

RELATÓRIO FINAL

THIAGO SAUER GOVÊA



*RELATÓRIO FINAL APRESENTADO, SOB RECOMENDAÇÃO DA
DISCIPLINA F 809 – INSTRUMENTAÇÃO PARA ENSINO - SOB
ORIENTAÇÃO DO PROFº JOSÉ JOAQUIM LUNAZZI.*

UNICAMP
14/07/2004

RESUMO

Neste trabalho demonstraremos que a difração da luz através de um CD comum pode ser utilizada para a obtenção de imagens, sem a necessidade da utilização de lentes óticas.

Difração essa que pode ser utilizada para o estudo espectral do objeto “fotografado”.

ABSTRACT

In this work we show that diffraction of light between a common CD may be used to obtain images, with no need of using optical lens.

This diffraction may be used to studying of "photographed" object spectral.

РЕЗЮМЕ

В этой работе описывается дифракция света с использованием обычного компакт диска для получения изображений без применения оптических линз.

Возможное применение заключается в спектральном изучении фотографируемого объекта.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	7
2. NÍVEL MÉDIO	9
2.1. MODELO TEÓRICO: DIFRAÇÃO POR DUPLA FENDA.....	9
3. AVANÇADO	11
3.1. MODELO TEÓRICO: DIFRAÇÃO POR REDE DIFRATIVA ESPIRALADA.....	11
3.2. ANÁLISE EXPERIMENTAL:	11
3.3. ANÁLISE DOS DADOS	14
4. ANÁLISE ESPECTRAL	15
4.1. ANÁLISE EXPERIMENTAL	15
4.2. CONCLUSÃO	17
5. IMAGENS FOTOGRÁFICAS	18
5.1. A FOTOGRAFIA	18
5.2. FOTOGRAFIA UTILIZANDO DIFRAÇÃO.....	18
6. CONCLUSÃO FINAL.....	18
7. APÊNDICES	21
APÊNDICE I : <i>ESTRUTURA BÁSICA DE UM CD</i>	21
1. CD COMUM.....	21
2. CD GRAVÁVEL (CD-R).....	21
3. CD REGRAVÁVEL (CD-RW).....	22
APÊNDICE II: MATERIAL UTILIZADO	23
1. FONTE LUMINOSA.....	23
2. DIFUSOR.....	24
3. CD SEM CAMADA REFLEXIVA.....	24
4. OBJETIVA.....	25
5. LÂMPADA E PAPEL CELOFANE	26
6. MÁQUINA FOTOGRÁFICA	26
APÊNDICE III: PRINCÍPIOS BÁSICOS DE ÓTICA.....	27
1. FRENTE DE ONDA.....	27

2. PRINCÍPIO DE HUYGENS.....	27
3. NOÇÕES DE INTERFERÊNCIA DE ONDAS LUMINOSAS	29
3.1. INTRODUÇÃO	29
3.2. INTERFERÊNCIA DA LUZ.....	30
3.3. INTERFERÊNCIA EM LÂMINAS DELGADOS	31
3.3.1. LUZ MONOCROMÁTICA	31
3.3.2. LUZ BRANCA	31
3.4. EXPERIÊNCIA DE YOUNG.....	32
4. DIFRAÇÃO	33
4.1. INTRODUÇÃO	33
4.2. DIFRAÇÃO DE FRAUNHOFER.....	34
4.3. DIFRAÇÃO DE FRESNEL	37
4.3.1. ZONAS DE FRESNEL	38
4.3.2. DIFRAÇÃO DE FRESNEL POR UM ORIFÍCIO CIRCULAR	39
4.3.3. DIFRAÇÃO PELAS BORDAS RETILÍNEAS DE UM ANTEPARO	39
4.4. REDES DE DIFRAÇÃO.....	40
4.5. APLICAÇÕES DE DIFRAÇÃO: HOLOGRAFIA.....	41
8. INDEX.....	42
9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	43

1. INTRODUÇÃO

O CD é um meio de gravar som introduzido pelas empresas Sony e Phillips em 1982. O som é gravado como uma informação digital em um disco plástico e o disco é lido por um pequeno laser. A história do CD se tornou cheia de misturas e mudanças que datam dos anos 60.

Naquele tempo, a Sony desenvolveu um novo tipo de fita gravadora digital compatível para fazer gravações de alta qualidade. Por volta da mesma época, a Phillips desenvolveu um sistema óptico de disco laser para gravar vídeos em um grande disco plástico e estava trabalhando num home player para reproduzir o vídeo numa televisão. Em 1979, as duas empresas fizeram uma aliança para produzir um disco de áudio usando muita da mesma tecnologia e as duas fizeram o design do que se tornou o CD. O sucesso delas dependeu de muitas outras inovações, como a introdução dos lasers de baixo custo e microprocessadores. Por volta do outono de 1982, o novo tocador de áudio estava pronto para sua introdução na Europa e no Japão e foi vendido primeiramente nos Estados Unidos no ano seguinte. Os primeiros CD players custaram mais de US\$2000, mas apenas dois anos mais tarde era possível comprar eles por menos de US\$350. Levou uma década para o CD substituir o cassete como mais popular meio de escutar uma música pré-gravada, mas ficou praticamente imutável desde essa época. CDs graváveis não eram muito disponíveis até a década de 90.



Figura 1: CD convencional

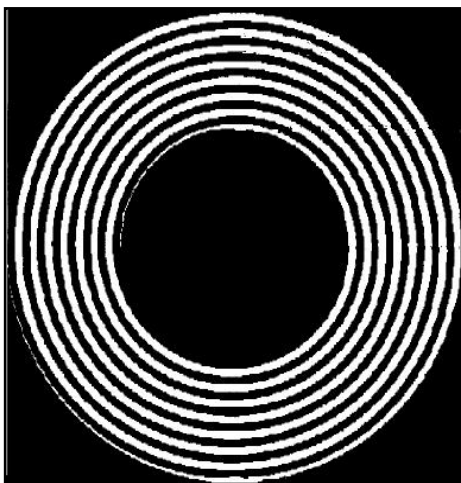
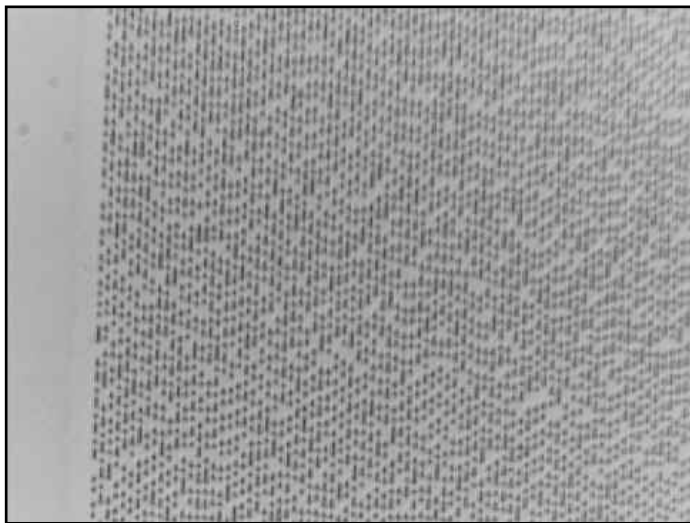
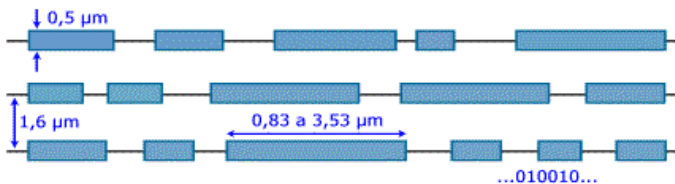


Figura 2: Esquema de espiras de um CD

O CD ([figura 1](#)) tem 12 cm de diâmetro, 1,2 mm de espessura, um buraco no centro de 15 mm de diâmetro e rotaciona numa velocidade linear constante (CLV) ou velocidade angular constante (CAV). Ao contrário do disco rígido ou do drive de disquete, há apenas uma faixa no disco óptico e toda data está colocada em um espiral de mais ou menos 2 bilhões de pequenos e rasos pits na superfície ([figuras 2 e 3](#)). Há por volta de 20 mil trilhas num CD – tudo parte da mesma faixa. Isto se traduz em 16 mil faixas por polegada (TPI) (630 faixas/mm) de densidade de faixas e uma densidade superficial de 1MB/mm². O comprimento total da faixa num CD é quase 4,5 km.



(a)



(b)

Figura 3: (a) Pequena ampliação (32 X) imagem de um CD mostrando a extremidade de uma zona de dados (b) Representação esquemática dos pits em um CD.

Como o CD contém uma camada aluminizada, que filtra a passagem de luz, utilizamos para este experimento um CD, sem a camada aluminizada (figura 4), adquirido junto a uma empresa de fabricação dos mesmos. deste modo podemos obter uma difração por transmissão.

A figura 4 é apenas uma representação aproximada, considerando-as como retas.

Para armazenar seqüências de bits, as trilhas são formadas por cavidades (indicadas em cor escura na figura), os pits.

As bordas transversais à trilha de cada pit representam o bit 1 e, nos demais locais, os bits são considerados 0. Assim, não podem ser gravadas seqüências de bits 1 consecutivos.

Desde que na prática os dados contêm seqüências de bits 1, o software faz a conversão

para um formato especial, mas isto não pertence ao escopo deste trabalho.

Maiores informações sobre a composição dos CDs pode ser encontrada no Apêndice I, e sobre a fabricação no Anexo I.

Como as dimensões microscópicas dos pits e espaço entre trilhas estão na faixa do comprimento de onda da luz visível, a difração produz aquele interessante efeito visual quando se olha para a face gravada de um CD.



Figura 4: Camada difrativa de um CD,

2. NÍVEL MÉDIO

2.1. MODELO TEÓRICO: DIFRAÇÃO POR DUPLA FENDA.

Quando a luz é transmitida através do CD, ela é decomposta, formando cones luminosos, pois um CD nada mais é que uma rede de difração.

Ondas luminosas, ao sofrerem difração, invadem a zona de sombra geométrica após contornarem os obstáculos e ao atingirem um anteparo produzem interferências construtivas e destrutivas.

Se um feixe de luz monocromática (fonte F) atravessar a rede de difração da [figura 5](#), cujas fendas estão separadas pela distância d , a luz espalhada atingirá o anteparo, colocado a uma distância L da rede. Para que no ponto P ocorra uma interferência construtiva caracterizada por uma franja de luz, as ondas luminosas que se espalharam a partir das fendas A e B devem estar em fase, isto é, “crista com crista”. No entanto, essas ondas caminham distâncias diferentes, como mostram os raios que partem das fendas na [figura 5](#). Então, para que estejam em fase, a diferença de caminhos percorridos, Δ , deve ser múltipla inteira de λ , o comprimento de onda da luz, isto é, $\Delta = n\lambda$, onde $n = 0,1,2,3,\dots$

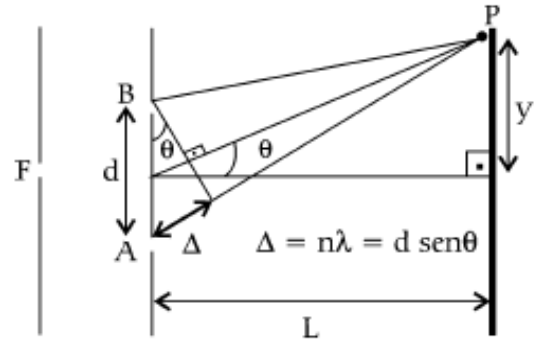


Figura 5: Difração por dupla fenda.

Para $n = 0$, a franja de luz é produzida por ondas luminosas que caminham a mesma distância, produzindo uma franja de interferência construtiva exatamente no eixo de incidência da luz. Chamamos essa franja de máximo central.

O ângulo θ corresponde ao ângulo de desvio do ponto P onde aparece a franja de luz em relação ao máximo central. Vemos na [figura 5](#) que $\Delta = d \sin \theta$ e então podemos escrever que:

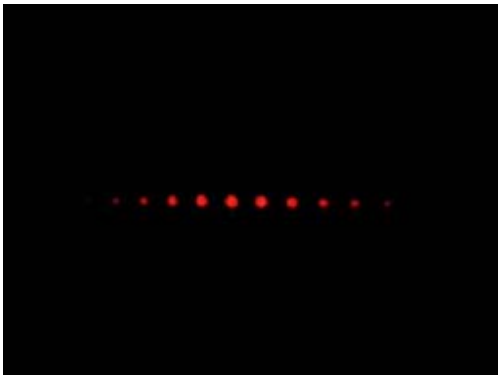


Figura 6: Máximos de interferência.

$$n\lambda = d \sin \theta \quad (1)$$

Logo, escolhida a rede de difração (escolhido d), para um feixe de luz de comprimento de onda λ , teremos franjas de interferência construtiva em pontos diferentes do anteparo, pois para cada valor de n teremos um ângulo θ de desvio em relação ao máximo central, e simétricos a ele ([figura 6](#)).

No entanto, nos interessa usar a rede de difração

para decompor a luz policromática e determinar o comprimento de onda de suas componentes.

Ao incidir luz policromática na rede, observaremos que quanto maior o comprimento de onda da componente, maior será o ângulo de desvio, isto é, cada cor de luz aparecerá em um ponto diferente do anteparo dependendo de seu comprimento de onda λ . Ao conjunto de componentes da luz chamamos ‘espectro’ (figura 7). Esse espectro se repete para $n = 2,3$ etc e o fator ‘ n ’ é chamado ordem do espectro.



Figura 7: Espectro esperado para $n=1,2$ e 3.

