas) adjacentes chama-se *constante de rede* e é usualmente expressa em Angstrons (Å), nanômetros (nm), microns (μ), micrômetros (μm) ou milímetros (mm).

Essa rede de difração descrita chama-se rede em transmissão. Existem também as redes em reflexão, neste caso, os sulcos são realizados na superfície de um espelho metálico. O efeito dessa rede é facilmente observado pelo reflexo colorido quando da incidência de luz branca. É o que se verifica no reflexo da luz em um CD (compact disk) ou mesmo o que se pode observar na natureza, na carapaça de besouros "furta cor"(rutelíneos, buprestídeos) ou nas escamas das asas de borboletas (brassolídeos, morphos, liceídeos). Os morphos, de um reflexo azul intenso, na verdade são inteiramente cobertos por escamas amareladas.

Uma rede de difração, com constante de rede conhecida, permite determinar comprimentos de onda, λ, desconhecidos. Com efeito, da equação

$$d\text{sen}\theta = n\,\lambda \qquad n = 0,\, 1,\, 2,\, 3\,... \tag{7.6}$$

para a interferência construtiva, podemos calcular λ a partir da medida de θ. A medida de θ pode ser feita com um goniômetro óptico.

7.2.5 Poder de resolução

Quando utilizamos uma rede de difração em um espectrômetro para determinar o valor do comprimento de onda da radiação luminosa, pela observação e medida da posição angular

de uma linha espectral, podemos nos defrontar com o seguinte problema: se duas linhas espectrais tiverem valores de comprimentos de onda λ_1 e λ_2 muito próximos, seremos capazes de distingui-los (separar, resolver)? Em outras palavras, qual é o menor valor

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$$

que temos condição de observar com o aparelho?

Já comentamos que a largura do pico de intensidade da figura de interferência diminui com o aumento da quantidade de fendas. Em outras palavras, o pico torna-se mais agudo. Se dois comprimentos de onda estiverem muito próximos, pode ocorrer a superposição parcial dos picos individuais (que não sejam de ordem zero). Portanto, para que possamos observá-los como picos individuais é necessário que os picos sejam o mais agudo possível e isso é conseguido aumentando-se a quantidade de fendas. Havíamos comentado também que o aumento da quantidade de fendas faz aparecer picos secundários de pequena amplitude ao lado do pico principal. Um critério usado para a resolução de dois comprimentos de onda diz que eles são considerados resolvidos ou separados quando o pico principal de um comprimento de onda coincide com o primeiro mínimo do outro comprimento de onda. Com esse critério, pode-se mostrar que o *poder de resolução* de uma rede, definido por

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \tag{7.7}$$

onde λ é o comprimento de onda médio, é dado por

$$R = n\,N, \qquad n = 1,\, 2,\, 3\,\ldots \text{e } N \text{ é a quantidade de fendas.} \tag{7.8}$$

Assim, quanto maior for a quantidade de fendas, maior será o poder de resolução.

7.2.6 Dispersão

A dispersão angular de uma rede mede o grau de espalhamento angular do espectro ($\Delta\theta$) relacionado à variação do comprimento de onda ($\Delta\lambda$). É definida como

$$D(\theta) = \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \tag{7.9}$$

e pode ser calculada diferenciando-se a equação (7.6). Para pequenas variações em λ temos

$$d\cos\theta\, d\theta = n\, d\lambda.$$

Portanto,

$$D(\theta) = \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \approx \frac{n}{d\,\cos\theta}. \tag{7.10}$$

Como $\cos\theta = \sqrt{1 - \text{sen}^2\theta}$ também podemos expressar a dispersão em função do comprimento de onda

$$D(\theta) = \frac{n}{d\sqrt{1 - \text{sen}^2\theta}} = \frac{n}{d\sqrt{1 - \left(\frac{n\,\lambda}{d}\right)^2}} = \frac{n}{\sqrt{d^2 - (n\,\lambda)^2}}. \tag{7.11}$$

Nessa expressão, podemos notar que a dispersão cresce com a diminuição da distância entre os sulcos e com o aumento do número de ordem até a ordem máxima que pode

ser observada. Na determinação do comprimento de onda pela medida do ângulo θ, se considerarmos que o erro $\Delta\theta$ é constante para uma linha com um determinado comprimento de onda observada em várias ordens, o erro $\Delta\lambda$ será menor para a linha de maior ordem, pois,

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\theta}{D} = \frac{\sqrt{d^2 - (n\,\lambda)^2}}{n}\Delta\theta.$$

7.3 PARTE EXPERIMENTAL

Para observar e medir a posição de uma linha espectral correspondente a uma interferência construtiva com uma rede de difração, a rede deve ser colocada no centro da mesa de um goniômetro óptico ou espectrômetro (Fig. 7.11).

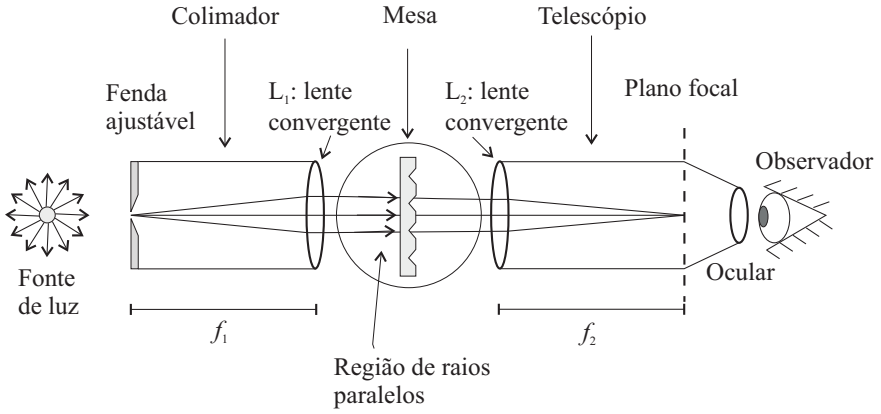

Figura 7.11: Goniômetro óptico.

Nesse equipamento temos um colimador, uma mesa e um telescópio móvel que pode girar ao redor do centro da mesa. O colimador é constituído por uma fenda de abertura ajustável de entrada e uma lente L_1. Sua função é colimar a luz, isto é, produzir um feixe de raios paralelos que deverão incidir perpendicularmente à rede de difração. O telescópio faz o papel oposto ao colimador. A lente L_2 converge os raios paralelos, provenientes da rede de difração, no plano focal. Nesse plano forma-se a imagem da fenda que pode ser observada e ampliada através do ocular, outra lente convergente de curta distância focal.

O telescópio pode girar ao redor da rede a fim de determinar a posição angular θ das franjas de interferência (Fig. 7.12). Para isso, ele dispõe de um retículo em forma de uma cruz de "fio de cabelo"localizado no plano focal da lente L_2 que pode ser posicionado sobre a imagem da fenda movimentando-se o telescópio.

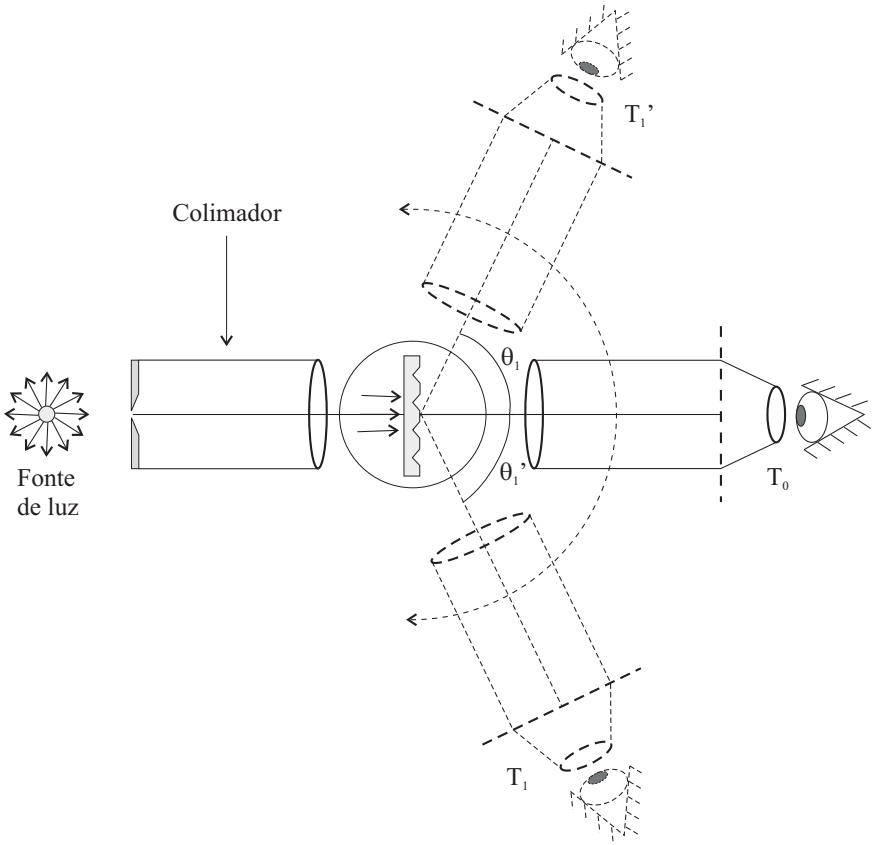

Figura 7.12: Medida do ângulo θ com o telescópio do goniômetro óptico.

7.3.1 Lista de materiais

Identifique os seguintes equipamentos e materiais que se encontram sobre a mesa:

- Espectrômetro (ou goniômetro óptico),
- rede de difração,
- lâmpada de Hg com fonte de alimentação,
- lanterna para iluminação.

7.3.2 O espectrômetro

Esse equipamento é o mesmo utilizado no experimento MEDIDA DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DO VIDRO DE UM PRISMA. Portanto, leia com cuidado no roteiro desse experimento toda a parte referente ao espectrômetro e ao seu modo de utilização.

7.3.3 Medidas

Cuidados com os aparelhos

- O espectrômetro é um aparelho de alta precisão e deve ser manuseado com cuidado e delicadeza. Nunca force qualquer um dos seus elementos. Em caso de dúvida chame seu professor.
- Não gire o telescópio segurando-o pelo tubo (isso desfocalizará permanentemente o equipamento), use o braço móvel vertical do telescópio.
- A precisão das medidas depende da largura da fenda do colimador. Por isso, trabalhe com a fenda mais fina possível, mas que ainda possa ser visualizada com facilidade.
- A precisão das medidas também depende do correto ajuste do bloco ocular. A posição do ocular deve ser ajustada para o olho do observador deslocando-o ligeiramente para frente ou para trás de modo a focalizar a imagem do retículo ("fio de cabelo") superposto à imagem da fenda. A imagem da fenda é focalizada com o botão de ajuste do foco.
- O telescópio só pode ser movimentado livremente se o parafuso de bloqueio do braço (parafuso central no lado direito e abaixo do disco) estiver folgado. Caso contrário, só pode se movimentar com o uso do parafuso micrométrico, girando-o em ambos os sentidos (movimento fino).
- Segure a rede de difração pelo suporte ou pelas bordas. **Não toque na superfície da rede**.
- Evite olhar diretamente para a lâmpada por um período muito longo. Se luz estiver muito intensa, coloque uma folha de papel entre a saída da fonte de luz e a fenda do colimador.

Ajuste da posição da rede

Para que a relação (7.6) possa ser usada, a rede de difração deve estar exatamente ortogonal ao feixe de luz paralelo incidente e posicionada no centro de rotação do telescópio.

Coloque a rede sobre o centro da mesa circular do espectrômetro com a face gravada virada para o telescópio, tentando colocá-la perpendicular ao eixo do colimador. Esse ajuste grosseiro não é suficiente para garantir a perpendicularidade. Vejamos como proceder para obter a condição de ortogonalidade com erro inferior a meio grau.

Acenda a lâmpada de Hg, espere aquecer por um minuto e ilumine a fenda de entrada do colimador. Os raios de luz paralelos que emergem do colimador e incidem na rede são por ela difratados formando um espectro de linhas brilhantes em ambos os lados da linha central (imagem da fenda de cor branca azulada).

