

ÓPTICA T6

(6.1)

→ ASPECTOS FAMILIARES DA INTERACÇÃO DA LUZ COM A MATÉRIA.

Vou agora falar um pouco mais das cores. Como já foi referido anteriormente, designa-se luz branca a luz que possui uma distribuição equitativa de todas as frequências da luz visível.

Do mesmo modo, uma superfície que "refleta" de modo equitativo todas as frequências, e quando é iluminada com luz branca, também vai parecer branca.

Se for iluminada com luz de apenas uma cor, então vai parecer ter essa cor.

A cor com que vemos um objecto depende da luz com que nós o iluminamos!

Quando a luz não tem uma distribuição equitativa, parece ter uma cor, mas para a nossa vista essa cor não está necessariamente ligada às frequências que compõem a luz.

Isto prova o nosso olho combina o que vê, e ~~isso~~ ^{gera} uma sensação visual que o nosso cérebro interpreta.

No início do séc XIX T. Young mostrou que ^{todas} as cores visíveis podem ser produzidas através da mistura de 3 feixes de luz com frequências distintas diferentes.

Quando essas 3 frequências produzem uma sensação de luz branca, para o nosso cérebro, digamos que se trata de um conjunto de cores primárias.

Não existe um único conjunto, mas o mais utilizado é o R (RED), GREEN e BLUE (RGB). Este é o conjunto que se usa nos ecrãs de TV, mas por exemplo nos impressoras usa-se o CYAN, YELLOW, MAGENTA.

Duas cores dizem-se complementares quando sobrepostas geram branco

Por outro lado, — a cor diz-se Saturada (3)
qdo ~~no~~ ~~o~~ ~~com~~ ~~o~~ branco (Por exemplo Rosa = Vermelho + branco, logo o Rosa ~~no~~ é saturado).

Vejam agora o qe acontece qdo os materiais
têm bandas de absorção no visível. Diz-se nesse
caso qe têm absorção seletiva (de alguns feixes)

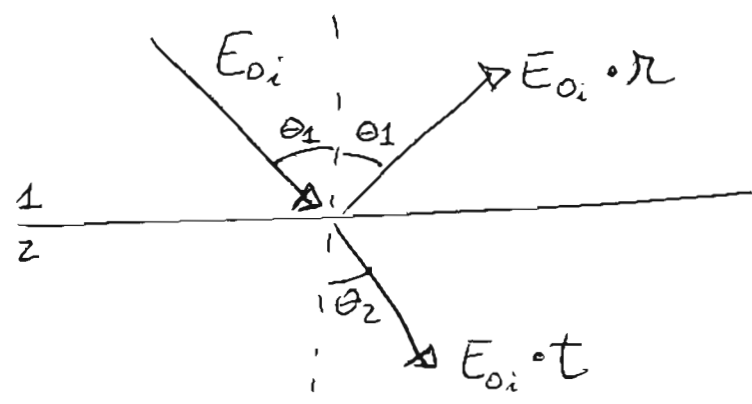
Por exemplo a água absorve no infra-vermelho, e
essa banda de absorção ~~estende-se~~ ligeiramente para o
vermelho. Dessa absorção no vermelho, resulta qe a água
tem uma ligeira tonalidade no Azul-verde.

Outro exemplo, o vidro — vidro qe absorve no
azul, então deixa passar o verde + vermelho = amarelo!

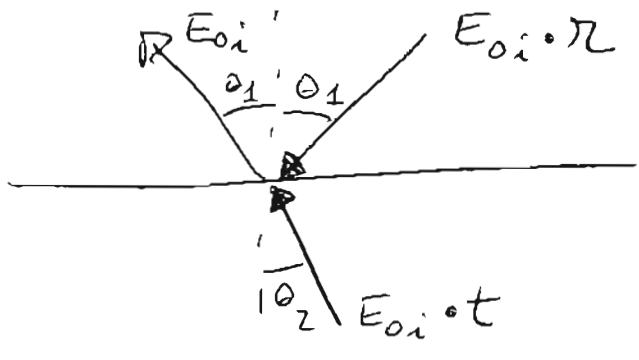
→ TRATAMENTO DE STOKES

Dagui a algum tempo vamos utilizar este formalismo
para facilitar a descrição de alguns fenômenos,
por isso vamos começar por o apresentar agora.

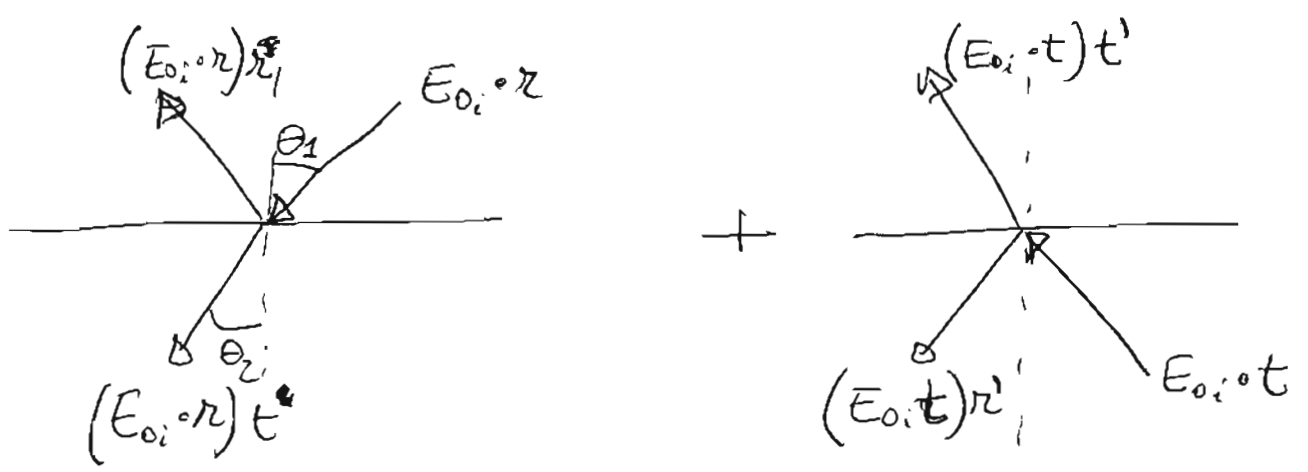
já vimos que isso:



E sabemos que (Pelo Princípio de Fermat) que esta situação tem que ser reversível:



Mas para que isto aconteça, tem que ser:



Para qe des seja uma equação:

⑤

$$\begin{cases} E_{oi} = (E_{oi} \cdot r) r + (E_{oi} t) t \\ 0 = (E_{oi} \cdot r) t' + (E_{oi} t) r' \end{cases}$$

$$\begin{cases} 1 = r \cdot r + t \cdot t \\ 0 = r t' + t r' \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} t t' = 1 - r^2 \\ r = -r' \end{cases}$$

escrevendo agora explicitamente a dependência dos ângulos.

$$\begin{cases} t(\theta_1) \cdot t'(\theta_2) = 1 - r^2(\theta_1) \\ r'(\theta_2) = -r(\theta_1) \end{cases}$$

O sinal menos (-) na segunda equação significa qe há uma diferença de fase (180°) entre as ondas refletidas internamente e externamente. (Tal como já vimos visto).