Aqui cabe uma observação importante: para que o espaçamento entre as franjas de luz seja perceptível, isto é, para que ocorra uma boa dispersão da luz, é necessário que a distância d entre as fendas seja da mesma ordem de grandeza do comprimento de onda da luz, como mostra a equação 1. A luz visível tem comprimentos de onda aproximadamente entre 400 nm e 700 nm. Certamente as empresas que produzem equipamento de laboratório de Física e Química disponibilizam redes de difração para espectrometria com cerca de 500 a 600 fendas/mm ($d = 6600$ nm, aproximadamente).

No entanto, estamos dispostos a utilizar o CD sem a camada reflexiva como uma rede difrativa, de modo a utilizar o máximo central para a obtenção das imagens.

Podemos observar que, como num prisma a luz com diferentes freqüências sofrem diferentes desvios, formando cones luminosos. Projetando luz transmitida pelo CD em um anteparo difusor, para diferentes distâncias (entre anteparo e CD), podemos observar a variação de cor da projeção. Na figura 11 podemos ver como a cor da projeção varia conforme a distância do CD ao difusor.

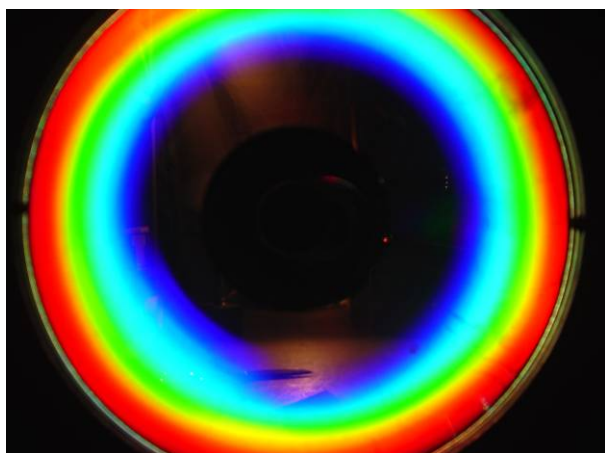


Figura 8: Decomposição da luz ao atravessar o CD.

Devido a esse interessante efeito, podemos obter essa imagem da figura 8, de modo a projetar a luz transmitida diretamente na camera.

Neste caso não estamos tratando de uma rede de fendas de difração, mas sim de uma rede com apenas uma fenda espiralada, como já descrito.

Uma interessante aproximação pode ser realizada. Podemos considerar um conjunto de anéis concêntricos^[1-2].

^[1-2] Refere-se à Referência 1 e 2.

3. AVANÇADO

3.1. MODELO TEÓRICO: DIFRAÇÃO POR REDE DIFRATIVA ESPIRALADA.

Como sabemos o CD é uma rede difrativa espiralada, podemos assim obter^[3]:

$$E_n(r', \theta', z) = nE_0 c_{-n} \pi i^{-(n+1)} \exp(i\pi/4)(z\lambda/4r_0^2)^{1/2} \exp(in\theta') \exp(-i\pi n^2 z\lambda/r_0^2) J_n(2\pi nr'/r_0)$$

Para

$$(r_0/n\lambda)R_{\min} < z < (r_0/n\lambda)R_{\max}$$

Para $n = 1$ obtemos:

$$6,2 \text{ cm} < z < 16,4 \text{ cm}$$

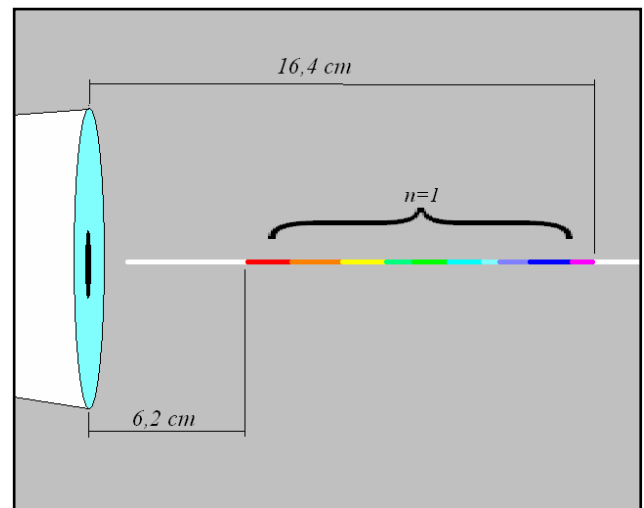


Figura 9: Feixe formado pela difração da luz pelo CD.

3.2. ANÁLISE EXPERIMENTAL:



Figura 10: Montagem experimental

Através da montagem experimental utilizada conforme [figura 10](#), pudemos obter imagens projetadas no anteparo, em função da distância do CD ao anteparo difusor ([figura 11](#)).

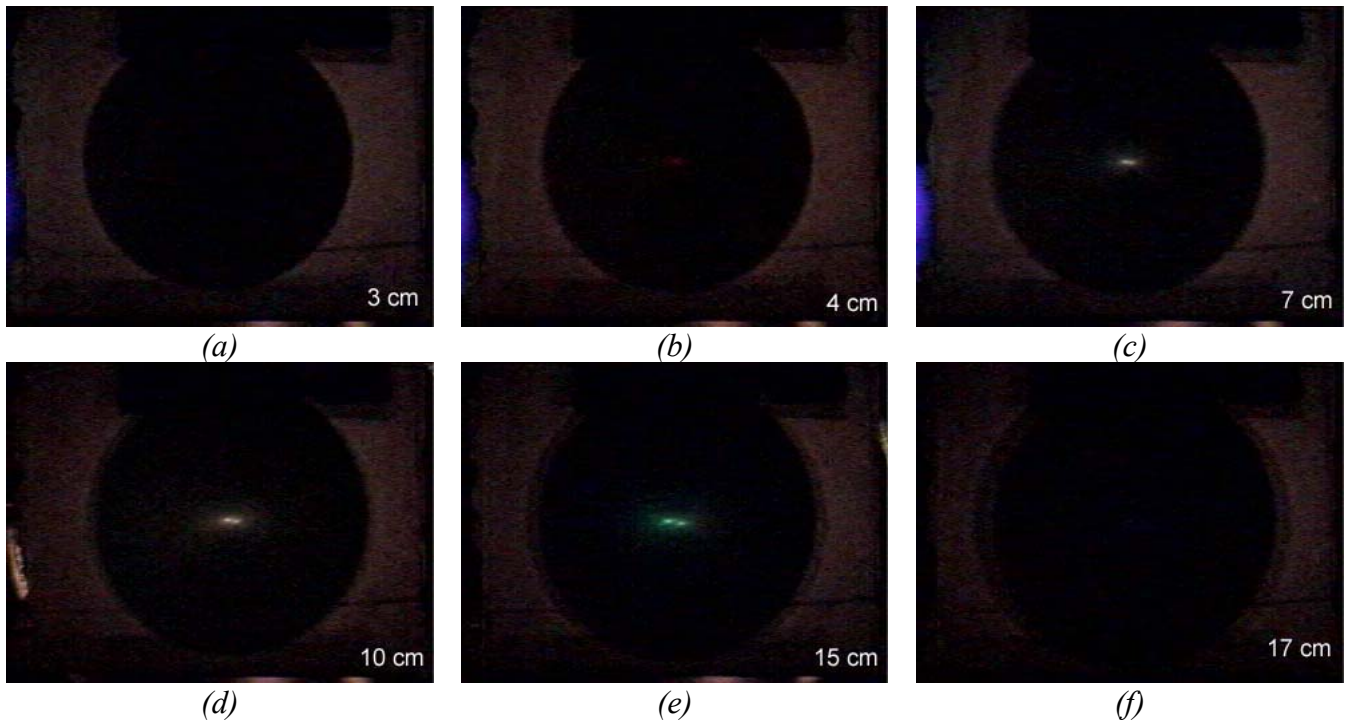


Figura 11: Projeção do feixe em função da distância do anteparo ao CD.

Observamos que estes resultados são condizentes com os valores teóricos previstos, inclusive podemos observar a variação na coloração, conforme [figura 9](#).

Fazendo uma comparação com uma lente, utilizando para isso a montagem da [figura 12](#), que é idêntica à da [figura 10](#), trocando o CD como meio transmissor, para uma lente. Assim podemos obter as imagens projetadas no anteparo, em função do deslocamento em relação à distância focal ([figura 13](#)).



Figura 12: Montagem experimental



Figura 13(a): Projeção do feixe de luz, para a lente posicionada em sua distância focal (300 mm=0 cm).

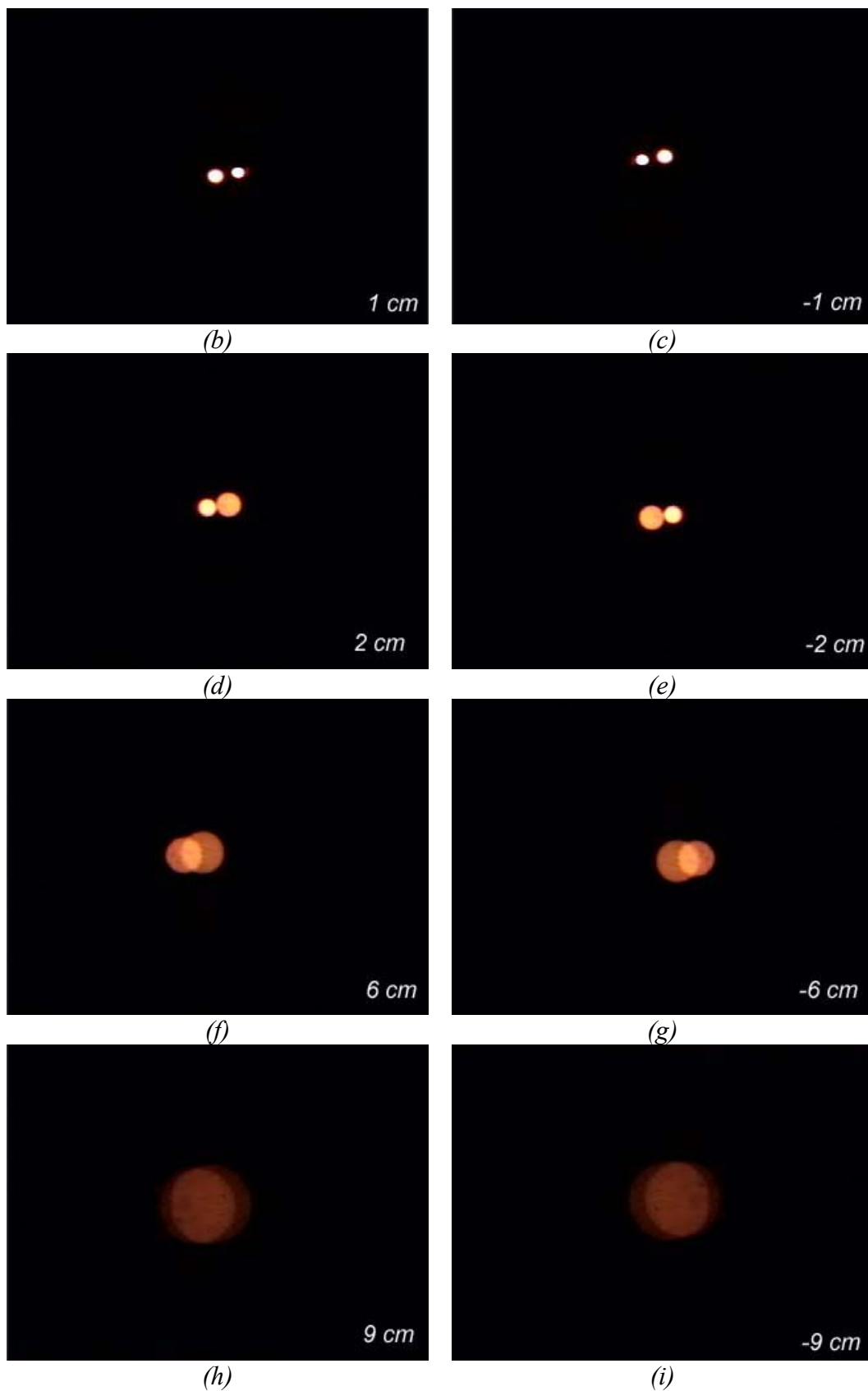


Figura 13: Projeção do feixe em função da distância focal da lente ao anteparo.

3.3. ANÁLISE DOS DADOS

Através da comparação entre lentes – material amplamente utilizado e difundido na obtenção de imagens – e o CD, vemos que as lentes podem convergir a luz de maneira mais eficaz que o CD, porém apresenta limitações quanto à focalização, apresentando grandes distorções para pequenas variações de distâncias.

Já o CD por nós utilizado, apresenta uma convergência não muito eficaz, mas uma grande possibilidade de focalização, mantendo aparentemente a mesma nitidez.

4. ANÁLISE ESPECTRAL

4.1. ANÁLISE EXPERIMENTAL

Vemos que de acordo com a [figura 9](#), existem cones de luz que convergem a distâncias diferentes, permitindo-nos uma separação das cores, variando-se a distância do CD ao difusor.

Podemos então construir uma fonte que emita um espectro. Para isso utilizamos o esquema da [figura 14](#), iluminado pela lâmpada da [figura 28](#). Assim, iremos observar uma imagem circular, com as cores

vermelho, verde e azul.

É evidente nesse caso, que não estamos mais tratando de fontes pontuais, de modo que o modelo teórico desenvolvido até aqui não é completamente válido, mas podemos observar ([figuras 15 e 16](#)) que mesmo trabalhando com fontes extensas, ocorre a formação de feixes não difrativos.

