Machine Translated by Google

Lado esquerdo

TESTE

Lado direito

Fundo

Machine Translated by Google

Matrizes ABCD, Difração, Polarização e Aberrações;

Uma Revisão de Óptica.

Luis A. Orozco

lorozco@umd.edu sala 4134

www.jqi.umd.edu Aula

3 Departamento de Física da UFMG

25 de abril de 2025







Machine Translated by Google



https://www.physics.umd.edu/rgroups/amo/orozco/results/2025/Results25.htm

Machine Translated by Google

Plano:

Matrizes ABCD

Polarização

Difração (Feixes Gaussianos)

Equações de Fresnel

Aberrações

Machine Translated by Google

Introdução

Machine Translated by Google

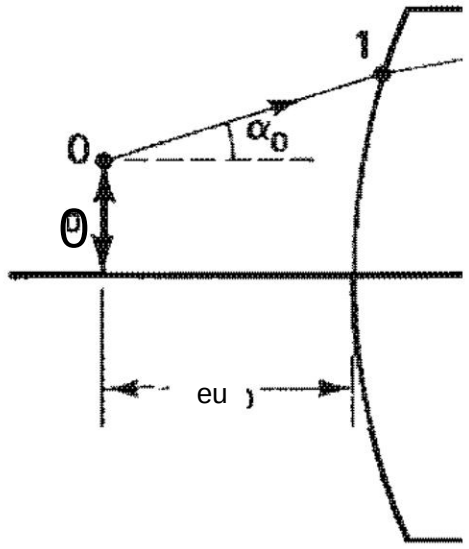
O campo eletromagnético se propaga por ondas.
Elas satisfazem a equação de onda.
A onda é caracterizada por uma amplitude e uma fase.

Em óptica, pensamos em raios (ÿ<< d), onde *d* é uma distância característica do sistema. São linhas perpendiculares às frentes de onda, superfícies com a mesma fase.
Os raios não levam em consideração a fase da onda, nem a difração.
A ideia de raios pode ser usada em uma ampla gama de frequências: de microondas a raios X

Machine Translated by Google

Um raio de luz é caracterizado por um vetor:
A distância do eixo óptico e o ângulo, a inclinação do mesmo eixo óptico

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ \alpha_0 \end{pmatrix}$$



$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}$$

Machine Translated by Google

Matrizes ABCD

Machine Translated by Google

Óptica Paraxial:

Os ângulos ÿ dos raios em relação ao eixo óptico do sistema são pequenos.

sen ÿ = ÿ ; tan ÿ = ÿ

Machine Translated by Google

Análise de matriz de transferência de raios (também conhecida como ABCD análise matricial) é uma maneira matemática de realizar cálculos de traçado de raios em problemas suficientemente simples que podem ser resolvidos considerando apenas raios paraxiais.

Cada elemento óptico (superfície, interface, espelho ou trajetória do feixe) é descrito por uma matriz de transferência de raios 2×2 que opera sobre um vetor que descreve um raio de luz incidente para calcular o raio de saída. Assim, a multiplicação de matrizes sucessivas produz uma matriz de transferência de raios concisa que descreve todo o sistema óptico. A mesma matemática é usada na física de aceleradores: álgebra linear e geometria simplética.

Machine Translated by Google

Na aproximação paraxial, um pequeno ângulo a implica ainda que a extensão transversal dos feixes de raios (tanto em x quanto em y) é pequena em comparação ao comprimento do sistema óptico.

Como um bom sistema de imagem é bom, ele deve focalizar todos os raios paraxiais corretamente. Este método de matriz descreve adequadamente as posições e ampliações do plano focal; no entanto, as aberrações devem ser avaliadas usando técnicas de traçado de raios completo, sem aproximação paraxial.

Machine Translated by Google

Matriz de tradução:

As equações para (x,ÿ) no espaço livre são:

$$1 = 0 + L \text{ bronzeado } 0$$

$$= 1 \quad 0$$

Com a aproximação paraxial são:

$$_1 = (1)\ 0 + (L)\ 0$$

$$_1 = (0)\ _0 + (1)\ 0$$

Em forma de matriz:

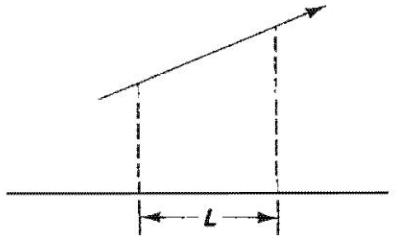
$$\begin{bmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ \alpha_0 \end{bmatrix}$$

Machine Translated by Google

Exemplos de matrizes para vários elementos ópticos.

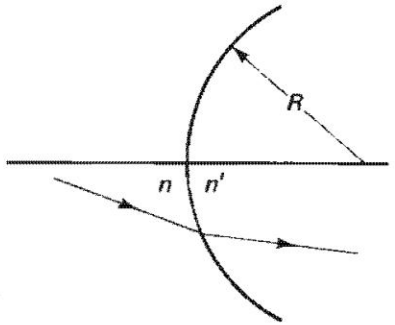
tradução

$$M = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$



Refração em Esférico Interface

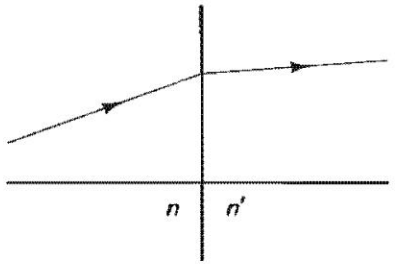
$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-n'}{Rn'} & \frac{n}{n'} \end{bmatrix}$$



(+R) : convex
(−R) : concave

Refração na interface plana

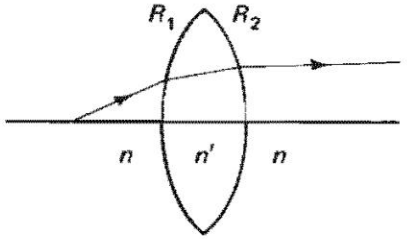
$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n}{n'} \end{bmatrix}$$



Lente fina

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$

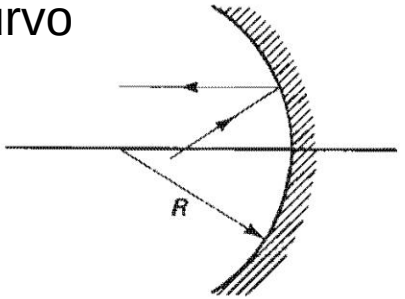
$$\frac{1}{f} = \frac{n'-n}{n}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$



(+f) : convex
(−f) : concave

Reflexo em espelho curvo

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$$



(+R) : convex
(−R) : concave

Machine Translated by Google

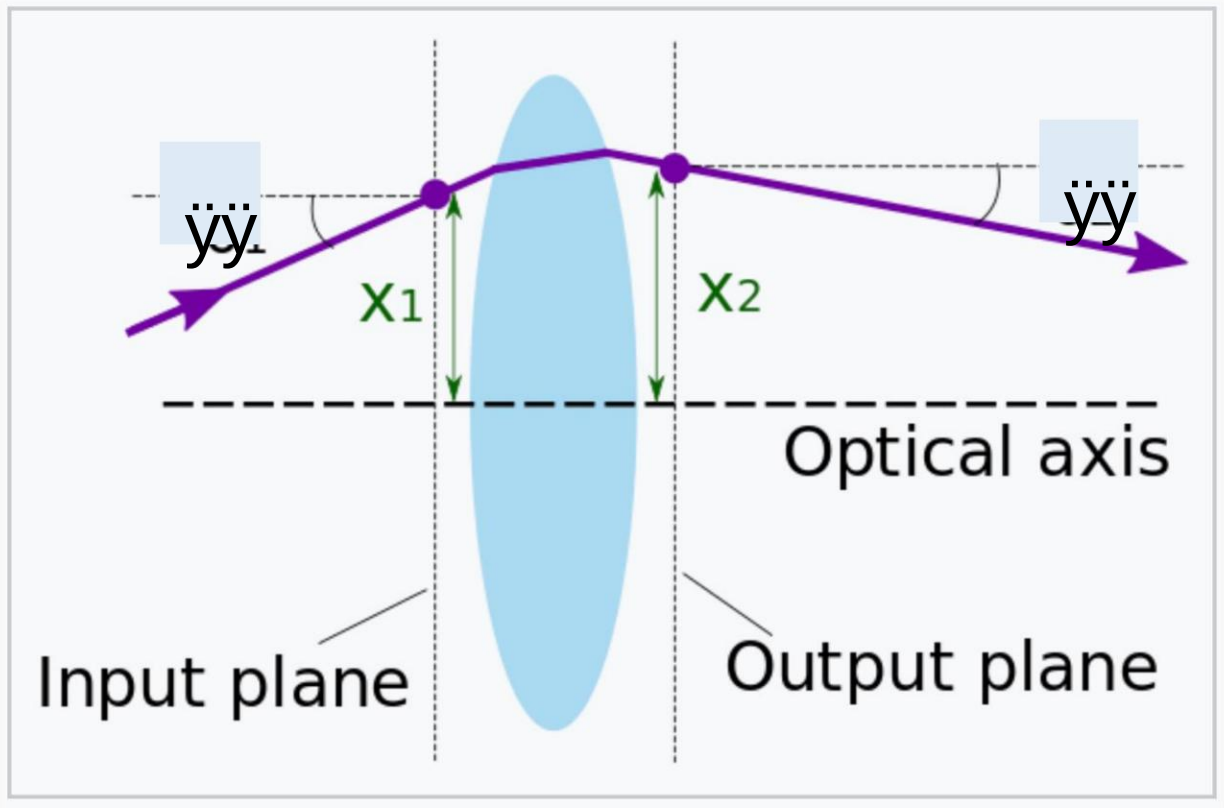
A matriz ABCD de um sistema óptico complexo é obtida multiplicando-se sucessivamente as n matrizes. O subscrito indica o que acontece com o raio à medida que avança de 1 para n, do inicial (i) ao final (f). Tenha muito cuidado com a ordem das matrizes.