Para já não iremos expandir este raciocínio, mas mais tarde iremos voltar a utilizar este raciocínio.

Cap. V - ÓPTICA

6

GEOMÉTRICA

EH 5.1

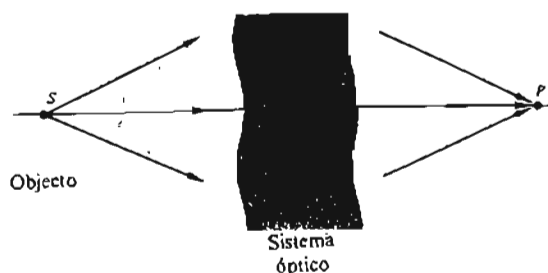


Figura 5.1 Ondas convergentes e divergentes.

Conhecemos por defensor o ponto focal:

O ponto a partir do qual a onda esférica diverge, ou para o qual converge é o ponto focal do feixe de raios.

Se a cada feixe de raios que diverge de S corresponde a um feixe de raios que converge para P, através de um sistema óptico, diz-se que esse sistema é significativo para os pontos S e P.

Se toda energia emitida por S chega a P, diz-se que o sistema forma a imagem perfeita de P.

Normalmente a perfeição não existe.

Por outro lado, pelo princípio da reversibilidade de ⑦
Se ~~se~~ P é a imagem de S, S será a imagem de P.
Por isso diz-se que S e P são pts conjugados

O que dissemos até agora é válido em qualquer situação,
Então prefê falar em óptica geométrica?

Porque na onda geométrica desprezamos os efeitos
da Difração:

O que é a difração? é o espalhamento que a luz
sofre sempre que atravessa um dióptrio (uma lente, um
abertura, etc.) Iremos falar mais sobre a difração, mas
por enquanto basta pensar que a luz tem uma tendência
natural para se espalhar.

Como existe sempre Difração, diz-se que um sistema
óptico está sempre limitado por Difração.

A medida que o comprimento de onda ^{diminui} (e reduz as
dimensões dos elementos do sistema óptico) os efeitos de
difração reduzem-se!

Ou seja, no limite em que $\lambda \rightarrow 0$ os efeitos (8)
 de difração são desprezíveis. É exatamente esse
 o limite da óptica geométrica.

De outro modo, na óptica geométrica ignoramos
 os efeitos ondulatórios da radiação, e consideramos apenas
 a propagação linear da radiação.

Vejamos agora alguns elementos ópticos comuns:

→ lentes

Vamos começar por ver

o que se passa na primeira

"face" da lente:



EX. 5.3

Quando se pretende obter
 uma imagem perfeita de S
 em P, será de esperar
 que todos os raios de uma
 o mesmo comprimento de onda

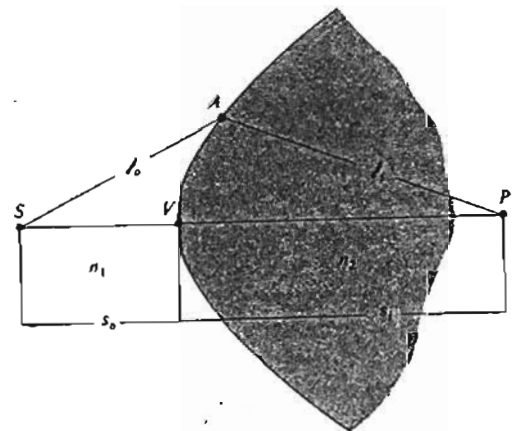


Figura 5.3 Oval de Descartes.

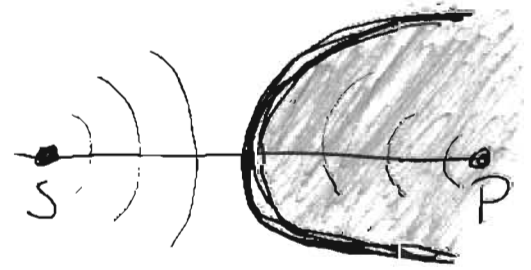
Dito de outra maneira: o caminho óptico deverá ser o mesmo, qualquer que seja o ponto A (sobre a superfície) por exemplo:

$$l_o n_1 + l_i n_2 = \Delta_o n_1 + n_2 \Delta_i = \text{constante}$$

em que Δ_o e Δ_i são as distâncias objeto e imagem medidas a partir do vértice, ou seja, no eixo óptico que é definido entre S e P.

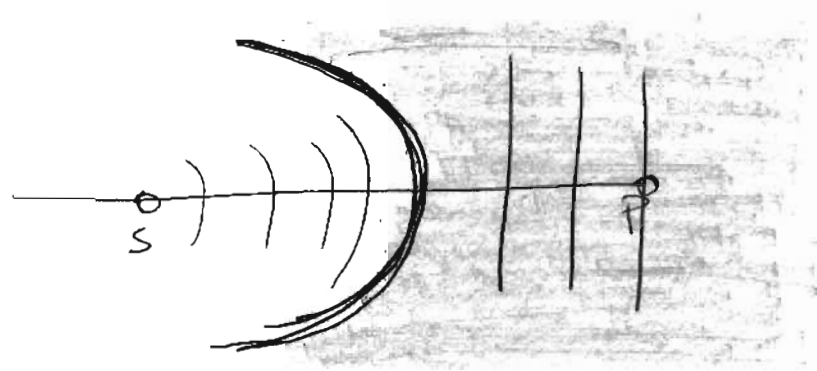
Como é que se pode perceber o que se passa? É simples: Quando a luz passa do meio 1 para o 2 a sua velocidade altera-se. E como é o tempo que é constante, a distância não é "óptica", o que interessa é o percurso óptico.

Seja como for, esta expressão mostra que o Ponto S é conjugado do Ponto P. Se pensarmos em frentes de onda, as frentes divergentes, que divergem de S, são transformadas pela interface em frentes convergentes, para P.



interface
 Se a ~~lente~~ ~~de~~ ~~uma~~ ~~lente~~ viver outra forma, que
 não seja a definida por ($n_1 l_o + n_2 l_i = \text{constante}$), então
 teremos outros comportamentos.