Através dessa montagem podemos obter imagens projetadas no anteparo da fonte não pontual, observando as variações das cores.

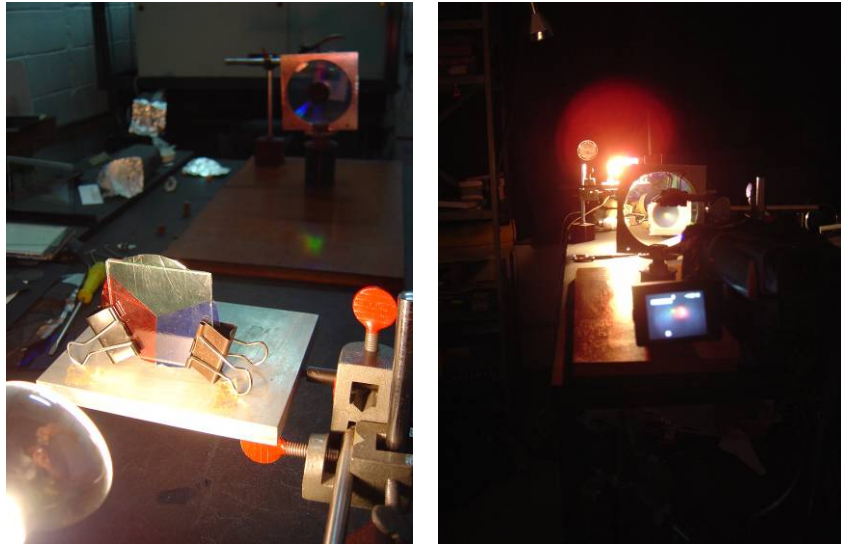


Figura 14: Montagem experimental

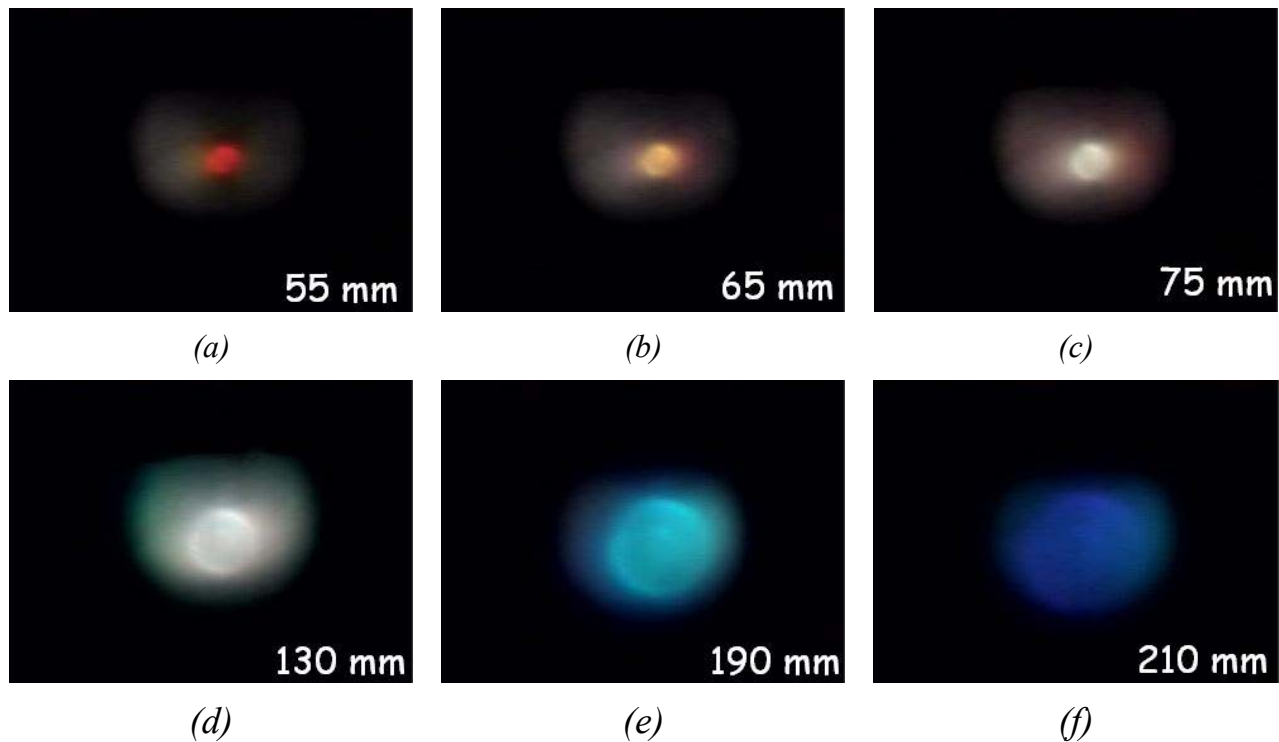


Figura 15: Projeção da fonte não puntual (lâmpada) em função da distância do CD ao anteparo.

Podemos então, filtrar a luz com papéis celofane, de modo a fazer com que somente luz vermelha, verde e azul incida no CD, assim teremos um “espectro” tricolor.

Assim, variando-se a distância - do CD ao anteparo – podemos observar somente as cores referentes àquela distância.

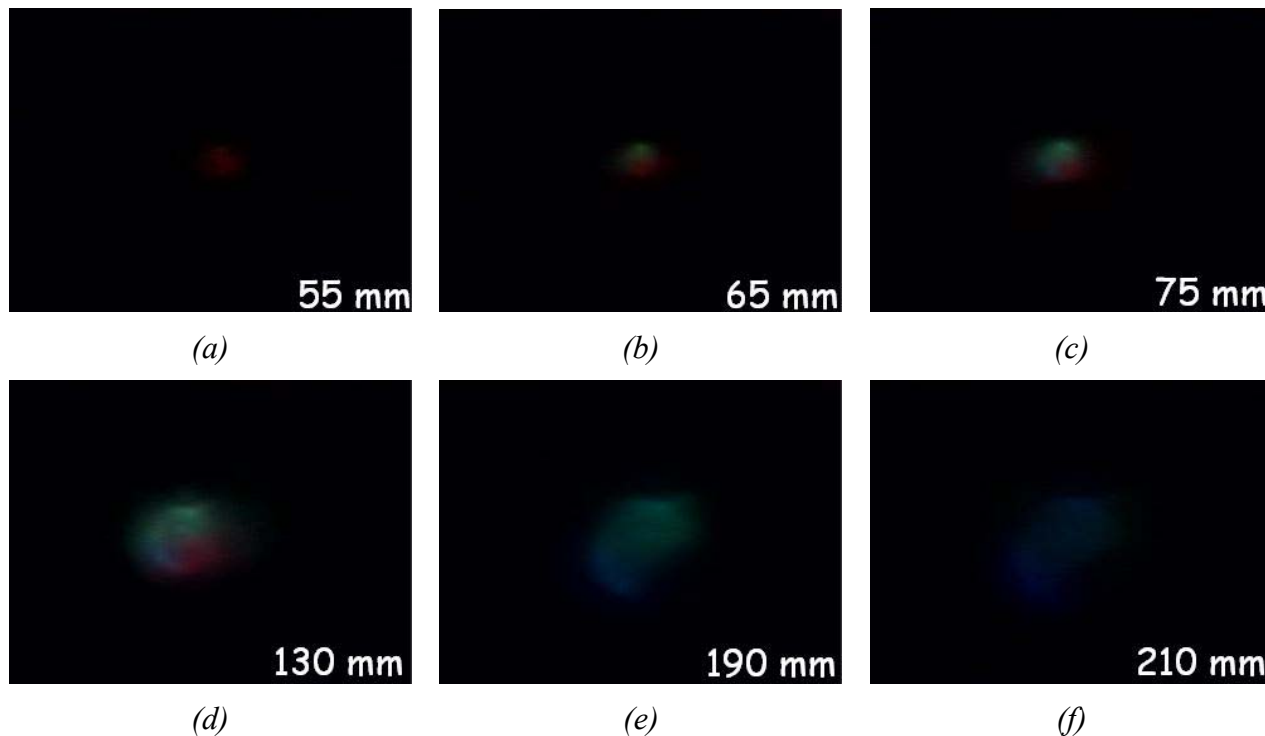


Figura 16: Projeção da fonte (lâmpada+ papéis celofane) em função da distância do CD ao anteparo.

4.2. CONCLUSÃO

Vemos que esse método foi bastante útil na separação das faixas espectrais características, podemos assim utilizá-lo para o estudo espectral de outras fontes, não nos limitando apenas a 3 cores. Podemos por exemplo analisar o espectro solar, de modo a obter por exemplo, apenas faixas referentes às manchas solares, podendo estudá-las, sem a interferência de outras faixas.

Durante a realização desse trabalho, tentamos observar manchas solares utilizando esse processo, através da análise solar direta, mas não obtivemos sucesso, pois ao tentarmos registrar as imagens (pequenas em relação ao objeto total), a luz de fundo era muito intensa e não permitia tal registro.

5. IMAGENS FOTOGRÁFICAS

5.1. A FOTOGRAFIA

Fotografia é uma técnica de gravação por meios químicos, mecânicos ou digitais, uma imagem permanente numa camada de material sensível à exposição luminosa.

A palavra deriva das palavras gregas *phótos* ("luz"), e *graphis* ("estilo", "pincel") ou *graphê*, significando "desenhar com luz" ou "representação por meio de linhas", "desenhar".

5.2. FOTOGRAFIA UTILIZANDO DIFRAÇÃO

Através da montagem experimental apresentada na [figura 17](#), obtivemos imagens de uma árvore de natal, de tamanho aproximado de 1,5 metros ([figura 19](#)), com aproximadamente 100 lâmpadas coloridas:

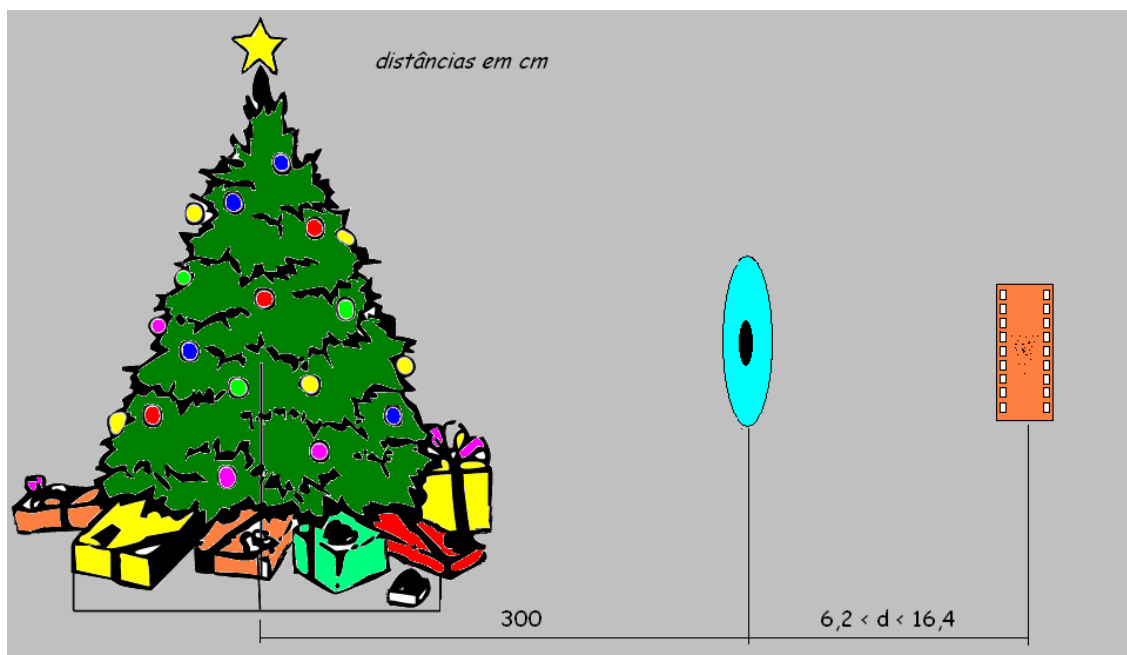


Figura 17: Montagem experimental.

Com a árvore posicionada a 3 metros do CD, variamos a distância deste CD ao filme fotográfico (preto e branco), que foi posicionado em um corpo de câmera fotográfica ([figura 29](#)), sem o conjunto óptico, utilizado somente para controlar o tempo de exposição do filme.

Utilizamos diversos parâmetros para ajustar as fotos, mas devido à falta de experiência no processo fotográfico (tanto na obtenção de fotos utilizando filmes, quanto no processo de revelação) e à precariedade nas condições necessárias (a luz de fundo era muito intensa, as paredes do laboratório não eram escuras, etc), não conseguimos muitas fotos com qualidade apreciável.

A [figura 19](#) apresenta uma foto obtida, onde podemos notar os brilhos, referentes às lâmpadas. Nessa foto foi utilizado um tempo de exposição de $\frac{1}{4}$ de segundo, com a distância do CD ao filme de 10 cm. Nessa distância podemos observar os brilhos referentes à todas as cores.