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n-1} & B_{n-1} \\ C_{n-1} & D_{n-1} \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} x_f \\ \alpha_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ \alpha_i \end{bmatrix}$$

Machine Translated by Google

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{bmatrix}$$

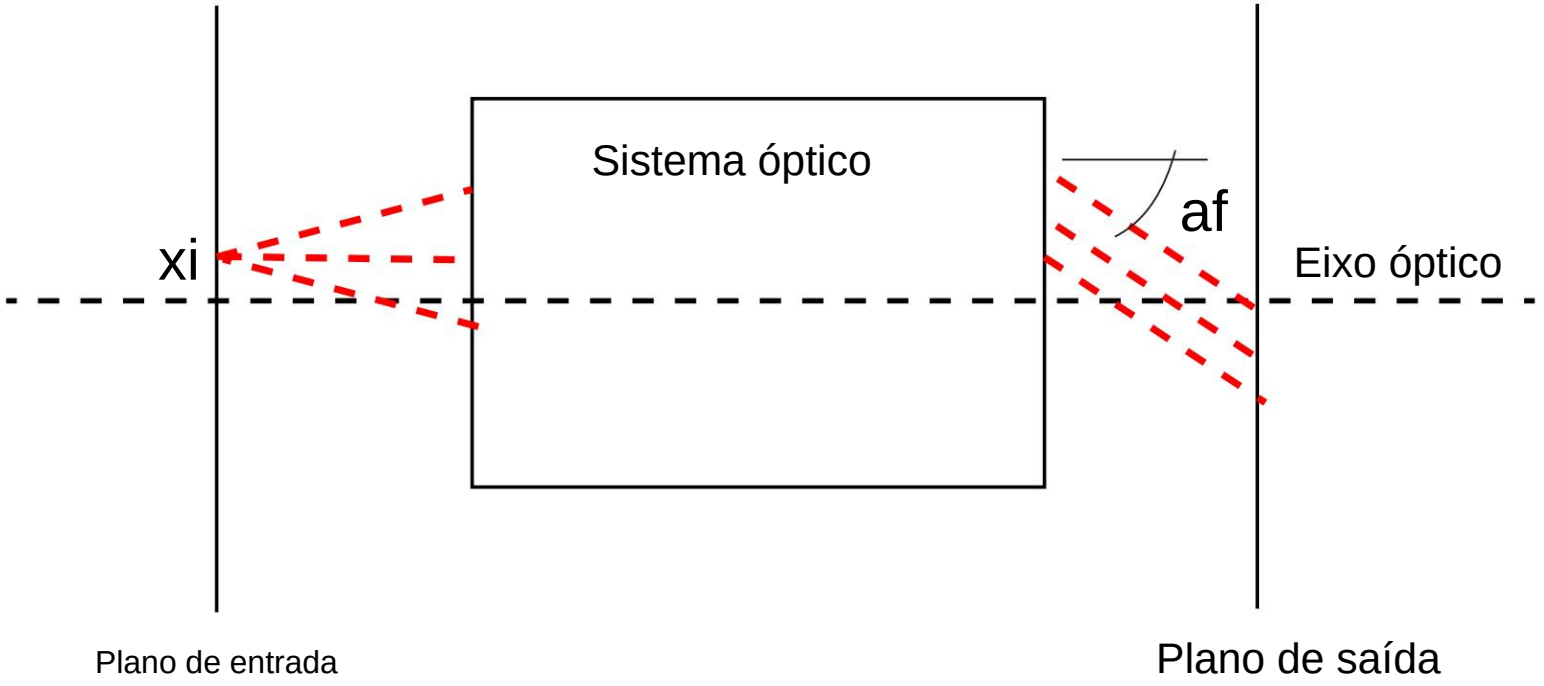


$$A = \left.\frac{x_2}{x_1}\right|_{\alpha_1=0} \qquad B = \left.\frac{x_2}{\alpha_1}\right|_{x_1=0} \qquad C = \left.\frac{\alpha_2}{x_1}\right|_{\alpha_1=0} \qquad D = \left.\frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right|_{x_1=0}$$

Esses quatro números, ABC e D, caracterizam o sistema óptico.