Por exemplo:



Se agora pensarmos que temos 2 interfaces numa lente,
 não é difícil pensar o que se passa:

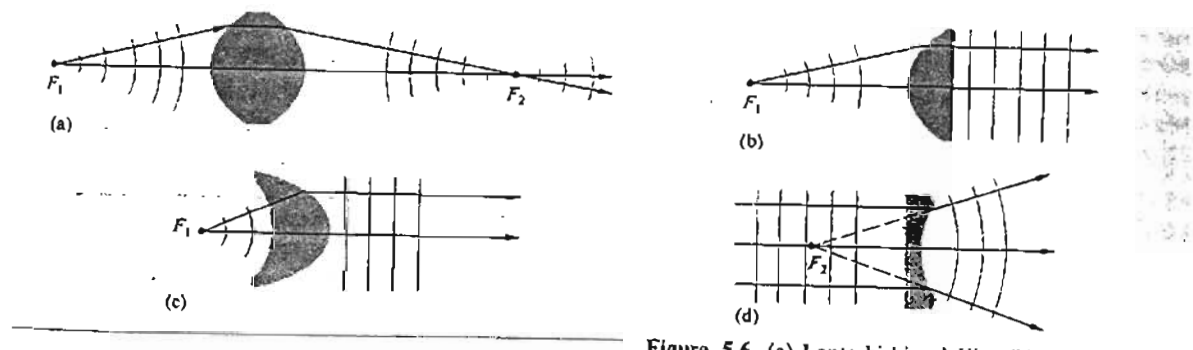


Figura 5.6 (a) Lente bi-hiperbólica (b) Lente convexa plano-hiperbólica (c) Lente esfero-elíptica (d) Lente plano-hiperbólica

lentes biconvexas

lentes bicôncavas

Eventualmente algumas das superfícies das lentes podem
 ser planas, ~~mas~~ mas já vamos falar melhor sobre
 isso.

Vamos agora escrever o que se passa em termos da refração num dióptro esférico.

EH 5.8

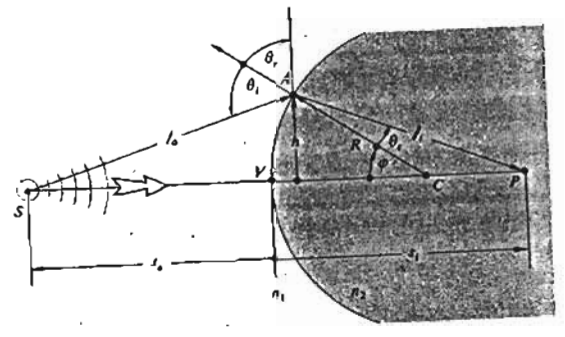
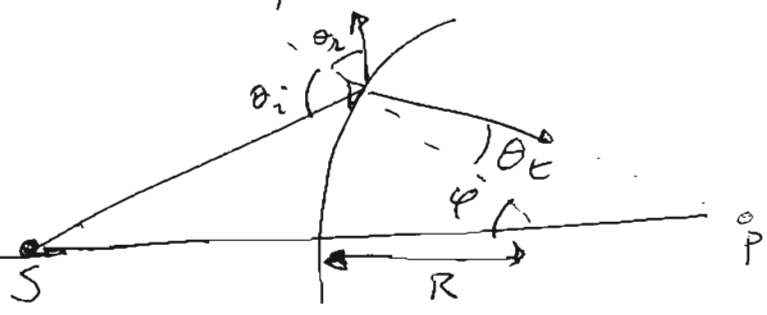


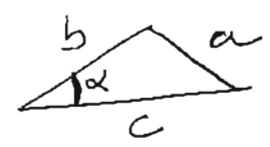
Figura 5.8 Refração num dióptro esférico.



O percurso óptico é $\overline{PO} = n_1 l_o + n_2 l_i$

Obtido para o Triângulo SAC, e sabendo que

$$a^2 = b^2 + c^2 - 2bc \cos \alpha$$



Podemos escrever:

$$l_o = \sqrt{R^2 + (s_o + R)^2 - 2R(s_o + R) \cos \phi}$$

e do Triângulo ACP temos:

$$l_i = \sqrt{R^2 + (s_i - R)^2 - 2R(s_i - R) \cos \phi}$$

EH 5.9

Agora, relembrando o Princípio de Fermat, todos os pontos que se encontram segundo o círculo com ϕ constante, devem ter o mesmo percurso óptico

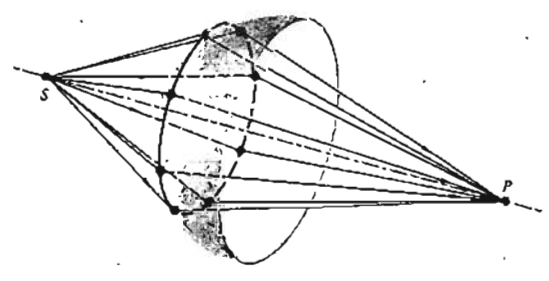


Figura 5.9 Raios incidentes num dióptro segundo o mesmo ângulo.

$$\overline{PO} = n_1 \left[\sqrt{R^2 + (s_o + R)^2 - 2R(s_o + R)\cos\varphi} \right] + \\ + n_2 \left[\sqrt{R^2 + (s_i - R)^2 - 2R(s_i - R)\cos\varphi} \right]$$

Fazendo $\frac{\partial \overline{PO}}{\partial \varphi} = 0$ (Princípio de Fermat)

$$\frac{n_1 R (s_o + R) \operatorname{sen} \varphi}{2l_o} - \frac{n_2 R (s_i - R) \operatorname{sen} \varphi}{2l_i} = 0$$

que pode ser re-escrito:

$$\frac{n_1}{l_o} + \frac{n_2}{l_i} = \frac{1}{R} \left[\frac{n_2 s_i}{l_i} - \frac{n_1 s_o}{l_o} \right]$$

Vamos agora fazer uma aproximação importante. Vamos admitir que φ é pequeno, ou seja, estamos a considerar pontos próximos do eixo óptico. (Paraxiais)

$$\text{Se } \varphi \approx 0 \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \cos \varphi = 1 + \dots \\ \operatorname{sen} \varphi = \varphi + \dots \end{array} \right\}$$

Neste limite de validade, $l_o \approx s_o$ e $l_i \approx s_i$ e

podemos escrever

$$\boxed{\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{n_2 - n_1}{R}}$$

Equação para
Raios Paraxiais

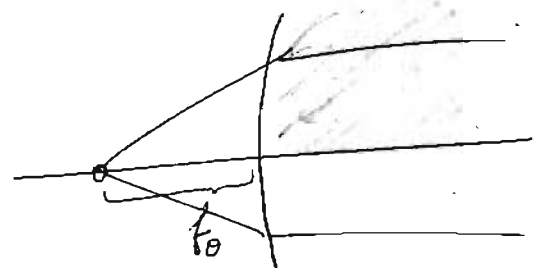
Nesta aproximação admitte-se que a frente de onda associada emergente oriunda a estes raios paraxiais é essencialmente esférica e dá origem a uma imagem "perfeita", localizada à distância S_i do vértice V . (13)

Esta aproximação é chamada Paraxial (de 1ª ordem) ou Gaussiana.

No caso particular da imagem do objecto se formar no infinito ($S_i = \infty$), temos, por definição $S_o = f_o$

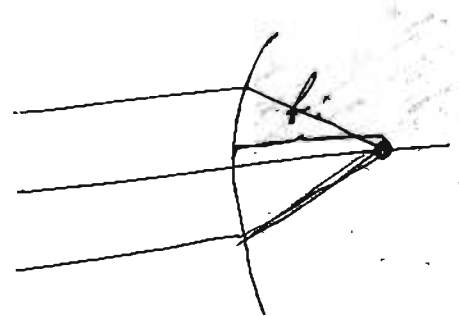
$$\frac{n_1}{f_o} + \frac{n_2}{\infty} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

$$f_o = \frac{n_1}{n_2 - n_1} R$$



De modo análogo, qdo o objecto está em ∞ , e a imagem se forma em $S_i = f_i$

$$f_i = \frac{n_2}{n_2 - n_1} R$$



~~Distâncias~~ f_i e f_o são as distâncias focais da imagem e do objecto.