Posicione o telescópio em frente ao colimador e observe, através do ocular, a linha central na posição T_0. Faça o ajuste necessário para a melhor focalização da linha central e do retículo, aperte o parafuso central do telescópio e utilize o parafuso micrométrico para posicionar o retículo no meio da linha brilhante (imagem da fenda). Faça a medida dessa posição em graus e minutos utilizando o vernier e posicionando a lente para melhor visualização.

Folgue o parafuso central e gire o telescópio lentamente no sentido horário (visto de cima) enquanto observa através do ocular. Deverá aparecer um conjunto de linhas coloridas que formam o espectro de primeira ordem, algumas fracas e outras mais intensas. Observe se você consegue ver duas linhas amarelas alaranjadas, intensas, bastante próximas no extremo do espectro. Estreite a fenda do colimador para que essas linhas sejam vistas como duas linhas separadas e finas.

Concentre-se agora na linha verde amarelada, uma das mais intensas. Posicione manualmente o retículo no centro dessa linha, aperte o parafuso central, retoque a posição com o parafuso micrométrico e faça a leitura do ângulo $\mathrm{T}_1^{'}$.

Folgue o parafuso central e gire o telescópio lentamente no sentido anti-horário (visto de cima) e repita o procedimento para medir agora o ângulo T_1 (preste atenção para medir a linha de mesma cor).

Calcule os ângulos $\theta_1^{'}$ e θ_1

$$\theta_1^{'} = \left|\mathrm{T}_1^{'} - \mathrm{T}_0\right|, \qquad \theta_1 = \left|\mathrm{T}_1 - \mathrm{T}_0\right|.$$

Esses ângulos não podem diferir entre si mais que $15'$. Se isso ocorrer, a rede deve ser reposicionada de modo diminuir essa diferença. Para isso, tome um pouco menos da metade dessa diferença, acrescente esse valor ao menor θ e calcule qual deveria ser o ângulo T dessa linha. Ajuste no vernier esse ângulo girando o parafuso micrométrico do telescópio. Olhe através do ocular, folgue o parafuso lateral da mesa do telescópio onde está a rede e gire um pouco essa mesa de modo que a linha verde amarelada volte a ficar centralizada com relação ao retículo. Aperte levemente o parafuso para a rede não sair da posição.

Refaça as medidas de $\theta_1^{'}$, θ_1 e verifique se atingiu o objetivo. Caso contrário repita o procedimento.

De agora em diante, não se deve mais tocar na rede. Se, acidentalmente, a rede sair de posição por qualquer que seja o motivo, recoloque o telescópio na posição onde observou a minimização da diferença entre os ângulos e reposicione a linha sobre o retículo girando a mesa da rede.

A seguir, a posição angular θ das linhas será sempre calculada por

$$\theta = \frac{1}{2}\left|\mathrm{T}_1 - \mathrm{T}_1^{'}\right|$$

isto é, basta ler a posição da linha, T_1, e a posição de sua simétrica, $\mathrm{T}_1^{'}$.

Determinação da constante da rede

Para esse item você utilizará a linha verde amarelada intensa cujo comprimento de onda vale 5461 $\mathring{\mathrm{A}}$. Utilize as medidas já realizadas em primeira ordem e meça ainda as posições dessa linha em ambos os lados, nos espectros de segunda e terceira ordem se forem visíveis.

Determinação dos comprimentos de onda

O objetivo agora é determinar os comprimentos de onda das *outras linhas do espectro* em primeira, segunda e terceira ordens se forem visíveis. A medida que a ordem aumenta as linhas ficam mais fracas e você só deverá enxergar as linhas mais intensas do espectro. Em primeira ordem, você deverá enxergar duas linhas roxas (forte e fraca, bastante próximas),

uma linha azul-roxo intensa, uma linha verde azulada (intensidade média), a linha verde amarelada já medida e duas linhas amarelas alaranjadas. Possivelmente, a depender da intensidade da lâmpada, você poderá ver uma linha verde azulada fraca, não é necessário medi-la.

Faça uma tabela onde constem as cores e os ângulos medidos, em ambos os lados, para as três ordens observadas (se forem visíveis).

Determinação da abertura angular da linha

No cálculo do erro, intervém a metade da abertura angular da linha em radianos. Essa abertura angular é a abertura angular da imagem da fenda do colimador. Para determiná-la, observe a linha central e posicione o retículo, primeiro na borda esquerda e meça a posição. Depois, na borda direita e meça a posição. A diferença entre essas duas posições é a abertura angular da linha em graus sexagesimais.

7.4 TRABALHO COMPLEMENTAR

- A partir das medidas realizadas com a linha verde amarelada determine os valores para a constante de rede para as três ordens observadas (se foram visíveis).
- Avalie o erro absoluto cometido na determinação da constante de rede para as ordens observadas. O cálculo do erro deve levar em conta o erro da medida do ângulo (em radianos) considerando que este erro é metade da abertura angular da linha somada ao erro do vernier (um minuto de grau).
- Escreva corretamente o valor da constante da rede com o seu respectivo erro (com apenas um algarismo significativo) para as três ordens. Qual valor da constante de rede é mais exato?
- A partir das medidas efetuadas para as outras linhas espectrais e do melhor valor (o que tiver menor erro) para a constante da rede, determine todos os comprimentos de onda de todas as linhas para as diversas ordens visíveis.
- Determine o erro em cada comprimento de onda. O cálculo do erro deve levar em conta o erro na determinação da constante da rede e o erro na medida do ângulo.
- Escreva corretamente os valores dos comprimentos de onda para as diversas cores nas ordens visíveis. Expresse esses resultados em uma tabela. Analisando os erros, em quais ordens os comprimentos de onda são determinados com maior exatidão?
- Compare a separação angular medida do espectro visível de primeira ordem do Hg com a separação angular esperada (calculada a partir dos comprimentos de onda e a equação da rede) para o espectro da luz branca (4000 $\mathring{A}$ - 7000 $\mathring{A}$) também de primeira ordem. Expresse o resultado em termos percentuais.
- Calcule a dispersão para a linha verde amarelada para a primeira e para a segunda ordem (se foi visível). Em que ordem ocorre a maior dispersão?

- Trace a curva de calibração do espectrômetro, isto é, comprimento de onda λ versus ângulo θ para as duas primeiras ordens. O gráfico deve ocupar pelo menos a metade de uma folha A4 e a curvas devem ser suaves. Qual é a utilidade dessa curva?

7.5 BIBLIOGRAFIA

[4], [5], [6], [7], [22], [3], [11], [12], [13], [14], [15]

Experimento 8

OSCILOSCÓPIO DE RAIOS CATÓDICOS-I

Esse experimento será realizado em duas etapas e deverá produzir dois relatórios distintos. Na primeira etapa (I) você aprenderá os princípios básicos de funcionamento e manuseio de um osciloscópio analógico e realizará medidas simples de sinais de tensão elétrica (d.d.p.). Na segunda etapa (II) você utilizará o osciloscópio como uma ferramenta para observar e medir os sinais de tensão elétrica em um circuito contendo um resistor e um capacitor conectados em série. Observará também a composição de sinais senoidais em eixos perpendiculares.

8.1 OBJETIVOS

Familiarização com o osciloscópio, aparelho de importância fundamental em medidas físicas.

8.2 PARTE TEÓRICA

8.2.1 Osciloscópio

O osciloscópio é um instrumento de medida que torna possível visualizar uma diferença de potencial elétrico (sinal de tensão, sinal ou tensão) em uma tela ou anteparo através do deslocamento de um ponto luminoso. Esse deslocamento do ponto luminoso na tela é diretamente proporcional à diferença de potencial aplicada entre os terminais ou conectores na entrada desse instrumento. O ponto luminoso pode deslocar-se tanto na vertical quanto na horizontal de modo independente, sendo possível também o deslocamento simultâneo (composição de movimentos).

O osciloscópio possui duas entradas de sinais que podem ser configuradas como uma entrada vertical e uma entrada horizontal; cada entrada é composta por dois terminais. Para uma d.d.p. nula nas entradas podemos ajustar o osciloscópio para que o ponto luminoso fique centralizado na tela (origem de um sistema cartesiano). Se em seguida alterarmos a d.d.p. para um valor diferente de zero e constante no tempo, em qualquer das duas entradas, observaremos que o ponto luminoso se deslocará do centro de acordo com o valor

da d.d.p. e da entrada utilizada. Por exemplo, uma d.d.p. positiva (medida com relação ao terminal de referência ou "terra"da entrada) de valor 3 volts aplicada à entrada vertical produzirá um deslocamento para cima no ponto luminoso. Se duplicarmos a d.d.p. para 6 volts observaremos o dobro do deslocamento para cima. Valores negativos de d.d.p., nessa mesma entrada, produzirão deslocamentos para baixo. De modo semelhante, valores positivos aplicados à entrada horizontal produzirão deslocamentos para a direita enquanto que valores negativos produzirão deslocamentos para a esquerda. Em resumo, as diferenças de potenciais aplicadas às entradas funcionam como as coordenadas cartesianas do ponto luminoso na tela do osciloscópio.

Como vimos, sinais (d.d.p.) constantes no tempo produzirão deslocamentos também constantes. Caso os sinais variem no tempo, observaremos o ponto luminoso movimentando-se na tela e se essa variação for lenta conseguiremos acompanhar o movimento do ponto luminoso com os olhos. Se a variação for muito rápida teremos a sensação de um risco ou uma linha na tela devido à persistência do material da tela e da retina (sistema visual).

Sinais variáveis no tempo aplicados simultaneamente nas duas entradas (vertical e horizontal) aparecerão na tela formando figuras. A visualização, as medidas e a análise dessas figuras é que fazem do osciloscópio um instrumento de extrema utilidade e importância.

8.2.2 Construção do osciloscópio

Se você tiver interesse em compreender como é possível produzir o ponto luminoso, realizar o deslocamento desse ponto proporcionalmente à d.d.p. bem como entender o funcionamento interno do osciloscópio, vá para o apêndice desse texto e delicie-se com as informações que lá estão contidas. Se não for esse o seu desejo, continue a ler nessa sequência.

8.2.3 Noções sobre sinais (tensão ou corrente) alternados

Dizemos que um sinal é alternado quando o mesmo alterna ou varia seu valor, trocando de positivo para negativo e vice-versa, ao longo do tempo. A forma mais útil e talvez a mais importante de um sinal alternado seja a forma senoidal que pode ser escrita como

$$s(t) = s_0 \, \mathrm{sen}(\omega t + \phi)$$

onde:

- $s(t)$ representa uma tensão, $v(t)$, ou uma corrente, $i(t)$, variável no tempo;
- s_0 é chamado de amplitude ou valor máximo, $\omega t + \phi$ é chamado de fase da senoide sendo ϕ a fase inicial (quando t=0);
- ω é chamado de frequência angular (expresso em rad/s) e $\omega = 2\pi f$, $f = 1/T$ sendo T o período temporal.

Consideremos um circuito formado por um gerador de tensão senoidal e um elemento de circuito qualquer (resistor, capacitor, indutor ou uma combinação destes elementos) como mostra a figura (Fig. 8.1).

Tomemos $v(t) = v_0 \mathrm{sen}(\omega t)$, onde fizemos a fase inicial nula ($\phi = 0$) por comodidade.

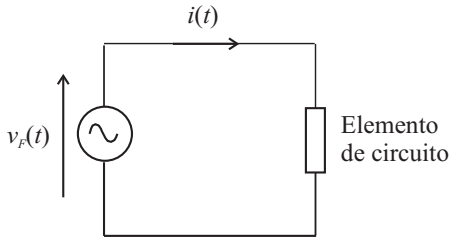

Figura 8.1: Circuito composto por uma fonte de tensão alternada e um outro elemento de circuito.

A experiência mostra que, para um tempo suficientemente longo (que pode ser da ordem de microssegundos), a corrente $i(t)$ que se estabelece no circuito toma uma forma senoidal com a mesma frequência da tensão

$$i(t) = i_0 \text{ sen}(\omega t + \phi).$$

Os valores da amplitude i_0 e da fase inicial ϕ (ou diferença de fase) dependem do elemento de circuito e pretendemos determiná-los a seguir.

Nesse circuito, consideramos a tensão como "excitação"e a corrente como "resposta"em função do gerador impor uma tensão (causa) e a corrente aparecer como uma consequência. Porém, nada impede que seja feito o contrário, ou seja, poderíamos ter um gerador de corrente excitando o circuito (causa) enquanto que a tensão apareceria como resposta (consequência).