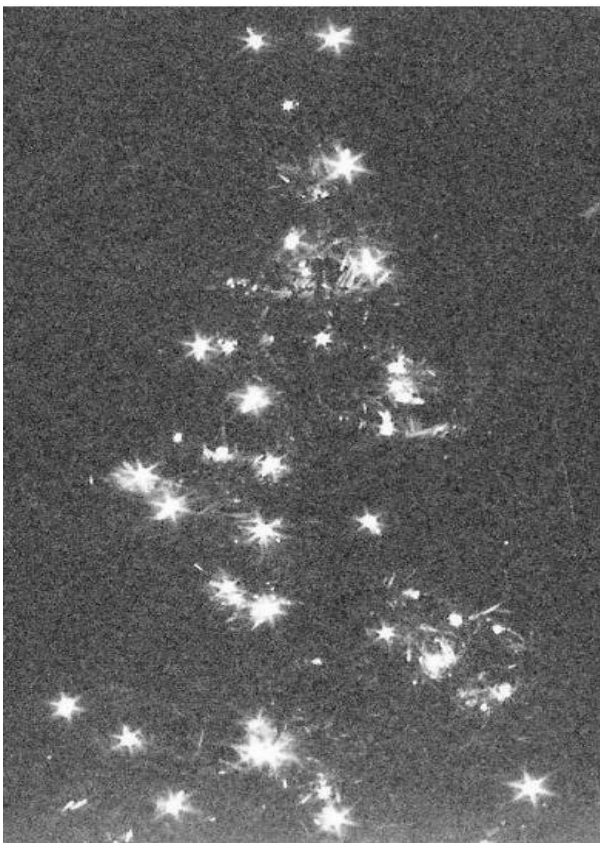


Figura 19: Imagem obtida

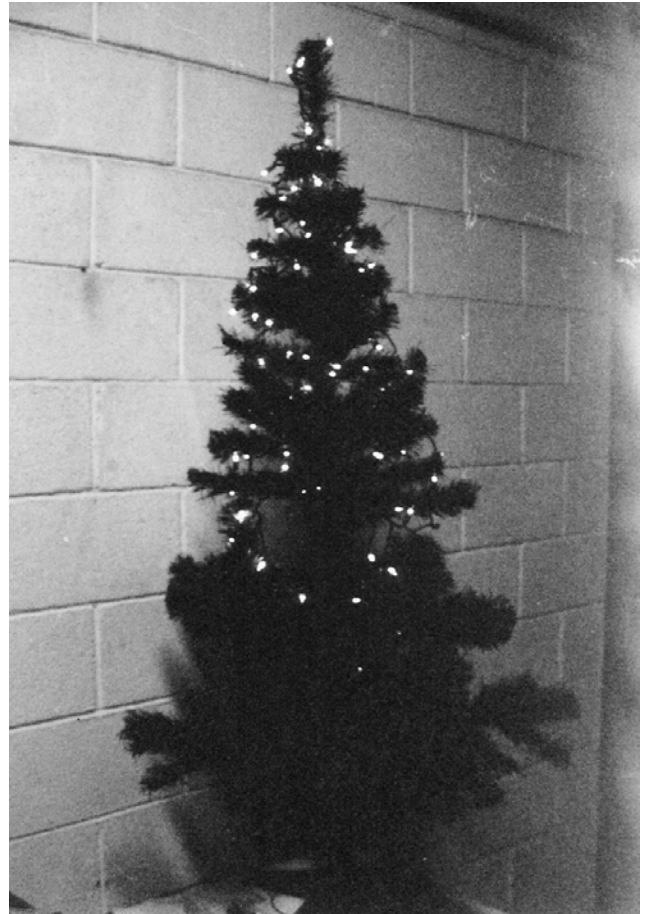


Figura 18: Árvore de Natal

A diferenciação na coloração das lâmpadas ao variarmos a distância d pode ser observada facilmente a olho nú – observado por todos os participantes na apresentação desse trabalho – porém houve uma dificuldade muito grande no registro fotográfico desse fato.

6. CONCLUSÃO FINAL

Na [figura 19](#) observamos claramente que em cada uma das lâmpadas, ocorrem três direções angularmente distribuídas de modo regular, aparentando uma estrela. Isso ocorre devido a uma transformação de Fourier do CD. Isso também é observado na luz transmitida pelo CD quando este é iluminado por um feixe de laser monocromático.

Vimos que o fenômeno compreendido neste trabalho é um tanto interessante, pois são fenômenos não explicáveis pura e simplesmente com ótica geométrica, sendo necessário a utilização de conceitos de interferência e difração para o entendimento dos princípios do fenômeno.

No entanto ainda não é uma técnica que traga melhoras significativas na obtenção de imagens fotográficas (a qualidade, como visto, é muito inferior a fotos utilizando lentes, ou mesmo câmeras de furo, já que o posicionamento dos sulcos não é perfeita), porém com o aperfeiçoamento dessa técnica, poderíamos obter imagens focadas numa faixa muito maior que nas câmeras fotográficas utilizadas e difundidas nos dias de hoje.

7. APÊNDICES

APÊNDICE I: ESTRUTURA BÁSICA DE UM CD

1. CD COMUM

Um CD comum tem diâmetro de 120 mm e espessura 1,2 mm. Conforme já dito, as trilhas são em formato de espiral e não concêntricas. A gravação se dá do centro para as bordas. Isso permite que algumas unidades possam ler CDs de diâmetro menor.

Na produção industrial, uma matriz com a gravação das trilhas molda um disco de policarbonato, deixando as impressões no mesmo, conforme [figura 20](#).

Uma película de alumínio é depositada sobre as impressões para formar a camada refletiva, que possibilita a leitura. Sobre o alumínio são aplicadas uma camada de resina acrílica e a etiqueta do fabricante.

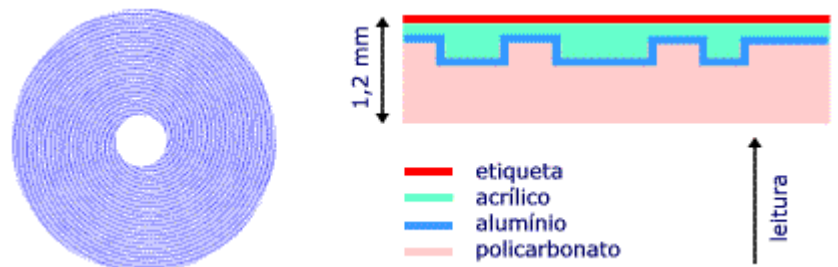


Figura 20: Esquema básico de um CD comum.

2. CD GRAVÁVEL (CD-R)

Em relação às fitas magnéticas, os CDs apresentam a vantagem da elevada capacidade de armazenagem (até cerca de 74 minutos de músicas ou 650 MB de dados).

Ao contrário das fitas magnéticas, o conteúdo de um CD comum não pode ser alterado. Os CDs graváveis (CD-R) foram desenvolvidos para amenizar essa inconveniência.

A [figura 21](#) dá uma idéia do CD-R. A camada de material fotossensível é normalmente translúcida, formando um conjunto refletor. Na gravação, um laser de potência maior queima essa camada, deixando-a opaca onde aplicado.



Figura 21: Esquema básico de um CD gravável.

Assim, é formado um padrão semelhante ao CD industrial do item anterior. E o CD-R pode ser lido pela maioria das unidades de CD, mesmo algumas mais antigas. Lembramos que, na leitura, a potência do laser é menor e não afeta o material fotossensível.

3. CD REGRAVÁVEL (CD-RW)

O CD-R ainda apresenta uma desvantagem em relação às fitas magnéticas: uma vez gravado, o seu conteúdo não pode ser apagado ou modificado. O CD-RW foi a solução desenvolvida para contornar esse problema.

É usado um composto que tem a propriedade de mudar o seu estado físico, de cristalino para amorfo e de amorfo para cristalino, em temperaturas diferentes.

Na gravação, é usado o laser de potência mais alta, de forma a fundir o material, deixando-o amorfo e assim, não refletor, de forma semelhante ao CD-R.

Para apagar os dados, a potência do laser é levada a um nível intermediário e o material se torna cristalino e novamente refletivo.

Na leitura, a potência do laser é mínima, não afetando os dados armazenados.

Por ser menos refletivo que o CD prensado de fábrica e o CD-R, o CD-RW (figura 22) exige um detector de maior sensibilidade e, por isso, não pode ser lido por muitos equipamentos mais antigos. Além disso, há necessidade de um formato especial de software para garantir maior proteção contra erros. Em geral, não é usado para gravar música. Usa-se mais para manter cópias de segurança (backup) de dados em computadores.



Figura 22: Esquema básico de um CD regravável.

APÊNDICE II: MATERIAL UTILIZADO

1. FONTE LUMINOSA

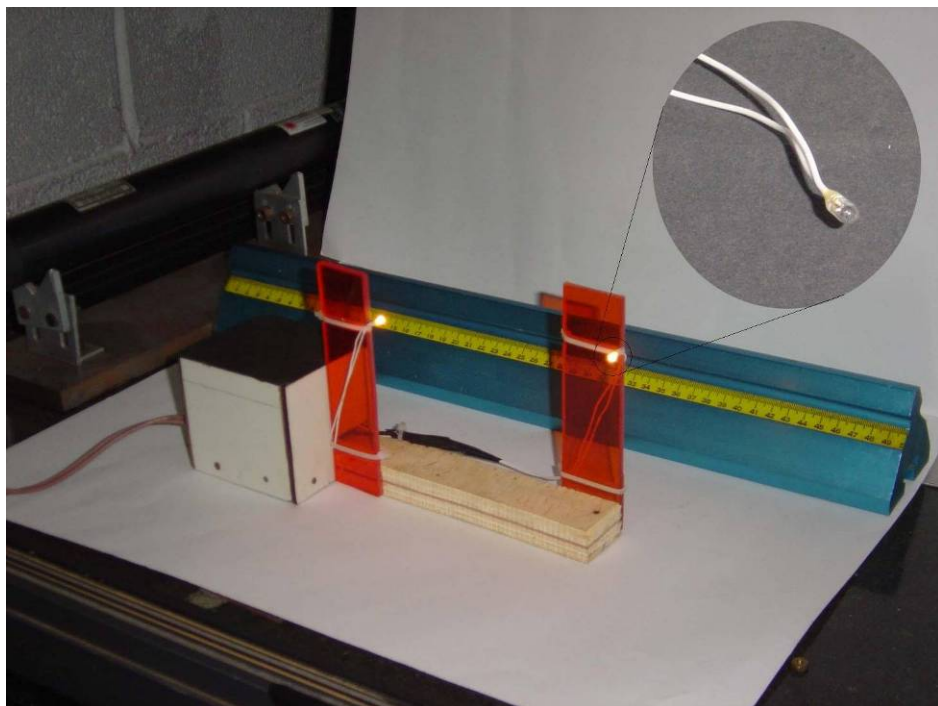


Figura 23: Esquema da fonte utilizada.

Essa lâmpada foi utilizada para podermos considerá-las como fontes pontuais.

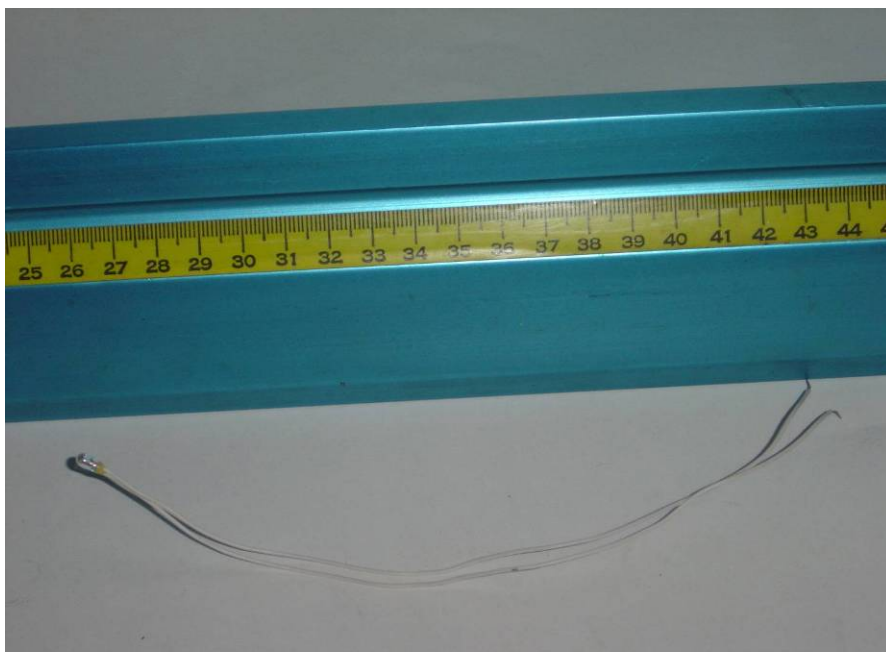


Figura 24: Lâmpada isolada.

2. DIFUSOR

O difusor (figura 25) foi constituído de uma lâmina de vidro, recoberta com camada plástica (utilizado para transporte de produtos alimentícios), a fim de obter uma difusão da luz que pudesse ser perceptível na obtenção das imagens com a câmara fotográfica.

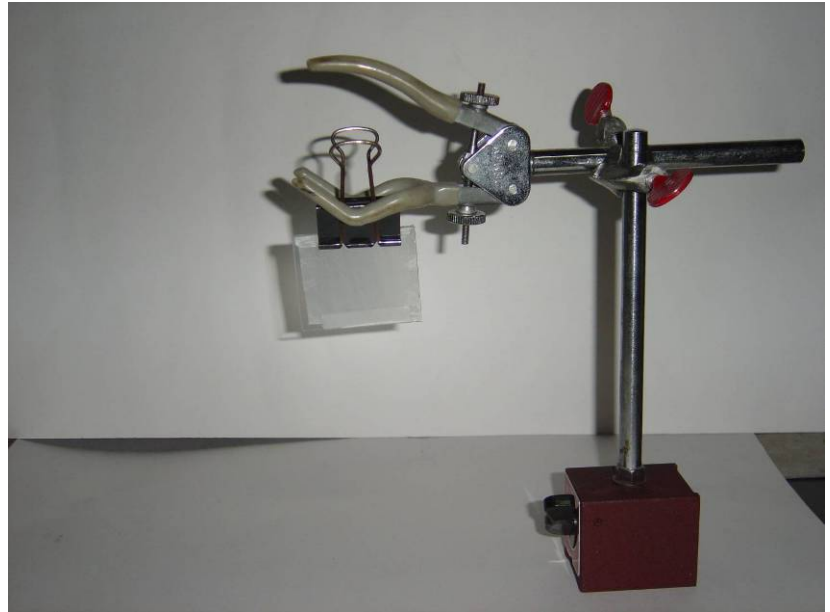


Figura 25: Difusor posicionado em um suporte.