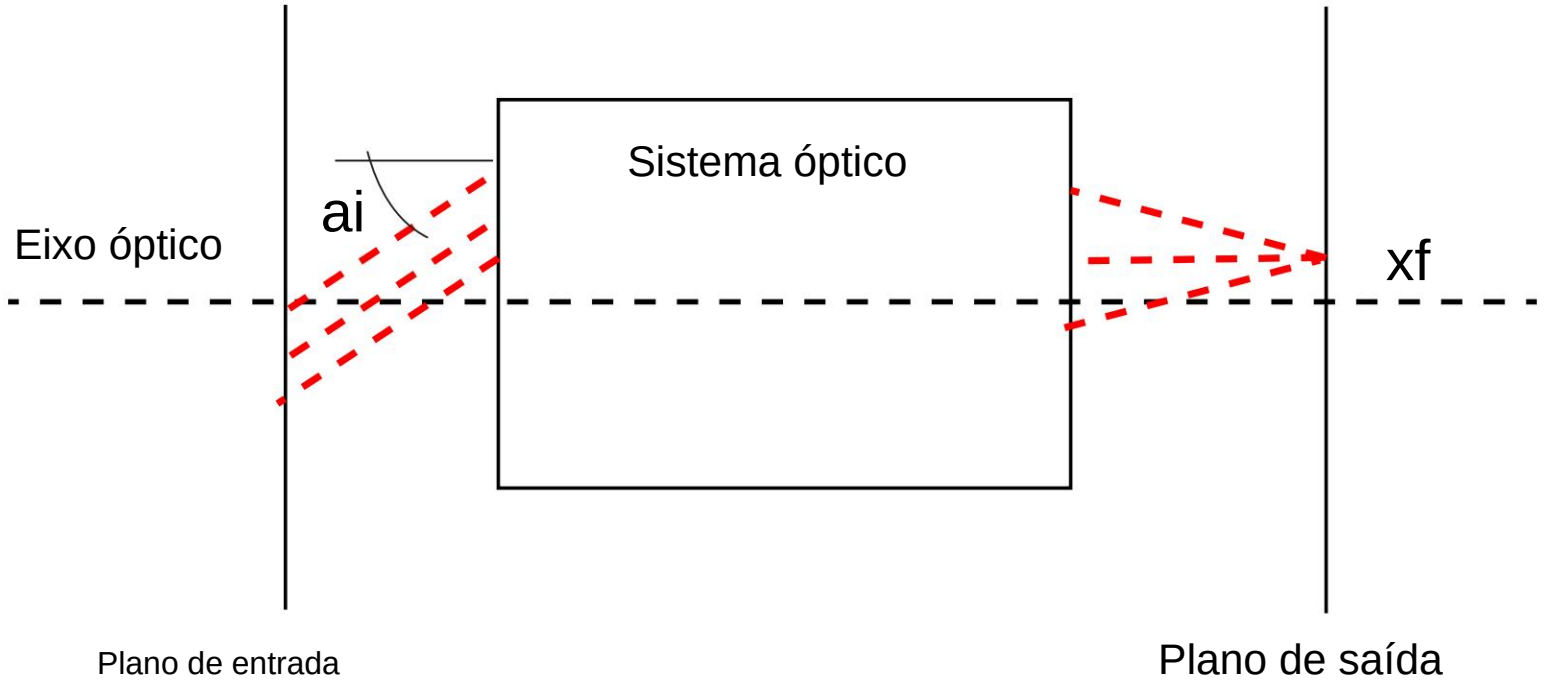
Machine Translated by Google

Se D=0, o plano de entrada é o primeiro plano focal



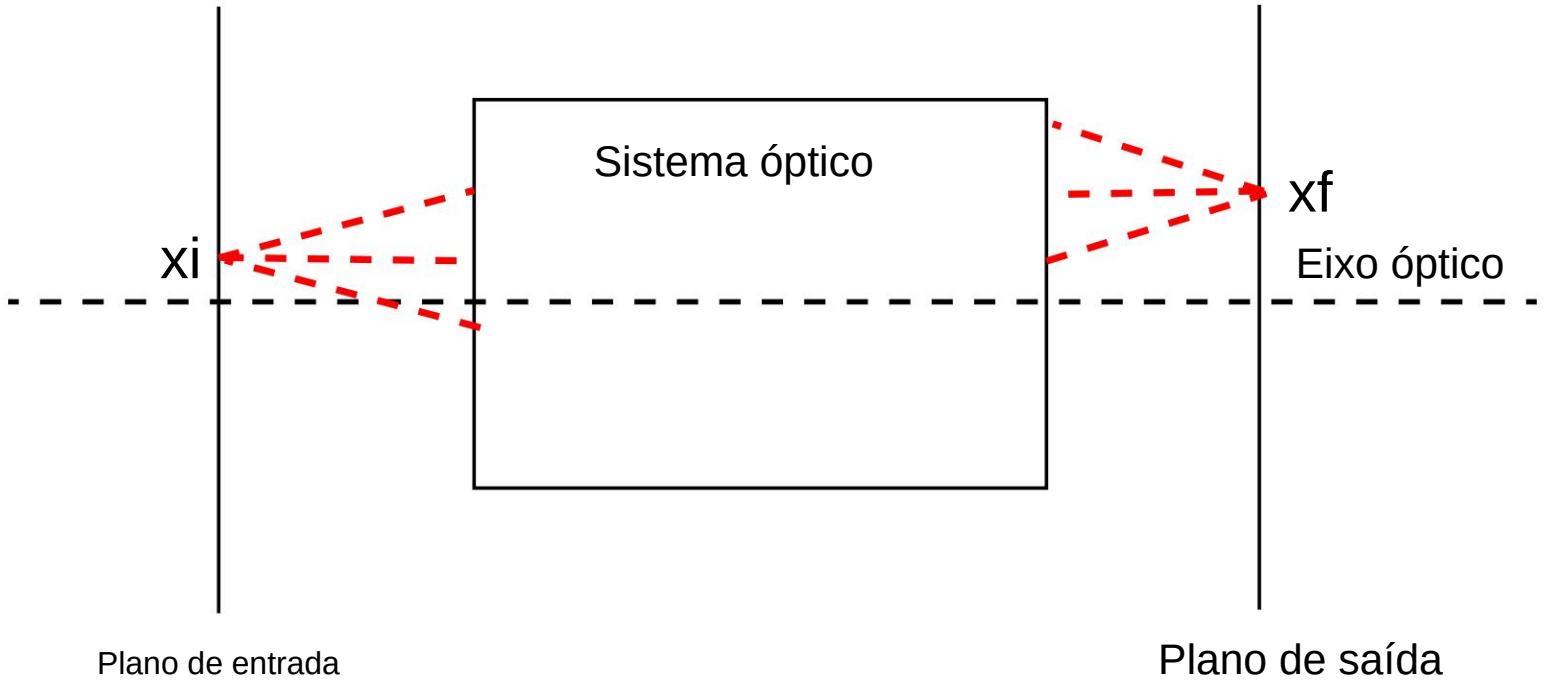
Machine Translated by Google

Se A=0, o plano de saída é o segundo plano focal



Machine Translated by Google

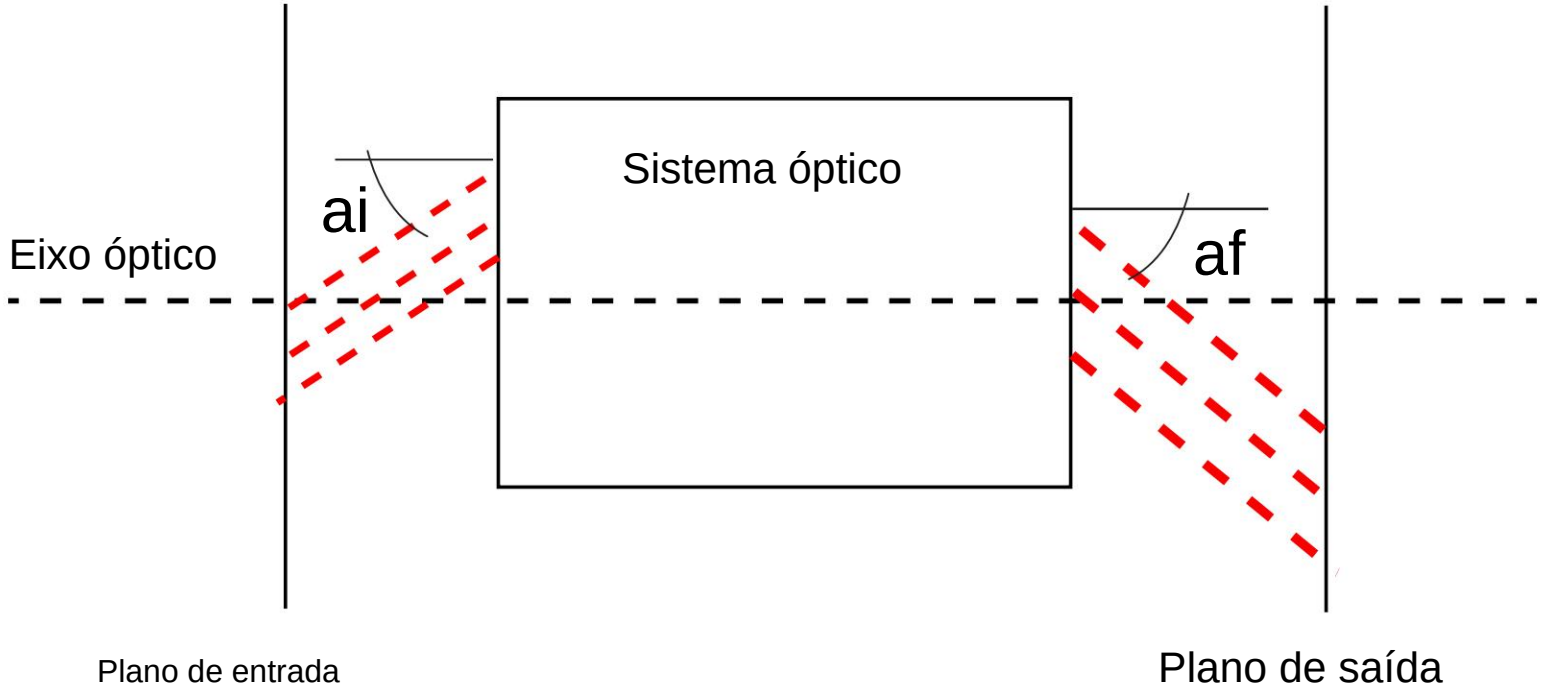
Se B=0, A é a ampliação transversal xf=Axi . Os planos de entrada e saída são os planos conjugados.



Machine Translated by Google

Se C=0, D é a ampliação angular ÿf=Dÿi independente de xi .

Este é um sistema telescópico. Raios paralelos entram e raios paralelos saem.



Machine Translated by Google

Determinante:

A matriz ABCD é uma transformação canônica linear.

Se os meios inicial e final forem os mesmos (índice de refração igual), o determinante deve ser 1

$$\det[\boldsymbol{M}] = AD - BC = \frac{n_1}{n_2}$$

Machine Translated by Google

O que acontece se o feixe for uma onda esférica?

Consideremos uma fonte pontual, localizada no eixo z. As frentes de onda produzidas por essa fonte pontual são esféricas e podem ser caracterizadas por seu raio de curvatura R. Como elas são transformadas por um sistema óptico geral? Considere o raio definido pela normal às frentes de onda. Temos que R sen ÿ = x, que na aproximação paraxial é Ri = xi ÿÿÿ . Após o sistema óptico, xf e ÿf podem ser calculados usando a matriz de transferência de raios, e então o novo raio de curvatura para as frentes de onda é dado por Rf = xf / ÿf :

$$\begin{bmatrix} x_f \\ \theta_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ \theta_i \end{bmatrix} \qquad \frac{x_f}{\theta_f} = R_f = \frac{AR_i + B}{CR_i + D}$$

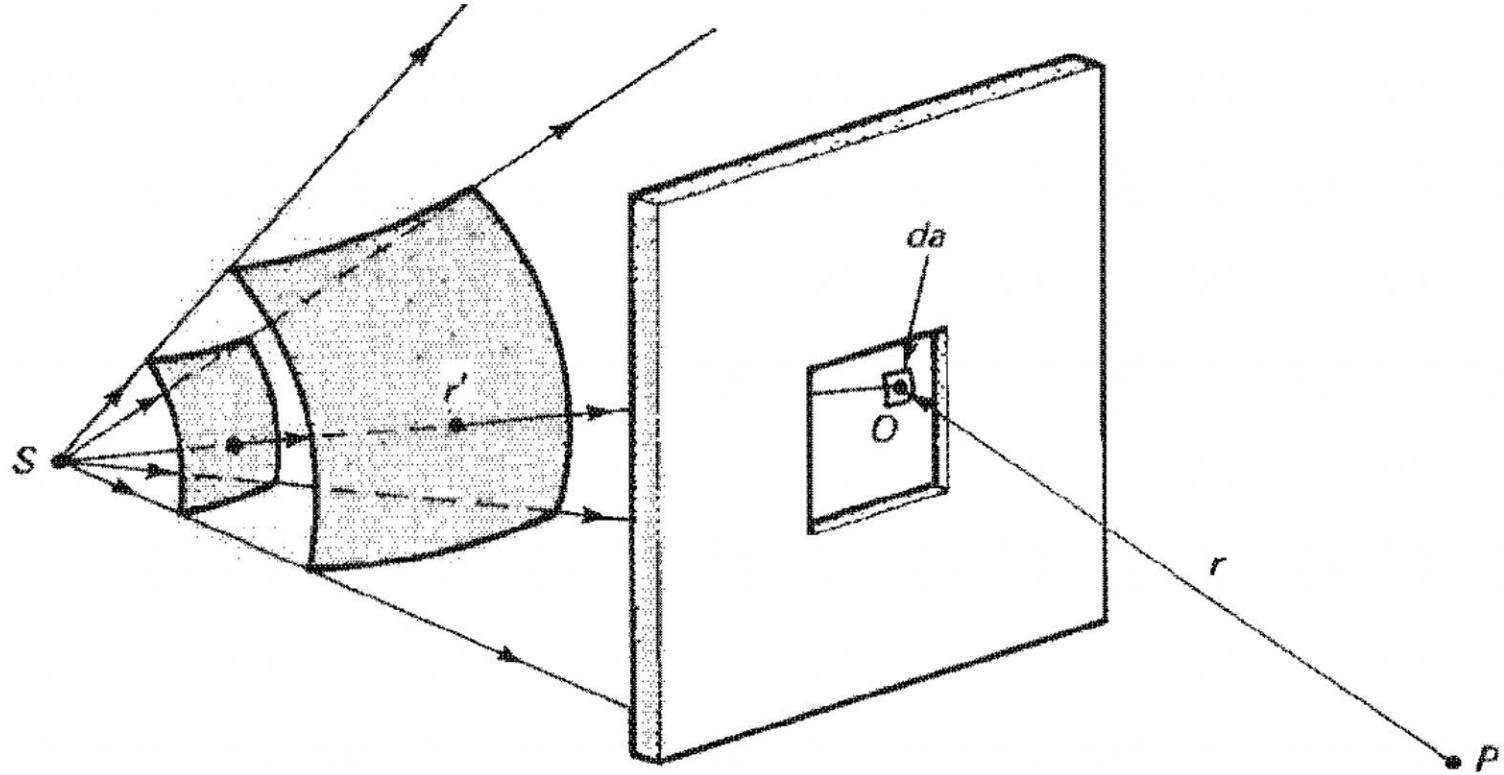
em propagação livre L:

$$\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad = +$$

Machine Translated by Google

Difração

Machine Translated by Google



Esquema para difração (Fraunhofer e Fresnel)

Machine Translated by Google

Para obter a integral de difração, use o Princípio de Fresnel de Huygens: cada elemento da frente de onda se propaga como uma onda esférica com sua fase.

Kirchhoff descobriu como partir das equações de Maxwell chega-se à difração de Fresnel e Fraunhofer.

Machine Translated by Google

$$\left[\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\partial_t^2\right] \boldsymbol{E} = 0.$$

$$E(\boldsymbol{r}, t) = E(\boldsymbol{r})e^{\mathrm{i}\omega t}.$$

Helmholtz equation

$$\left[\nabla^2 + k^2\right] E = 0,$$

Machine Translated by Google

A função de Green para a equação de onda é a solução para:

$$\left[\nabla^2 + k^2\right] G(\boldsymbol{r}) = \delta(\boldsymbol{r}).$$

$$G(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{\mathrm{i}k|\boldsymbol{r}|}}{|\boldsymbol{r}|}.$$

Ele usou isso e a equação de onda para encontrar a equação de difração de Kirchhoff

$$E(\boldsymbol{R}) = -\frac{\mathrm{i}k}{4\pi} \int_{\text{aperture}} \frac{e^{\mathrm{i}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}|}}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}|} E_{\text{in}}(x,y)\,(\cos\theta + 1)\,\mathrm{d}S.$$

Machine Translated by Google

O que se reduz à integral de difração de Fraunhofer quando a largura da abertura é muito menor que o tamanho do padrão de difração; número de Fresnel muito menor que 1.

$$E_{\mathrm{diff}}(X) \quad = \quad -\frac{\mathrm{i}ke^{\mathrm{i}kZ}\,e^{\mathrm{i}k\varphi(X)}}{2\pi Z}\int e^{-\mathrm{i}(kX/Z)x}\,E_{\mathrm{in}}(x)\,\mathrm{d}x$$

Isso mostra que o padrão de difração é apenas a transformada de Fourier da função de abertura com “vetor k transversal” kÿ =kX/Z.

Machine Translated by Google

Se você quiser um ponto de tamanho pequeno (o maior kÿ possível), o tamanho do feixe deve preencher o objetivo.

É por isso que a Transformada de Fourier da abertura aparece no foco de uma lente porque ela traz a imagem do infinito em foco.

Machine Translated by Google

$$\left[\nabla^2 + k^2\right] E = 0.$$

$$E(x, y, z) = U(x, y, z)e^{-\mathrm{i}kz}$$

a equação paraxial então é:

$$e^{\mathrm{i}kz}\left[\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - 2\mathrm{i}k\partial_z - k^2 + k^2\right] U = 0,$$

$$\Rightarrow \nabla_\perp^2 U \approx 2\mathrm{i}k\partial_z U.$$

Então, comparar o termo transversal com o termo z (direção de propagação) leva à comparação da área da abertura transversal A com ÿZ onde ÿ é o comprimento de onda associado à magnitude do vetor de onda k = 2ÿ/ÿ e Z a distância de propagação longitudinal

Número de Fresnel F=A/ ÿZ, Fraunhofer F<<1

Machine Translated by Google

Se quisermos uma cintura muito pequena, a área do feixe A lente deve ser grande para efeitos de difração.

Por que o laser cw é gaussiano?

Qual é o raio de curvatura no foco?

Onde está o raio mínimo de curvatura?

