

---

# LENTEs ÓPTICAS

---

## INTRODUÇÃO

Dentre os componentes de sistemas ópticos mais úteis, devemos citar as lentes. Se você tiver oportunidade de olhar detalhadamente a estrutura de uma máquina fotográfica moderna ou uma lente zoom ou ainda um telescópio, você entenderá rapidamente a relevância das lentes esféricas. Estes instrumentos úteis são construídos utilizando lentes esféricas. Os óculos são constituídos de duas lentes esféricas. Na figura ao lado temos um esboço de uma máquina fotográfica moderna, e, com isso temos uma idéia da utilidade das lentes e da complexidade de alguns sistemas ópticos aparentemente simples.

A utilidade de uma lente é que com elas podemos aumentar (ou reduzir) o tamanho de um objeto. E esse aumento pode chegar a milhares de vezes. Esse é o caso dos microscópios e telescópios.

Nesse capítulo vamos entender como funcionam as lentes esféricas. As lentes de uso mais amplo são aquelas constituídas de vidro ou de acrílico (óculos, por exemplo)

*A utilização de lentes parece ter acontecido há muitos séculos. De fato, menções à sua utilização remontam a cerca de cinco séculos antes de Cristo.*

*As primeiras referências às lentes são referências indiretas. São escritas, de Aristófanes na Grécia e de Plínio o Velho em Roma, mencionando vidros com a capacidade de queimar objetos. Tratava-se de lentes convexas, as quais são dotadas da habilidade de focalizar um feixe de luz solar concentrando-o num determinado ponto. Sêneca, em Roma mencionava o poder de aumento da imagem de um objeto quando colocado do outro lado de um vaso de vidro contendo água. Escavações em sítios arqueológicos da cidade de Nínive, no Iraque, permitiram encontrar o que é considerada como a lente mais antiga. É uma lente de quartzo (cristal de rocha) datada de aproximadamente 600 anos antes de Cristo.*

*Lentes de boa qualidade foram fabricadas pelos vikings entre os séculos XI e XII. As lentes Visby encontradas em escavações numa ilha da Suécia chegam a ter uma das faces formando um elipsóide de revolução. Por essa época, as lentes haviam se tornado populares na Europa como "pedras para leitura". No final do século XII essas pedras de leitura já haviam evoluído, iniciando pela Itália, para óculos. Credita-se a Nicola de Cusa, em 1451, a compreensão do papel de lentes concavas no tratamento da miopia.*

Materiais próprios para a fabricação de lentes sempre foram abundantes. Dentre os materiais encontrados na natureza e que não requerem mais do que um polimento, o mais notório é o cristal de quartzo (um óxido de silício- $SiO_2$ ). Inclusões de algumas impurezas de átomos do elemento ferro no cristal de quartzo são responsáveis pela coloração de uma das pedras preciosas mais apreciadas: a ametista. Algumas amostras desse cristal são muito transparentes. Quando polido podemos produzir peças ornamentais, jóias, prismas e lentes.

Nesse capítulo estudaremos as lentes ópticas. Elas são compostas por dois dióptros sendo que um deles deve ser, necessariamente, curvo.

## CONCEITOS E DEFINIÇÕES GERAIS

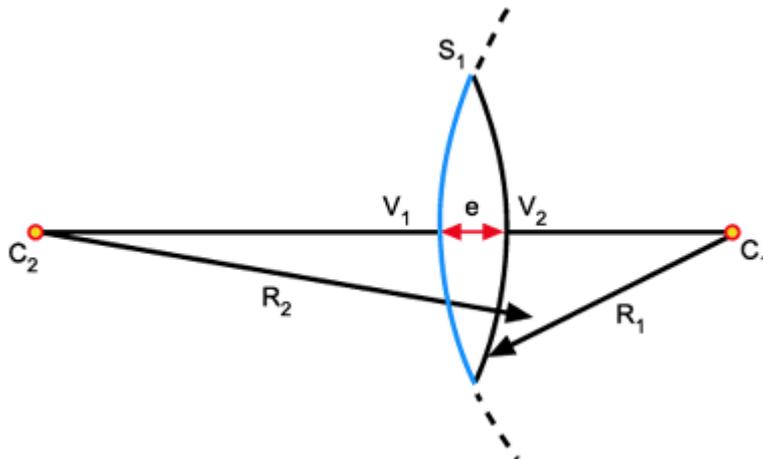
Denominamos lente esférica a um arranjo no qual empregamos dois dióptros. Um dos dióptros deve ser necessariamente um dióptro esférico e o outro poderá ser tanto um dióptro esférico ou um dióptro plano. A lente esférica é o objeto transparente limitado pelas superfícies  $S_1$  e  $S_2$  dos dois dióptros já referidos. Denominaremos de  $n_1$  o índice de refração do meio no qual a lente está imerso (em geral o ar) e de  $n_2$  o índice de refração do meio do qual a lente é constituída



### Centro de curvatura e raio de curvatura

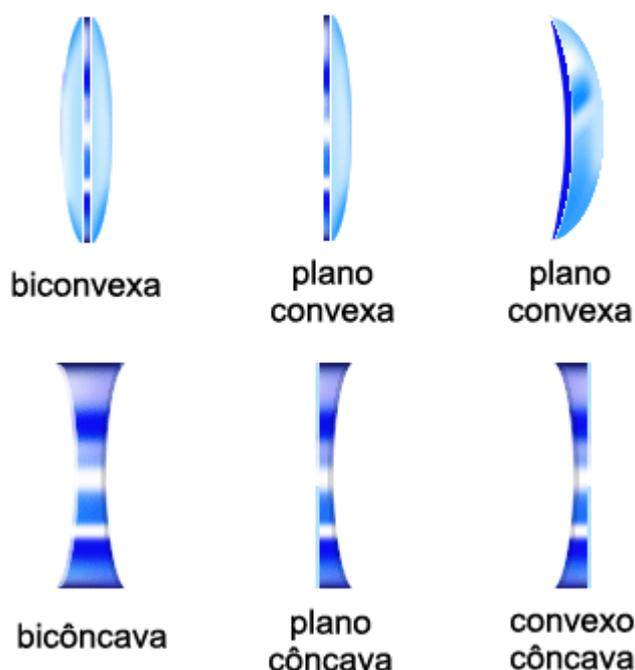
Para o que segue adotaremos ainda as seguintes definições.