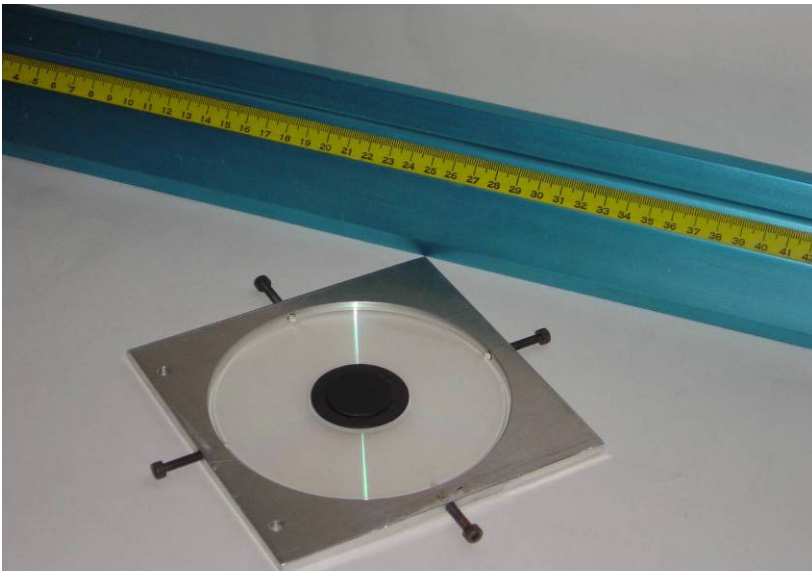


Figura 26: CD utilizado no experimento.

3. CD SEM CAMADA REFLEXIVA

Conforme dito anteriormente, utilizamos um CD sem a camada reflexiva (figura 26). Ele foi modificado a fim de impedir a passagem da luz pelo oricício circular central, e posicionado em um suporte, a fim de permitir a passagem da luz somente pela trilha espiral.

4. OBJETIVA

Utilizamos uma objetiva Schneider – Kreuznach Symmar 1:5.6/300 (figura 27)



Figura 27: Objetiva.

5. LÂMPADA E PAPEL CELOFANE

Foi utilizada uma lâmpada incandescente convencional, juntamente com pedaços de papéis celofane cortados em semi-círculos (figura 28).

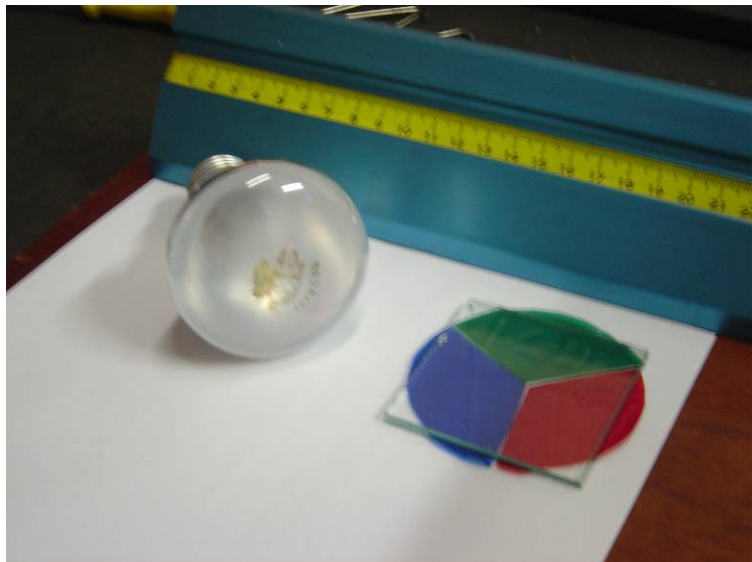


Figura 28: Lâmpada de 60W e papéis celofane.

6. MÁQUINA FOTOGRAFICA

A máquina fotográfica (figura 29) foi utilizada na obtenção das fotos da árvore de natal, para permitir uma melhor qualidade da fotografia final.

Vale salientar novamente que não foram utilizadas lentes óticas, somente o corpo.



Figura 29: Máquina fotográfica

APÊNDICE III: PRINCÍPIOS BÁSICOS DE ÓTICA.

1. FRENTE DE ONDA

^[10] O plano de ondas é talvez o exemplo mais simples de uma onda tridimensional. Ele existe em um determinado tempo, quando todas as superfícies sobre as quais um distúrbio de fase constante forma um conjunto de planos. Cada um geralmente perpendicular ao vetor de propagação.

Os planos se movem em direção ao vetor de propagação K , tendo início em alguma origem arbitrária O e terminando em um ponto (X,Y,Z) o qual pode, por enquanto, estar em qualquer lugar do espaço.

Como este distúrbio move-se ao longo da direção K nós podemos designar uma fase correspondente ao distúrbio em cada ponto no espaço e tempo. Em determinado momento, as superfícies, ligando todos os pontos de igual fase, são conhecidas como frentes de onda. Podemos afirmar então, que uma frente de onda é o lugar dos pontos que tem a mesma fase ^[12] (figura 30).

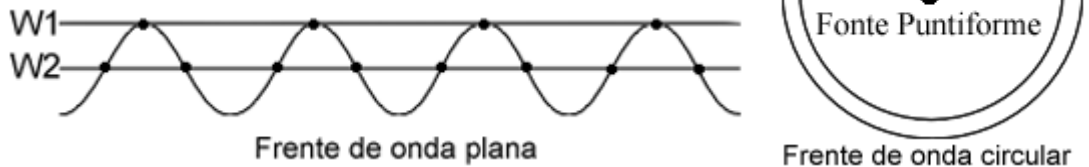


Figura 30: Frentes de onda.

2. PRINCÍPIO DE HUYGENS

TEORIA GEOMÉTRICA DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS DE HUYGENS E SEUS PROBLEMAS

No seu *Traité de la Lumière*, publicado em 1.690, Huygens discutiu o processo de propagação da luz com o auxílio de um novo princípio, o qual recebeu o seu próprio nome. Até aquele momento a luz era considerada um distúrbio em um meio, o espaço. Huygens supôs que, em um determinado instante $t = t_0$, uma fonte de luz gera um distúrbio o qual é propagado como uma onda esférica a qual se expande em uma velocidade constante, velocidade da luz. Este distúrbio inicial expande-se para um distúrbio em um instante subsequente $t = t_1$ através de uma sucessão de estados em instantes intermediários, e o conhecimento do estado em qualquer estado intermediário $t = t'$ é suficiente para determinar o estado no tempo $t = t_1$ ^[11].

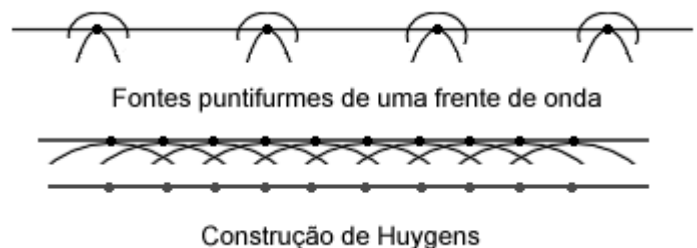


Figura 31: Frentes de onda.

Huygens imaginou cada ponto da frente de onda como centro de uma perturbação, emitindo ondas secundárias [12]. Deste modo, se for considerado cada elemento da onda isoladamente em um instante $t = t'$ como o centro de um novo distúrbio, o atual efeito no instante $t = t_1$ é o resultado de todos estes efeitos secundários, a onda atual é o envoltório de todas as ondas secundárias (figura 31) [11].

Embora este princípio produza resultados corretos, ele traz consigo implicações que devem ser consideradas. Huygens postulou que a ação das ondas secundárias está confinada nas partes onde elas tocam seus envoltórios, e ele considerou somente estas partes do envoltório, as quais se posicionam na direção frontal à da propagação. Não houve porém, nenhuma justificativa física ou matemática para esta decisão arbitrária de ignorar as outras partes das ondas secundárias [13].

Em algum momento, qualquer ponto da frente de onda primária é considerado um emissor contínuo de ondas esféricas secundárias. Porém, se cada onda secundária irradia energia uniformemente em todas as direções, de modo a gerar uma onda que se expanda para frente, há de se considerar uma onda reversa movendo-se para traz, em sentido oposto ao da fonte. Neste momento é introduzida a função $K(\theta)$, conhecida como função oblíqua ou fator de inclinação, para descrever o direcionamento das emissões secundárias.

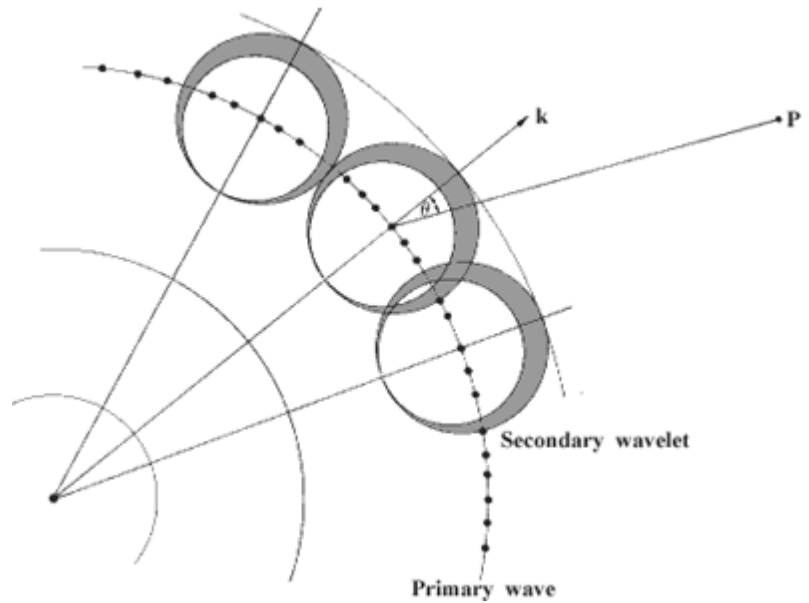


Figura 32: Frente de onda.

$$K(\theta) = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) \tag{2}$$

Como mostrado na figura 32, θ é o ângulo formado com a normal da frente de onda primária K . O valor máximo se dá quando $\theta = 0$, ou $K(0) = 1$ no sentido frontal, e se dissipa para a parte de traz da onda quando $K(\pi) = 0$.

Este princípio de Huygens, em conjunto com outros princípios discutidos nos capítulos seguintes, é essencial e de importante valor para um entendimento melhor do fenômeno da difração, o qual é o foco central desta monografia.

3. NOÇÕES DE INTERFERÊNCIA DE ONDAS LUMINOSAS

3.1. INTRODUÇÃO

Para que se possa compreender bem como se dá a interferência das ondas luminosas, deve-se antes estudar como se dá a interferência das ondas produzidas na água.

^[14] Suponha que uma pedra seja atirada num ponto A da superfície da água tranqüila. Esse ponto se torna a origem de ondas que se propagam em todas as direções na superfície da água. Considere agora que na mesma superfície haja duas fontes de ondas A e B (figura 33). Em A se originam ondas de comprimento de onda λ_1 , e em B ondas de comprimento de onda λ_2 . Analisando a figura pode-se notar que há pontos, como C por exemplo, em que acontece o seguinte: se só houvesse a onda proveniente de A o ponto estaria afastado a uma distância c acima da linha horizontal; se só houvesse a onda proveniente de B ele estaria afastado a uma distância c abaixo da linha horizontal. Mas como as duas ondas existem ao mesmo tempo, o ponto C fica animado, ao mesmo tempo pelos dois movimentos, um para cima e outro para baixo. A composição destes dois movimentos atribuirá a C um afastamento nulo, e o ponto C ficará então em repouso. Por outro lado há pontos como D em que acontece o contrário: se só houvesse a onda proveniente de A ele teria um afastamento máximo d acima da linha horizontal; se só houvesse a onda proveniente de B ele teria um afastamento máximo e acima da linha horizontal. Como existem as duas ondas simultaneamente, há a composição dos dois movimentos, e o ponto D terá um afastamento máximo acima da horizontal igual a $d + e$.

Não foram consideradas que as duas ondas são diferentes, isto é, que as amplitudes d e e são diferentes, os comprimentos de onda λ_1 e λ_2 diferentes, as velocidades de propagação diferentes, etc. Nesse caso, a

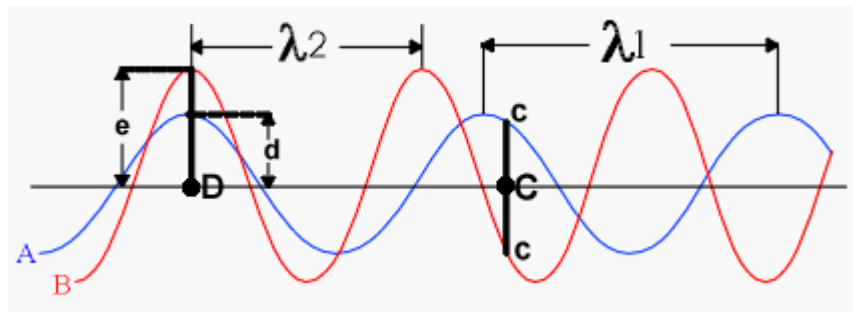


Figura 33: Ondas diferentes.

situação de todos os pontos muda de instante para instante. Assim o

ponto C que está em repouso para a posição das ondas na figura, sairá do repouso no instante seguinte; o ponto D que está com afastamento máximo na figura não ficará constantemente com esse afastamento máximo; no instante seguinte o seu afastamento estará diminuído, posteriormente ele ficará em repouso.