De referir que até agora admitimos que todas estas grandezas eram positivas (S_o, S_i, R, f_o, f_i)

S_o } é positivo para a esquerda de V
 f_o }

S_i } é positivo para a direita de V
 f_i }

R é positivo se estiver à direita de V (centro)

[X_o é positivo à esquerda de F_o
 X_i é positivo à direita de F_i

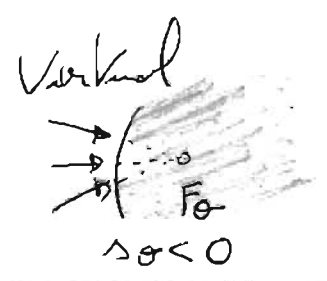
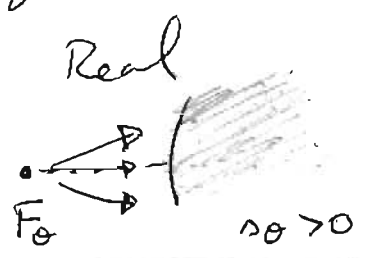
(Ainda não falamos de X_o e X_i , — é melhor apresentar já todos).

Finalmente, não anda que falar em objectos (reais e virtuais)

reals e virtuais:

Quando os raios parecem divergir de um ponto esse ponto é chamado Real

Quando os raios parecem convergir de um ponto esse ponto diz-se Virtual



Quando os raios parecem convergir para um ponto
essa imagem é chamada real

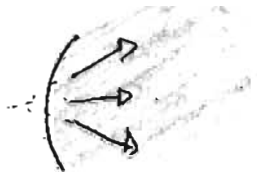
Quando os raios parecem divergir para um ponto
essa imagem diz-se virtual

Real



$s_i > 0$

Virtual



$s_i < 0$

E agora sim: O que é uma lente??

Uma lente é um sistema óptico constituído
por 2 ou mais dioptros, dos quais pelo menos
1 é curvo.

- Uma lente simples é uma lente composta por apenas
2 dioptros. Uma lente composta é constituída por vários elementos.
- Uma lente delgada é uma lente cuja espessura pode ser
desprezada. Uma lente espessa tal aproximação não é válida.

Aqui, qdo falamos de sistemas de várias lentes, vamos sempre
considerar sistemas centrados (cujos centros são sobre o eixo óptico).

Na tabela do lado direito
podem ver diferentes tipos
de lentes

- Convexas ou Positivas
(Convergentes)
- Côncavas (Divergentes)
ou Negativas.

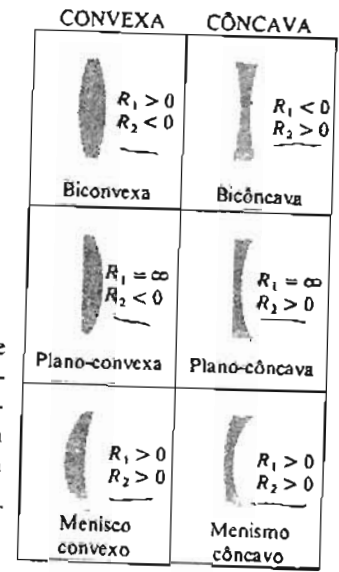


Figura 5.15 Seção de várias lentes simples esféricas centradas. A superfície da esquerda é a n.º 1, por ser a primeira a ser encontrada. O seu raio é R_1 .

De referir que de modo geral, uma lente é um sistema refringente, usado para alterar a forma das frentes de onda.

Uma lente até pode ser "simples" — bloco de faces paralelas, mas com um índice de refração não homogêneo, por exemplo em gradiente; Essas lentes chamam-se lentes GRIN (GRADIENT REFRACTIVE INDEX).

Hoje em dia são muito utilizadas, por exemplo, nos óculos bi-focais. Talvez já tenha visto alguns idosos de idade que utilizam óculos cujas lentes têm duas "partes" — uma para ver ao perto, outra para ver ao longe. Hoje em dia normalmente já não se usam essas "partes", porque o que muda é o índice de refração e não a curvatura da lente.

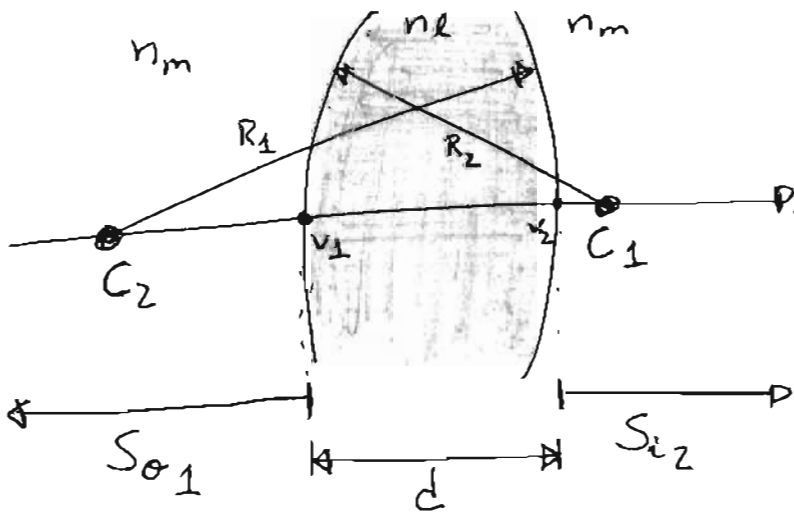
→ lentes Delgadas

já vimos que para um dióptro temos

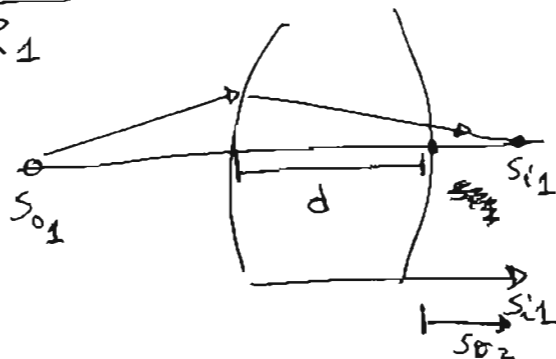
$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

Temos agora que pensar o que se vai passar qdo temos o outro dióptro próximo.

Vamos considerar a situação mais comum, em que temos uma lente de índice n_l rodeada de um meio de índice n_m .