Cada face da lente é constituída de uma superfície esférica de raio  $R$ . Temos, portanto, numa lente esférica e, em geral, dois raios de curvatura  $R_1$  e  $R_2$ . Consequentemente introduzimos também dois centros de curvatura designados por  $C_1$  e  $C_2$ .



O eixo passando por  $C_1$  e  $C_2$  é o eixo principal. Ele cruza a primeira face no ponto  $V_1$  (um vértice da lente) e a segunda face no ponto  $V_2$  (o segundo vértice da lente). A distância entre  $V_1$  e  $V_2$  será adotada como a espessura ( $e$ ) da lente.

Finalmente, vamos introduzir a nomenclatura comumente utilizada para classificar as lentes esféricas. Temos seis tipos de lentes esféricas (formadas por dióptros esféricos ou esférico e plano). Se olharmos para o perfil dessas lentes, veremos que três delas têm bordas finas e três delas têm bordas espessas.



Os nomes das lentes são, usualmente, associados às faces. Existem duas faces a nomear. Se a primeira face for plana, o nome plano vem em primeiro lugar (plano-côncavo e plano-convexo). Se as faces tiverem nomes iguais fazemos uso do prefixo bi (bicôncavas, biconvexas). Nos demais casos, citamos a face que tiver o maior raio de curvatura em primeiro lugar e em seguida a de menor curvatura. Temos assim, de acordo com essa convenção os nomes das diversas lentes esféricas na figura acima.

Denominamos de lente fina (ou delgada) a uma lente tal que sua espessura seja muito menor do que os raios da curvatura de qualquer uma das faces (espessura desprezível). As equações que deduziremos a seguir são válidas apenas para lentes finas (ou delgadas).

As imagens produzidas por lentes tanto podem ser imagens reais (quando estas resultam do encontro dos próprios raios) ou imagens virtuais (quando estas resultam do encontro do prolongamento dos raios)

### Figura de imagens reais e virtuais

Como sabemos, nem todos os sistemas ópticos produzem imagens perfeitas. O mesmo acontece com uma lente. A lente pode, por exemplo, produzir várias imagens do mesmo ponto. Isso acarreta uma sensação análoga à de um “borrão” para a imagem de um ponto. A imagem fica fora de foco. Dessa forma a lente produz uma imagem a qual não é, no entanto, perfeita.

Quando um sistema óptico não consegue estabelecer uma relação biunívoca entre todos os pontos objeto e respectivas imagens (quando a imagem não é perfeita), dizemos que o sistema exibe aberrações.

## SUPERFÍCIE REFRACTORA ESFÉRICA: ÓPTICA GAUSSIANA

Consideremos uma superfície refratora esférica. Consideraremos a produção de uma imagem dentro da óptica Gaussiana.

A óptica gaussiana foi definida no capítulo ())) e nela consideramos o caso de raios incidentes formando um pequeno ângulo de incidência em relação ao eixo principal são denominados de raios para-axiais. Pode-se definir a óptica gaussiana como a óptica que descreve imagens formadas a partir de raios para-axiais.

---

### REFERENCIAIS DE GAUSS

Admitindo-se que uma lente seja stigmática a cada ponto  $P_0$  do *espaço objeto* (os pontos pertencentes ao objeto) corresponde um ponto  $P_I$  do *espaço imagem*. Os pontos  $P_0$  e  $P_I$  são ditos pontos conjugados.

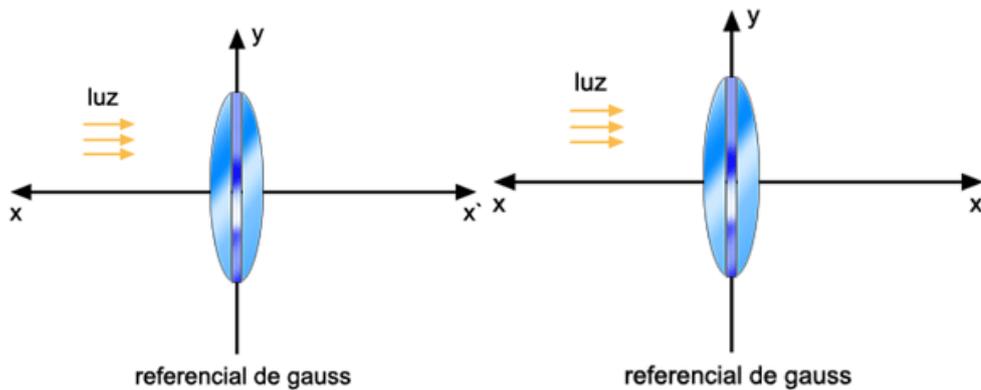
Na óptica é freqüente o uso de dois sistemas de coordenadas, ao invés de apenas um. Introduzimos um referencial para o espaço objeto e um outro referencial para os pontos do espaço imagem.

Assim, um sistema óptico conjuga a um ponto objeto cujas coordenadas são  $(x, y)$ , um ponto imagem cujas coordenadas são  $(x', y')$  no espaço imagem. Um sistema óptico pode portanto ser visto como implementando uma transformação entre pontos desses dois espaços:

$$(x, y) \rightarrow (x', y')$$

Para o estudo analítico da localização da imagem e o aumento linear transversal, faremos uso de um referencial de Gauss. Já havíamos feito uso do referencial de Gauss para o estudo analítico de imagens produzidas por espelhos esféricos. No caso das lentes fazemos uso de dois referenciais. Um para os objetos, outro para as imagens. Eles têm um dos eixos com orientações opostas. Esse eixo, em qualquer caso, é um eixo comum que passa pelos vértices e que passa também pelo centro das superfícies esféricas. Esse eixo recebe o nome de **eixo principal**.