Nesta ilustração foram utilizadas duas ondas diferentes, ou seja, diferente comprimento de onda, diferente amplitude etc. Quando se está lidando com interferência de luz porém, é

mais apropriado se falar em interferência de ondas coerentes. Uma onda coerente apresenta as seguintes características ^[14] :

- 1 - ter o mesmo comprimento de onda λ ;
- 2 - ter a mesma amplitude A ;
- 3 - ter a mesma frequência.

Isto porque a velocidade da luz é muito grande, e um efeito onde os pontos de mínimo e máximo se alteram a todo instante seria praticamente impossível de ser visualizado nestas circunstâncias.

3.2. INTERFERÊNCIA DA LUZ

^[14] Suponha agora a intersecção de duas ondas luminosas coerentes. Essas duas ondas luminosas produzirão interferência. Haverá pontos do espaço, como A por exemplo (figura 34a), em que existirão dois campos eletromagnéticos de mesma amplitude, mesma direção e sentidos opostos. Neste caso esses campos se anularão, de forma que não havendo campo eletromagnético este ponto ficará escuro. E haverá pontos, como B por exemplo, em que existirão dois campos eletromagnéticos de mesma direção e sentido, de forma que estes campos terão seus módulos somados e o ponto B será iluminado (figura 34b).

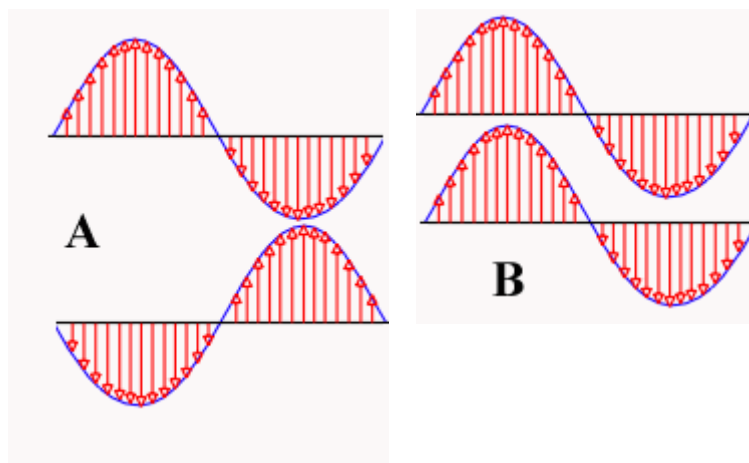


Figura 34: Interferências A) Construtiva B) Destrutiva

Os pontos escuros se dispõem segundo linhas, chamadas franjas escuras; os pontos mais luminosos se dispõem seguindo linhas chamadas franjas brilhantes. O conjunto de todas as franjas é chamado figura de interferência, ou franjas de Young (figura 35).

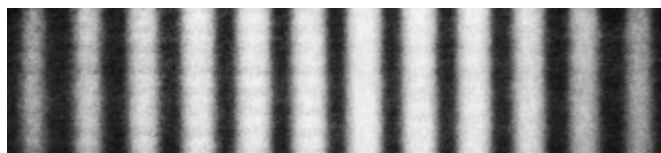


Figura 35: Franjas de Young.

3.4. EXPERIÊNCIA DE YOUNG

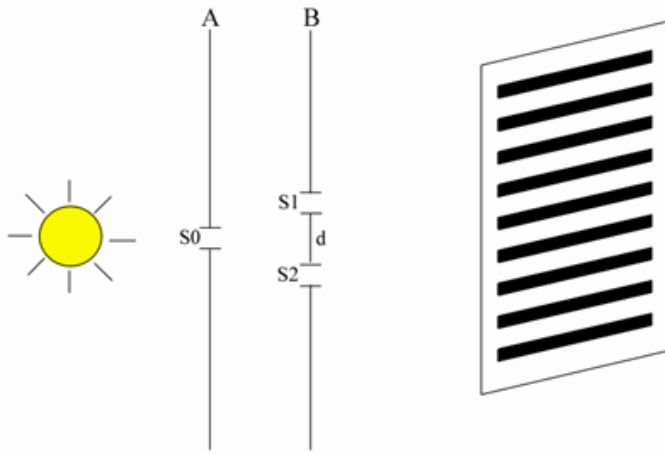


Figura 37: Experiência de Young (esquema)

O exemplo clássico de um experimento de interferência é creditado a Thomas Young, um físico britânico, no início do século XIX^[13]. Esta demonstração possibilitou o estabelecimento da teoria ondulatória da luz numa firme base experimental. Em suas experiências, Young conseguiu deduzir o comprimento de onda de luz, sendo essa a primeira vez que a medida dessa importante grandeza foi realizada.

Young fez com que a luz incidisse em um pequeno orifício S_0 aberto em um anteparo A (figura 37). A luz emergente dispersa-se por difração e incide nos orifícios S_1 e S_2 separados a uma pequena distância d no anteparo B . Ocorre aí nova difração, propagando-se duas ondas esféricas superpostas, através do espaço, à direita do anteparo B ^[16].

Primeiramente será examinado o caminho traçado pela luz desde o orifício até o anteparo. Na figura 38a é mostrado o caminho até o centro do anteparo. Os orifícios do anteparo S_2 estão arranjados simetricamente em relação ao do anteparo S_1 , assim sendo, as fases dos dois anteparos de S_2 são as mesmas. Claramente pode ser observado que ambas as fases são iguais, portanto a iluminação neste ponto será máxima devido ao fato de que não há diferença de fase. Já em uma posição oblíqua, como na figura 38b, a situação é um pouco diferente. Claramente, os caminhos dos dois orifícios percorrem caminhos diferentes, tendo durações de tempo diferentes para atingir o ponto P . Como resultado, a fase relativa das ondas que chegam ao anteparo ao longo desses dois caminhos é diferente e a iluminação no ponto P do anteparo dependerá desta diferença de fase^[15]. O resultado disto é que haverá pontos com ausência total de luz provocando franjas escuras, devido à interferência provocada quando duas fases diferem de $1/2$ comprimento de onda, regiões com concentrações maiores de luz provocando franjas brilhantes, causadas por interferência de duas fases iguais, e regiões intermediárias à brilhantes e escuras. O resultado pode ser observado na figura 35.

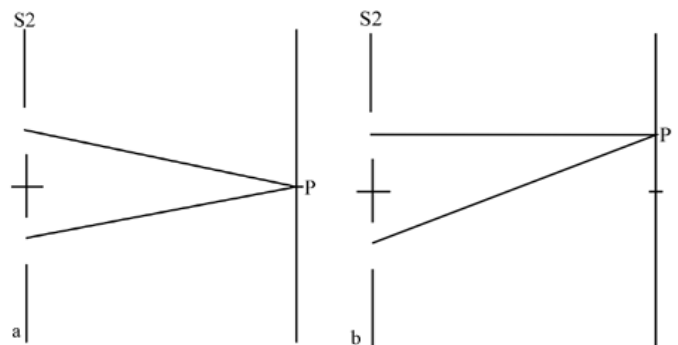


Figura 38: Iluminação no anteparo. (a) Simétrica e (b) iluminação oblíqua

4. DIFRAÇÃO

4.1. INTRODUÇÃO

[16] Denomina-se difração o desvio sofrido pela luz ao passar por um obstáculo, tal como as bordas de uma fenda em um anteparo. Pode-se ver a difração de luz olhando-se para uma fonte luminosa distante, tal como um anúncio de neônio através da fenda formada entre dois dedos, ou observando a luz da rua que se escoia pelo tecido que recobre um guarda-chuva de pano. Usualmente, os efeitos de difração são diminutos, devendo ser procurados cuidadosamente. Além disso, a maioria das fontes de luz abrangem uma área extensa, de modo que a figura de difração produzida por um dos pontos da fonte se superporá à das outras. Finalmente, as fontes luminosas ordinárias não são monocromáticas, de modo que os espectros dos vários comprimentos de onda se superporão, uma vez mais, o seu efeito se tornará menos evidente.

A difração foi descoberta por Francesco Maria Grimaldi (1.618-1.663), sendo um fenômeno conhecido tanto por Huygens (1.629-1.695) quanto por Newton (1.642-1.727). Este último não reconheceu nele nenhuma justificativa a favor da teoria ondulatória da luz, enquanto que Huygens, embora cresse nessa teoria, não acreditava na existência de difração. Dizia ele que suas ondas secundárias só agiam efetivamente no ponto de tangência com a envolvente comum, negando, pois, a possibilidade de haver difração.

Jean Augustin Fresnel (1.788-1.827) usou corretamente o princípio de Huygens para explicar a difração. Naquela época, supunha-se que a luz consistia de ondas mecânicas, produzidas em um éter onipresente. Porém, Maxwell (1.831-1.879) mostrou que a natureza das ondas luminosas não era mecânica, mas sim, eletromagnética. Eistein (1.879-1.955) chegou à concepção moderna dessas ondas, eliminando a necessidade de se postular um éter.

A [figura 39](#) ilustra um caso geral de difração. A superfície A é uma frente de onda que incide em um anteparo opaco B , contendo uma abertura de fonte arbitrária; há ainda, uma tela de difusão C , que recebe a luz que atravessa o orifício. Pode-se avaliar o espectro de intensidade luminosa produzido em C , subdividindo-se a frente de onda em áreas elementares dS , cada uma das quais se torna uma fonte de ondas secundárias de Huygens em expansão. Obtém-se a intensidade luminosa em um ponto P , arbitrário, somando-se as perturbações ondulatórias causadas pelas ondas secundárias que aí chegam, vindas de todos esses irradiadores elementares.

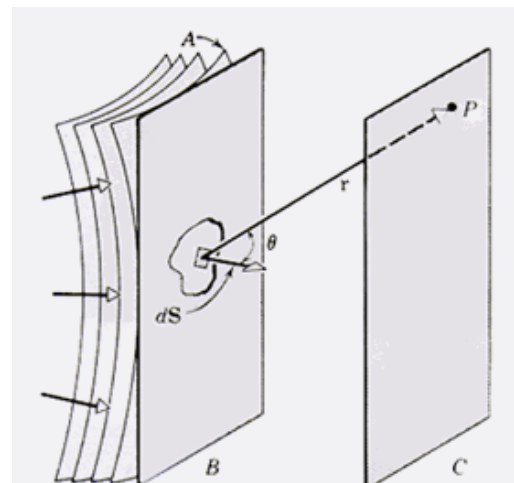


Figura 39: Difração (Caso Geral)

As perturbações ondulatórias que atingem o ponto P , diferem entre si em amplitude e fase porque (a) os irradiadores elementares estão a diversas distâncias de P , (b) a luz sai dos irradiadores formando os mais variados ângulos com a normal à frente de onda e (c) alguns irradiadores são bloqueados pelo anteparo B e outros não. Cálculos de difração - simples em princípio - podem tornar-se difíceis na prática. Os cálculos tem que ser repetidos para todos os pontos do anteparo C em que se quiser conhecer a intensidade da luz. Adota-se exatamente este processo para avaliar o espectro de intensidade produzida por uma fenda dupla.

[12] Pode-se dividir o estudo do fenômeno de difração em duas classes gerais. Na primeira, chamada difração de Fresnel, a fonte luminosa está a uma distância finita do obstáculo difrator, tem feixes de luz não paralelos e a figura de difração resultante é estudada em um anteparo próximo ao obstáculo difrator.

Na segunda classe, chamada difração de Fraunhofer, a frente de onda incidente foi colimada por uma lente de modo que os feixes de luz fiquem paralelos. Atrás do obstáculo difrator é colocada outra lente e a figura de difração resultante é examinada em um anteparo colocado no ponto focal da lente.

Será analisada primeiramente a difração de Fraunhofer.

4.2. DIFRAÇÃO DE FRAUNHOFER

[13] Considere o arranjo mostrado na [figura 40](#), onde a fonte Lp do orifício é posicionada no foco da lente $L1$ e a tela $T2$ no foco da lente $L2$. Na ausência de difração, a imagem de Lp aparecerá em $T2$. Caso contrário, quando há difração, a distribuição de luz em $T2$ constituirá uma imagem de Lp com franjas. A distribuição de luz em $T2$ é determinada pela forma e tamanho da abertura da tela $T1$. Este tipo de difração é conhecido como "difração de Fraunhofer".

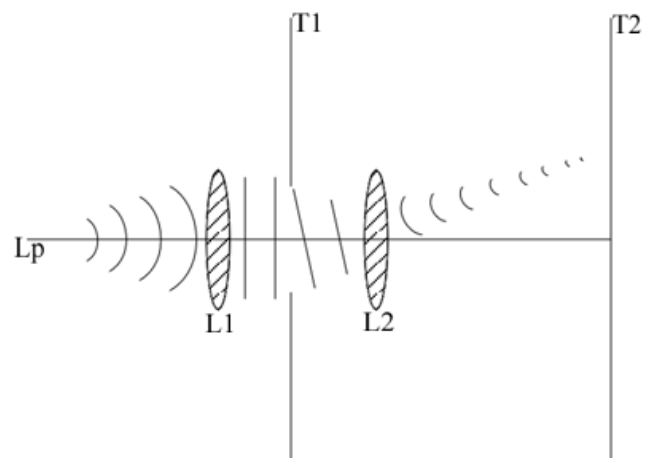


Figura 40: Arranjo

[1] O caso mais simples da difração de Fraunhofer ocorre quando uma única fenda estreita de largura d é iluminada normalmente por ondas de luz monocromáticas planas ([figura 41](#)). A questão a ser resolvida é encontrar a intensidade de luz que deixa a fenda e atravessa numa direção que forma um ângulo θ com a luz incidente, como na figura.