Machine Translated by Google

Para usar matrizes ABCD na propagação do feixe de laser caracterizada por um raio de curvatura R(z) e uma cintura w(z):

$$R(z) = z\left[1+\left(\frac{z_{\mathrm{R}}}{z}\right)^2\right],$$

$$\text{and} \quad w(z) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_{\mathrm{R}}}\right)^2},$$

$$\text{where } w_0 = w(0) = \sqrt{2z_{\mathrm{R}}/k} \qquad z_{\mathrm{R}} = \pi \times \frac{w_0^2}{\lambda}.$$

Determina o raio mínimo no ponto mais focado do feixe

Machine Translated by Google

O raio de curvatura é complexo

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - 2\mathrm{i}\frac{1}{kw^2}.$$

$$q = (z - z_0) + iz_R.$$

$$\begin{bmatrix} q_2 \\ 1 \end{bmatrix} = k\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}\begin{bmatrix} q_1 \\ 1 \end{bmatrix},$$

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D},$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C + D/q_1}{A + B/q_1}.$$

Machine Translated by Google

Polarização

Machine Translated by Google

Polarização:

Direção do vetor campo elétrico. Pode ser em três dimensões; lembre-se da lei de Gauss em casos de feixe muito focalizado.

Base:

Linear: Vertical e Horizontal

Circular: Direita e Esquerda; Pode ser hélice ou bicicleta dependendo de quão grande for a inclinação transversal do campo.

O que é um feixe não polarizado?

Machine Translated by Google

Vetores de Jones na base H = $\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$ V= $\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$

Matrizes de Jones para controle de polarização.

Por exemplo, um polarizador horizontal é representado por

$$\begin{pmatrix}1 & 0\\0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}a\\b\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}a\\0\end{pmatrix}$$

Machine Translated by Google

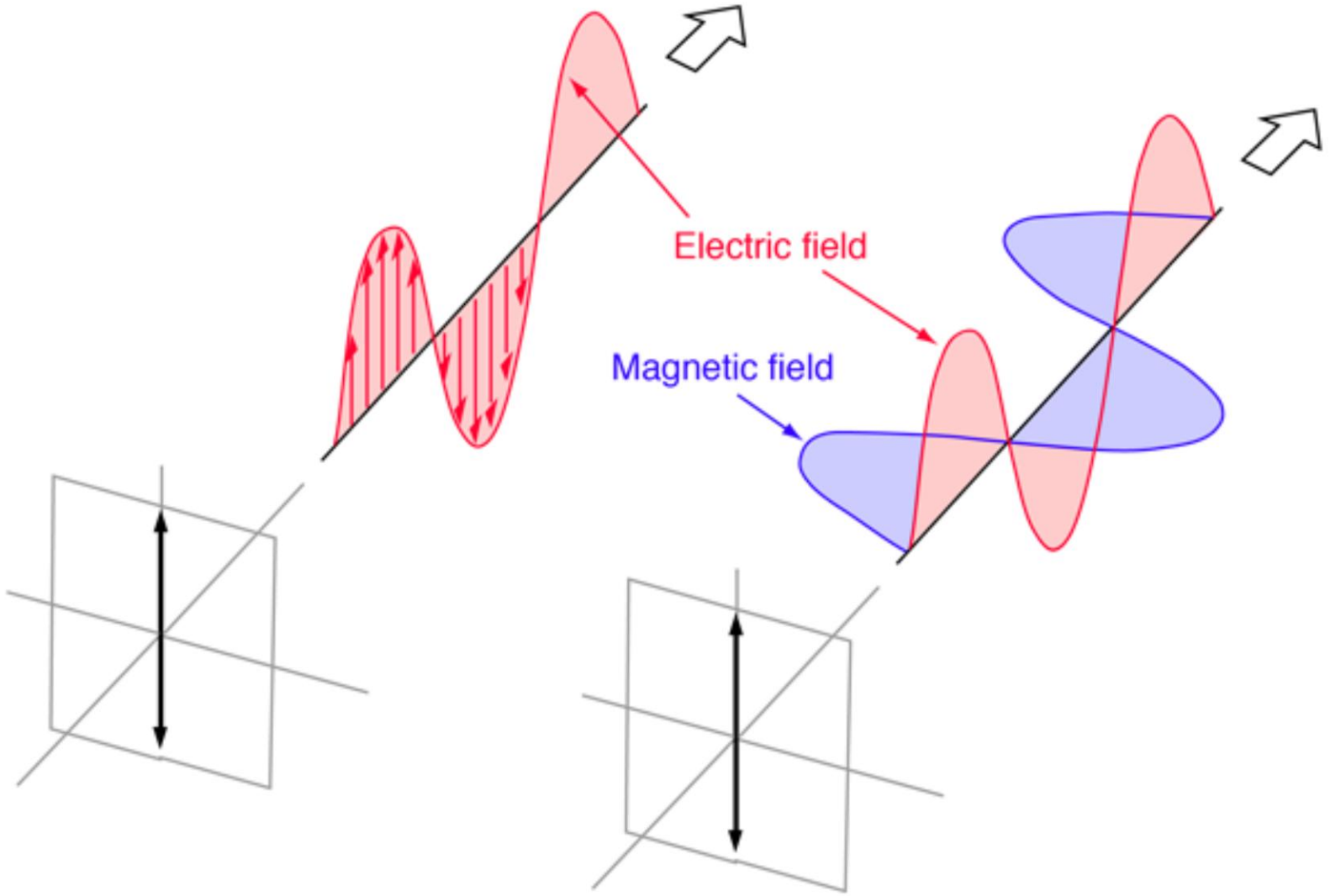
Vetores de Jones na base circular

$$\pm \ddot{y}\pm = [\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \pm eu \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}]/\sqrt{2}$$

Uma boa maneira de identificar a direção é com a projeção do vetor de polarização e do vetor de propagação da onda: helicidade.

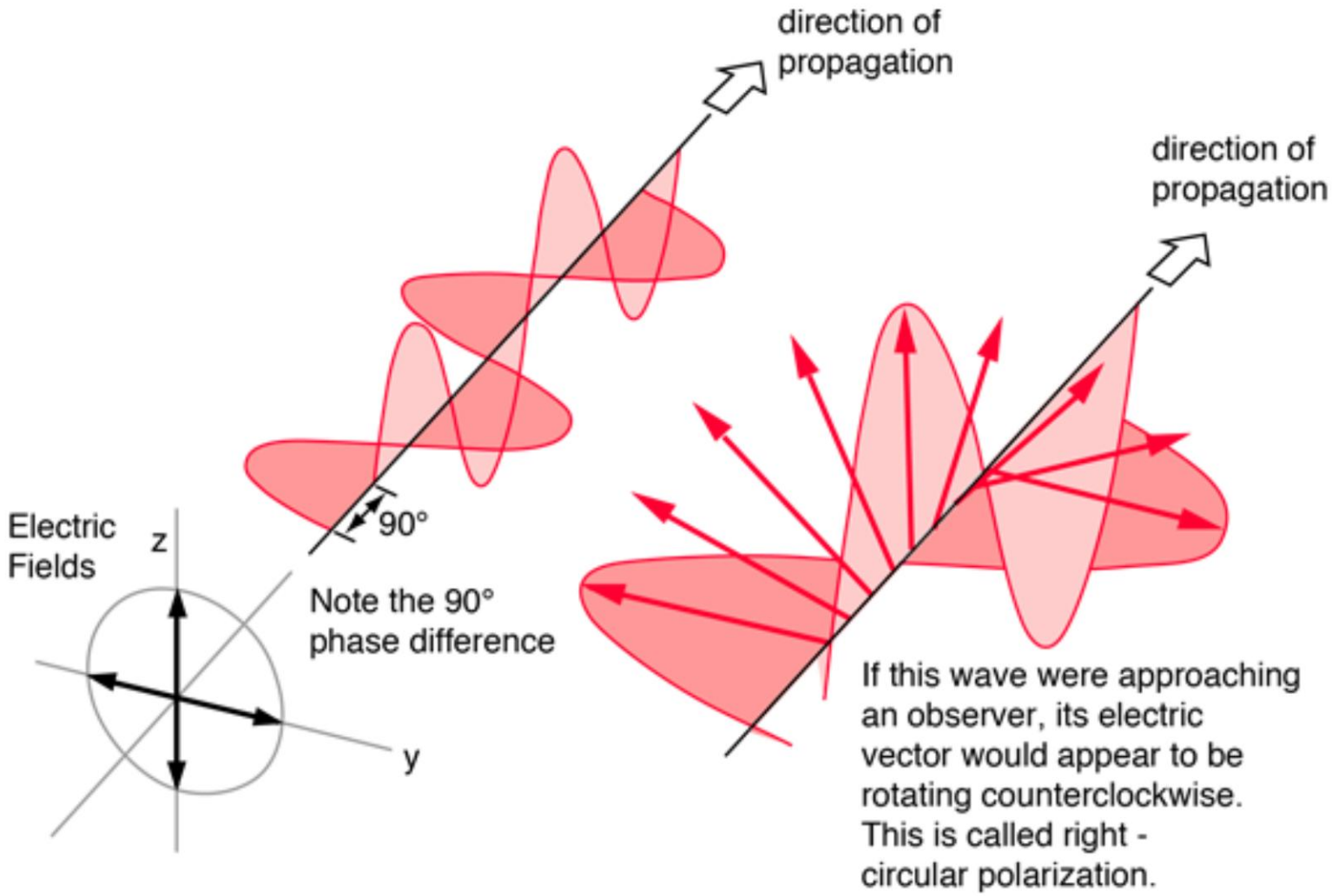
Machine Translated by Google

Polarização Vertical



Machine Translated by Google

Hélice de polarização circular:

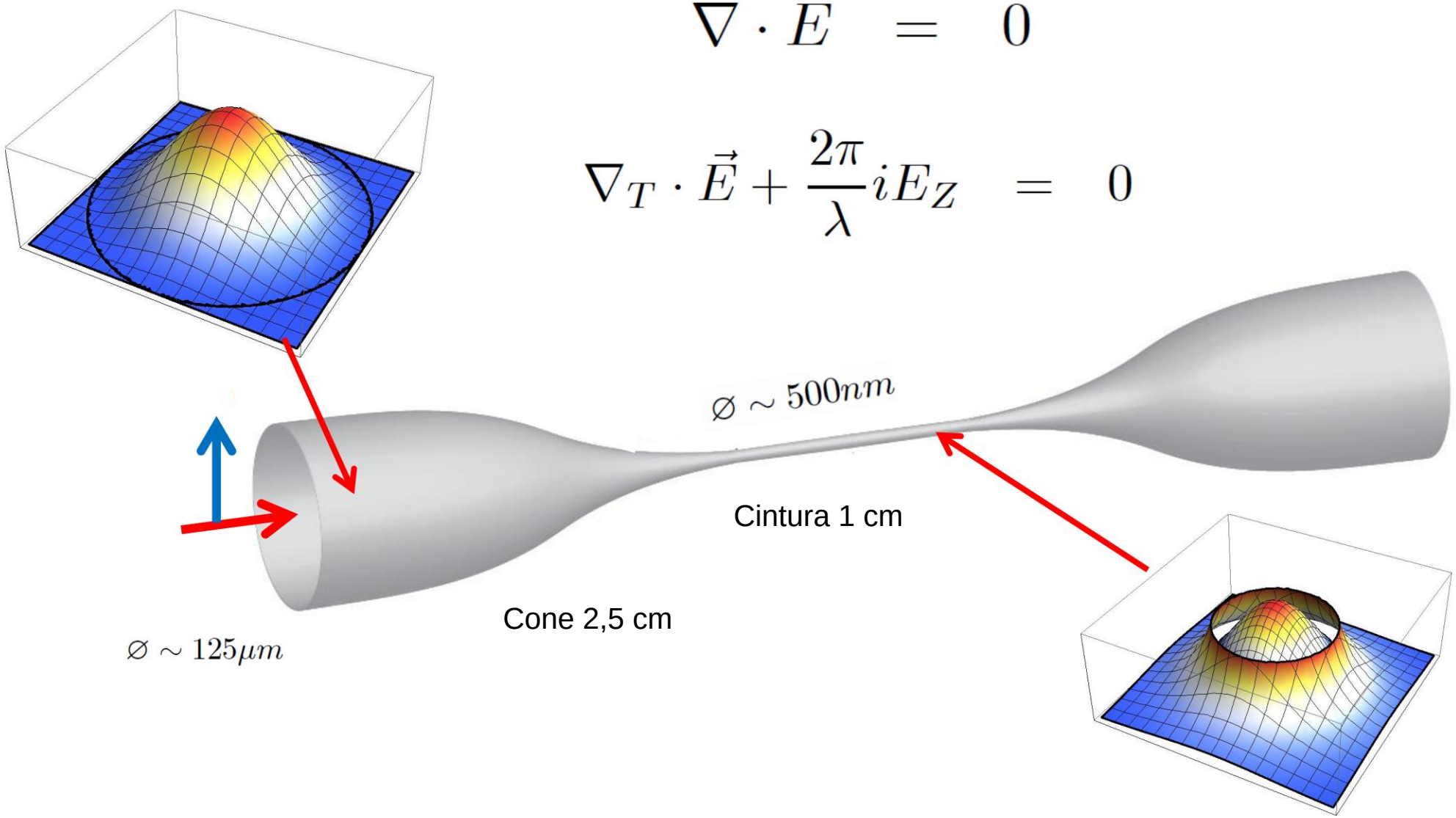


Machine Translated by Google

Polarização na cintura (<ÿ) de uma nanofibra

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0$$

$$\nabla_T \cdot \vec{E} + \frac{2\pi}{\lambda} i E_Z = 0$$



Machine Translated by Google

Os gradientes de E na direção radial são grandes.

- Div E=0 (Lei de Gauss) implica grandes componentes longitudinais.

$$\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$$

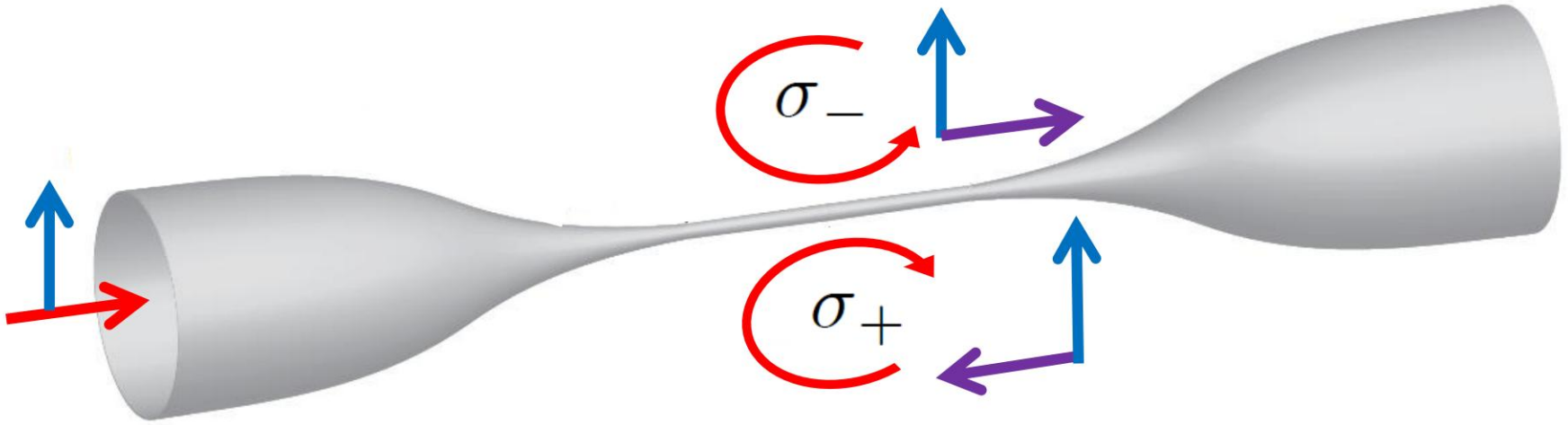
- O campo evanescente deve ter um componente longitudinal para compensar o gradiente radial.

Machine Translated by Google

Polarização na cintura da nanofibra

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0$$

$$\nabla_T \cdot \vec{E} + \frac{2\pi}{\lambda} i E_Z = 0$$



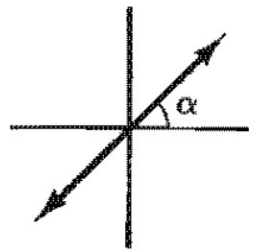
Polarização circular de bicicleta, não hélice

Machine Translated by Google

TABLE 14-1 SUMMARY OF JONES VECTORS $E_0 = \begin{bmatrix} E_{0x}e^{i\varphi_x} \\ E_{0y}e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}$

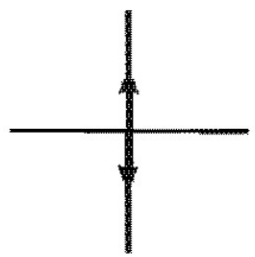
I. Linear Polarization ($\Delta\varphi = m\pi$)

General:

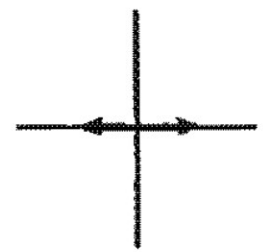


$$E_0 = \begin{bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{bmatrix}$$

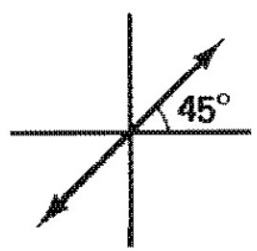
Vertical: $E_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$



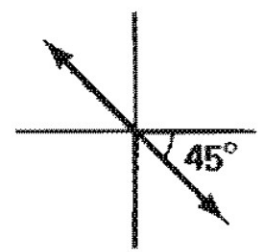
Horizontal: $E_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$



At $+45°$: $E_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$



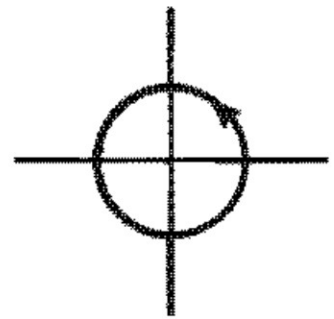
At $-45°$: $E_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$



Machine Translated by Google

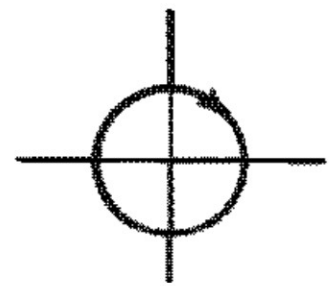
II. Circular Polarization $\left(\Delta\phi = \frac{\pi}{2}\right)$

Left:



$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$$

Right:



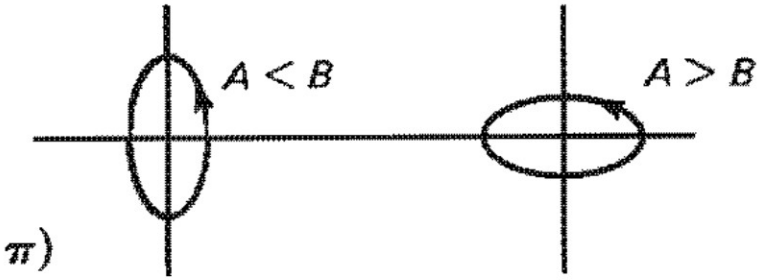
$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$$

Machine Translated by Google

III. Elliptical Polarization

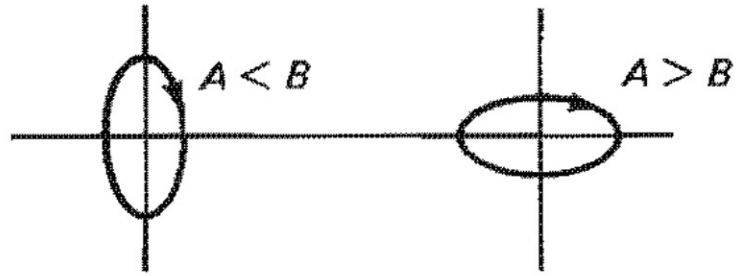
Left:

$(\Delta\phi = (m + \frac{1}{2})\,\pi)$



$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}} \begin{bmatrix} A \\ iB \end{bmatrix}$$

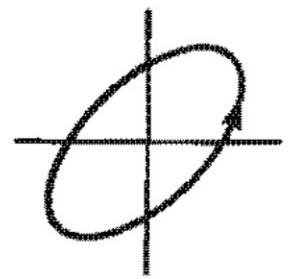
Right:



$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}} \begin{bmatrix} A \\ -iB \end{bmatrix}$$

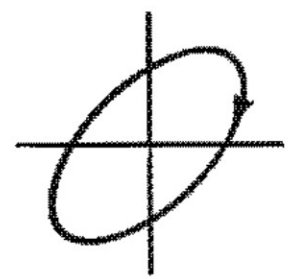
Left:

$\left(\Delta\phi \neq \begin{cases} m\pi \\ (m + \frac{1}{2})\pi \end{cases}\right)$



$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} \begin{bmatrix} A \\ B + iC \end{bmatrix}$$

Right:



$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} \begin{bmatrix} A \\ B - iC \end{bmatrix}$$

Machine Translated by Google

Tudo o que você sabe sobre a esfera de Bloch se aplica apenas ao fato de que aqui ela é geralmente chamada de esfera de Poincaré.

Para lidar com o caso da luz não polarizada, Stokes desenvolveu seus 4 parâmetros, que permitem caracterizar feixes que não são completamente polarizados. Existe uma formulação matricial dos elementos.

É muito importante na teoria da coerência porque se o feixe não estiver bem polarizado, a interferência não pode ser completa.