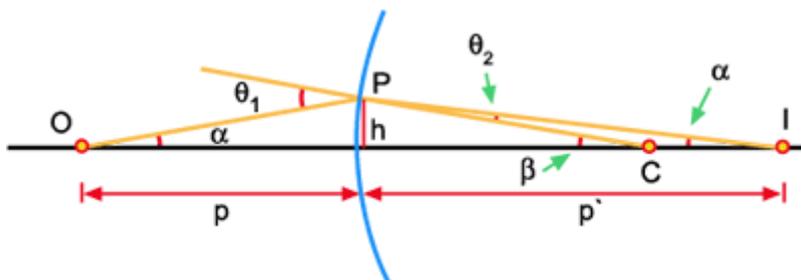
Em todo referencia de Gauss, consideramos o eixo das abcissas (o eixo  $x$ ) com uma orientação contrária àquela da direção de incidência da luz. O eixo  $x'$  tem a mesma orientação da direção da luz. No caso das lentes e de um dióptro, essa escolha corresponde ao que é apresentado na figura abaixo. Isso continua válido para o espaço objeto.



Arte: Alterar figura indicar o eixo principal

Pode-se utilizar um único sistema de referencia, desde que adotemos uma convenção diferente daquela adotada em relação às coordenadas abscissas.

No caso de um dióptro esférico adotamos a origem desse sistema de coordenadas único como estando localizado no vértice do dióptro. No caso de uma lente delgada admitimos que não faça muita diferença adotarmos um vértice ou outro, já que a espessura da mesma é muito reduzida. Adotamos a origem como estando num ponto eqüidistante das duas superfícies.



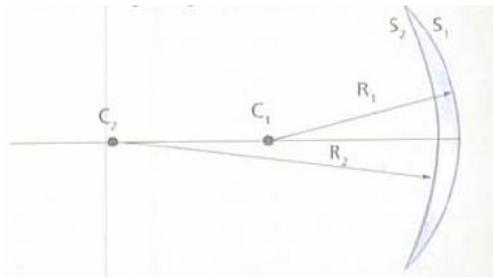
Designamos agora por  $p$  a coordenada, num referencial de Gauss de um ponto objeto. Adotamos a convenção de que a coordenada  $p$  assumirá valores positivos se o objeto estiver na frente da interface separando os dois meios (objeto real) e negativo se o objeto estiver atrás dessa superfície (objeto virtual). A isso corresponderia, no espaço imagem, uma coordenada positiva.

Designamos por  $p'$  a coordenada  $x$  do ponto Imagem nesse único referencial, para imagens e objetos. Convencionamos que essa coordenada assume valores positivos se a imagem é formada atrás da lente (ou do outro lado do dióptro). Nesse caso, a imagem é real. A coordenada  $p'$  assume valores negativos se a imagem for virtual (isto é, se forma na frente do dióptro, ou da lente).

A coordenada  $C$  está associada à abscissa do centro de curvatura da lente. No entanto fica agora convencionado que  $C$  assume valores negativos se o centro de curvatura estiver na frente da superfície de separação entre os dois meios.  $C$  é uma coordenada positiva, se o centro de curvatura estiver na frente da segunda superfície de separação. Em módulo  $C$  assume o valor do raio. Temos assim, que  $C$  pode assumir dois valores:

$$C = \begin{cases} R & \text{se o centro estiver atrás da lente} \\ -R & \text{se o centro estiver na frente da lente} \end{cases}$$

A coordenada  $y$  de um ponto objeto (ou  $y'$ , do ponto imagem) não requer nenhum tipo de convenção. Ou seja, elas assumem valores positivos acima do eixo  $x$  e valores negativos abaixo do eixo  $x$

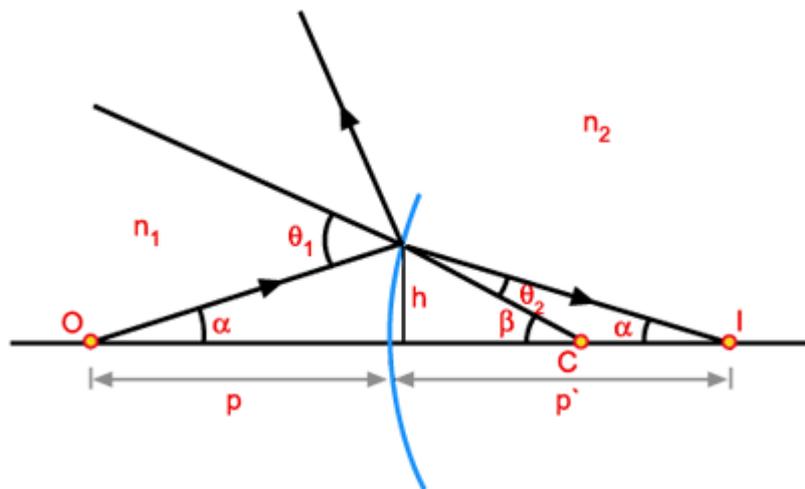


Assim temos uma importante diferença de referenciais Gaussianos em comparação com os espelhos esféricos, uma vez que adotamos a convenção de que a coordenada  $x$  tem, na verdade, duas orientações. Adotamos uma orientação para o objeto e uma outra orientação (oposta a essa), para a imagem. Para o centro de curvatura, a coordenada  $R$ , adotamos a mesma orientação, ou convenção válida para a imagem.

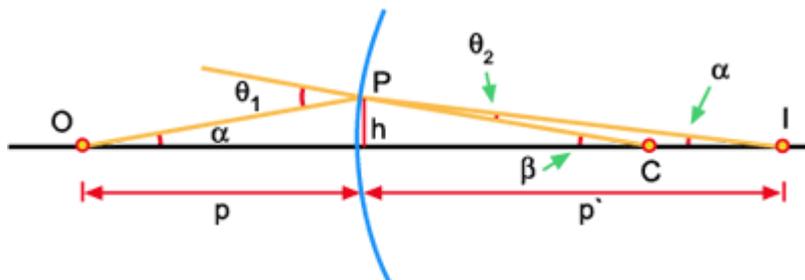
A conclusão é que adotamos dois sistemas de referenciais. Adotamos os sinais do espaço objeto para os objetos e adotamos, por convenção, as coordenadas do espaço imagem para as imagens.