$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_l}{s_{i1}} = \frac{n_l - n_m}{R_1}$$



Como S_{i1} está à direita de V_2 , para a 2ª interface (18)
o valor de S_{o2} é negativo!

$$S_{o2} = -S_{i1} + d$$

então para o 2º dióptro temos:

$$\frac{n_l}{-S_{i1} + d} + \frac{n_m}{S_{i2}} = \frac{n_m - n_l}{R_2}$$

Supondo, o que é natural, que $n_l > n_m$, e que $R_2 < 0$ (isto a convenção de sinais que foi apresentada), obtemos para lentes delgadas ($d \rightarrow 0$)

$$\frac{n_m}{S_{o1}} + \frac{n_m}{S_{i2}} = (n_l - n_m) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right] + \frac{n_l d}{(S_{i1} - d) S_{i1}}$$

$d \rightarrow 0$
 $n_m \sim 1$

$$\frac{1}{S_{o1}} + \frac{1}{S_i} = (n_l - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$$

Como fazemos $d \rightarrow 1$, isso significa que $V_1 = V_2 =$ centro da lente!

tal como já vimos para os dióptros:

$$f_i = \lim_{S_o \rightarrow \infty} S_i$$

$$f_o = \lim_{S_i \rightarrow \infty} S_o$$

Como é fácil de ver: $f_i = f_o$ (para lentes delgadas) (19)

$$\frac{1}{f} = (n_l - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$$

$$\boxed{\frac{1}{s_o} + \frac{1}{s_i} = \frac{1}{f}}$$

Esta é a fórmula de Gauss!

Na figura seguinte tem alguns exemplos de situações descritas pela eq anterior.

EH5.18

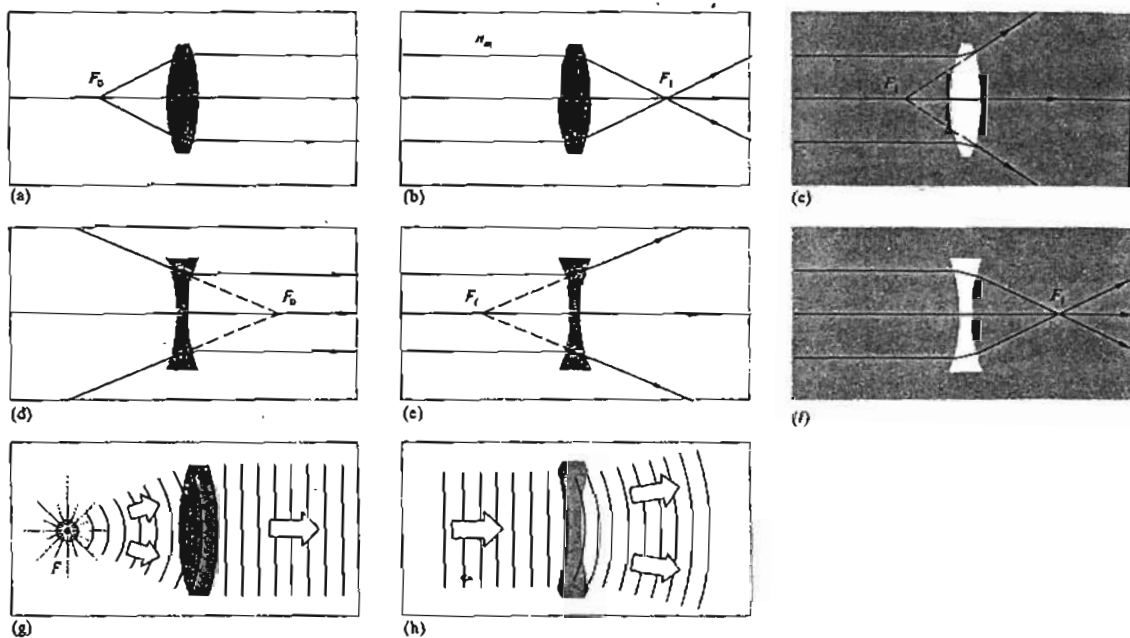
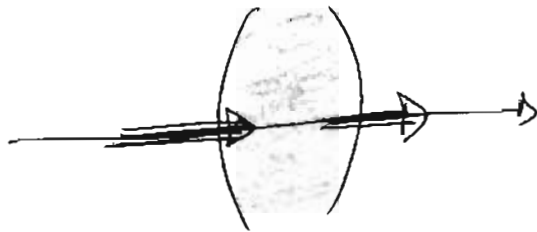


Figura 5.18 Distâncias focais em lentes convergentes e divergentes.

No caso da lente estar num meio com $n_m \neq 1$

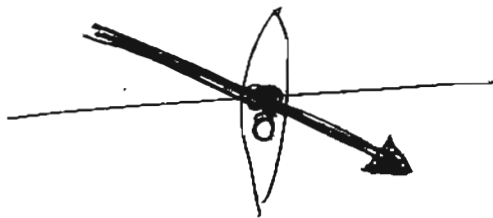
podemos escrever simplesmente $\frac{1}{f} = \left(\frac{n_d}{n_m} - 1\right) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$

Um ponto que devemos notar é que um feixe que incide perpendicularmente a ambas as superfícies, e que passe no centro da lente, não é desviado

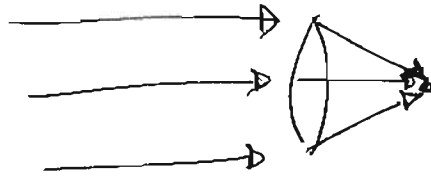


Por outro lado, os raios que passam pelo centro óptico da
lente (O), ~~fora~~ apenas sofrem, eventualmente, um desvio
lateral, mas não são desviados em termos de ~~desvio~~ angulares.

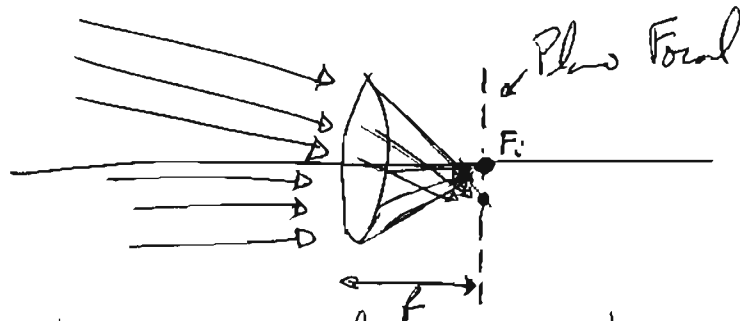
Na aproximação das lentes delgadas, os dois "vértices" V_1
 e V_2 coincidem, e naturalmente O também:



Já sabemos que qdo temos um feixe de raios paralelos (21) eles vão convergir para 1 ponto (qdo são "forados" por uma lente convergente)



Então e se tivermos vários feixes, com ângulos ligeiramente diferentes?



O que vai acontecer é que eles se vão focar noutros pontos, mas que se situam todos (esses pontos) num plano, o Plano Focal, que só na aproximação proximal é que pode efectivamente ser considerado um plano.