Resistência

Consideremos que o elemento de circuito seja um resistor com valor de resistência R como mostra a figura (Fig. 8.2).

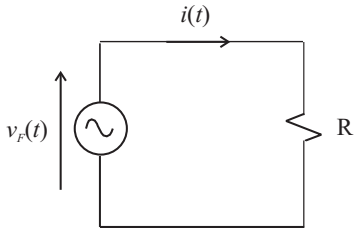

Figura 8.2: Circuito composto por uma fonte de tensão alternada e um resistor.

Nesse caso, a corrente e a tensão estão relacionados pela simples expressão, $v(t) = Ri(t)$. Com

$$v(t) = v_0 \text{ sen}(\omega t) \qquad \text{e} \qquad i(t) = i_0 \text{ sen}(\omega t + \phi)$$

teremos,

$$v_0 \text{ sen}(\omega t) = Ri_0 \text{ sen}(\omega t + \phi).$$

Essa igualdade se manterá para qualquer valor do tempo t se

$$v_0 = Ri_0 \text{ e } \phi = 0 \qquad \therefore i_0 = \frac{v_0}{R} \text{ e } \phi = 0.$$

Portanto, $i(t) = v_0/R \text{ sen}(\omega t)$ (corrente em fase com a tensão).

Como esse resistor está sendo atravessado por uma corrente oscilante, estará sendo dissipada uma potência *P(t)* que pode ser calculada por

$$P(t) = v(t)i(t) = \frac{v(t)^2}{R} = Ri(t)^2.$$

Como essa potência é variável no tempo (porém sempre positiva) podemos calcular seu valor médio durante um período de oscilação da corrente (ou da tensão). Da definição de valor médio temos

$$< P(t) >= \frac{1}{T}\int_0^T P(t)dt.$$

Portanto,

$$< P(t) >= \frac{1}{T}\int_0^T \frac{v(t)^2}{R}dt = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{v_0^2 \text{ sen}^2(\omega t)}{R}dt.$$

Lembrando que $\omega = 2\pi/T$ e que

$$\text{sen}^2\theta = \frac{1 - \cos 2\theta}{2}$$

encontraremos facilmente que

$$\frac{1}{T}\int_0^T \text{ sen}^2(\omega t)dt = \frac{1}{2} \qquad \text{(mostre!)}.$$

Logo

$$< P(t) >= \frac{1}{2}\frac{v_0^2}{R}.$$

Comparando com um circuito alimentado por uma fonte de tensão constante (bateria, por exemplo) de valor V_{ef}, figura (Fig. 8.3), temos uma potência dissipada constante dada por

$$P = \frac{V_{ef}^2}{R}.$$

Para que esses dois circuitos sejam equivalentes, em termos de dissipação de energia, deveremos ter $< P(t) >= P$

$$\frac{1}{2}\frac{v_0^2}{R} = \frac{V_{ef}^2}{R}, \qquad \therefore V_{ef} = \frac{v_0}{\sqrt{2}}.$$

V_{ef} é denominado de "tensão eficaz"e para uma tensão senoidal de amplitude v_0 seu valor foi calculado como $v_0/\sqrt{2}$. Para outras formas de variação que não sejam senoidais teremos outras expressões que devem ser determinadas.

O mesmo raciocínio vale para a corrente eficaz, I_{ef}, que no caso senoidal é dada por $I_{ef} = i_0/\sqrt{2}$.

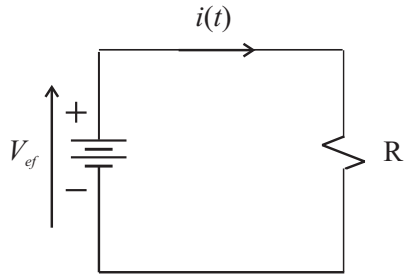

Figura 8.3: Circuito composto por uma fonte de tensão constante V_{ef} e um resistor.

8.2.4 Teoria da medida

O osciloscópio é um instrumento muito versátil, pois além de permitir a realização de medidas de amplitude, período (ou frequência) e diferença de fase diretamente na tela, permite ainda visualizar a composição de sinais periódicos (ou de movimentos) em eixos perpendiculares, vertical e horizontal, e retirar informações de diferença de fase e de relação de frequências a partir das figuras formadas. Nosso objetivo, agora, é apresentar a teoria que nos mostra como obter tais informações.

Mencionamos anteriormente que o deslocamento do ponto luminoso na tela do osciloscópio é diretamente proporcional ao valor da d.d.p. aplicada à entrada do instrumento. A constante de proporcionalidade entre o deslocamento e a d.d.p. é chamada de sensibilidade e é expressa em volt / divisão, uma divisão corresponde aproximadamente à 1 cm na tela quadriculada. A sensibilidade pode ser ajustada através de um botão de controle no painel do instrumento de modo que o deslocamento do ponto fique dentro dos limites da tela. Esse ajuste pode ser feito de modo discreto em valores previamente calibrados ou de modo contínuo sem calibração. Para a realização de medidas absolutas o modo contínuo deve estar desligado, o botão correspondente deve ser levado para a posição "calibrado"(CAL).

Para medir o valor da tensão basta observar o valor do deslocamento do ponto e multiplicar pelo valor da sensibilidade em uso. Por exemplo, se o ponto desloca-se 3,2 divisões verticais a partir do centro da tela e a sensibilidade está ajustada em 2 volts / div, o valor da tensão é 6,4 volts.

Com a finalidade de minimizar o erro relativo de leitura na tela, ajustamos a sensibilidade para obter sempre o maior deslocamento possível do ponto dentro dos limites da tela. A menor subdivisão da gratícula da tela vale 0,2 divisões e é possível avaliar até metade desse valor de forma que, qualquer medida sempre terá um desvio avaliado de 0,1 divisões.

Para medir a amplitude de um sinal alternado (oscilante) senoidal, ou qualquer outro sinal alternado simétrico com relação ao zero, basta medir o deslocamento pico a pico vertical e dividir por dois. Para facilitar a leitura e reduzir o erro de leitura, costuma-se posicionar o sinal na tela de modo que um dos extremos do sinal tangencie ou toque um traço horizontal extremo da gratícula (em cima ou em baixo) e em seguida mede-se o deslocamento do ponto.

O osciloscópio também pode ser utilizado para medir o período e a frequência de um sinal periódico no tempo ou mesmo a duração de um sinal não periódico. Para executar essa medida é necessário fazer a composição de dois deslocamentos ou movimentos do ponto luminoso na tela como descreveremos a seguir:

O sinal que se deseja observar é aplicado a uma das entradas verticais (esse osciloscópio possui duas entradas verticais, dois canais). Ajustando convenientemente a sensibilidade vertical, observaremos o ponto luminoso movimentar-se verticalmente na tela executando uma oscilação. Se a frequência for suficientemente baixa, menor que 24 Hz, nossos olhos conseguirão acompanhar o movimento do ponto luminoso. Caso contrário veremos um traço luminoso vertical.

Suponhamos agora que, de modo independente do sinal de entrada, o ponto luminoso seja obrigado a deslocar-se horizontalmente da esquerda para direita com velocidade constante. Esse movimento é chamado de varredura e é realizado automaticamente pelo osciloscópio quando desejamos.

O ponto luminoso se deslocará na tela realizando a composição desses dois movimentos e traçando uma curva. Se esses movimentos forem repetitivos e bem sincronizados (a varredura começar sempre no mesmo valor do sinal vertical), as curvas serão traçadas repetidas vezes sobre as curvas anteriores e veremos uma curva fixa na tela. Se a frequência de repetição for baixa a curva parecerá piscar na tela mas estará fixa. Se a frequência for alta, não piscará e estará fixa. Como o sinal é periódico, visualizaremos na tela um ou mais períodos se a velocidade da varredura for suficientemente baixa.

O tempo gasto na varredura pode ser ajustado em valores discretos e calibrados ou de modo contínuo e descalibrado pelo ajuste dos botões de controle da taxa de varredura. Em medidas absolutas utilizamos o modo calibrado. Para medir o período do sinal basta medir na tela o comprimento correspondente a um período e multiplicar pelo valor ajustado para o tempo de varredura (SEC / DIV). Por exemplo, se um período ocupa 7,4 divisões na tela e o tempo de varredura vale 0,5 ms / div, o período valerá 3,7 ms. A frequência será o inverso desse valor, ou seja, 270 Hz.

Nota: Taxa de varredura não é a mesma coisa que tempo de varredura. A primeira é quantas vezes a varredura ocorre por unidade de tempo enquanto que o tempo de varredura é o tempo gasto para executar a varredura. Um é o inverso do outro.

8.3 PARTE EXPERIMENTAL

8.3.1 Lista de material

Antes de iniciar o experimento identifique cada item da lista seguinte:

- Osciloscópio modelo YB - 4328 / 20 MHz,
- voltímetro ou multímetro,
- placa de ligações,
- pilhas,
- gerador de sinais,
- fios de ligação,
- transformador.

8.3.2 Gerador de sinais e osciloscópio

O gerador é um equipamento capaz de produzir uma d.d.p. variável no tempo na forma de uma função periódica que pode ser escolhida entre uma função senoidal, uma função triangular e uma função retangular (pulsos). A figura (Fig. 8.4) mostra o aspecto do painel frontal do gerador. A seleção da função se faz pela utilização da tecla **WAVE** na parte inferior do painel do instrumento. Cada vez que você pressionar essa tecla de modo sequencial você alternará entre as funções disponíveis e isso será indicado no mostrador ou "display"na forma de números: 1, 2 ou 3 correspondentes às três funções.

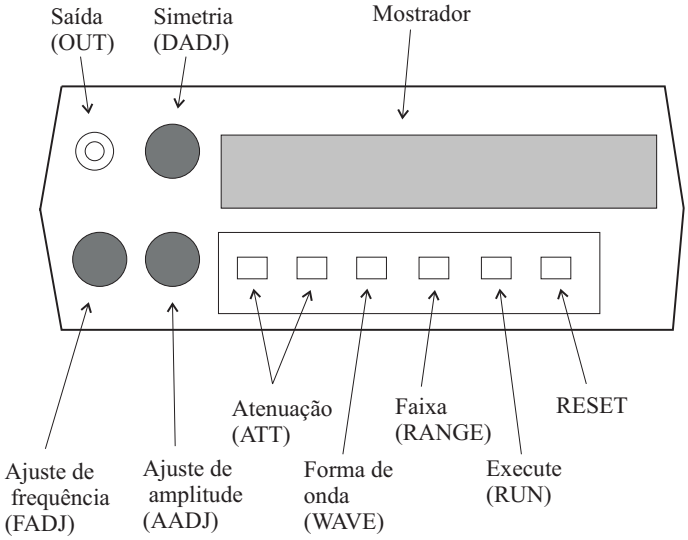

Figura 8.4: Gerador de funções.

Para cada função, é possível ajustar a frequência, a amplitude e a simetria do sinal. A frequência pode ser ajustada de modo discreto por faixas de alcance pressionando a tecla **RANGE** e de modo contínuo girando o botão **FADJ** (frequency adjust). Cada vez que você apertar a tecla de modo seqüencial, você mudará de faixa e isso será indicado no mostrador como números: 1, 2, 3... e o valor da frequência será posteriormente indicado em Hz ou kHz no mostrador. A amplitude pode ser ajustada de modo contínuo girando-se o botão **AADJ** (amplitude adjust) ou pode ser atenuada de modo discreto pressionando-se as teclas marcadas como 20dB ou 40dB (dB significa decibel). A simetria é ajustada por um único botão **DADJ** (duration adjust) e age na duração do pulso retangular (distorce as funções senoidal e triangular) e deve ser ajustado para obter um sinal quadrado perfeito.

O gerador é, de modo bastante simplificado, constituído por um oscilador de frequência ajustável, seguido de um amplificador de ganho variável. Assim consegue-se um sinal de saída onde se pode variar à vontade a frequência e a amplitude.

Esse gerador é micro-processado e sintetiza as funções de modo digital, por isso, existem ainda duas teclas que devem ser utilizadas: A tecla **RESET** faz com que todos os ajustes voltem aos valores mais baixos e a tecla **RUN** dá partida ao microprocessador para que os ajustes realizados tenham efeito.