### Imagem num dioptró esférico

Para procedermos ao estudo analítico do processo de formação de imagem numa lente, vamos estudar a imagem de um objeto puntiforme diante de um dioptró esférico. Os dois meios transparentes serão assumidos possuindo índices de refração  $n_1$  e  $n_2$  e separados por uma superfície esférica de raio  $R$ . O objeto está no ponto  $O$  e a imagem se formará no ponto  $I$  o qual se encontra no eixo passando pelo centro de curvatura  $C$  e o objeto  $O$ . As coordenadas da imagem  $I$  e do objeto são  $p$  e  $p'$ .



Consideremos primeiramente um raio incidente proveniente de O formando um ângulo  $\alpha$  com a horizontal e  $\theta_1$  com a normal à superfície. Este raio é refratado formando um ângulo  $\theta_2$  com a normal e um ângulo  $\gamma$  com a horizontal. O conjunto de raios refratados formará a imagem em I do objeto.



Admitiremos que todos os ângulos são pequenos e que, portanto, as seguintes aproximações são válidas:

$$\text{sen } \theta_1 \cong \theta_1$$

$$\text{sen } \theta_2 \cong \theta_2$$

$$\alpha \cong \frac{h}{p}$$

$$\beta \cong \frac{h}{R}$$

$$\gamma \cong \frac{h}{p'}$$

Ou seja, estamos considerando um óptica dos raios para-axiais.

De acordo com a Lei de Snell teremos

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

Admitindo que os ângulos são pequenos, teremos uma relação simples entre os ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$ :

$$n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2$$

Lembramos agora que num triângulo qualquer um ângulo exterior é igual à soma dos ângulos interiores opostas à ele. Se utilizarmos esse resultado para os triângulos OPC e IPC podemos afirmar que valem as relações

$$\theta_1 = \alpha + \beta$$

$$\theta_2 = \beta - \gamma$$

Usando a Lei de Snell para ângulos pequenos e substituindo  $\theta_1$  e  $\theta_2$  por esses valores temos

$$n_1 \alpha + n_2 \gamma = (n_2 - n_1) \beta$$

Utilizando a seguir as aproximações mostradas acima para  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  teremos

$$\frac{n_1}{p} + \frac{n_2}{p'} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

Em termos da abscissa do centro de curvatura  $C$ , escrevemos:

$$\frac{n_1}{p} + \frac{n_2}{p'} = (n_2 - n_1) \frac{1}{C}$$

No limite em que o raio tende a infinito reproduzimos o resultado já conhecido para o dióptro plano:

$$\frac{p}{p'} = -\frac{n_1}{n_2}$$

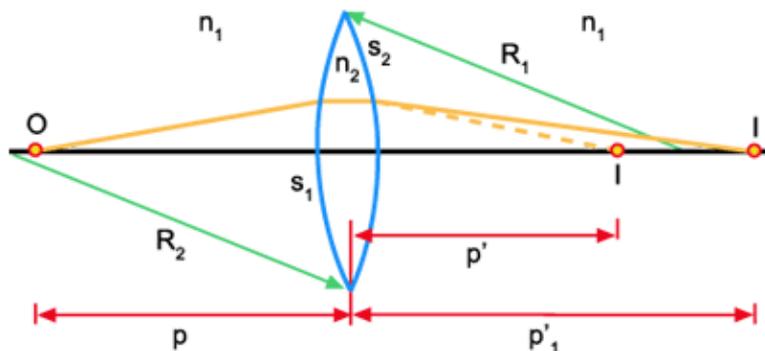
Vemos assim, que considerando raios para-axiais, a equação do dióptro esférico é semelhante à equação para os espelhos esféricos.

## A equação dos fabricantes de lentes

A idéia básica ao lidarmos com as lentes, e que nos permite determinar a localização da imagem, é que esta ao ser formada pelo primeiro dióptro se torna o objeto para o segundo dióptro.

Vamos considerar um objeto O, diante de uma lente. Em seguida consideramos a figura (000). A imagem  $I_1$  conjugada pelo primeiro dioptro (de raio  $R_1$ ) tem abscissa  $p'_1$  de tal forma que utilizando a equação anteriormente obtida para um dioptro esférico, podemos escrever:

$$\frac{n_1}{p} + \frac{n_2}{p'_1} = (n_2 - n_1) \frac{1}{C_1}$$



A imagem  $I_1$  é o objeto (virtual nesse caso) para o dioptro de superfície  $S_2$  com raio  $R_2$ . Para essa superfície temos (lembrando que o objeto é agora virtual para a superfície  $S_2$  e que, portanto  $p_2 = -p'_1$ ) Podemos escrever para o segundo dióptro.

$$-\frac{n_2}{p'_1} + \frac{n_1}{p'} = (n_1 - n_2) \frac{1}{C_2}$$

Onde  $C_2$  é coordenada abscissa do centro de curvatura do segundo dioptro.

Somando agora as duas últimas equações obtemos

$$\frac{n_1}{p} + \frac{n_1}{p'} = (n_1 - n_2) \left( \frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2} \right)$$

Dividindo a equação anterior por  $n_1$  obtém-se

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2} \right)$$

Esta equação é conhecida como **equação dos fabricantes de lentes**. Ela se torna inteiramente análoga à equação dos espelhos esféricos se definirmos a abscissa focal  $f$  através da relação

$$\frac{1}{f} = \frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2} \right).$$

Utilizando essa definição, podemos escrever a equação dos fabricantes de lentes sob a forma:

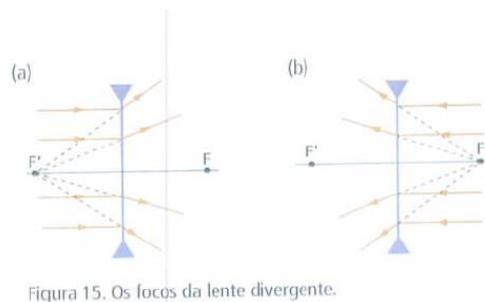
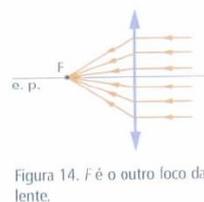
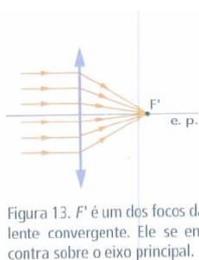
$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

que é uma equação que tem uma forma análoga á aquela dos espelhos esféricos.