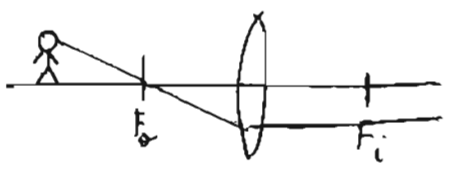
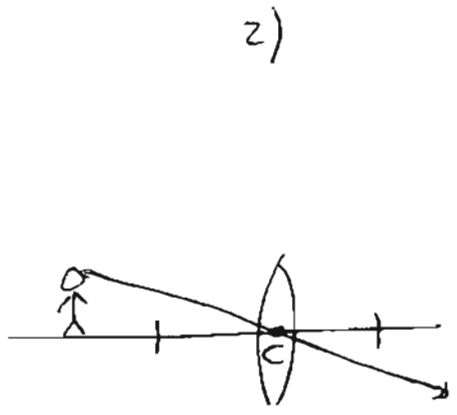
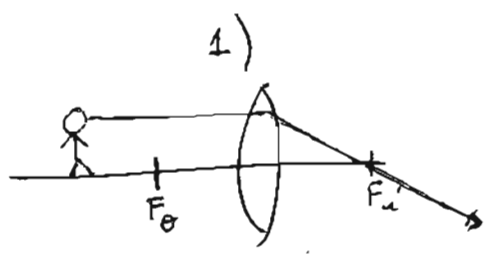
Nesta aproximação (e visto que para se considera ângulos pequenos) isto passa-se não só com os planos focais, mas também com os objectos e as respectivas imagens, ou seja objectos planos formam imagens planas! (qdo são perpendiculares ao eixo óptico).

Nota; qto os raios qe compoem um feixe sã todos paralelos, diz-se qe esse feixe é colimado, e a sua imagem situa-se no plano focal.

Uma vez qe todos os raios emergentes de uma fonte pontual convergem para o mesmo ponto (foi isto qe dissemos logo no início deste capítulo, na aproximação paraxial), basta desenharmos 2 raios para conseguirmos localizar esse ponto. A isto chama-se "Traçado de raios"

Normalmente traçam-se estes:

- 1 - Um raio qe passe pelo ponto focal (F_i ou F_o) emerge da lente paralelo ao eixo óptico, e vice-versa.
- Um raio qe passe no centro óptico da lente (C) não é desviado.



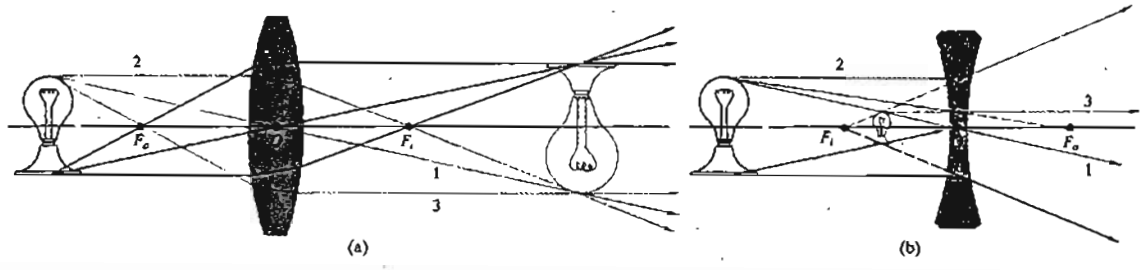
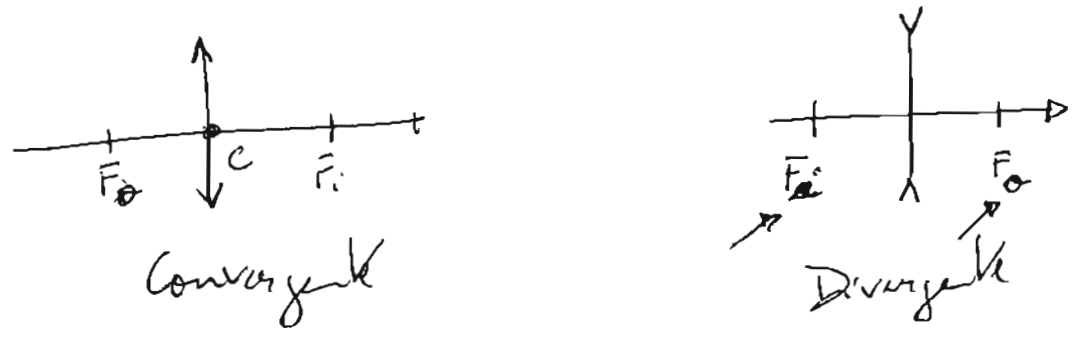


Figura 5.24 (a) Objecto real e lente positiva (b) Objecto real e lente negativa

muitas vezes "simplifica-se" o desenho da lente, considerando apenas um plano que passa pelo seu centro óptico



Quando falamos em lentes espessas vamos ver que esse plano não na realidade Z , mas que as lentes delgadas estão sobrepostas. (São os planos principais)

Da mesma do lado, e através da igualdade dos triângulos, podemos concluir que:

$$\frac{y_o}{|y_i|} = \frac{s_o}{s_i}$$

$$e \quad \frac{s_o}{s_i} = \frac{f}{(s_i - f)}$$

EA.5.25

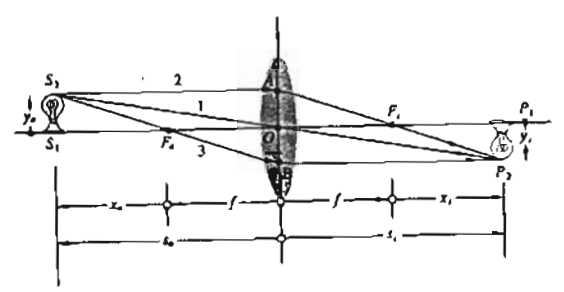


Figura 5.25 Localização do objecto e da imagem criada por uma lente delgada.

de igual modo se obtém:

$$\frac{|Y_i|}{Y_o} = \frac{f}{(s_o - f)}$$

pelos qe fazendo $\left. \begin{array}{l} s_o - f = X_o \\ s_i - f = X_i \end{array} \right\}$

Se obtém: $X_o X_i = f^2$

esta equação já era conhecida por Newton (em 1704), cerca de 140 anos antes de Gauss chegar às restantes fórmulas qe vimos até agora.

Define-se a Amplificação Transversal M_T à razão entre as dimensões transversais dos objetos e das imagens

$$M_T \equiv \frac{Y_i}{Y_o}$$

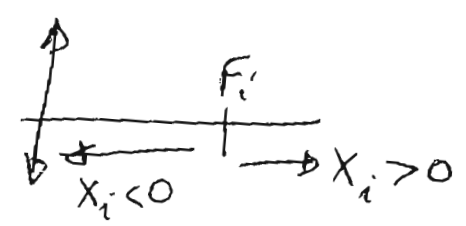
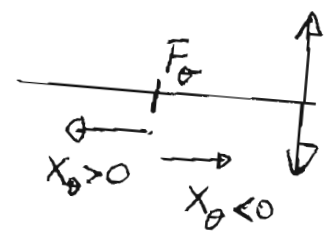
$$M_T = -\frac{s_i}{s_o}$$

Um valor de $M_T < 0$ significa qe a imagem é invertida. (De facto todas as imagens reais formadas por lentes delgadas são invertidas).

$$M_T = -\frac{X_i}{f} = -\frac{f}{X_o}$$

Nota: (24)

Segundo a convenção de sinais:



Nota qe M_T pode ser < 1 , mas chama-se Amplificação

Tabela 5.2

Tabela 5.2 Significado associado ao sinal dos vários parâmetros relativos a lentes delgadas e a dióptros esféricos