Machine Translated by Google

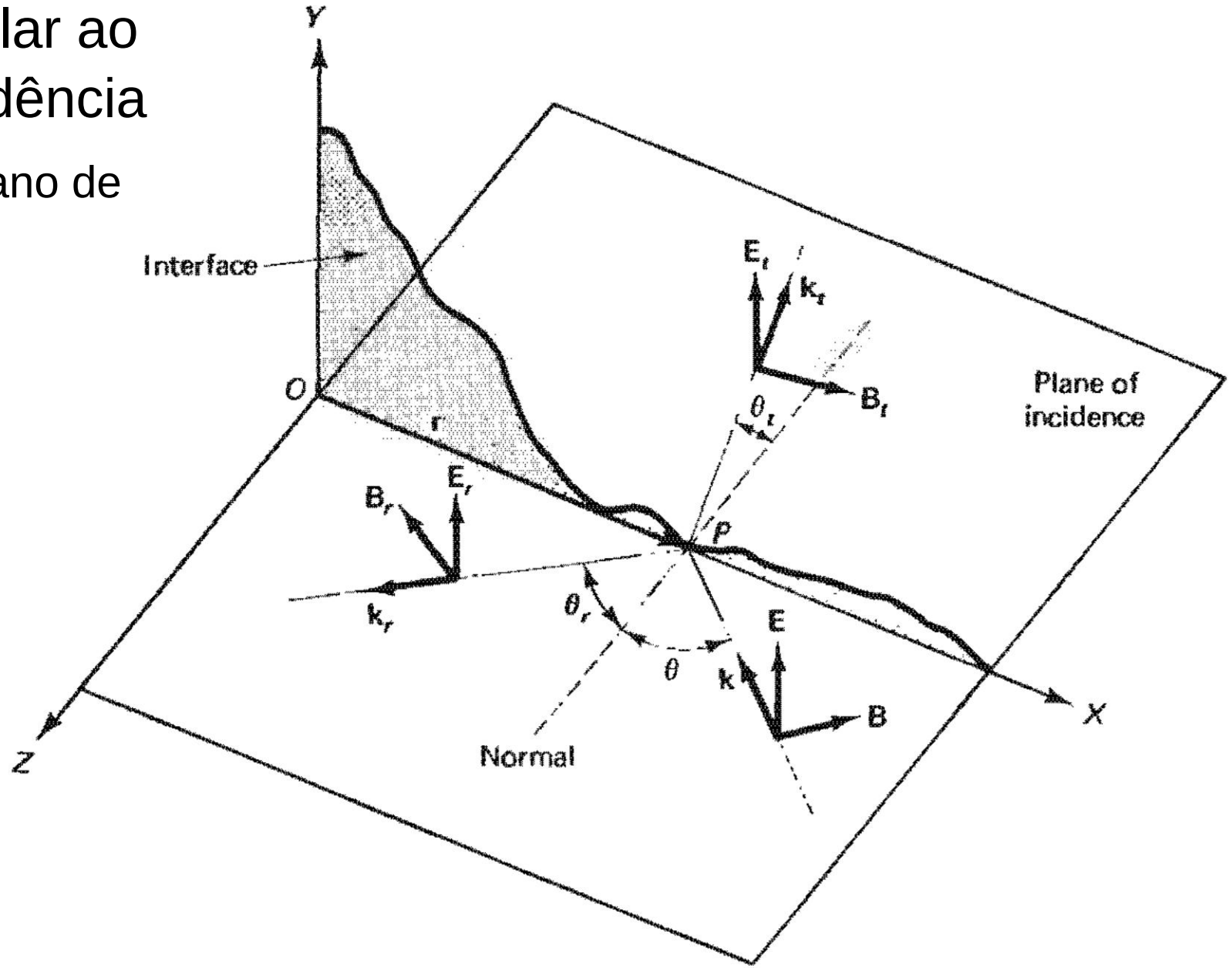
Relações de Fresnel

Machine Translated by Google

Modo TE

E perpendicular ao plano de incidência

B paralelo ao plano de incidência



Machine Translated by Google

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$$

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{E}_{0r} e^{i(\mathbf{k}_r\cdot\mathbf{r}-\omega_r t)}$$

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{0t} e^{i(\mathbf{k}_t\cdot\mathbf{r}-\omega_t t)}$$

Três ondas coincidem na interface

Dois estão com o mesmo índice de refração

O transmitido terá o outro

$$(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t) = (\mathbf{k}_r\cdot\mathbf{r}-\omega_r t) = (\mathbf{k}_t\cdot\mathbf{r}-\omega_t t)$$

$$kr\sin\theta = k_r r\sin\theta_r \qquad \text{law of reflection:} \quad \theta = \theta_r$$

$$k_r r\sin\theta_r = k_t r\sin\theta_t \qquad \text{law of refraction:} \quad n_r\sin\theta_r = n_t\sin\theta_t$$

Machine Translated by Google

As condições de contorno exigem que os componentes dos campos elétrico e magnético paralelos ao plano de contorno sejam contínuos à medida que o contorno é atravessado.

$$E + E_r = E_t \qquad B\cos\theta - B_r\cos\theta = B_t\cos\theta_t$$

$$E = vB = \left(\frac{c}{n}\right)B$$

ÿ 2/ 1

$$\text{TE:}\begin{cases} E + E_r = E_t \\ n_1 E\cos\theta - n_1 E_r\cos\theta = n_2 E_t\cos\theta_t \end{cases} \qquad n\cos\theta_t = n\sqrt{1-\sin^2\theta_t} = \sqrt{n^2-\sin^2\theta}$$

$$\text{TE:}\quad r = \frac{E_r}{E} = \frac{\cos\theta - n\cos\theta_t}{\cos\theta + n\cos\theta_t} = \frac{\cos\theta - \sqrt{n^2-\sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{n^2-\sin^2\theta}}$$

para = 0; = $\frac{1ÿ}{1+}$

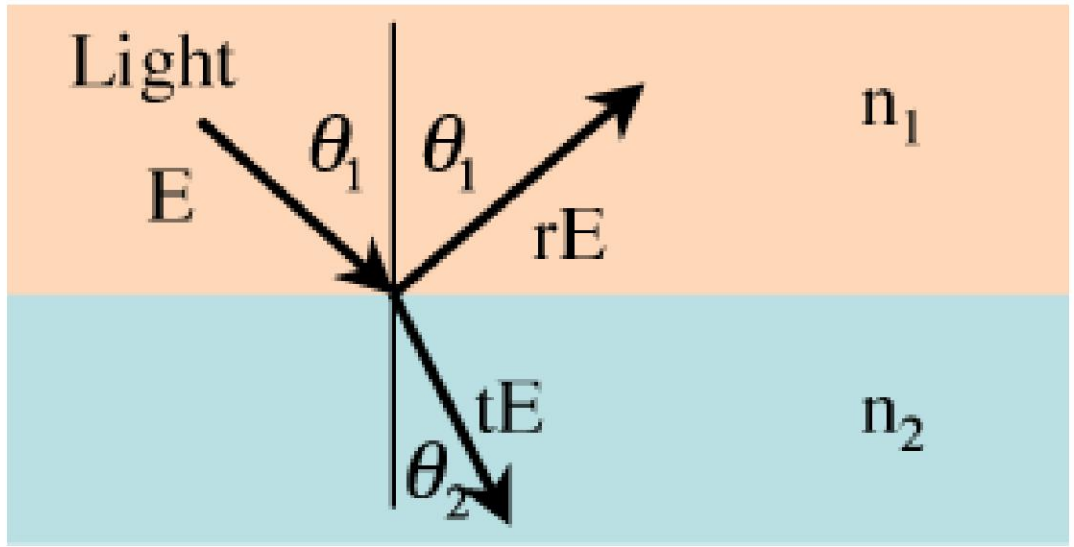
$$\text{TE:}\quad t = \frac{E_t}{E} = \frac{2\cos\theta}{\cos\theta + \sqrt{n^2-\sin^2\theta}}$$

Para n>1 r é negativo, deslocamento de fase ÿ

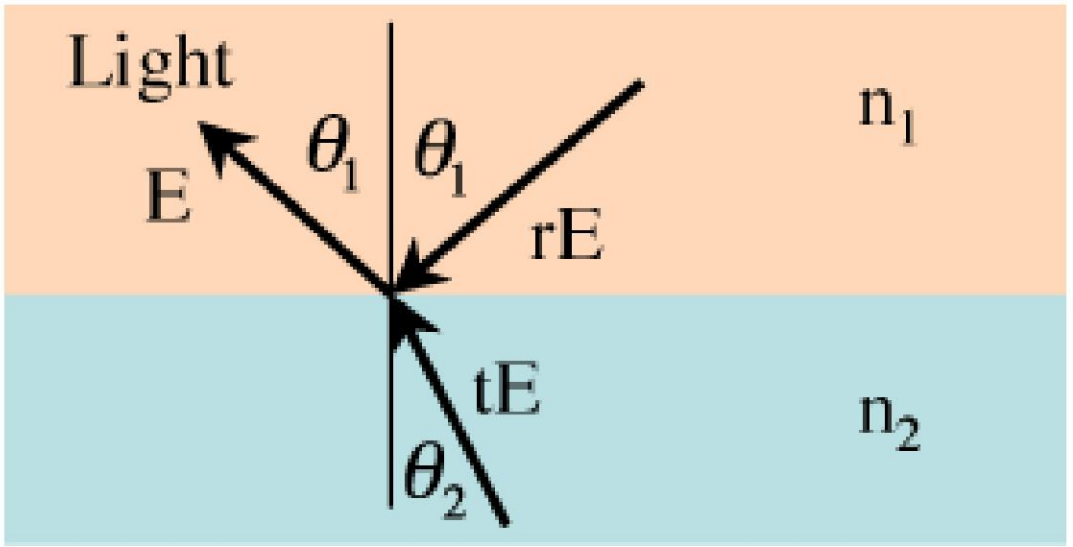
para = 0; = $\frac{2}{1+}$

Machine Translated by Google

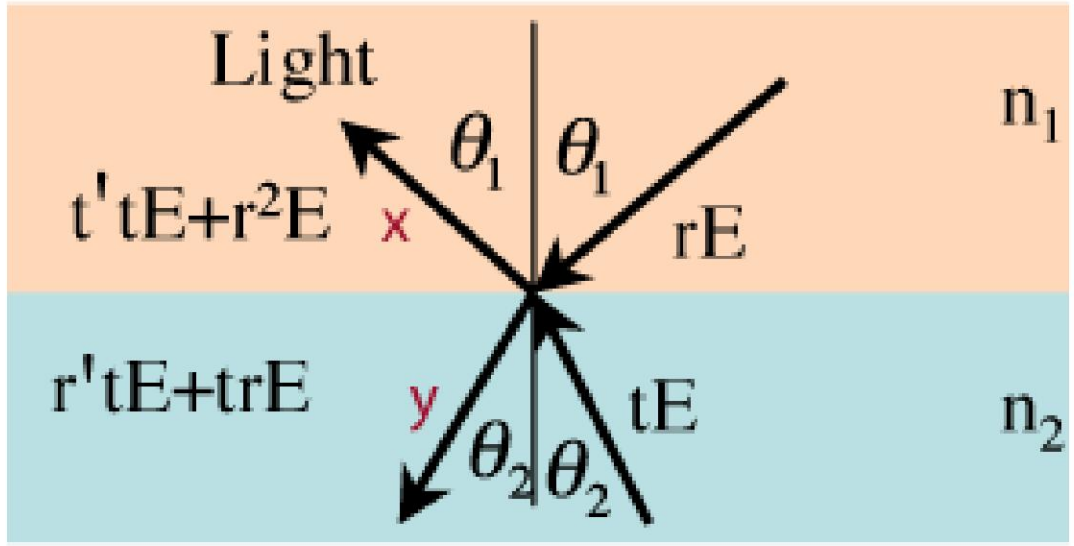
Forwards in time



Backwards in time



Backwards in time (showing all possible fields)



$$t'tE + r^2E = E$$

$$r'tE + trE = 0$$

$$\Rightarrow t't + r^2 = 1 \text{ and } r = -r'$$

(Stokes Relations)