O osciloscópio utilizado (modelo YB - 4328 / 20MHz) é um modelo de dois canais,

isto é, pode-se observar até dois sinais distintos simultaneamente. Para isso, possui duas entradas verticais (canal 1 e canal 2) separadas com os respectivos ajustes de ganho dos amplificadores (sensibilidade). Essas duas entradas também podem ser utilizadas como entradas horizontal e vertical (X - Y), sendo necessário acionar o controle que comuta para esse tipo de operação (botão de ajuste da taxa de varredura na posição X - Y).

Esse osciloscópio possui vários recursos que podem ser utilizados para medidas especiais, como por exemplo analisar um sinal de vídeo de TV. Utilizaremos apenas os recursos básicos, portanto não se assuste com a quantidade de botões que ele apresenta. Cada um tem uma finalidade específica, mas nem todos serão utilizados. Durante a realização das medidas você aprenderá a usá-los.

OBS: O osciloscópio é um instrumento delicado que deve ser manuseado com cuidado. Não encoste a ponta do lápis ou da caneta na tela para não riscá-la. Não force os botões de controle além da posição máxima e, para evitar o desgaste prematuro, não acione os controles sem necessidade. Pense sempre no que é necessário ajustar antes de fazê-lo. Em todo o caso, você deve agir com delicadeza.

A figura (Fig. 8.5) mostra o painel frontal do equipamento com a lista descritiva dos diversos controles. Não há necessidade de memorizá-los, o uso tornará isso uma coisa automática, mas procure compreender o que faz cada controle.

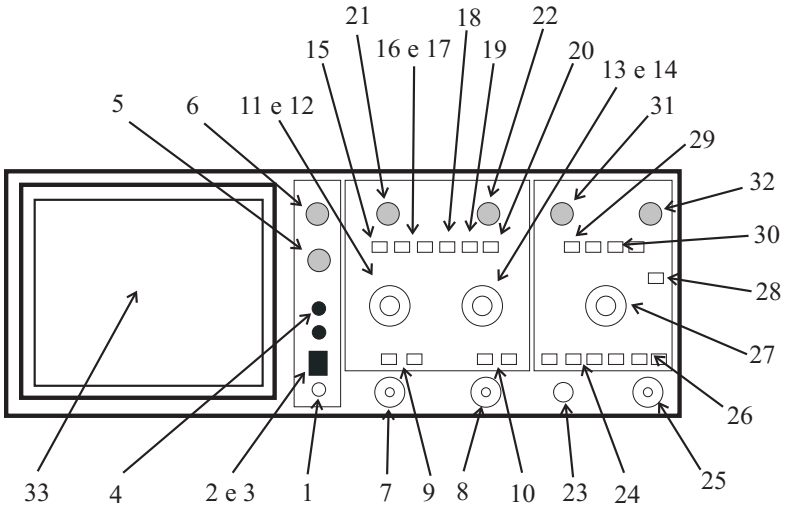

Figura 8.5: Osciloscópio modelo YB - 4328 / 20MHz.

(1) PROBE ADJUST - Terminal de saída de sinal quadrado de 0.5 volts pico a pico e 1 kHz para aferir a calibração do aparelho. Tocando com o terminal interno (positivo) da ponta de prova nesse ponto, aparecerá na tela o sinal de calibração.

(2) e (3) POWER ON/OFF - LED de indicação (luz vermelha) de alimentação e chave liga - desliga.

(4) TRACE ROTATION - Permite ajustar o traço (com uma pequena chave de fenda) para que fique perfeitamente na posição horizontal (Não mexer!).

(5) FOCUS - Ajuste do foco da imagem. Ajuste esse controle para a mais nítida imagem possível.

(6) INTENSITY - Controle da intensidade do ponto luminoso ou do traço. Procure utilizar o menor brilho possível que garanta uma boa imagem.

(7) - Terminal de entrada do canal 1. A parte externa do terminal está conectada à carcaça do aparelho.

(8) - Terminal de entrada do canal 2. Idêntico à (7).

(9) GND AC DC - Chaves de entrada do canal 1. Na posição GND (Ground ou "terra", tecla pressionada), a entrada está desconectada e aterrada internamente. Na posição AC, só entra a componente alternada do sinal. Na posição DC entra a componente contínua e alternada do sinal.

(10) GND AC DC - Chaves de entrada do canal 2. Idêntico ao item (9).

(11) e (12) VOLT/DIV - Controle da sensibilidade vertical do canal 1. O botão externo faz o ajuste em valores discretos e calibrados entre 10 volts / divisão e 5 milivolts / divisão. O botão interno faz o ajuste da sensibilidade de modo contínuo. Girando-o no sentido anti-horário varia-se a sensibilidade perdendo a calibração. Girando-se totalmente no sentido horário até se ouvir um estalo volta-se à posição calibrada (CAL).

(13) e (14) - Idêntico a (11) e (12) só que para o canal 2.

(15) x 5 MAG - Tecla para ampliar 5 vezes a imagem do canal 1 quando pressionada.

(16) e (17) CH1 e CH2 -Teclas para seleção da apresentação dos canais 1 e 2. Quando pressionadas permitem a visualização dos dois canais individualmente. Quando soltas, fazem a soma algébrica dos dois canais.

(18) CHOP / ALT - Tecla que permite o traçado no modo picotado ou alternado dos canais 1 e 2 na tela. Para sinais de baixa frequência (< 30 Hz) o modo picotado facilita a visualização dos dois canais simultaneamente. A tela mostra um pouco de cada canal muito rapidamente de modo que o olho não perceba o picote. No modo alternado mostra-se primeiro um canal integralmente e em seguida o outro. Esse modo facilita a visualização para sinais rápidos (> 30 Hz).

(19) CH2 INVERT - Tecla que realiza a inversão de polaridade do sinal mostrado através do canal 2 quando pressionada.

(20) x 5 MAG - Tecla para ampliar cinco vezes a imagem do canal 2 quando pressionada.

(21) POSITION - Botão de posição vertical na tela do sinal do canal 1.

(22) POSITION - Botão de posição vertical na tela do sinal do canal 2.

(23) Terminal para aterramento da carcaça do aparelho.

(24) TRIGGER SOURCE - Conjunto de teclas para selecionar a fonte de sinal que será utilizada para comandar o disparo da varredura (sinal de sincronismo). Pode-se utilizar o sinal do CH1 (canal 1), do CH2 (canal 2), LINE (linha de alimentação doméstica) ou EXT (externo) quando pressionadas.

(25) EXT INPUT - Terminal para entrada de sinal externo para comandar o disparo da varredura.

(26) COUPLING - Teclas que selecionam o modo de acoplamento do sinal de sincronismo. Em DC é utilizada a componente contínua do sinal, em AC é utilizada a componente alternada e em TV é utilizado o sinal de sincronismo de vídeo de um sinal de televisão.

(27) SEC / DIV - Botão de controle do tempo de varredura. O botão externo controla o tempo de modo discreto e calibrado. Girando-se no sentido horário diminui-se o tempo (aumentando-se a taxa de varredura). O botão interno faz o ajuste de modo contínuo e descalibrado. Para a operação no modo calibrado esse botão deve ser girado totalmente no sentido horário até ouvir-se um estalo.

(28) x 5 MAG - Tecla para ampliar a imagem na horizontal de cinco vezes quando pressionada.

(29) SLOPE - Tecla que permite selecionar a inclinação (derivada) do sinal que fará o disparo da varredura. Quando pressionada utiliza-se a inclinação negativa.

(30) SWEEP MODE - Conjunto de três teclas para a seleção do modo de varredura. A tecla AUTO quando pressionada coloca a varredura no modo automático, ou seja, a varredura é disparada automaticamente mesmo na ausência de sinal de entrada. Quando a tecla NORM é pressionado seleciona-se o modo normal, ou seja, a varredura só é disparada na presença do sinal de entrada. Quando as duas teclas estão soltas (SINGLE), a varredura só poderá ser disparada apenas uma vez, ou seja, só haverá um único disparo de varredura pelo sinal de entrada. A tecla RESET "arma"o sistema de disparo da varredura quando pressionada. O LED TRG´D fica aceso quando o sinal de sincronismo está sendo detectado nos modos AUTO ou NORM ou quando o sistema está armado para executar uma única varredura no modo SINGLE.

(31) POSITION - Botão de posição horizontal do traço da varredura na tela.

(32) LEVEL - Botão de ajuste do nível de sinal vertical que será utilizado para disparar a varredura. O ajuste desse botão permite selecionar o ponto de partida do sinal mostrado na tela dentro dos limites verticais da excursão do sinal de entrada. Se o ajuste não estiver correto, não haverá sincronismo entre o sinal vertical e a varredura, a imagem do sinal na tela ficará se movimentando.

(33) - ECRAN OU DISPLAY - Tela azul graticulada com dez divisões horizontais e oito divisões verticais

Nota: Na parte traseira do aparelho existe a chave de seleção para a tensão de alimentação, uma entrada para modulação do feixe de elétrons que forma o ponto luminoso na tela (eixo Z) e uma saída do sinal de sincronismo.

8.3.3 Primeiros ajustes para as medidas

Agora você aprenderá a manusear o osciloscópio e utilizá-lo para efetuar medidas elétricas. Se for interromper o experimento anote todos os ajustes.

O painel do osciloscópio poderá estar parcialmente coberto escondendo botões e controles desnecessários para as primeiras medidas deixando expostos apenas os controles essenciais. Esse painel está dividido em quatro colunas. À esquerda está a tela e em seguida uma coluna estreita com dois botões (INTENSITY e FOCUS) e a tecla POWER. No centro existe uma coluna larga denominada VERTICAL (controles dos canais 1 e 2) e à direita uma coluna denominada HORIZONTAL (controles de varredura e sincronismo). Essa última coluna poderá estar parcialmente coberta.

A finalidade desse item é ajustar o osciloscópio para que o ponto luminoso apareça posicionado no centro da tela e com pouco brilho, o suficiente apenas para visualizá-lo. Brilho excessivo queimará a tela, portanto, seja cuidadoso. O botão de intensidade deve ser ajustado convenientemente

Ligue o osciloscópio, se já não estiver ligado, e espere um minuto para o aquecimento.

Coloque em curto circuito as entradas verticais. Para isso, coloque na posição GND as duas teclas (9) e (10) (GND AC DC). Coloque a tecla SWEEP MODE (Modo de varredura) na posição AUTO (automático), as teclas CH1 e CH2 do VERTICAL MODE (modo vertical) na posição DUAL (dois canais) e ajuste o tempo de varredura (SEC/DIV) em 1ms/divisão. Deverão aparecer um ou dois traços horizontais na tela. Ajuste os controles

de intensidade (INTENSITY) e foco (FOCUS) para que os traços fiquem finos e sem brilho excessivo. Caso não apareçam os traços chame o professor.

Cada traço desses corresponde à varredura de um canal. Ela é muito rápida, por isso você não consegue ver o ponto se movimentando na tela. Posicione os dois traços na tela de modo que você possa distingui-los girando os botões de posicionamento vertical (POSITION). Agora, altere o tempo de varredura (SEC/DIV), girando no sentido anti-horário, aos poucos, até que você possa perceber o ponto se movimentando na tela. Você agora deverá conseguir acompanhar a varredura da esquerda para a direita com velocidade constante.

Para facilitar o estudo vamos trabalhar, por enquanto, apenas com o canal 2. Para isso, mantenha a tecla correspondente ao canal 2 (CH2 em VERTICAL MODE) pressionada e solte a tecla correspondente ao canal 1 (CH1). Deverá ficar apenas um ponto se movimentando. Posicione esse movimento na metade vertical da tela e diminua bastante a intensidade até ficar bem fraco, porém visível. Gire o controle do tempo de varredura no sentido anti-horário até o ponto parar na tela. Esse controle deverá estar na posição X - Y (observe a marca na lateral do botão). Verifique se o brilho não está excessivo (com formação de halo) e ajuste-o se for necessário.

Nessa configuração, a entrada do canal 1 será correspondente ao eixo x e a entrada do canal 2 será correspondente ao eixo y.

Posicione o ponto no centro da tela, utilizando os controles POSITION do canal 2 e POSITION horizontal.