No caso em que uma das superfícies for plana, a equação se aplica igualmente, ela é até mais simples nesse caso, pois, basta tomarmos o raio de uma delas tendendo ao infinito. Por exemplo, se o primeiro dioptro for plano e o segundo for esférico de raio R a equação dos fabricantes se torna

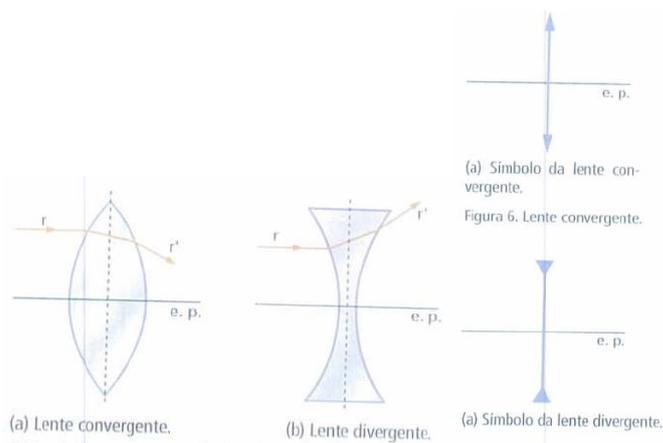
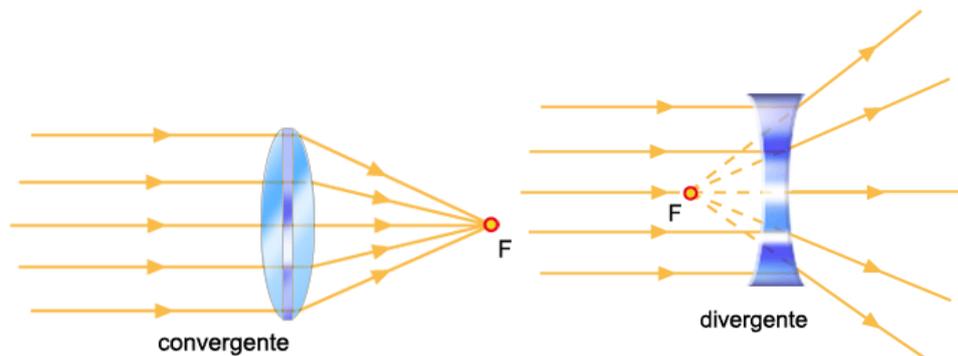
$$\frac{1}{f} = - \frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{C_2} \right)$$

A relevância da distância focal de uma lente pode ser analisada quando consideramos raios incidentes paralelamente ao eixo principal de uma lente. Nesse caso as lentes se dividem em duas categorias. Nas lentes convergentes os raios convergem para um ponto (o foco da lente). Este é o significado físico da distância focal. Ela nos dá a que distância da lente haverá a convergência dos raios paralelos. As lentes de borda fina são convergentes.




---

Se a lente for divergente então os raios refratados não convergem para um ponto. No entanto, o prolongamento desses raios converge num ponto – o foco. As lentes de borda espessa são divergentes.



Em termos dos raios, a

Lentes Convergentes	Lentes Divergentes
<i>biconvexa</i>	<i>bicôncava</i>
$\frac{1}{f} = \frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$	$\frac{1}{f} = -\frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$
<i>Côncavo - convexa</i>	<i>Convexo - côncava</i>
$\frac{1}{f} = \frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( -\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$	$\frac{1}{f} = -\frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$
<i>plano - convexa</i>	<i>bicôncava</i>
$\frac{1}{f} = \frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{R_2} \right)$	$\frac{1}{f} = -\frac{(n_2 - n_1)}{n_1} \left( \frac{1}{R_1} \right)$

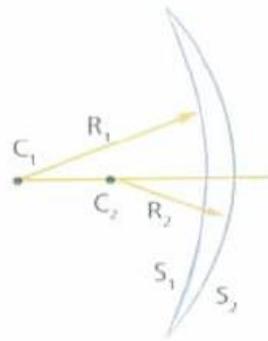


Figura a. Lente côncavo-convexa:  $R_1 > R_2$ .

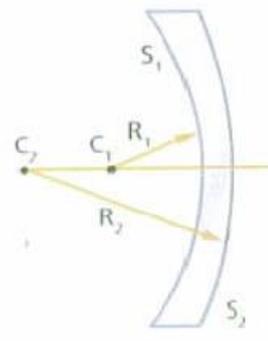


Figura b. Lente convexo-côncava:  $R_2 > R_1$ .

Nota-se, portanto que:

$$f = \begin{cases} >0 & \text{para lentes convergentes} \\ <0 & \text{para lente divergentes} \end{cases}$$

Assim, de acordo com as convenções anteriores, as lentes convergentes têm a distância focal positiva e lentes divergentes têm a distância focal negativa.

Tomemos, para ilustrar esse ponto, o ponto  $p$  tendendo para infinito (os raios vão agora se tornando paralelos). Para um objeto no infinito  $p \rightarrow \infty$  a imagem acontece no ponto

$$\frac{1}{p'_\infty} = \frac{1}{f}$$

ou seja, a imagem está localizada num ponto que coincide com o foco da lente.

A rigor, temos dois focos, pois tudo depende da direção de incidência da luz.

## Método gráfico para as lentes finas

O método gráfico é muito útil para determinarmos as características da imagem (real, virtual, invertida ou não, maior ou menor). No entanto deve-se tomar algum cuidado com ele. O principal deles é o de se assegurar de que se escolha até três raios luminosos que passam efetivamente por um dos focos, que incida paralelamente ao eixo principal e que passe pelo centro ótico da lente.

O centro ótico é um ponto no interior da lente tal que a um raio luminoso ao incidir sobre ele experimenta apenas um desvio (vide fig xxx).