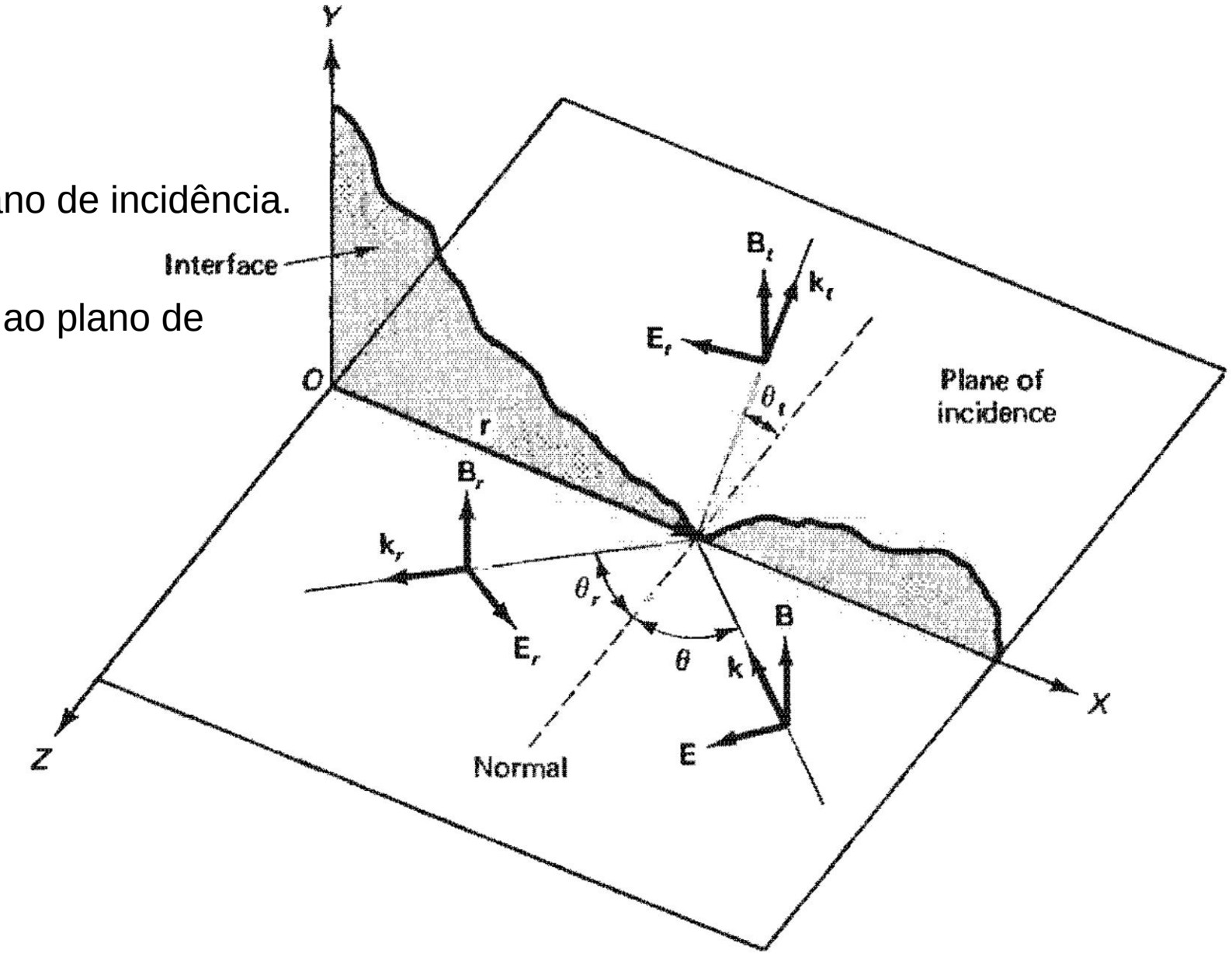
2 > 1

Machine Translated by Google

Modo TM

E é paralelo ao plano de incidência.

Bi é perpendicular ao plano de incidência.



Machine Translated by Google

$$\text{TM:} \begin{cases} n_1 E + n_1 E_r = n_2 E_t \\ -E \cos\theta + E_r \cos\theta = -E_t \cos\theta_t \end{cases}$$

$$\text{TM:} \quad r = \frac{E_r}{E} = \frac{n^2 \cos\theta - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}{n^2 \cos\theta + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}$$

para = 0; = $\frac{-1}{+1}$

$$\text{TM:} \quad t = \frac{E_t}{E} = \frac{2n \cos\theta}{n^2 \cos\theta + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}$$

para = 0; = $\frac{2}{+1}$

Machine Translated by Google

Aberrações

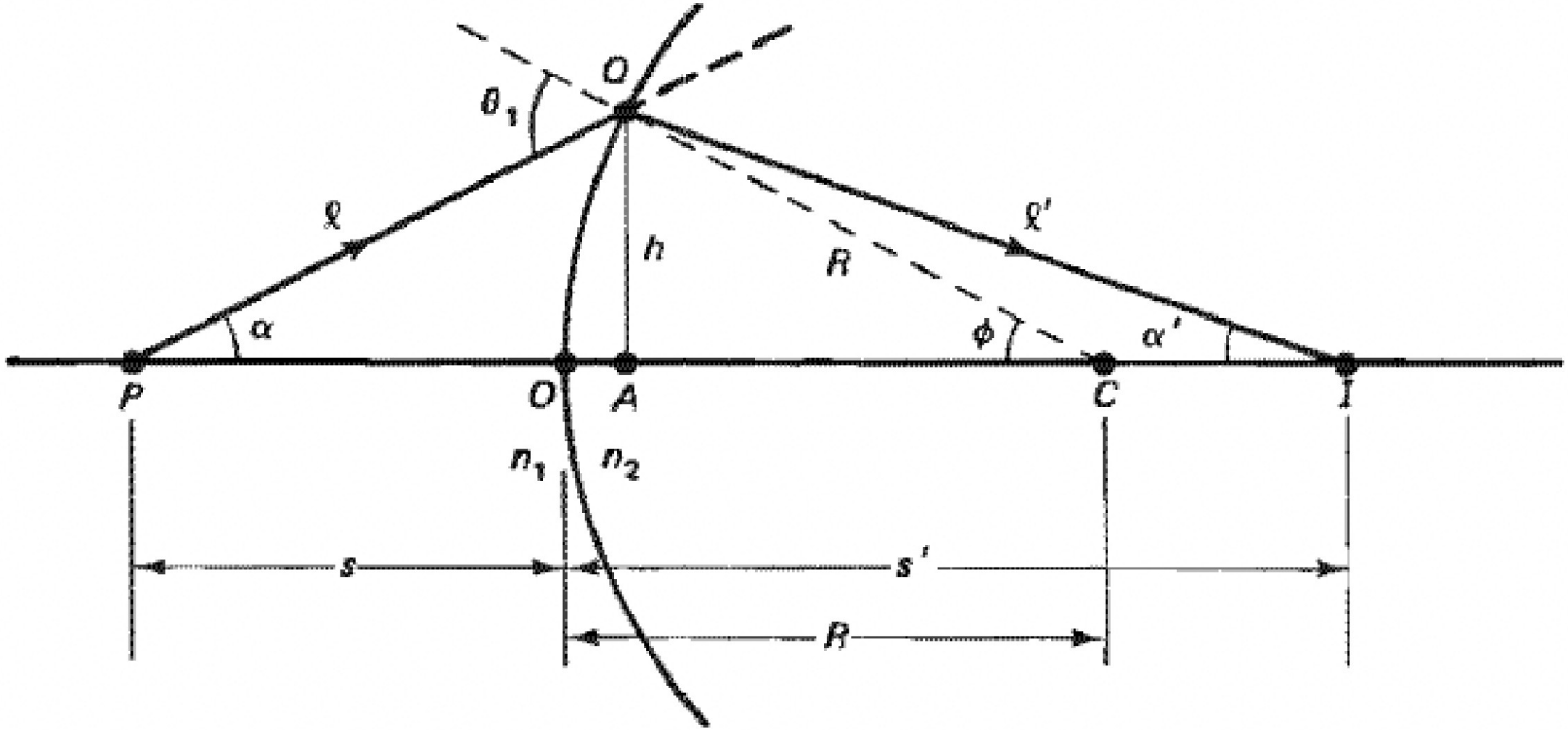
Machine Translated by Google

Além do pequeno ângulo

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \cdots$$

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \cdots$$

Machine Translated by Google



the optical path difference. More precisely,

$$a(Q) = (n_1\ell + n_2\ell') - (n_1 s + n_2 s')$$

Machine Translated by Google

$$\ell = s\left\{1 + \left[\frac{h^2(R+s)}{Rs^2} - \frac{h^4(R+s)}{12R^3s^2}\right]\right\}^{1/2}$$

$$\ell' = s'\left\{1 + \left[\frac{h^2(R-s')}{Rs'^2} - \frac{h^4(R-s')}{12R^3s'^2}\right]\right\}^{1/2}$$

$$a(Q) = \frac{h^2}{2}\left[\left(\frac{n_1}{s} + \frac{n_2}{s'}\right) - \left(\frac{n_2 - n_1}{R}\right)\right] - \frac{h^4}{8}\left[\frac{n_1}{s}\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{R}\right)^2 + \frac{n_2}{s'}\left(\frac{1}{s'} - \frac{1}{R}\right)^2\right]$$

Machine Translated by Google

Aberrações:

$$a(Q) = {}_0C_{40}r^4 + {}_1C_{31}h'r^3\cos\theta + {}_2C_{22}h'^2r^2\cos^2\theta + {}_2C_{20}h'^2r^2 + {}_3C_{11}h'^3r\cos\theta$$

r^4	spherical aberration
$h'r^3\cos\theta$	coma
$h'^2r^2\cos^2\theta$	astigmatism
h'^2r^2	curvature of field
$h'^3r\cos\theta$	distortion