8.3.4 Observação do deslocamento do ponto luminoso com a d.d.p.

Ajuste a sensibilidade (VOLTS/DIV) do canal 2 para 1 volt / divisão e conecte a entrada desse canal à bateria de 3 V. Positivo da bateria no fio vermelho do terminal de entrada e negativo da bateria no fio preto (que é o GND). Coloque a teclas de entrada do canal 2, (10) na posição DC (desligue a tecla GND). O ponto luminoso deverá se deslocar para cima de algumas divisões na tela a depender do estado de carga da bateria. Anote quantas divisões se deslocou.

Inverta a polaridade da bateria (troque as posições dos fios) e observe o deslocamento do ponto luminoso. Anote o observado. Ao terminar, leve a chave de entrada desse canal, (10), de volta para GND.

Repita os mesmos passos utilizando o canal 1 que está atuando como eixo x. Observe o deslocamento na horizontal. Ao terminar, leve a chave de entrada desse canal, (9), de volta para GND.

8.3.5 Observação dos sinais produzidos pelo gerador de funções

Ligue o gerador, selecione a função senoidal, ajuste a frequência em qualquer valor entre 1 Hz e 5 Hz e gire o controle de amplitude para a metade do valor máximo.

Verifique se o ponto luminoso está no centro da tela, corrigindo se for necessário. Conecte o gerador à entrada do canal 2 (eixo y) e coloque a chave (tecla) de entrada desse canal na posição DC desligando o GND.

Ajuste a sensibilidade vertical para que o deslocamento do ponto luminoso não ultrapasse os limites da tela. Observe atentamente o movimento do ponto. Você consegue perceber

em que região a velocidade é máxima? Você consegue perceber que o deslocamento é uma função senoidal do tempo? Observe as inversões de movimento nos extremos.

Mude para função triangular. Observe o movimento. Você consegue perceber que a velocidade é constante (função linear) até atingir os extremos? Observe as inversões de movimento e compare com o caso senoidal.

Mude para função quadrada e observe. Ao terminar leve a chave de entrada para a posição GND.

Conecte agora o gerador, em função senoidal, ao canal 1 (eixo x) e leve a chave de entrada desse canal para a posição DC. Ajuste a sensibilidade e observe o movimento. Ao terminar leve a chave de entrada para GND e desconecte o gerador.

Vamos agora sair do modo X - Y e voltar ao modo de varredura automática. Ajuste o tempo de varredura (SEC/DIV) em 0,1 s / divisão e posicione o traço (POSITION) para que o mesmo comece o traçado no canto esquerdo da tela. Leve a chave VERTICAL/MODE para a posição CH1 (canal 1) para que possamos utilizá-lo como eixo y. Desative o canal 2 se estiver ativado (solte a tecla CH2).

Vamos agora fazer a composição do movimento de varredura, feito com velocidade constante na horizontal, com um movimento senoidal na vertical. Para isso conecte novamente o gerador de função, com os mesmos ajustes de frequência e amplitude no modo senoidal anteriores, ao canal 1 e leve a chave de entrada desse canal para a posição DC. Selecione em TRIGGER SOURCE a tecla CH1 (o próprio sinal do canal 1 será utilizado como o sinal que irá comandar o disparo da varredura). Ajuste a sensibilidade vertical para que a senoide resultante não ultrapasse os limites da tela na vertical.

Como a frequência é muito baixa, a figura poderá estar movimentando na tela, devido a uma possível falta de sincronismo automático que ocorre para frequências muito baixas. Você pode tentar "parar"a figura ajustando manualmente a frequência do gerador. Em todo caso, você observará o ponto descrevendo a composição dos dois movimentos, ou seja, a senoide.

Para facilitar a visualização aumente bastante a frequência do gerador ao mesmo tempo em que ajusta o tempo de varredura para manter a senoide visível e estável. Você pode ir para a faixa dos kHz se quiser.

Verifique a atuação da chave SLOPE (inclinação) e do controle do nível de sincronismo, LEVEL, girando-o um pouco no sentido horário e anti-horário. A observação deve ser feita no início da senoide no lado esquerdo da tela. Posicione-a, deslocando horizontalmente se for necessário. Observe a perda do sincronismo quando você ultrapassar os limites verticais do sinal. Ao terminar retorne o botão LEVEL para a posição central aproximadamente.

Observe as outras funções do gerador (triangular e quadrada) e volte para a função senoidal em seguida.

8.3.6 Medida de frequência

Ajuste o gerador para 2,0 kHz e o tempo de varredura de modo observar 1 ou 2 períodos na tela. Certifique-se que o controle de variação contínua do tempo de varredura (botão interno), (27), encontra-se na posição "calibrada"(CAL). Meça na tela quantas divisões ocupa um período (1 divisão = 5 subdivisões). Observe que é melhor medir o período entre os pontos A e B que entre C e D em virtude dos pontos serem mais bem definidos, uma vez que correspondem à interseção com o eixo e não um ponto de tangência. Figura (Fig. 8.6). A medida deve ser efetuada estimando-se um erro igual à metade da subdivisão.

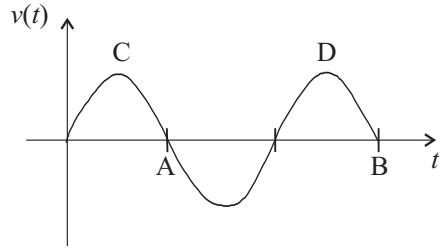

Figura 8.6: Sinal alternado para a medida da frequência.

Note bem: Para uma melhor definição dos pontos A e B, aumente a sensibilidade vertical para obter uma figura de grande amplitude na tela do osciloscópio.

Multiplique o número de divisões do período pelo tempo de varredura para obter o período temporal T e o seu erro. Calcule a frequência (em kHz) e o seu erro. Compare com o valor indicado no gerador lembrando-se que este também não é perfeito. Não desligue o gerador.

8.3.7 Medida de amplitude dos sinais senoidal e quadrado

Ajuste a amplitude do sinal do gerador em direção amplitude máxima (mas que não produza distorção no sinal) e a sensibilidade vertical do osciloscópio para obter a maior senoide possível, sem ultrapassar os limites da tela. Desloque a senoide para baixo (POSITION) até que sua parte mais baixa tangencie a linha inferior da gratícula da tela. Desloque agora na horizontal (POSITION) de modo que a crista corte o eixo vertical central subdividido. Meça o valor pico a pico do sinal (do pico inferior ao pico superior na vertical!) em termos de divisões na tela, estimando o erro de metade da subdivisão. Multiplique o resultado pela sensibilidade (VOLTS/DIV) para obter o valor de tensão pico a pico, V_{pp}. A amplitude vale metade desse valor. Calcule o valor eficaz $V_{ef} = V_{pp}/(2\sqrt{2})$.

Nota: Certifique-se que o controle variável da sensibilidade vertical esteja na posição "calibrado"(CAL).

Selecione no gerador a função quadrada e refaça essas mesmas medidas. Nesse caso $V_{ef} = V_{pp}/2$. Por que ?

Desligue e desconecte o gerador.

8.3.8 Medida de tensão contínua

Você agora vai medir a tensão de uma pilha ou bateria a partir do deslocamento vertical do traço da varredura. Por que é melhor utilizar o traço ao invés do ponto?

Conecte a bateria à entrada do canal 1 (positivo da bateria ligado ao fio vermelho). Leve a chave de entrada do canal 1 para GND e posicione o traço, que deverá estar com pouco brilho e fino, coincidindo com a linha inferior da gratícula da tela. Ajuste a sensibilidade vertical para 5 volts / divisão e leve a chave de entrada para a posição DC. O traço se deslocará um pouco, como você observará. Aumente a sensibilidade de forma obter o máximo deslocamento dentro dos limites da tela. Verifique, com a chave em GND, se o traço ainda permanece na linha inferior. Caso contrário, reposicione-o.

Volte a chave para a posição DC e meça o deslocamento em termos de divisões com a respectiva estimativa de erro. Determine então a tensão da bateria e o seu erro.

Desconecte a bateria e meça sua tensão com um multímetro ajustado para DCV (tensão DC ou contínua). Não se esqueça do erro da medida.

Se os instrumentos estiverem bem calibrados, você perceberá que a tensão medida com o osciloscópio é um pouco maior que a tensão medida com o multímetro, apesar dos erros serem da mesma ordem. Por que será que isso acontece? (Dica: a resistência interna da entrada do osciloscópio é muito alta, 1 MΩ , enquanto a do multímetro é da ordem de 300 kΩ . Pense no efeito produzido pela resistência interna da bateria, principalmente se for velha, situação em que a resistência interna aumenta de valor).

8.3.9 Medida da tensão da rede com um transformador

A tensão da rede possui um valor muito elevado para medirmos diretamente com o osciloscópio, além de ser perigoso uma vez que um dos terminais de entrada está conectado à carcaça metálica do instrumento. Para medi-la utilizaremos um pequeno transformador abaixador de tensão que reduz a tensão para um valor seguro, além de promover um isolamento elétrico da rede, uma vez que o acoplamento é puramente magnético. No transformador encontra-se escrita a relação de transformação, ou seja, a relação entre a tensão de entrada e a tensão de saída.

Ligue o transformador na rede e conecte a saída à entrada do canal 1; observe que existem 3 terminais na saída do transformador correspondentes a 12V, 0V e 12V (ou mesmo 6V, 0V e 6V), você utilizará o terminal central e qualquer um dos laterais.

Ajuste a taxa de varredura e a sensibilidade vertical para obter uma senoide com poucos períodos (1 ou 2) dentro dos limites da tela. Caso a imagem não esteja parada (falta de sincronismo) verifique se a tecla CH1 em TRIGGER SOURCE está pressionada. Caso a imagem ainda esteja se movimentando experimente utilizar o próprio sinal da rede como sinal de sincronismo, para isso pressione a tecla LINE ao invés de CH1.

Você poderá observar uma senoide deformada na tela. Essa deformação ou distorção é introduzida pela rede de distribuição de energia, equipamentos ligados na rede e está associada às não linearidades do sistema (transformadores saturados, etc.).

Procedendo como nos itens 8.3.6 e 8.3.7, meça a frequência (em Hz), a tensão de pico a pico V_{pp} e calcule o valor eficaz desse sinal. Em seguida, calcule a tensão eficaz da rede utilizando a relação de transformação que está escrita no transformador. Não se esqueça de estimar os erros das medidas.

Desconecte o transformador do osciloscópio e conecte-o ao multímetro ajustado para ACV (tensão alternada). Leia na escala correspondente o valor da tensão eficaz; esse valor deve ser próximo ao calculado no parágrafo anterior. Estime o erro da medida e anote os resultados.

As medidas estão concluídas, mas não desligue ainda o osciloscópio, pois o mesmo precisa ser ajustado antes de ser desligado. Gire todos os botões de variação contínua para a posição calibrada, os botões internos dos controles das sensibilidades verticais e o botão interno do controle do tempo de varredura. Ajuste a taxa de varredura para observar um traço horizontal na tela. Leve as chaves em VERTICAL MODE para a posição DUAL e as duas chaves de entrada dos dois canais para a posição GND. Ajuste os posicionamentos de modo que os dois traços fiquem separados um do outro e visíveis na tela. Desligue o equipamento. Não é necessário desconectar os fios das entradas do osciloscópio nem da saída do gerador.

8.4 BIBLIOGRAFIA

[5], [6], [8], [9], [22], [23], [17], [24], [3], [25]

Experimento 9

OSCILOSCÓPIO DE RAIOS CATÓDICOS-II

Esse experimento está sendo realizado em duas etapas e deverá produzir dois relatórios distintos. Na primeira etapa (I) você aprendeu os princípios básicos de funcionamento e manuseio de um osciloscópio analógico e realizou medidas simples de sinais de tensão elétrica (d.d.p.). Nessa segunda etapa (II) você utilizará o osciloscópio como uma ferramenta para observar os sinais de tensão elétrica em um circuito contendo um resistor e um capacitor conectados em série. Observará também a composição de sinais senoidais em eixos perpendiculares.

9.1 OBJETIVOS

Utilização do osciloscópio como instrumento de medida. Aplicação no estudo de circuitos RC e na composição de sinais.