Fig. No caso de lentes simétricas, o centro óptico se situa em um ponto equidistante dos vértices dos dióptros.

O desvio é tanto maior quanto mais espessa for a lente. Para lentes delgadas é de se esperar que, nessa aproximação, um raio passando por ele experimenta um desvio desprezível (vide fig xxx)

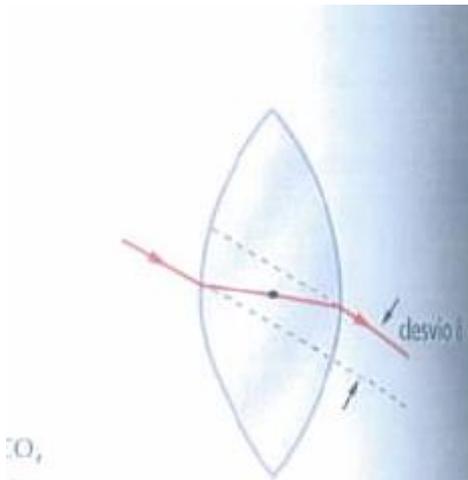
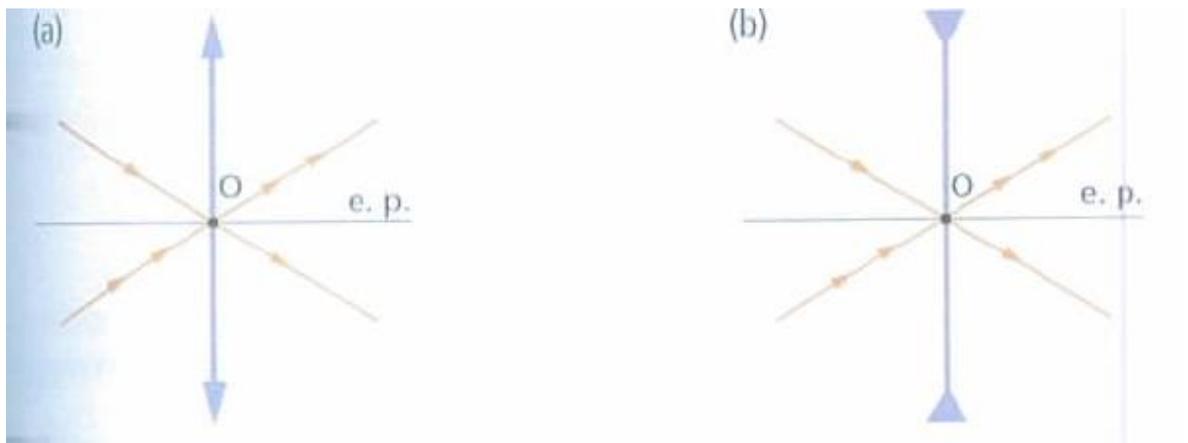


Fig. Um raio que passa pelo centro óptico experimenta apenas um desvio, que se torna desprezível quando a lente é muito fina.

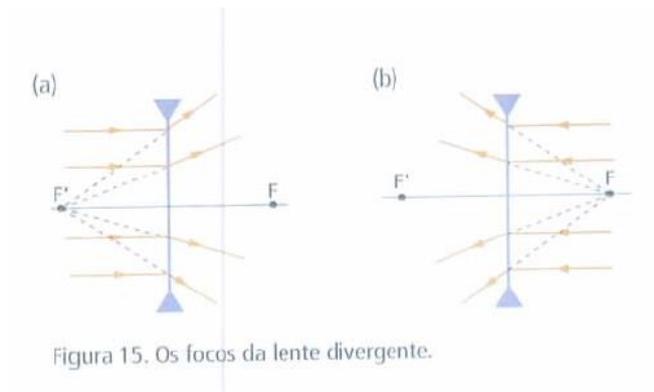
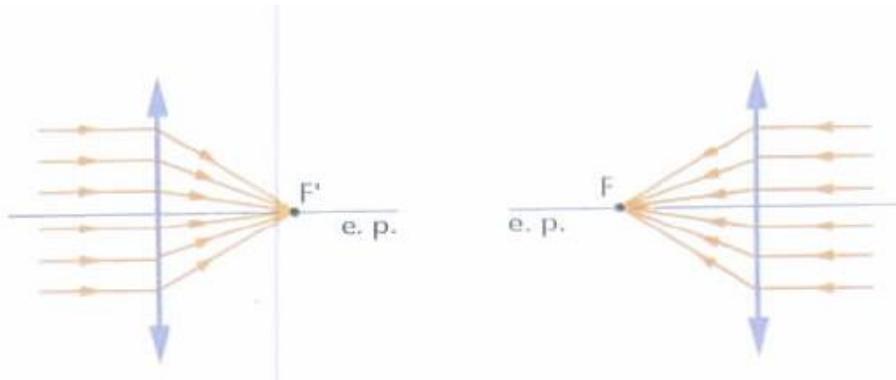
Para a utilização do método gráfico basta que consideremos dois dentre três dos seguintes raios que se originam do objeto.

Raio 1 – raio incidente passando pelo centro óptico da lente. Nesse caso ele prossegue na aproximação de lentes finas, sem se desviar.



Raio 2 – raio incidente paralelamente ao eixo principal da lente. Nesse caso, o raio será refratado passando pelo foco (ou seu prolongamento, no caso das lentes divergentes).

---



Raio 3 – raio incidente passando por um dos focos será refratado saindo paralelamente ao eixo principal.

---

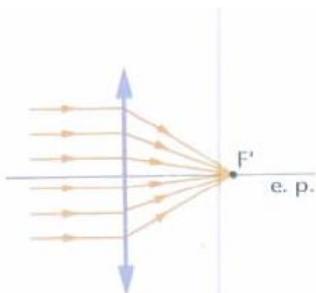


Figura 13.  $F'$  é um dos focos da lente convergente. Ele se encontra sobre o eixo principal.

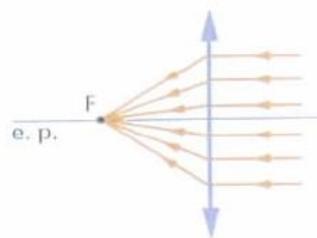


Figura 14.  $F$  é o outro foco da lente.