QUANTIDADE	SINAL	
	+	-
s_o	Objecto real	Objecto virtual
s_i	Imagem real	Imagem virtual
f	Lente convergente	Lente divergente
y_o	Objecto não invertido	Objecto invertido
y_i	Imagem não invertida	Imagem invertida
M_T	Imagem não invertida	Imagem invertida

Tabela 5.26

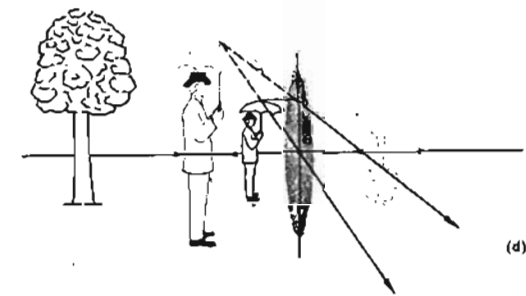
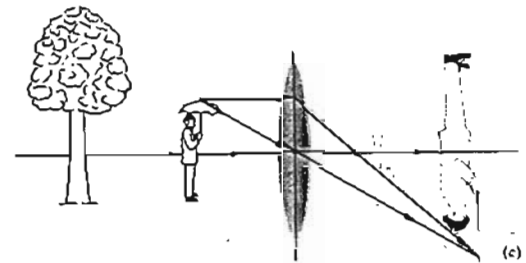
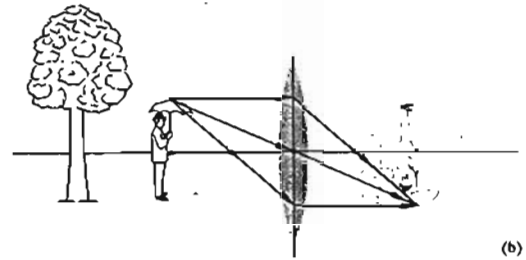
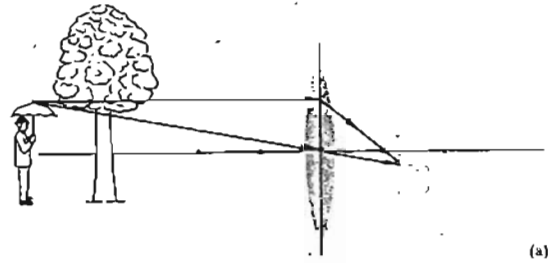


Figura 5.26 Formação de imagens numa lente positiva delgada.

Tabela 5.3

Tabela 5.3 Imagens de objectos reais dadas por lentes delgadas

		CONVEXA			
OBJECTO	IMAGEM				
Localização	Tipo	Localização	Orientação	Tamanho relativo	
$\infty > s_o > 2f$	Real	$f < s_i < 2f$	Invertida	Reduzida	
$s_o = 2f$	Real	$s_o = 2f$	Invertida	Igual	
$f < s_o < 2f$	Real	$\infty > s_i > 2f$	Invertida	Aumentada	
$s_o = f$		$\pm \infty$			
$s_o < f$	Virtual	$ s_i > s_o$	Direita	Aumentada	

		CONCAVA			
OBJECTO	IMAGEM				
Localização	Tipo	Localização	Orientação	Tamanho relativo	
Qualquer	Virtual	$ s_i < f $ $s_o > s_i $	Direita	Reduzida	

A tabela 5.3 resume as características das imagens, para diferentes posições do objecto, utilizando lentes convexas e côncavas. (As lentes convexas são ilustradas na fig 5.26)

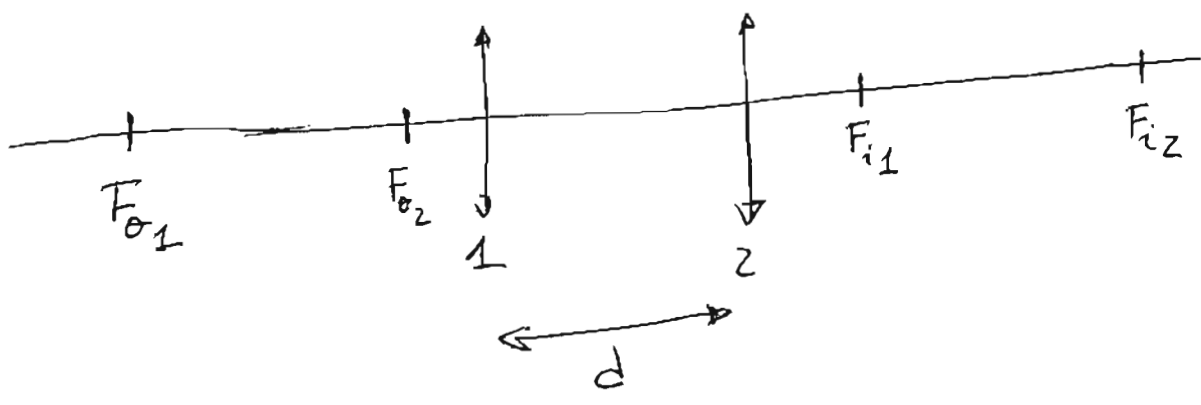
Além da amplificação transversal tb se define a Amplificação longitudinal

$$M_L = - \frac{f^2}{x_o^2} = -M_T^2$$

que representa a razão entre os diâmetros de um eixo linear (axial) no espaço imagem, e no espaço objecto.

→ Associação de lentes

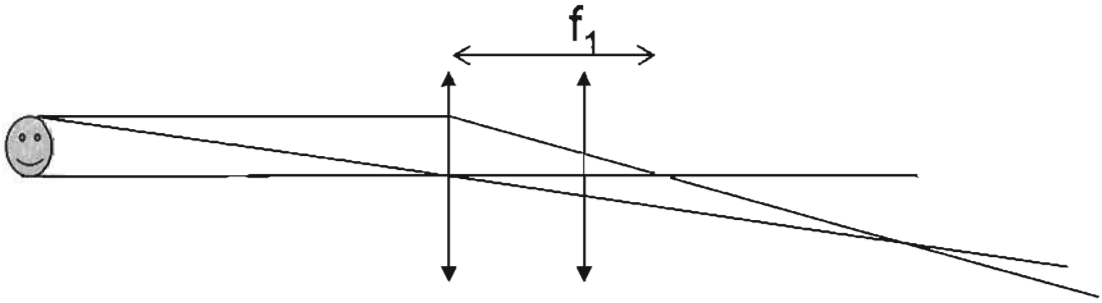
Lentes qe K_{12} : ($d < f_1, f_2$)



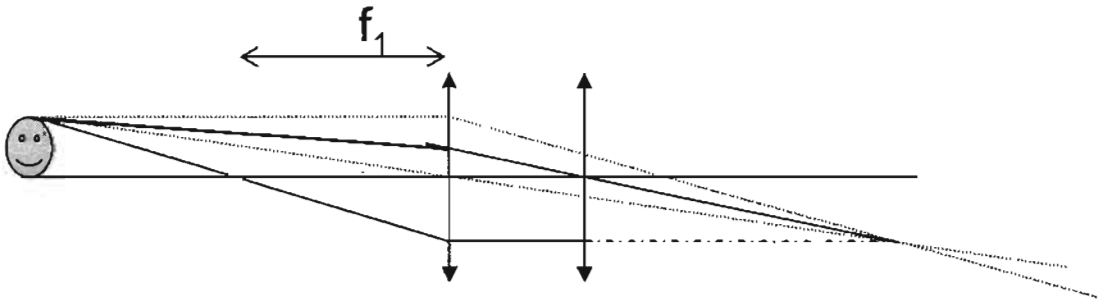
Como construir geometricamente a imagem?