9.2 PARTE TEÓRICA

9.2.1 Comportamentos dos circuitos elétricos

Os circuitos formados pela associação em série de um resistor com um capacitor ou um resistor com um indutor podem ser estudados no regime transitório ou no regime permanente. A operação no regime transitório é aquela em que a associação desses elementos de circuito é excitada por uma fonte de tensão ou então por uma fonte de corrente não repetitiva ou cujo intervalo de repetição seja muito longo quando comparado com as constantes de tempo do circuito. O comportamento transitório decorre do ato de ligar ou desligar as fontes e corresponde a um intervalo de tempo em que as tensões e as correntes levam para se adequar às novas condições de excitação do circuito. Isso foi estudado na disciplina Fis III onde foi mostrado que o comportamento transitório está associado às funções exponenciais reais do tempo. O comportamento permanente dessas mesmas associações de elementos de circuito decorre da utilização de fontes alternadas, normalmente senoidais, após terem sido ligadas por um longo tempo quando comparado com as constantes de tempo do circuito.

Estudaremos, inicialmente, o comportamento permanente no indutor e no capacitor e, em seguida, na associação desses elementos com um resistor.

9.2.2 Indutância

Consideremos o circuito da figura (Fig. 9.1), onde o elemento de circuito é um indutor com valor de indutância L.

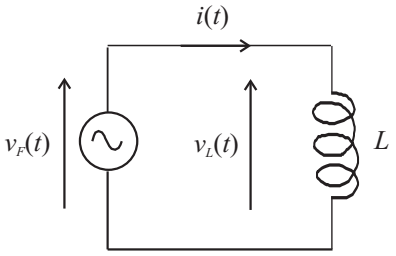

Figura 9.1: Circuito composto por uma fonte de tensão alternada e um indutor.

Sabemos que em um indutor a tensão e a corrente estão relacionados por $v_L(t) = Ldi/dt$ de acordo com as orientações dadas na figura.

Com

$$v_F(t) = v_L(t) = v_0 \text{ sen}(\omega t) \qquad \text{e} \qquad i(t) = i_0 \text{ sen}(\omega t + \phi)$$

temos

$$v_0 \text{ sen}(\omega t) = L\frac{d}{dt}[i_0 \text{ sen}(\omega t + \phi)] = L\omega i_0 \cos(\omega t + \phi)$$

ou

$$v_0 \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) = L\omega i_0 \cos(\omega t + \phi)$$

Para que essa igualdade seja verdadeira para qualquer valor de tempo, t, deveremos ter

$$v_0 = L\omega i_0 \quad \text{e} \quad \phi = -\frac{\pi}{2}, \qquad \therefore i_0 = \frac{v_0}{\omega L} \quad \text{e} \quad \phi = -\frac{\pi}{2}.$$

Logo

$$i(t) = \frac{v_0}{\omega L} \text{ sen}\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Vemos, portanto, que a amplitude da corrente depende da frequência angular e que a corrente se encontra *atrasada* de $\pi/2$ rad com relação à tensão (ou então a tensão está *adiantada* de $\pi/2$ com relação à corrente).

Observe que para frequências angulares elevadas ($\omega \to \infty$) a amplitude da corrente é muito pequena ($i_0 \to 0$) e o circuito se comporta, no limite, como um circuito aberto. Para $\omega \to 0$, $i_0 \to \infty$, que equivale a um curto circuito.

O termo ωL no denominador da amplitude da corrente é chamado de reatância indutiva (X_L) e tem um papel análogo ao da resistência, inclusive com a mesma dimensão e unidade, só que depende da frequência angular,

$$X_L = \omega L = 2\pi f L \qquad \text{(ohms)}.$$

9.2.3 Capacitância

Consideremos agora o circuito da figura (Fig. 9.2) onde o elemento de circuito é um capacitor com um valor de capacitância C.

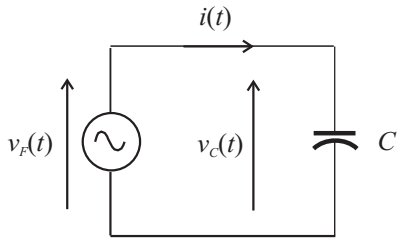

Figura 9.2: Circuito composto por uma fonte de tensão alternada e um capacitor.

Sabemos que em um capacitor

$$v_C(t) = \frac{1}{C}\int i(t)dt \qquad \text{ou} \qquad i(t) = C\frac{dv_C}{dt}$$

Com

$$v_F(t) = v_C(t) = v_0\ \text{sen}(\omega t) \qquad \text{e} \qquad i(t) = i_0\ \text{sen}(\omega t + \phi)$$

temos

$$i_0\ \text{sen}(\omega t + \phi) = C\frac{d}{dt}[v_0\ \text{sen}(\omega t)] = \omega C v_0 \cos(\omega t) = \omega C v_0\ \text{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

Para que essa igualdade seja verdadeira para todos os instantes de tempo t devemos ter

$$i_0 = \omega C v_0 \quad \text{e} \quad \phi = \frac{\pi}{2} \qquad \text{ou} \qquad i_0 = \frac{v_0}{\frac{1}{\omega C}} \quad \text{e} \quad \phi = \frac{\pi}{2}.$$

Logo

$$i(t) = \frac{v_0}{\frac{1}{\omega C}}\ \text{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Vemos, portanto, que a amplitude da corrente também depende da frequência angular e que a corrente está adiantada de $\pi/2$ rad com relação à tensão (ou a tensão está atrasada de $\pi/2$ rad com relação à corrente).

Observe ainda que para $\omega \to \infty$ a amplitude $i_0 \to \infty$ que equivale a um curto circuito e para $\omega \to 0$, $i_0 \to 0$, que corresponde a um circuito aberto. Ou seja, o comportamento inverso de um indutor.

De forma análoga ao indutor, o termo $1/\omega C$ no denominador da amplitude da corrente é chamado de reatância capacitiva (X_C) com a mesma dimensão e unidade da resistência.

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C} \qquad \text{(ohms)}.$$

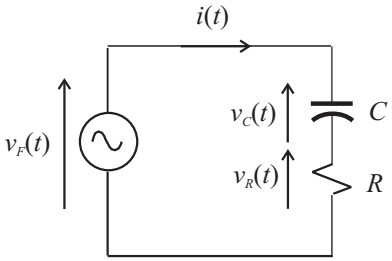

Figura 9.3: Circuito composto por uma fonte de tensão alternada e um resistor em série com um capacitor.

9.2.4 Resistência e capacitância

Consideremos um circuito um pouco mais complexo envolvendo um capacitor e um resistor ligados em série a uma fonte de tensão senoidal como mostra a figura (Fig. 9.3).

Temos, de acordo com a lei das malhas, que

$$v_F(t) = v_C(t) + v_R(t).$$

Consideremos ainda, por hipótese, que

$$v_F(t) = v_0 \text{sen}(\omega t + \phi) \quad \text{e} \quad i(t) = i_0 \text{ sen}(\omega t), \qquad v_0 \text{ e } \omega \text{ dados.}$$

Para facilitar os cálculos, colocamos a referência na corrente e a diferença de fase na tensão da fonte.

Nota: Os índices nas tensões servem para indicar claramente a que estamos nos referindo (fonte, capacitor ou resistor), contudo, não é necessário utilizá-lo na corrente uma vez que ela é a mesma em todos os elementos do circuito.

Como

$$v_C(t) = \frac{1}{C}\int i(t)dt \quad \text{e} \quad v_R(t) = Ri(t)$$

temos

$$v_C(t) = \frac{i_0}{\omega C}[-\cos(\omega t)] \quad \text{e} \quad v_R(t) = Ri_0 \text{ sen}(\omega t).$$

Substituindo na equação da malha ficamos com

$$v_0 \text{sen}(\omega t + \phi) = -\frac{i_0}{\omega C}\cos(\omega t) + Ri_0 \text{ sen}(\omega t)$$

$$\therefore v_0[\text{sen}(\omega t)\cos\phi + \text{sen}\phi\cos(\omega t)] = -i_0\cos(\omega t) + Ri_0 \text{ sen}(\omega t).$$

Para essa igualdade ser verdadeira para qualquer instante de tempo, t, deveremos ter

$$v_0 \text{sen}\phi = -\frac{i_0}{\omega C}$$

e

$$v_0 \cos\phi = Ri_0.$$

Dividindo uma equação pela outra teremos:

$$\tan\phi = -\frac{1}{\omega RC}$$

que corresponde ao triângulo da figura (Fig. 9.4) no quarto quadrante do círculo trigonométrico.

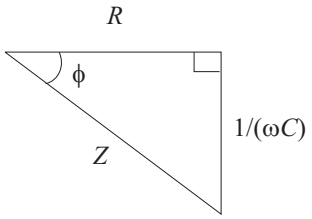

Figura 9.4: Triângulo representativo da impedância no circuito RC.

Onde

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad \text{e} \quad \phi = -\tan^{-1}\frac{1}{\omega RC}.$$

Da segunda equação temos:

$$i_0 = \frac{v_0}{R}\cos\phi = \frac{v_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Temos, portanto, determinado a amplitude i_0 da corrente e a diferença de fase ϕ da tensão. Fica então

$$v_F(t) = v_o\,\mathrm{sen}(\omega t + \phi), \qquad \phi = -\tan^{-1}\frac{1}{\omega RC}.$$

e

$$i(t) = \frac{v_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}}\,\mathrm{sen}(\omega t).$$

O termo $[R^2 + (1/\omega C)^2]^{1/2}$ é denominado impedância Z do circuito RC em série, sendo composto pela resistência R e pela reatância capacitiva $X_C = 1/(\omega C)$. Observe que a impedância é uma função da frequência angular , $Z = Z(\omega)$.

Se multiplicarmos todos os lados do triângulo pela amplitude i_0 obteremos um triângulo semelhante onde os lados serão as amplitudes das tensões (Fig. 9.5).

Observe que as amplitudes das tensões somam-se como se fossem vetores (Fig. 9.6) enquanto as tensões instantâneas somam-se como escalares (lei das malhas).

O vetor V_C está girado de $-\pi/2$ rad com relação ao vetor V_R. Lembre-se que a tensão no capacitor está atrasada de $\pi/2$ rad com relação à corrente e a tensão no resistor está em fase com a corrente!

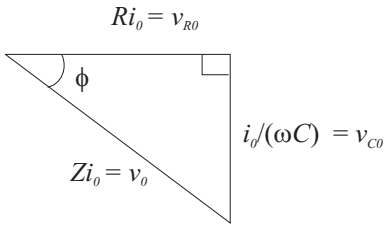

Figura 9.5: Triângulo representativo das amplitudes das tensões no circuito RC.

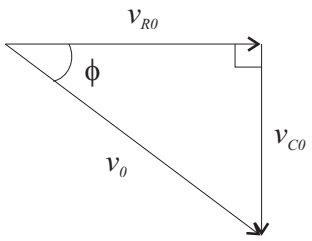

Figura 9.6: Triângulo representativo da soma vetorial das amplitudes das tensões no circuito RC.

9.2.5 Composição de sinais - figuras de Lissajous

A superposição de sinais periódicos ocorre em uma série de situações no cotidiano e muitas vezes não temos a percepção clara do fenômeno. A maioria dos sons naturais (como a voz) ou artificiais (como em um instrumento musical) bem como muitas imagens são produzidos pela superposição de sinais periódicos. Estamos interessados em mostrar uma composição de sinais elétricos periódicos muito interessantes que pode ser estendida a outros tipos de variações periódicas, as figuras de Lissajous.

Essas figuras são obtidas pela composição de dois movimentos periódicos em eixos ortogonais. As primeiras figuras observadas por Lissajous foram obtidas pela composição a 90^o ($\pi/2$ rad), no espaço, de dois movimentos senoidais retilíneos e de freqüências diferentes obtidos com diapasões (instrumento em forma de U utilizado par afinar instrumentos musicais).