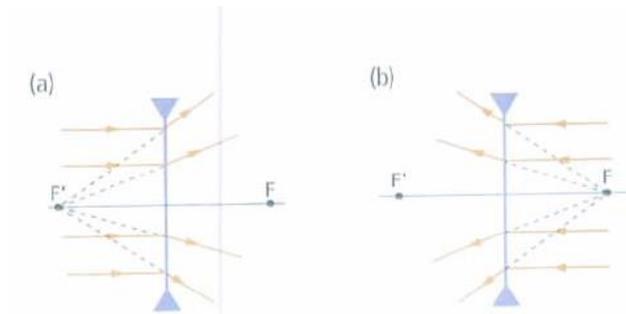
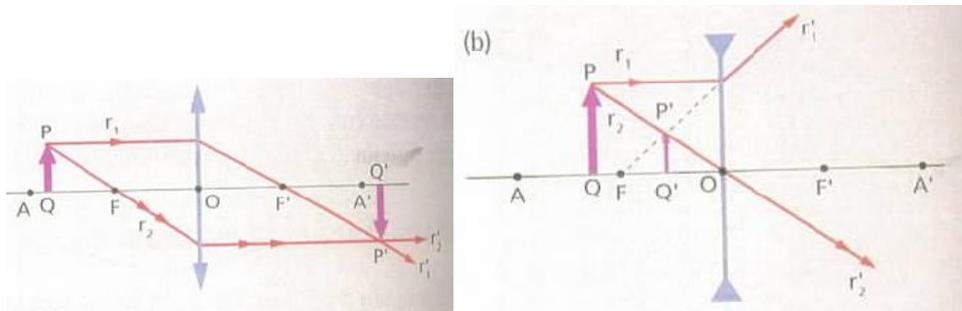


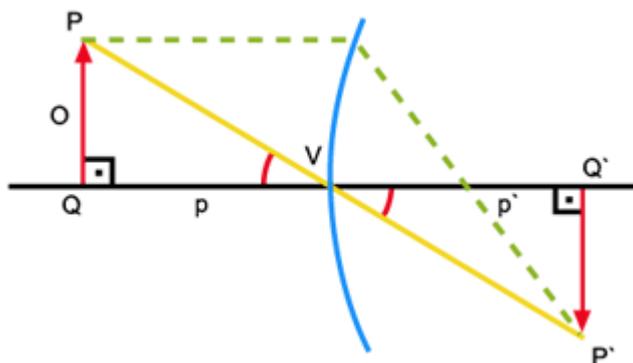
Figura 15. Os focos da lente divergente.

Nas figuras (000) e (000) apresentamos dois exemplos de determinação da imagem pelo método gráfico.



### Estudo analítico - aumento linear

Consideremos agora um objeto disposto frontalmente a uma lente delgada. As dimensões do objeto na direção horizontal serão assumidas desprezíveis. As coordenadas do objeto são as coordenadas  $(o, p)$  associado ao seu extremo (o) e à sua localização no eixo das abcissas ( $p$ ). Aquelas associadas à imagem são  $(i, p')$  ( $i$  para o extremo) e  $p'$  para a abcissa.



Analisando a figura (000), os triângulos semelhantes PQV e P'Q'V temos

$$\frac{|Q'P'|}{|QP|} = \frac{|VQ'|}{|VQ|}.$$

Como

$$\begin{array}{ll} |QP| = 0 & |Q'P'| = -i \\ |VQ| = p & |VQ'| = p' \end{array}$$

tem-se da semelhança de triângulos que

$$\boxed{\frac{i}{o} = -\frac{p'}{p}}.$$

Portanto, o aumento linear A é tal que

$$A \equiv \frac{i}{o} = -\frac{p'}{p}.$$

---

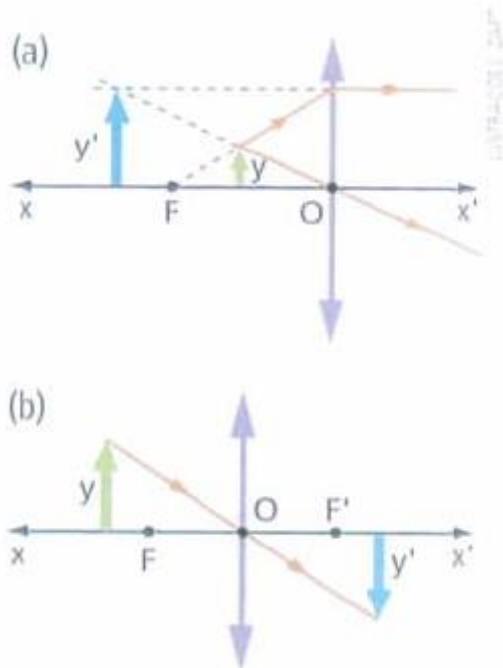
Lembramos que de acordo com nossa notação, os elementos da expressão acima são:

p = abcissa do objeto

p' = abcissa da imagem

o = ordenada do objeto

i = ordenada da imagem



arte: alterar a primeira

Assim, a situação das lentes pode ser resumida assim:

objeto real	$p > 0$
objeto virtual	$p < 0$
imagem real	$p' > 0$
imagem virtual	$p' < 0$
imagem direita	$y' > 0$
imagem invertida	$y' < 0$
lente convergente	$f > 0$
lente divergente	$f < 0$

## Arranjo de Lentes

Arranjos de lentes desempenham um papel fundamental em se tratando de instrumentos ópticos. Um caso típico é aquele de uma lente fotográfica sofisticada.



Quando dispomos lentes ao longo de um eixo principal comum a todas elas, continua válida uma expressão da forma (000).

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f_e}$$

Onde agora  $f_e$  é a abcissa focal da lente equivalente ao conjunto. Para determina-la, lembramos que as lentes podem estar justapostas (uma ao lado da outra) ou colocadas a certas distâncias umas das outras.