Cada ponto ao longo da linha S_1S_2 pode ser considerado como uma fonte de ondas, de acordo com o princípio de Huygens, cujas frentes podem se propagar na direção especificada por θ e eventualmente chegam em P . Infelizmente, contudo, o comprimento da trajetória da fonte à tela é diferente para cada ponto ao longo de S_1S_2 ;

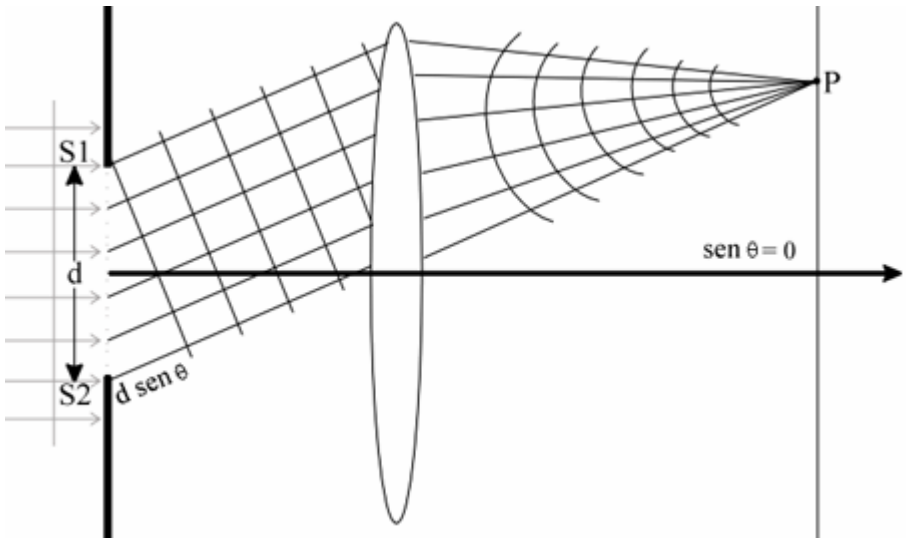


Figura 41: Modelo esquemático da difração de Fraunhofer

por exemplo, a diferença de trajetória entre os pontos S_1 e

S_2 é $d \sin \theta$. Por esta razão, a luz que se origina de cada parte da fenda chega em P com uma fase diferente. É necessário, portanto, considerar apropriadamente estas relações de fase ao se superpor a contribuição de cada fonte puntiforme. Um outro modo de expressar os fatos essenciais é observar que a luz que penetra em diferentes partes da janela interfere quando chega na tela e que esta interferência pode ser tanto construtiva como destrutiva. Como da figura 41 a diferença de trajetória entre os dois lados da fenda é $d \sin \theta$, a diferença de fase total ϕ entre estes pontos deve ser:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta \quad (3)$$

Para calcular a intensidade no ponto P , deve-se encontrar a amplitude do campo elétrico E_p associada à luz que lá chega. Para fazer isto, a abertura S_1S_2 será partida em N partes, cada uma de Δx de largura. Pode-se então superpor as ondas que se originam de cada uma destas fontes, designando a cada uma destas contribuições um ângulo de fase ϕ que corresponda à fase apropriada ao centro de cada um dos N intervalos. Finalmente, deixaremos N se tornar infinito quando Δx se aproxima de zero de tal modo que o produto

$$N \cdot \Delta x = d \quad (4)$$

O qual representa a largura da abertura, permanece constante. A situação é ilustrada na figura 42 para o caso onde $N=5$; neste caso, os pontos A, B, C, D e E são considerados como fontes puntiformes que contribuem com ondículas, formando frentes de ondas planas que viajam na direção especificada pelo ângulo θ . É evidente que deve haver uma diferença de fase $\Delta\phi$ entre cada um dos raios AA'' , BB'' , CC'' , DD'' e EE'' devido às distâncias de trajetória sucessivamente maiores BB' , CC' , DD' e EE' que cada raio deve cobrir.

Os campos produzidos em P por cada uma destas contribuições são quantidades harmonicamente variáveis de mesma frequência, cada uma das quais tem uma fase diferente. O módulo e a fase da soma de quantidades harmonicamente variáveis tais como esta podem ser obtidos considerando-se cada uma das quantidades individuais, como um vetor, cujo comprimento representa a amplitude e cujo sentido representa a fase da quantidade individual. Sua soma vetorial então representa o resultado da superposição de todas as componentes variando harmonicamente sua amplitude, dando a amplitude da superposição resultante, e o seu ângulo de fase dando a fase apropriada. O resultado da superposição das cinco amplitudes discutidas na [figura 42](#) está ilustrado na [figura 43a](#). Se tivéssemos preferido subdividir a abertura mais primorosamente em muito mais partes constituintes, o diagrama seria como mostrado na [figura 43b](#). Da [figura 43](#) é também evidente que a diferença de fase total ϕ dada pela [equação 3](#) será $\phi = (N - 1)\Delta\phi$. Mas no limite em que o número de subdivisões N se torna infinitamente grande e as diferenças de fase $\Delta\phi$ entre subdivisões adjacentes infinitesimalmente pequenas, isto pode muito bem ser escrito

$$\phi = N \cdot \Delta\phi \quad (5)$$

[16] Como foi mencionado anteriormente as perturbações ondulatórias provenientes das subdivisões adjacentes apresentam em P uma diferença de fase a qual é constante e é dada por

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x \sin \theta \quad (6)$$

equação esta semelhante à [equação 6](#) com a diferença de $\Delta x \sin \theta$ que corresponde à diferença do percurso dos raios originados nos vértices superiores de faixas adjacentes [figura 44](#). Logo N vetores de mesmo módulo ΔE , com igual frequência e idêntica diferença de fase $\Delta\phi$ entre os membros adjacentes, combinam-se em P para produzir a perturbação ondulatória resultante. Pergunta-se qual a amplitude E_p da perturbação ondulatória resultante para diferentes valores de $\Delta\phi$ (isto é, para os diversos pontos P do anteparo, correspondentes a vários valores de θ). Obtém-se a resposta representando as perturbações ondulatórias individuais, ΔE , por fasores, e calculando o módulo do fador resultante.

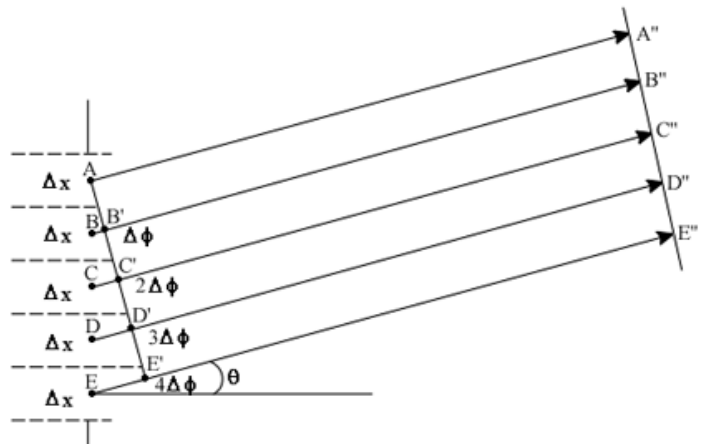


Figura 42: Subdivisão da abertura difrativa em N partes iguais, cada uma de Δx de largura. No desenho, $N=5$.

No centro do espectro de difração, θ é igual a zero, e portanto a diferença de fase entre os trechos adjacentes é também nula. Como mostrado na [figura 43c](#), as setas neste caso acham-se sobre um mesmo suporte, ligados pelas extremidades, e a quantidade da resultante atinge o valor máximo E_M . Isto corresponde ao centro do máximo central.

Quando se considera um ângulo θ diferente de zero, $\Delta\phi$ passa a ter um valor definido, não nulo, de modo que a posição relativa das setas se altera, como aparece na [figura 43b](#). A amplitude resultante E_P é menor que a anterior. Note-se que o comprimento do arco formado pelas pequenas setas é idêntico não só para os exemplos da [figura 43](#), como, na realidade, para todas as demais figuras dessa série. À medida que θ continua a crescer, chega-se a uma situação ([figura 43d](#)), na qual o conjunto de setas perfaz um arco de 360° , a extremidade da última coincidindo com a primeira.

Prosseguindo a análise para os vetores de θ ainda maiores, a diferença de fase cresce ainda mais, e a poligonal formada pelas setas se enrola sobre elas mesma, produzindo arcos superiores a 360° ([figura 43e](#)), que corresponde ao primeiro máximo seguinte ao central.

A fórmula que calcula a intensidade resultante no ponto P , pode ser escrita como

$$E_P = E_M \frac{\sin(\phi/2)}{\phi/2} \quad (7)$$

4.3. DIFRAÇÃO DE FRESNEL

[18] Considere que a luz proveniente de uma fonte pontual distante atinja um anteparo, passando através de uma pequena abertura. De acordo com a ótica geométrica, as bordas da abertura projetam sombras nítidas sobre o anteparo; luz alguma atinge a região de sombra.

Costuma-se distinguir dois casos:

quando o anteparo está relativamente próximo à abertura, considerando-se as ondas secundárias que convergem em um ponto determinado, diz-se tratar de difração de Fresnel. Quando o anteparo está muito afastado da abertura, os raios que convergem em um ponto qualquer do anteparo podem ser considerados como paralelos entre si, e consideram-se então as ondas secundárias que se propagam em uma direção determinada; neste caso diz-se tratar de difração de Fraunhofer, a qual já foi abordada. Será tratada com mais detalhes neste momento da difração de Fresnel.

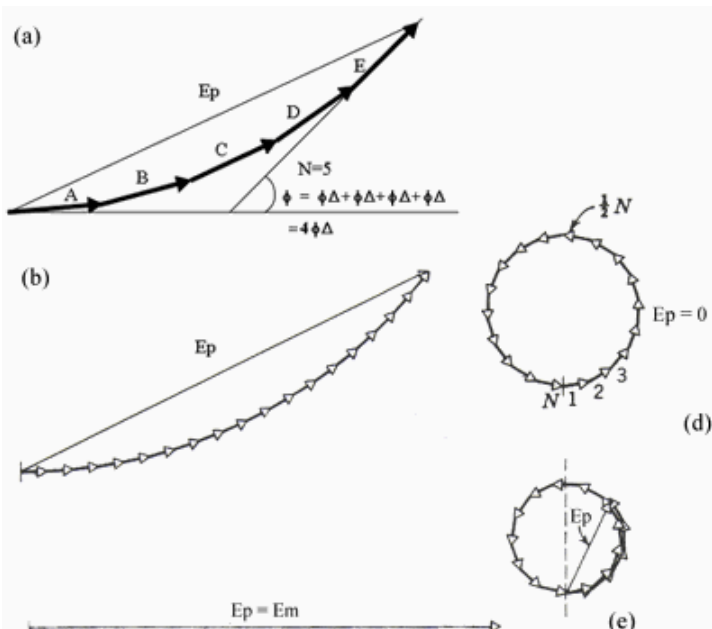


Figura 43: Comprimentos de arco.

4.3.1. ZONAS DE FRESNEL

[19] Considerando a [figura 44](#). Nela se faz que, sobre um anteparo, incidam ondas luminosas, de comprimento de ondas λ , provenientes de uma fonte puntiforme distante. Estando a fonte muito afastada, as superfícies de onda (uma das quais é AA') podem ser consideradas planas. O ponto P é um ponto qualquer do anteparo; R é a distância entre esse ponto e a superfície de onda considerada. Considere esferas concêntricas, de centro em P e raios iguais a:

$$R + \frac{\lambda}{2}, R + \frac{2\lambda}{2}, R + \frac{3\lambda}{2}, \dots$$

As intersecções dessas esferas com a superfície de onda AA' determinam circunferências concêntricas, que interceptam o plano da figura em a e a' , b e b' , c e c' , e assim por diante. A superfície de onda fica, assim, dividida em várias regiões, denominadas elementos de meio período, ou zonas de Fresnel, tais que a distância entre o ponto P e um outro ponto qualquer da circunferência que limita externamente uma zona é meio comprimento de onda maior que a distância entre o ponto P e um ponto qualquer da circunferência que limita internamente essa zona. A [figura 44b](#), na qual o plano da superfície de onda AA' é o plano da figura, mostra as diversas zonas; a zona central é um círculo, e as demais são coroas circulares. Pode-se

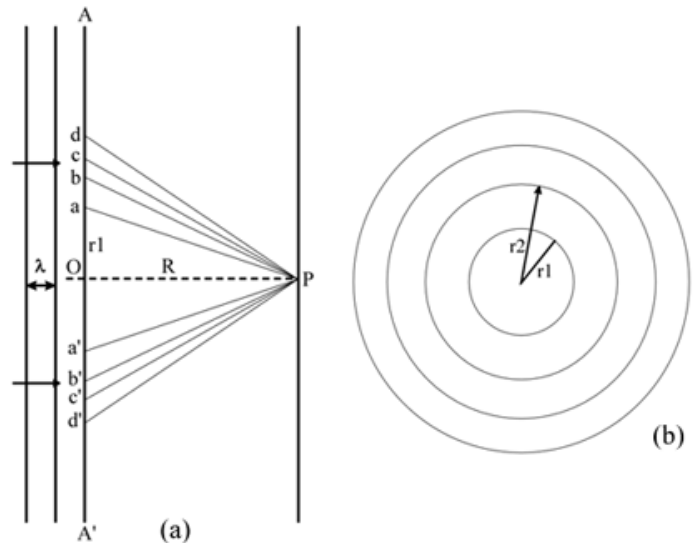


Figura 44: Zonas de Fresnel em uma superfície de onda plana AA'

calcular o efeito resultante, no ponto P , considerando-se essas zonas, pequenas porém finitas, como fontes luminosas elementares.