As equações paramétricas do movimento no plano são

$$x = x_0 \text{ sen}(\omega_x t) \quad \text{com} \quad \omega_x = \frac{2\pi}{T_x} = 2\pi f_x$$

e

$$y = y_0 \text{ sen}(\omega_y t) \quad \text{com} \quad \omega_y = \frac{2\pi}{T_y} = 2\pi f_y.$$

A figura obtida é fechada, ou seja, o ponto que a descreve volta ao ponto de partida e se repete periodicamente quando a relação entre as frequências é igual a uma relação entre números inteiros

$$\frac{\omega_y}{\omega_x} = \frac{n}{n'}, \qquad n \text{ e } n' \text{ inteiros.}$$

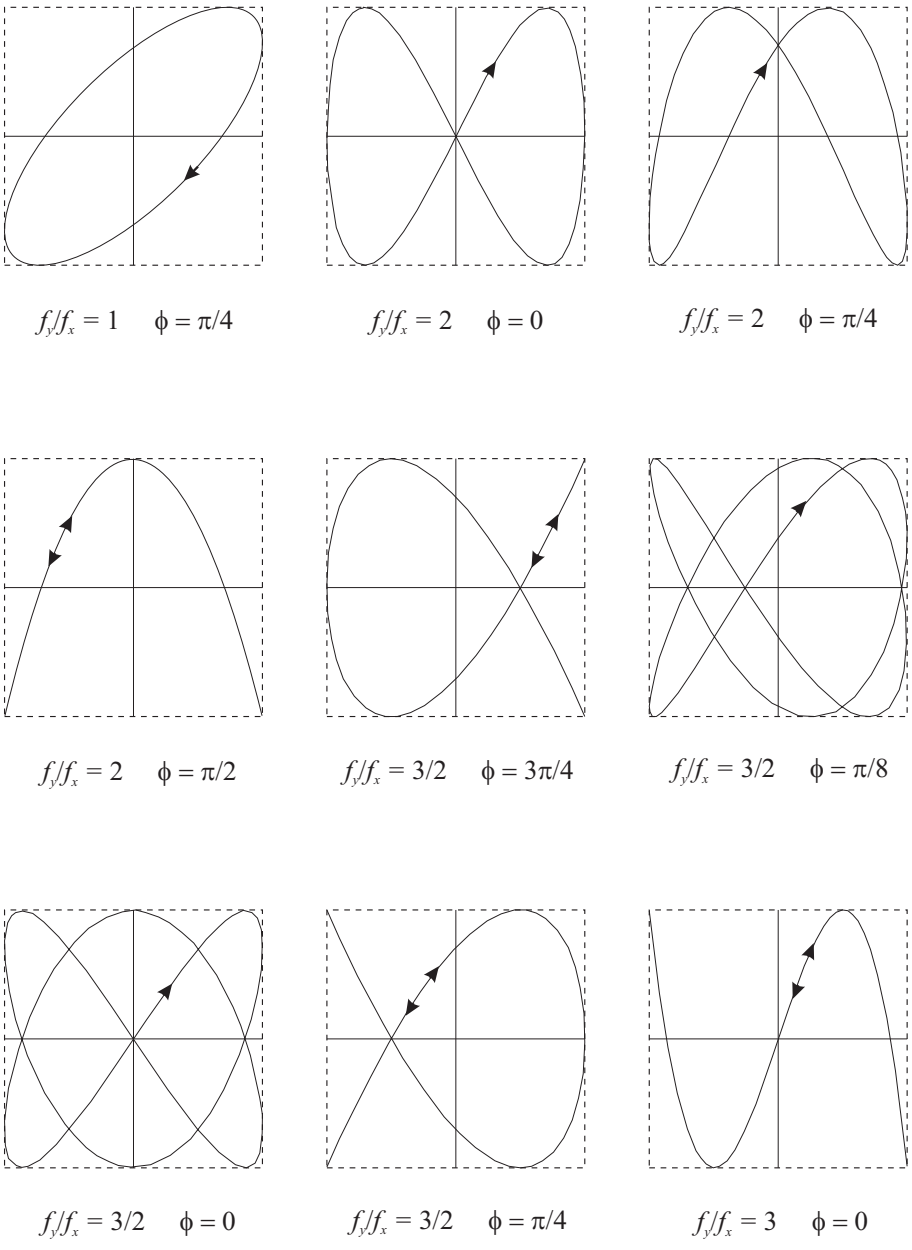

Figura 9.7: Figuras de Lissajous.

O intervalo de tempo T (período) para descrever completamente a figura é dado por

$$T = nT_y = n'T_x.$$

A figura (Fig. 9.7) representa algumas figuras de Lissajous. A elipse constitui a mais simples das figuras de Lissajous.

Propriedade dos extremos das figuras:

$$\frac{\omega_y}{\omega_x} = \frac{f_y}{f_x} = \frac{\text{número de extremos no eixo } x}{\text{número de extremos no eixo } y}$$

A relação precedente não é mais válida (no sentido em que não conseguimos visualizar os extremos) quando a curva apresenta pontos singulares de retorno. A curva toma o aspecto de uma curva aberta, a trajetória de ida descrita pelo ponto é a mesma trajetória de volta com, apenas, inversão de sentido.

Exemplo:

$$\frac{f_y}{f_x} = \frac{3}{2}, \quad \phi = \frac{\pi}{4} \quad \text{na figura.}$$

Propriedades de simetria: a figura correspondente a

$$\frac{f_y}{f_x} = \alpha$$

é análoga à figura obtida para

$$\frac{f_y}{f_x} = \frac{1}{\alpha}$$

quando se permuta x por y.

A figura de Lissajous pode ser utilizada para a determinação da frequência desconhecida de um dos sinais, quando se conhece a frequência do outro sinal, pela observação e contagem dos números de extremos da figura nos dois eixos perpendiculares.

9.3 PARTE EXPERIMENTAL

Antes de iniciar o experimento identifique cada item da lista seguinte:

- Osciloscópio modelo YB - 4328 / 20 MHz,
- placa de ligações,
- resistor e capacitor,
- gerador de sinais,
- fios de ligação,
- transformador.

9.3.1 Circuito RC em regime transitório

Agora você aprenderá a utilizar o osciloscópio para observar sinais e efetuar medidas elétricas mais complexas. Se for interromper o experimento anote todos os ajustes.

Nosso objetivo é mostrar a resposta transitória em um circuito formado pela associação em série de um resistor com um capacitor excitado por um sinal de tensão periódico e quadrado como mostrado na figura (Fig. 9.8). Observaremos a tensão no capacitor e mediremos a constante de tempo de carga e descarga.

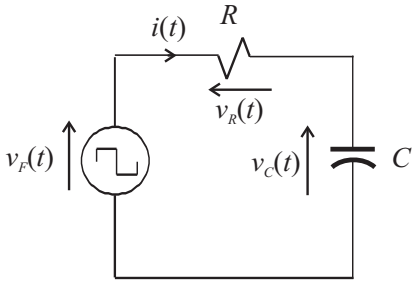

Figura 9.8: Circuito RC excitado por um sinal de tensão quadrado.

O sinal quadrado do gerador de tensão é um sinal de tensão que permanece constante com amplitude V_o durante metade do período de oscilação ($T_o/2$) e inverte, permanecendo constante com amplitude $-V_o$, durante a outra metade do período. Consideraremos que o período seja bastante longo de modo que o capacitor tenha tempo suficiente para carregar-se quase completamente tanto no semi-ciclo positivo quanto no semi-ciclo negativo do gerador de tensão. Nessa condição, a tensão do capacitor oscila entre $-V_o$ e V_o .

A constante de tempo é o tempo necessário para que o capacitor carregue-se a 63% de $2V_o$ partindo de $-V_o$.

Monte o circuito da figura (Fig. 9.9) mas não conecte ainda os fios do osciloscópio. Utilize a placa de ligações, os componentes disponíveis e anote os valores de R e C em uso. Ajuste o gerador de tensão para fornecer um sinal quadrado com uma frequência entre 100 Hz e 200 Hz com amplitude em torno de 1,0 V (2,0 V pico a pico).

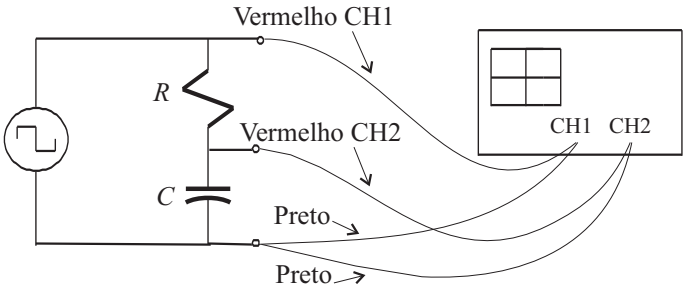

Figura 9.9: Conexão do circuito RC ao osciloscópio.

Ligue o osciloscópio se não estiver ligado e aguarde 1 minuto. Ajuste a varredura para um tempo de varredura de 2 ms / div, modo de sincronismo automático, fonte de sincronismo no canal 1 e as duas chaves de entrada dos dois canais em GND. Pressione as duas teclas CH1 e CH2 para operar no modo DUAL (os dois canais simultaneamente). Ajuste as posições verticais para que você veja os dois traços correspondentes às duas varreduras na tela. Ajuste o foco e a intensidade para operar sem brilho excessivo.

Conecte o canal 1 do osciloscópio ao gerador e o canal 2 ao capacitor utilizando o mesmo ponto de referência ou "terra"(os dois fios pretos das entradas do osciloscópio devem estar conectados ao mesmo ponto na parte inferior no diagrama que corresponde à conexão entre o gerador e o capacitor , veja a figura (Fig. 9.9)). Leve as chaves de entrada dos dois canais para a posição DC, solte a tecla GND e ajuste as sensibilidades em 0,5 volts/div. Você deverá visualizar os dois sinais. Se necessário, ajuste a simetria do sinal do gerador para que o sinal fique perfeitamente quadrado.

Vamos agora superpor os dois sinais para melhor compará-los. Coloque as duas chaves de entrada dos dois canais em GND e posicione os dois traços de modo a coincidir exatamente com o eixo horizontal. Solte as teclas GND de entrada e observe os dois sinais. Veja se a tensão no capacitor consegue alcançar o valor constante do sinal quadrado. Ajuste a frequência do gerador e a taxa de varredura de modo que fique visível um período da oscilação e que *a tensão no capacitor alcance o valor constante*. Nessa condição, a excursão da tensão no capacitor vai de $-V_o$ a V_o, ou seja, varia de $2V_o$.

Vamos agora nos concentrar na medida da constante de tempo. Para isso podemos utilizar tanto a subida quanto a descida do sinal, utilizemos inicialmente a subida. Ajuste a amplitude do gerador para que o sinal ocupe toda a tela no sentido vertical (oito divisões) e posicione horizontalmente (HORIZONTAL POSITION) o sinal de modo a começar a subida no canto inferior esquerdo da tela. Utilize a tecla SLOPE, se necessário, para escolher a inclinação positiva do sinal para o disparo da varredura.

Ajuste a taxa de varredura para visualizar a subida do sinal na maior parte da tela e meça o tempo necessário para o sinal atingir 63% das oito divisões verticais da tela (aproximadamente 5 divisões verticais).

Utilize agora a descida do sinal posicionando o início da queda no canto superior esquerdo. Para isso desloque o sinal horizontalmente ou pressione a tecla SLOPE para escolher a inclinação invertida do sinal para o disparo da varredura. Meça então o tempo necessário para o sinal cair até 37% das oito divisões (aproximadamente 3 divisões verticais contadas de baixo para cima). Veja que cair até 37% corresponde a cair de 63%. Esses dois tempos deverão ser aproximadamente iguais se você proceder corretamente.

Avalie o erro ou desvio das duas medidas. Compare os tempos medidos com o valor teórico (RC) da constante de tempo.

9.3.2 Circuito RC em regime permanente

Nosso objetivo agora é mostrar e medir a diferença de fase entre a tensão e a corrente em um circuito RC em regime estacionário ou permanente (excitação e resposta senoidais) em função da frequência.

Utilizaremos uma medida direta da diferença de fase entre duas senoides na tela. Essa medida só pode ser realizada porque dispomos de um osciloscópio de dois canais.

Monte o circuito RC da figura (Fig. 9.10) trocando o capacitor pelo resistor no circuito anterior (anote os valores!). Desconecte os fios do osciloscópio da placa de ligações se ainda

estiverem conectados. O gerador de tensão deverá ser ajustado para fornecer uma tensão senoidal.

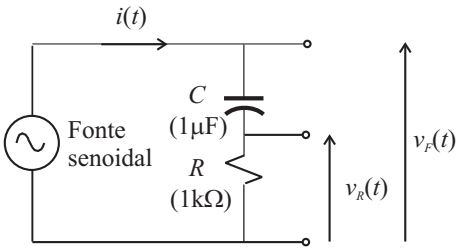

Figura 9.10: Circuito RC com excitação senoidal.