No caso de lentes justapostas o conjunto é equivalente a uma única lente cuja abcissa focal pode ser expressa como:

$$\frac{1}{f_e} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \dots + \frac{1}{f_n}$$

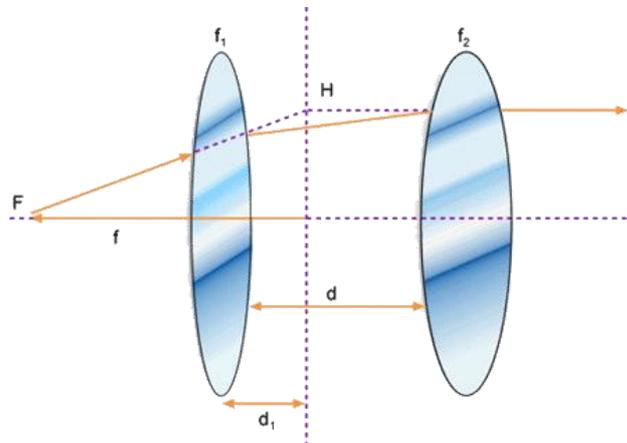
onde  $f_i$  é a distância focal da  $i$ -ésima lente.



Fig. Nas lentes para câmeras fotográficas sofisticadas fazemos uso de um arranjo de lentes

No caso em as lentes estão a distâncias diferentes, devemos analisar duas a duas. Assim, considerando-se duas lentes finas, de distâncias focais  $f_1$  e  $f_2$ , separadas por uma distância  $d$ , como mostrado na Fig. Pode-se mostrar, utilizando o método matricial que o a distância focal da lente equivalente é dada por:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}$$



## F-STOP DE UMALENTE

A capacidade de coletar luz de qualquer direção é proporcional á uma área equivalente ao diâmetro ( $D$ ) da lente ao quadrado. No entanto, no caso de uma máquina fotográfica, por exemplo, o que importa é a quantidade de luz atingindo a região na qual se forma a imagem (um filme, no caso das maquinais não-digitais). Pode-se mostrar que para um objeto extenso, a luz atingindo a imagem por unidade de área (a iluminação- $I$ ) é dada pela relação:

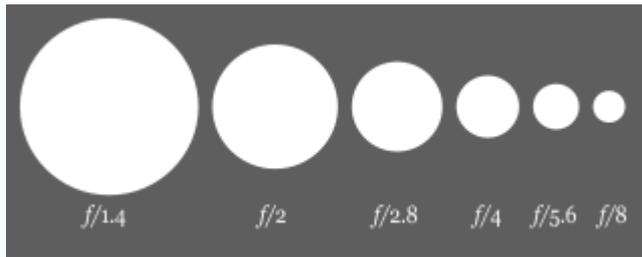
$$I = \left( \frac{D}{f} \right)^2$$

Onde  $d$  é o diâmetro de uma lente e  $f$  a sua distancia focal. De (000) segue que a grandeza física;

$$F = \frac{f}{D}$$

Cohecida como número  $F$ , ou  $F$ -stop, de uma lente utilizada em fotografia seja um parâmetro importante de uma lente. Uma lente com  $F=8$  é caracterizada como sendo uma lente  $f/8$ . Diz-se no jargão da fotografia que a “velocidade” da lente é  $f/8$ .

Assim o número  $F$  de uma lente dá uma medida da capacidade de uma lente de coletar luz no “lugar certo”. Numa boa câmera fotográfica pode-se conseguir diferentes  $f$ -stops para uma mesma lente (ou sistema óptico) através do controle da abertura do diafragma.

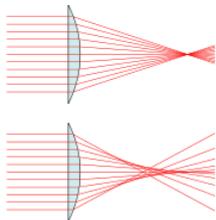


## ABERRAÇÕES NAS LENTES ESFÉRICAS

As lentes exibem, por diversas razões, aberrações. Em geral, as lentes não formam imagens perfeitas, no sentido discutido anteriormente. O estudo sistemático das aberrações em sistemas ópticos em geral, é um dos problemas cujo estudo é realizado no contexto da óptica geométrica. Isto requer, no entanto, uma análise matemática um tanto quanto complexa. O objetivo dessas análises das aberrações é assegurar, através do design de uma lente, corrigir as aberrações. Faremos aqui apenas um resumo das aberrações mais comuns em lentes esféricas.

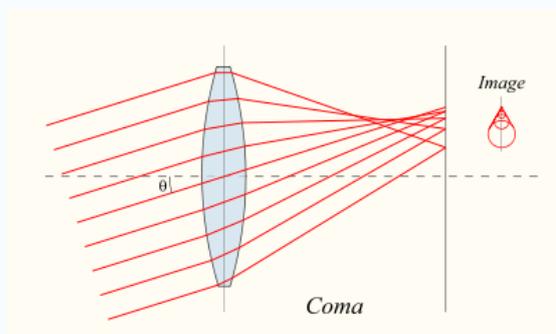
### Aberração Esférica

Essa aberração resulta do desvio da forma ideal da superfície da lente. Ocorre por falta de esfericidade da mesma. Resulta, assim, de defeitos na fabricação da lente. Em geral a consequência da aberração é que num feixe de raios luminosos paralelos os raios mais próximos do eixo principal sejam focalizados em pontos diferentes daqueles dos raios mais distantes do eixo. A imagem de um objeto fica um pouco (ou muito) embaçada.



### Coma

A palavra Coma é resultado da aparência da imagem distorcida produzida por uma lente (uma aberração) cujo formato, devido á existência de uma calda, lembrando um cometa. Raios que passam através do centro da lente formando um determinado ângulo são focalizados em pontos a uma distancia que depende desse ângulo. O resultado, analisando outros raios é que um feixe de raios paralelos, é que a imagem formada tem a forma de um anel. A soma de todos esses anéis resulta numa forma em V, ou na forma de um cometa.



### Aberração Cromática

Como as lentes são compostas por materiais com índices de refração dependentes da frequência, uma lente também provoca a dispersão da luz. Como resultado não há como evitar, em maior ou menor grau esse efeito. Assim, se para um comprimento de onda, essa componente da luz passar

pelo foco, as demais, rigorosamente não passarão. O resultado são franjas coloridas no entorno da imagem.