4.3.2. DIFRAÇÃO DE FRESNEL POR UM ORIFÍCIO CIRCULAR

[19] A figura 45, representa um diafragma de abertura circular pequena, à frente de um anteparo pouco afastado; produzindo a difração de Fresnel. A luz que atinge o diafragma provém de uma fonte puntiforme muito afastada, situada à esquerda. Considere, inicialmente, a intensidade da luz que atinge o ponto P , situado no centro da sombra geométrica, à medida que varia o diâmetro da abertura.

Suponha que o diâmetro da abertura seja tão pequeno que exponha apenas a primeira zona de Fresnel. Seja S_1 a amplitude, no ponto P , do trem de ondas originado nessa zona. Aumentando o diâmetro da abertura de modo que seja exibida a segunda zona de Fresnel, a amplitude em P será $S_1 - S_2$. Como S_1 é aproximadamente igual a S_2 , a amplitude será nula. Aumentando novamente o diâmetro da abertura, a luz que atinge o ponto P diminui. Aumentando ainda mais o diâmetro de forma a expor as três primeiras zonas de Fresnel, a amplitude resultante será $S_1/2 + S_3/2$, isto é, a amplitude aumentará de novo neste ponto. Em geral quando a abertura expõe um número ímpar de zonas de Fresnel, o ponto P aparecerá brilhante, ao passo que quando o número de zonas é par, o ponto P permanecerá escuro.

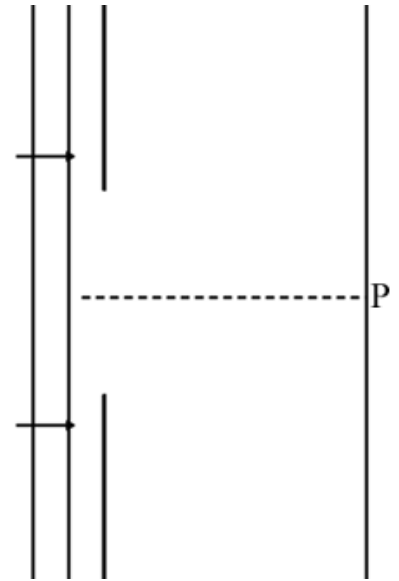


Figura 45: Difração de Fresnel por um orifício circular.

4.3.3. DIFRAÇÃO PELAS BORDAS RETILÍNEAS DE UM ANTEPARO

Na figura 46, M representa um anteparo de bordas retilíneas, e P é o traço de sua sombra geométrica, e determinada por um trem de ondas planas monocromáticas, que se propaga da esquerda para a direita. A superfície da onda deve ser subdividida em zonas, mas de modo diferente do empregado no caso da difração por orifício circular. Com centro em P , e raios $R + \lambda/2, R + 2\lambda/2, R + 3\lambda/2, \dots$ traçam circunferências, que interceptam o traço da superfície de onda em a e a' , b e b' , etc.; divide-se então a superfície da onda em zonas de Fresnel, mediante retas passando pelos pontos a, a', b e b' , etc., paralelas à borda retilínea do anteparo. Na figura 46b é exibida a frente dessas zonas.

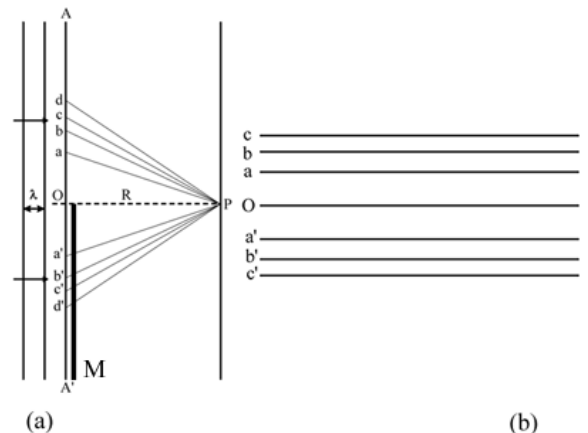


Figura 46: Construção das zonas de Fresnel no caso de um anteparo de bordas retilíneas

Considere vários pontos do anteparo, situados ligeiramente acima e ligeiramente abaixo da borda da sombra geométrica. Em lugar de traçar-se diversos diagramas, um para cada ponto, é mais simples considerar P como representando todos esses pontos, e deslizando ligeiramente, para cima e para baixo, o anteparo que determina a sombra; essa também se deslocará para cima e para baixo, e o ponto P ficará justamente no interior, ou justamente no exterior, da sombra, como se deseja.

Suponha que o anteparo seja deslocado para cima, até a altura do ponto a ; o ponto P ficará abaixo do limite da sombra; a primeira zona de Fresnel, situada acima da linha média, bem como todas as zonas situadas abaixo dessa linha, estarão encobertas. No ponto P a amplitude será:

$$S = S_2 - S_3 + S_4 - \dots = S_2/2$$

e a intensidade será proporcional a $(S_2/2)^2$. Pela figura vemos que a primeira zona é consideravelmente mais larga que as demais, portanto, S_2 é muito menor que S_1 . Não é nula, entretanto; embora a amplitude decresça rapidamente à medida que o ponto considerado se afasta do limite da sombra, não se anula subitamente nesse limite.

4.4. REDES DE DIFRAÇÃO

[20] Instrumento útil para medição de comprimentos de onda de luz é a rede de difração, que é um dispositivo com um grande número de linhas, ou fenda, igualmente espaçadas numa superfície plana. Esta rede pode ser feita pelo corte de ranhuras paralelas, igualmente espaçadas, numa placa de vidro ou de metal, mediante uma máquina fresadora de precisão. Numa rede de reflexão, a luz se reflete nas cristas entre as ranhuras. Um disco fonográfico tem algumas propriedades de uma rede de reflexão. Na rede de transmissão, a luz passa pelos intervalos transparentes entre as ranhuras.

Imagine uma onda plana de luz que incide normalmente numa rede de transmissão. Admitimos que a largura de cada fenda na rede seja muito pequena, de modo que cada fenda forme um feixe amplamente difratado. A figura de interferência da rede num anteparo distante se deve a um grande número de fontes luminosas igualmente espaçadas. Os máximos de interferência estarão nos ângulos θ dados por:

$$d \sin(\theta) = m\lambda \tag{8}$$

onde o número m é a ordem do máximo de intensidade. A posição de um máximo de interferência não depende do número de fontes, mas, quanto maior for este número, mais nítido e agudo será este máximo.

O poder de resolução da rede de difração se define como $\lambda/|\Delta\lambda|$, onde $|\Delta\lambda|$ é a menor diferença entre dois comprimentos de onda vizinhos que pode ser resolvido e λ é o

comprimento de onda aproximado das raias vizinhas. O poder de resolução é proporcional ao número de linhas da rede que estiverem iluminadas, pois quanto mais numerosas forem as fendas iluminadas, mais nítidos serão os máximos de interferência.

4.5. APLICAÇÕES DE DIFRAÇÃO: HOLOGRAFIA

Interessante aplicação das redes de difração é a produção de fotos tridimensionais denominadas hologramas. Numa fotografia comum, a intensidade da luz refletida por um objeto fica registrada num filme. Quando o filme for observado por luz transmitida, observa-se uma imagem bidimensional. Num holograma, um feixe de luz de laser é dividido em dois outros, um feixe de referência e um feixe-objeto. O feixe-objeto é refletido pelo objeto a ser fotografado e a figura de interferência dele com o feixe de referência é registrada num filme fotográfico. Consegue-se este efeito pois a luz do feixe de laser é coerente, de modo que a diferença de fase relativa entre o feixe de referência e o feixe-objeto se mantém constante durante a exposição. As franjas de interferência registradas no filme fotográfico atuam como se fossem uma rede de difração. Quando o filme for iluminado por um feixe de luz de laser, forma-se uma réplica tridimensional do objeto.

8. INDEX

- Ângulo de desvio, 9
- Bits, 8
- Cd, 7, 21, 24
- Cd, história do, 7
- Cd-r, 21
- Cd-rw, 22
- Cones luminosos, 9, 10
- Convergência, 14
- Corpo negro, 42
- Difração, 8, 33
- Difração, espectro de, 37
- Difração, rede de, 9
- Difração, redes de, 10
- Difração, redes de, 40
- Difusor, 24
- Dispersão, 10
- Distância focal, 12
- Espectral, análise, 15
- Espectro, 10
- Espectros de absorção, 16
- Espectros de emissão, 16
- Espectros de linhas, 15
- Faixa, 7
- Feixes não difrativos, 17
- Fonte luminosa, 23
- Fotografia, 19
- Franja, 9
- Fraunhofer, difração de, 34
- Fresnel, difração de, 37
- Fresnel, zonas de, 38
- Holografia, 41
- Holograma, 41
- Interferência, 29, 30, 31
- Interferência construtiva, 9
- Lente, 25
- Luz policromática, 10
- Máximo central, 9
- Nitidez, 14
- Onda tridimensional, 27
- Ondas, plano de, 27
- Ordem do espectro, 10
- Pits, 7, 8
- Princípio de Huygens, 27
- Sol, 42
- Solar, radiação, 42
- Trilhas, 7, 8
- Velocidade angular, 7
- Young, experiência de, 32
- Young, franjas de, 30

9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Magalhães, Daniel S. F. – “*Difração por CDs e ondas X*”. Universidade Estadual de Campinas. Trabalho F 809, 1 semestre 2002.
- [2] Magalhães, Daniel S. F. – “*Estudo de Imagens por Dupla Difração com Seleção de Luz Branca e Elementos Definidos Bidimensionalmente*”. Universidade Estadual de Campinas. Tese de Mestrado, 2005.
- [3] José A. Ferrari, Eugenio Garbusi and Erna M. – “*Generation of nondiffracting beams by spiral fields*”. Frins Physical Review E 67, 036619(6) (2003).
- [4] Anna Thaning, Ari T. Friberg – “*Design of diffractive axicons producing uniform line images in Gaussian Schell-model illumination*”. JOSA A, Volume 19, Issue 3, 491-496 March 2002.
- [5] J. Durnin and Jr. Miceli, Jr. – “*Diffraction-free beams*”. Phys. Rev. Lett. 58, 1499–1501 (1987).
- [6] D. DeBeer, S. R. Hartmann, and R. Friedberg, Comment on “*Diffraction-Free Beams*”, Phys. Rev. Lett. 59, 2611 (1987).
- [7] B. Hafizi and P. Sprangle, – “*Diffraction effects in directed radiation beams*,” J. Opt. Soc. Am. A 8, 705--717 (1991).
- [8] J. Sochacki, A. Kolodziejczyk , Z. Jaroszewicz and S. Bará, – “*Nonparaxial design of generalized axicons*”, Applied Optics Vol. 31, 5326-5330 (1992)
- [9] Goodman, J. W. – “*Introduction to Fourier Optics*”. Stanford University: McGraw-Hill Companies, Inc. Second Editions.
- [10] Hecht, Eugene; Zajac, A.; “*Optics*” Addilson Wesley
- [11] Baker, Bevan B.; Copson, E.T; “*Huygen's Principle*”; Oxford University Press.
- [12] Ference, Michael; Lemon, Harvey B.; Stephenson, Reginald J.; “*Curso de fisica*”; Ed. Edgard Blücher
- [13] Ditchburn, R.W.; “*Light Vol. 1*”; Academic Press.
- [14] Salmeron, Roberto A.; “*Introdução à ótica*”; Centro brasileiro de pesquisas físicas e do instituto de eletrônica da universidade do Brasil.
- [15] Blaker, J.W.; Rosenblum, W.M.; “*Optics*”; Macmillan Publishing Company
- [16] Halliday, D.; Resnick, R.; “*Física Vol. 4*”; Livros técnicos e científicos editora.
- [17] Mckelvey, John P.; Grotch, H.; “*Física Vol. 4*”; ed. Harpen & Row do Brasil.

- [18] Sears, Francis W.; Zemansky, Mark W.; “*Física Vol. 2*”; Livros técnicos e científicos editora.
- [19] Sears, Francis W.; “*Física Vol. 3*”; Ed. Gertum Carneiro
- [20] Tipler, Paul A.; “*Física Vol. 4*”; ed. Guanabara Koogan.
- [21] <http://www.seara.ufc.br/sugestoes/fisica/oti11.htm>;
- [22] http://www.feiradeciencias.com.br/sala09/09_21.asp
- [23] http://www.ifi.unicamp.br/%7Elunazzi/F530_F590_F690_F809_F895/F809/F809_sem1_2002/995027Daniel_Lunazzi_Difra%E7%E3o.pdf
- [24] <http://myspace.eng.br/tec/cd1.asp>
- [25] Soroko, L. M. “*Axicons and meso-optical imaging devices*” in Progress in Optics, E. Wolf, ed. (Elsevier, Amsterdam, 1989), Vol.27, pp.109-160