Desejamos medir a diferença de fase entre a tensão da fonte $v_F(t)$ e a corrente $i(t)$ tomando a referência na corrente, ou seja, a tensão é que estará defasada.

O osciloscópio não mede corrente, só mede tensão, de forma que não podemos visualizar diretamente a corrente. Contudo, sabemos que num resistor a corrente é proporcional à tensão e estão em fase; então, se observarmos a tensão $v_R(t)$ no resistor, estaremos, no fundo, observando a corrente, a menos de uma constante multiplicativa (a resistência R).

Conecte os terminais da placa ligados ao resistor à entrada do canal 1 tomando o cuidado de ligar o extremo inferior do resistor ao fio preto (GND) uma vez que as duas tensões serão medidas com relação a esse ponto comum.

Conecte o terminal da placa ligado simultaneamente à fonte e ao capacitor à entrada do canal 2 (fio vermelho). O fio preto dessa entrada deve ser ligado ao outro fio preto com a finalidade de diminuir a entrada de ruído, que pode existir. Veja a figura (Fig. 9.11) seguinte.

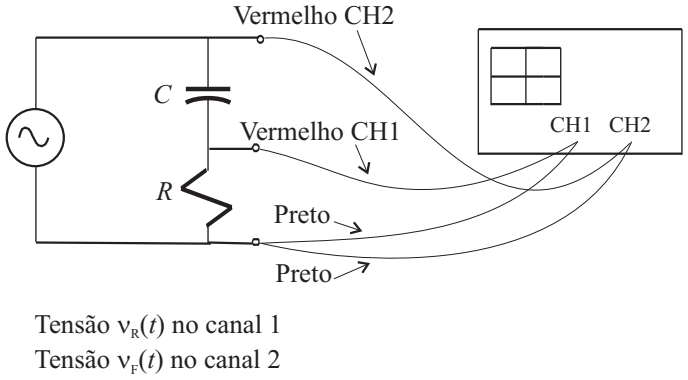

Figura 9.11: Circuito RC com excitação senoidal conectado ao osciloscópio.

Ajuste o gerador para função senoidal, amplitude média e frequência 100Hz.

Leve as chaves em VERTICAL MODE (modo vertical) do osciloscópio para a posição DUAL (dois canais). Leve as duas chaves de entrada dos dois canais para a posição GND e posicione os dois traços de modo a coincidirem com o eixo horizontal central. Os traços devem ficar perfeitamente superpostos.

Certifique-se que a chave em TRIGGER SOURCE (fonte de sincronismo) esteja na posição CH1 para que a varredura seja disparada sob comando do canal 1 (onde está a tensão $v_R(t)$) e que a tecla SLOPE esteja solta (disparo da varredura quando a inclinação do sinal for positiva).

Leve a chave de entrada do canal 1 para a posição AC e solte a tecla GND; ajuste a sensibilidade vertical e a taxa de varredura para observar a senoide nos limites da tela. Coloque um período, apenas, da senoide ocupando toda a tela (10 divisões), ajustando o controle variável do tempo de varredura (botão interno) juntamente com o controle discreto, SEC / DIV, e o posicionamento horizontal, POSITION. A senoide deve iniciar o ciclo no lado esquerdo da tela, ajuste o botão LEVEL se necessário.

Uma vez ajustada a senoide do canal 1, leve a chave do canal 2 para a posição AC, solte a tecla GND e ajuste a sensibilidade vertical deste canal para poder observar a outra senoide nos limites verticais da tela. Não importa se esta senoide é maior ou menor que a outra na tela, seu valor de tensão será sempre maior.

Você deverá estar observando duas senoides defasadas; a senoide do canal 2 deverá estar à direita da senoide do canal 1, ou seja, está atrasada. Vamos medir esse atraso.

Meça a distância d entre as senoides no ponto de cruzamento com o eixo horizontal. Veja a figura (Fig. 9.12).

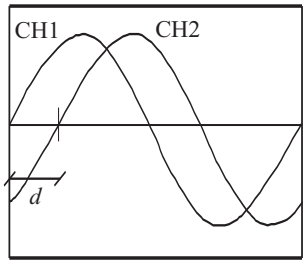

Figura 9.12: Senoides defasadas. Sinal do canal 2 atrasado com relação ao sinal do canal 1.

A diferença de fase em radianos, negativa pois está atrasada, será calculada pela seguinte "regra de três":

$$10 \text{ divisões} \longrightarrow 2\pi$$

$$d \text{ divisões} \longrightarrow -\phi$$

Estime o erro e repita o processo para f = 300 Hz e f = 1000 Hz, anotando as medidas. Não se esqueça de ajustar a senoide do canal 1 em toda a tela para cada valor da frequência!

Compare os resultados obtidos com os valores teóricos dados por

$$\phi = -\tan^{-1}\frac{1}{\omega RC}, \qquad \omega = 2\pi f, \qquad R \text{ em ohms}, C \text{ em farads}.$$

Considere:

$$\frac{\Delta f}{f} = 5\%, \qquad \frac{\Delta R}{R} = 5\%, \qquad \frac{\Delta C}{C} = 10\%,$$

para avaliar o erro em ϕ.

Desconecte o osciloscópio e desmonte o circuito. Reduza o brilho da tela se estiver excessivo.

9.3.3 Figuras de Lissajous

Vamos agora realizar a composição de dois movimentos senoidais de frequências diferentes nos eixos x e y.

Leve o osciloscópio para o modo de operação X - Y, girando o controle do tempo de varredura no sentido anti-horário até o fim.

Ligue o transformador na rede e conecte os dois terminais (central e outro qualquer) da saída do transformador ao canal 1, que é o eixo x. Ajuste a sensibilidade e o posicionamento para que o traço horizontal ocupe toda a tela dentro dos seus limites. Se for necessário utilize o controle variável da sensibilidade vertical girando-o no sentido anti-horario e saindo da posição calibrada. É conveniente que a chave de entrada do outro canal esteja em GND para o ruído não atrapalhar o ajuste.

Ajuste o gerador próximo à 10 Hz, senoidal, amplitude média e conecte-o ao canal 2, que é o eixo y. Leve a chave de entrada desse canal para AC e coloque a do outro canal em GND. Ajuste a sensibilidade vertical, a amplitude do gerador e o posicionamento do canal 2 para que o traço vertical ocupe toda a tela dentro de seus limites. Não utilize a amplitude máxima do gerador para prevenir distorção no sinal senoidal.

Volte a chave do outro canal para a posição AC e deverá aparecer uma figura "estranha"em movimento na tela.

Aumente a frequência do gerador, aos pouco e lentamente, até que apareça uma figura fechada na tela. Tente imobilizar essa figura, se for possível, pelo ajuste da frequência do gerador de modo que você possa observar todos os picos da figura. Anote a frequência do gerador, conte quantos pontos de tangência existem no eixo horizontal (inferir ou superior) e quantos pontos de tangência existem no eixo vertical (esquerdo ou direito) escrevendo-os na forma de uma fração.

Monte um tabela com três colunas, uma para f_G (frequência do gerador), uma para a relação

$$\frac{f_y}{f_x} = \frac{\text{n}^o \text{ de tangentes ao eixo } x}{\text{n}^o \text{ de tangentes ao eixo } y}$$

e uma para f_y (frequência teórica no eixo y) sabendo que $f_x = 60$ Hz.

Continue a aumentar a frequência do gerador e vá preenchendo a tabela toda vez que conseguir uma figura fechada e aproximadamente parada. Prossiga até atingir 600 Hz tomando, pelo menos, uns 10 pontos de medida.

Observe, em particular, as figuras para 20 Hz e 180 Hz, para 30 Hz e 120 Hz e em torno de 60 Hz. O que você percebe?

Os resultados dessas medidas poderão mostrar que nem sempre a frequência teórica, f_y, coincide com a frequência indicada no gerador, f_G, pois o gerador não é perfeito (o erro na frequência da rede, 60 Hz, é desprezível).

Construa, em papel milimetrado ou use um programa para desenhar gráficos, uma curva de calibração para o gerador, f_G x f_y. A curva deve ser suave e passar por todos os pontos medidos.

As medidas estão concluídas. Desconecte os fios do gerador e do transformador (não é necessário desconectar os fios das entradas do osciloscópio nem da saída do gerador). Não desligue ainda o osciloscópio, pois o mesmo precisa ser ajustado antes de ser desligado. Gire todos os botões de variação contínua para a posição calibrada, os botões internos dos controles das sensibilidades verticais e o botão interno do controle do tempo de varredura. Ajuste a taxa de varredura para observar um traço horizontal na tela. Leve as chaves em

VERTICAL MODE para a posição DUAL e as duas chaves de entrada dos dois canais para a posição GND. Ajuste os posicionamentos de modo que os dois traços fiquem separados um do outro e visíveis na tela. Desligue o equipamento.

9.4 BIBLIOGRAFIA

[5], [6], [8], [9], [22], [23], [17], [24], [3], [25]

Referências Bibliográficas

[1]

[2] H. Moysés, Nussenzveig. *Curso de Física Básica 4.* Editora Blucher, São Paulo, 1998.

[3] Halliday, David and Resnick, Robert. *Física* 4^a *ed.*, volume 4. Livros Técnicos e científicos, Rio de Janeiro, 1983.

[4] Alvarenga, Beatriz G. de and Luz, Antonio Máximo R. da. *Física*, volume 2. Bernardo Alvares, Belo Horizonte, 1970.

[5] Crawford Jr., Frank S. *Ondas.* Berkley Physics Course 3. Reverté, Barcelona, 1977.

[6] Efron, Alexander. *El mundo del sonido.* Editorial Bell, Mexico, 1971.

[7] Ference Jr., Michael, Lemon, Harvey B., and Sthephenson, Reginald J. *Curso de física: eletromagnetismo.* Edgard Blucher, São Paulo.

[8] Ference Jr., Michael, Lemon, Harvey B., and Sthephenson, Reginald J. *Curso de física: mecânica.* Edgard Blucher, São Paulo.

[9] Ference Jr., Michael, Lemon, Harvey B., and Sthephenson, Reginald J. *Curso de física: ondas (som e luz).* Edgard Blucher, São Paulo.

[10] Goldenberg, José. *Física Geral e experimental 2. ed.* Biblioteca Universitária, série 3^a, ciências puras, 9. Nacional, São Paulo, 1970.

[11] Mahan, Bruce H. *Química: um curso universitário.* Edgard Blucher, São Paulo, 1970.

[12] Martins, Nelson. *Introdução à teoria da eletricidade e do magnetismo* 2^a *ed.* Edgard Blucher, São Paulo, 1975.

[13] Physical Science Study Commitee 6^a ed. *Física*, volume 2. Edart, São Paulo, 1972.

[14] Serway, Raymond A. and Jewett Jr., John W. *Princípios de Física*, volume 4. Pioneira Thomson Learning, São Paulo, 2004.

[15] Young, Hugh D. and Freedman, Roger A. *Física IV*, volume 4. Addison Wesley, São Paulo, 2003.

[16] Young, Hugh D. and Freedman, Roger A. *Física II*, volume 2. Addison Wesley, São Paulo, 2003.

[17] Halliday, David and Resnick, Robert. *Física II*, volume 2. Livros Técnicos e científicos, Rio de Janeiro, 1976.

[18] 3B Scientific Physics ,. *Manual de operações do Interferômetro de Precisão U10350*.

[19] Grotch H., McKelvey J. P. *Física 4*. Harbra - Harper and Row do Brasil, São Paulo, 1981.

[20] Eisberg R. M.,. *Fundamentos da Física Moderna*. Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1979.

[21] Andrews C. L.,. *Optics of the electromagnetic spectrum*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J, 1960.

[22] Goldenberg, José. *A interação da radiação eletromagnética com a matéria*. Monografias de física e química, 1. Funbec, São Paulo, 1972.

[23] Halliday, David and Resnick, Robert. *Física I*, volume 1. Livros Técnicos e científicos, Rio de Janeiro, 1976.

[24] Halliday, David and Resnick, Robert. *Física* 4^a *ed.*, volume 3. Livros Técnicos e científicos, Rio de Janeiro, 1983.

[25] Oliveira, Newton B. de. *Circuitos Elétricos no Domínio do Tempo e da Freqüência*. Edufba, Salvador, 2008.