- ① Primeiro traçamos os raios correspondentes à lente 1, como se a 2 não existisse
- ② Marcamos um raio extra, qe passa no centro de 2

1

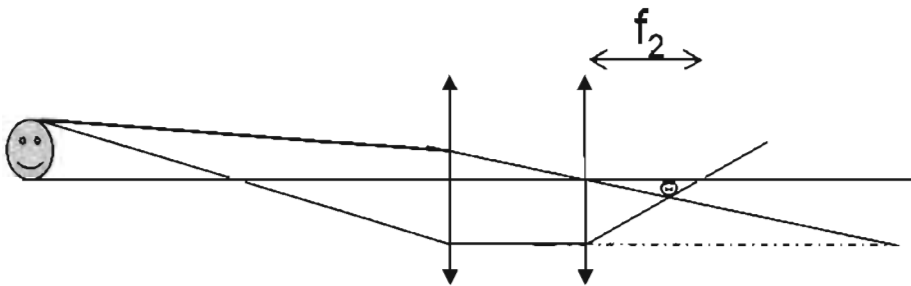


2



e marca a outra recta que chega ^{à lente 2} paralela ao eixo óptico.

3



A recta que chega paralela ao eixo vai passar no ponto focal da lente 2. A outra recta, que não é desviada, fica igual!

Para outros arranjos ($d > f_1 + f_2$) é mais simples
outros nem tanto, mas o princípio é sempre o mesmo.

EP5.30

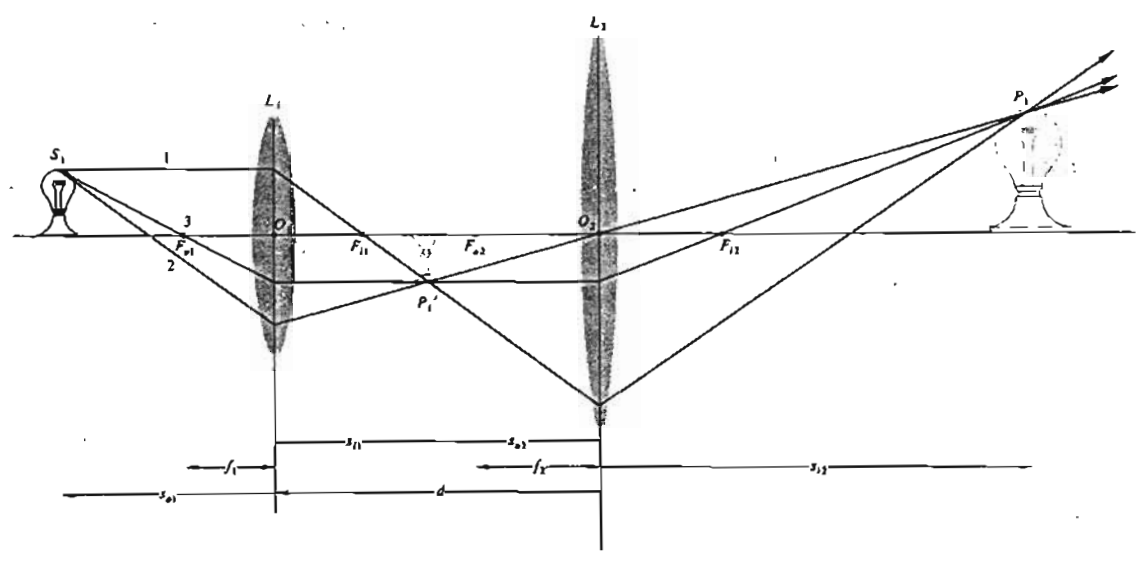


Figura 5.30 Duas lentes delgadas separadas por uma distância superior à soma das suas distâncias focais.

Analicamente, para a lente 1:

$$\frac{1}{s_{i1}} = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{s_{o1}}$$

$$s_{i1} = \frac{s_{o1} f_1}{s_{o1} - f_1}$$

ligando a s_{o2} : $s_{o2} = d - s_{i1}$

$$s_{i2} = \frac{s_{o2} f_2}{s_{o2} - f_2}$$

de onde se obtém:

$$S_{i2} = \frac{(d - t_1 S_{i1}) t_2}{(d - S_{i1} - t_2)}$$

$$S_{i2} = \frac{t_2 d - [t_2 s_{o1} t_1 / (s_{o1} - t_1)]}{d - t_2 - [s_{o1} t_1 / (s_{o1} - t_1)]}$$

Por outro lado $M_T = M_{T1} \cdot M_{T2}$

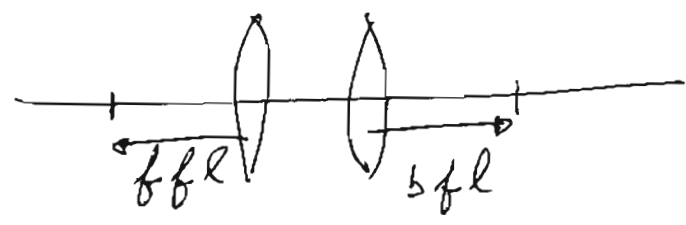
e substitua-se qe:

$$M_T = \frac{t_1 S_{i2}}{d(s_{o1} - t_1) - S_{o1} t_1}$$

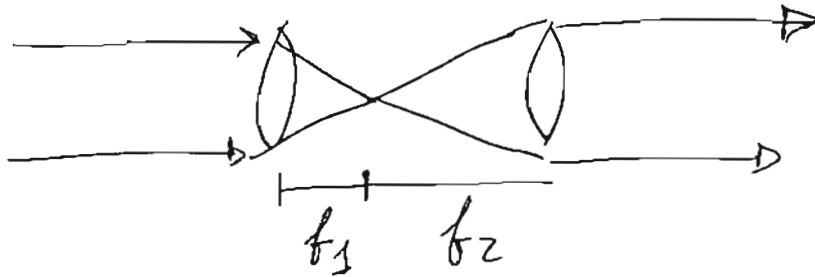
Por outro lado, a distância da segunda lente ao foco imagem desse conjunto é a back focal length, e de modo análogo da primeira lente ao ponto focal objecto é a front focal length:

$$f f l: \frac{t_1 (d - t_2)}{d - (t_1 + t_2)}$$

$$b f l: \frac{t_2 (d - t_1)}{d - (t_1 + t_2)}$$



Note-se ainda que qdo $d = f_1 + f_2$ as ondas planas são planas:



Este sistema é muito usado em telescópios, mas ainda é cedo para falar disso.

Finalmente, qdo $d \rightarrow 0$ (as lentes são coladas):

$$f_{fl} = b_{fl} = \frac{f_2 f_1}{f_2 + f_1}$$

ou de outro modo $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$

(qdo as lentes são coladas).