Machine Translated by Google

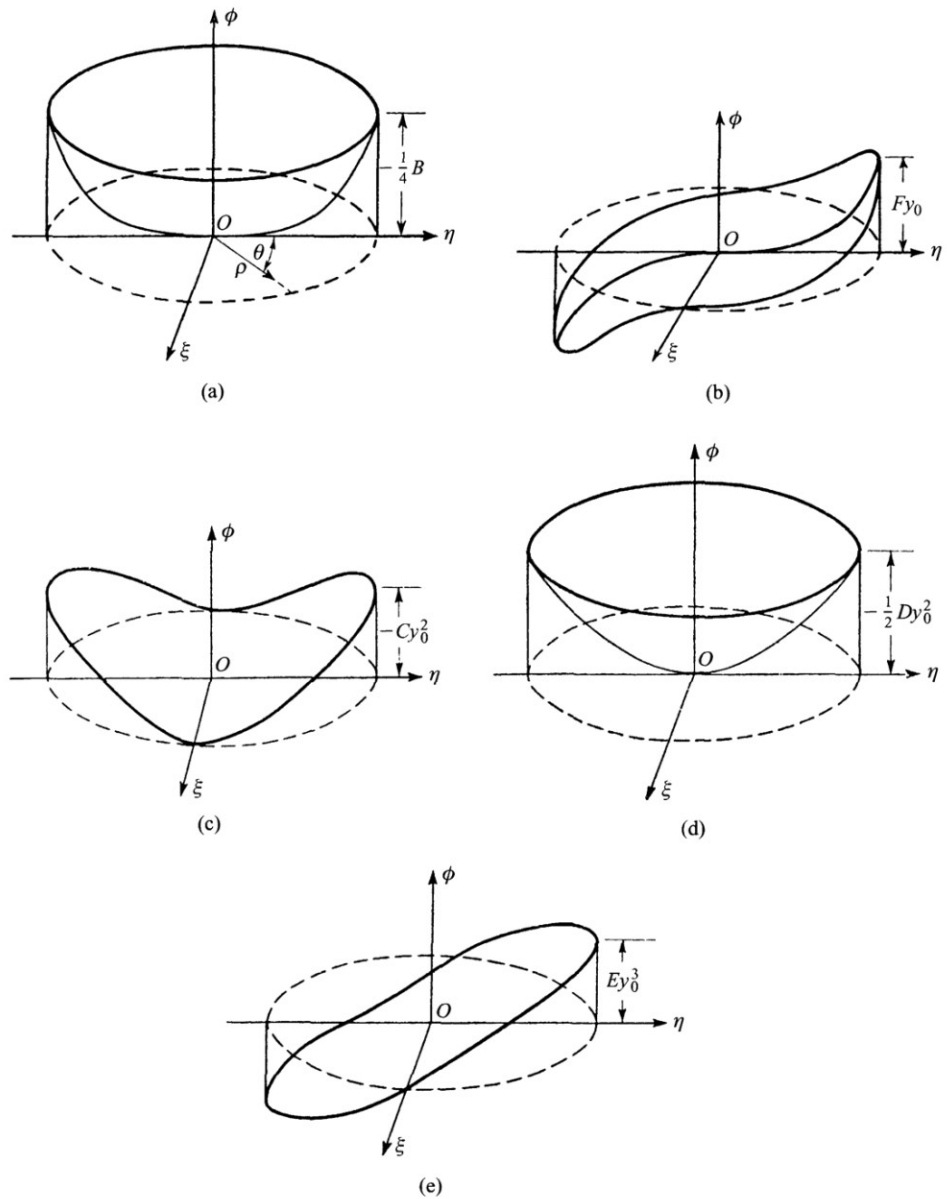


Fig. 5.3 The primary wave aberrations: (a) spherical aberration $\phi = -\frac{1}{4}B\rho^4$; (b) coma $\phi = Fy_0\rho^3 \cos\theta$; (c) astigmatism $\phi = -Cy_0^2\rho^2 \cos^2\theta$; (d) curvature of field $\phi = -\frac{1}{2}Dy_0^2\rho^2$; (e) distortion $\phi = Ey_0^3\rho \cos\theta$.

Machine Translated by Google

Círculo de menor confusão

Não é um ponto

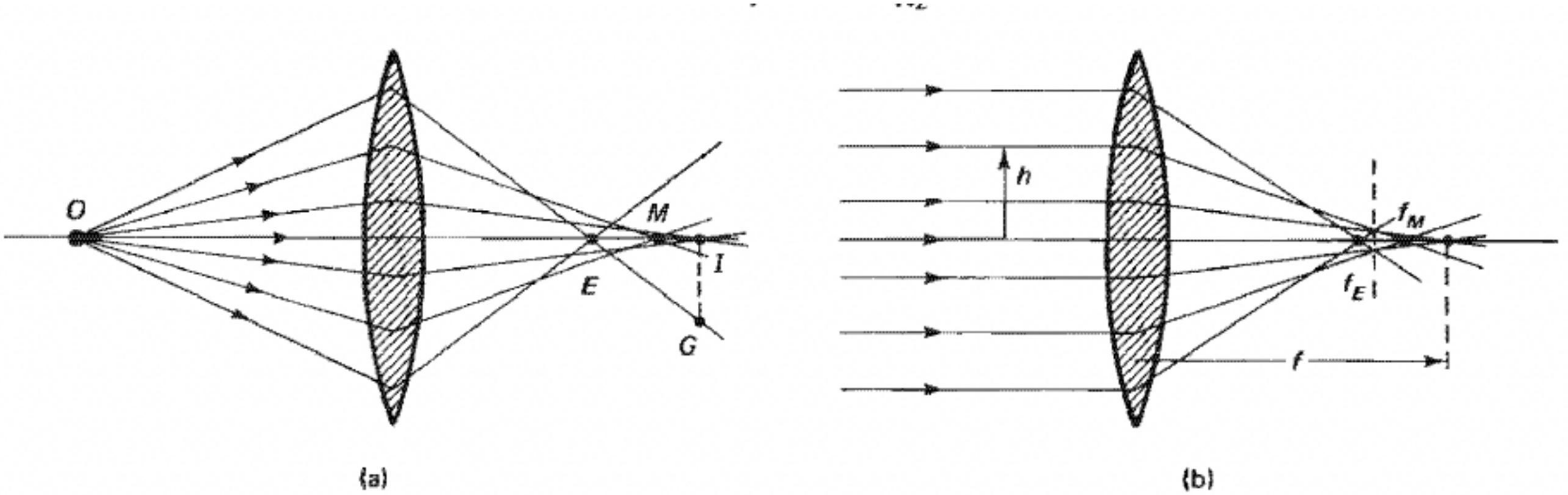
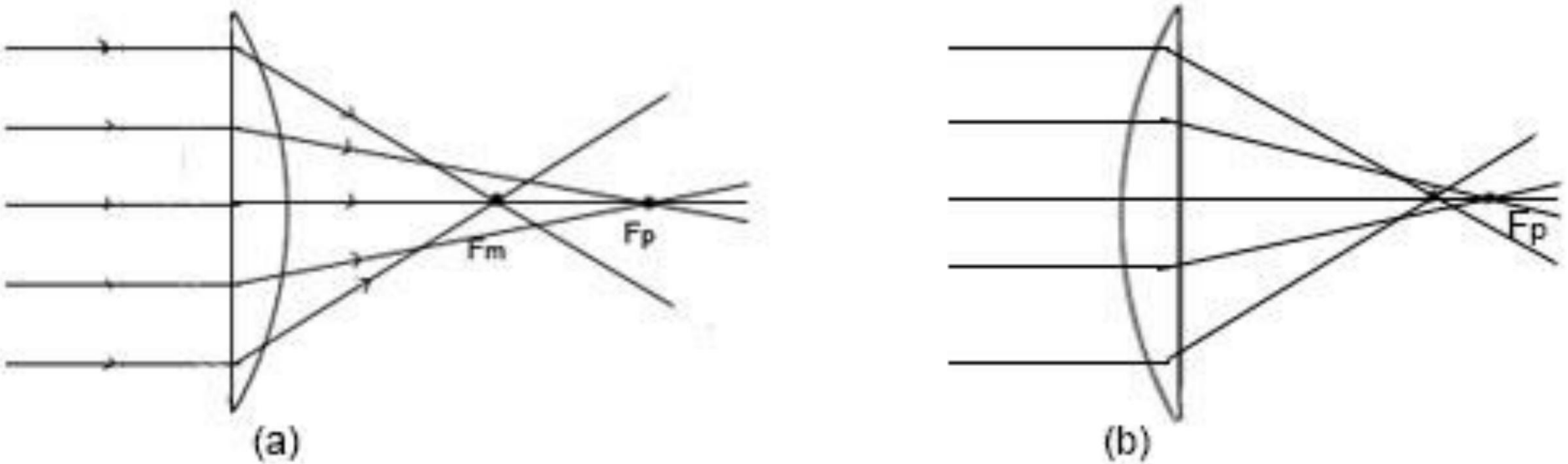


Figure 5-6 Spherical aberration of a lens, producing in (a) different image distances and in (b) different focal lengths, depending on the lens aperture.

Machine Translated by Google

Cuidado com a superfície que a luz atravessa primeiro



Reduction of spherical aberration by using plano - convex lens in different positions.

Observe que os raios não estão desenhados corretamente em seus ângulos

Machine Translated by Google

Para minimizar aberrações, use ângulos bem pequenos do feixe na superfície. Dois ângulos pequenos são melhores do que um grande.

Isso explica por que uma lente dupla tem muito menos aberrações do que uma simples, e também pode corrigir a aberração cromática.

O uso de aberturas é melhorado, mas a luz é perdida.

Estude Aberrações com Polinômios de Zernike.

Machine Translated by Google

Optik 113, No. 3 (2002) 142–144
© 2002 Urban & Fischer Verlag
http://www.urbanfischer.de/journals/optik

Optik Optics
International Journal for Light and Electron Optics

An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms

Wolfgang Alt

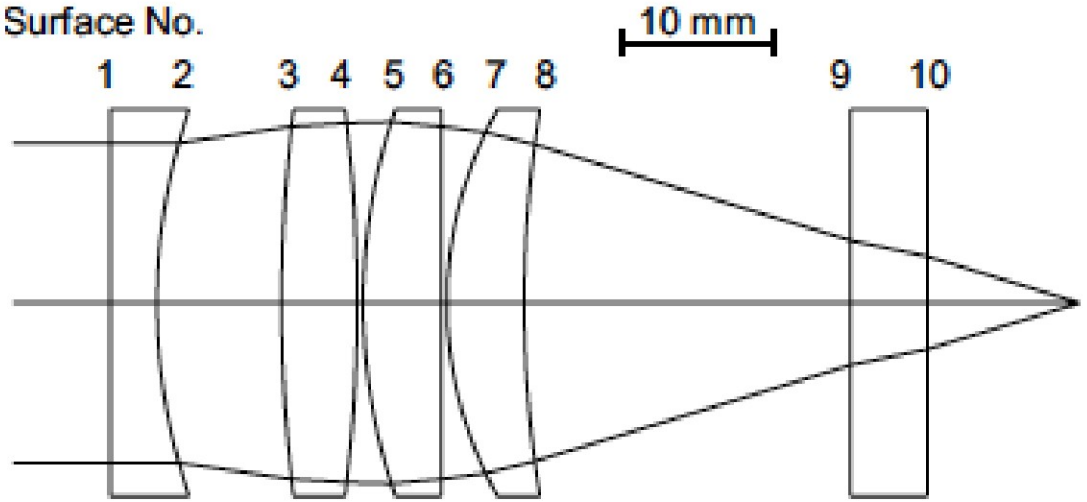
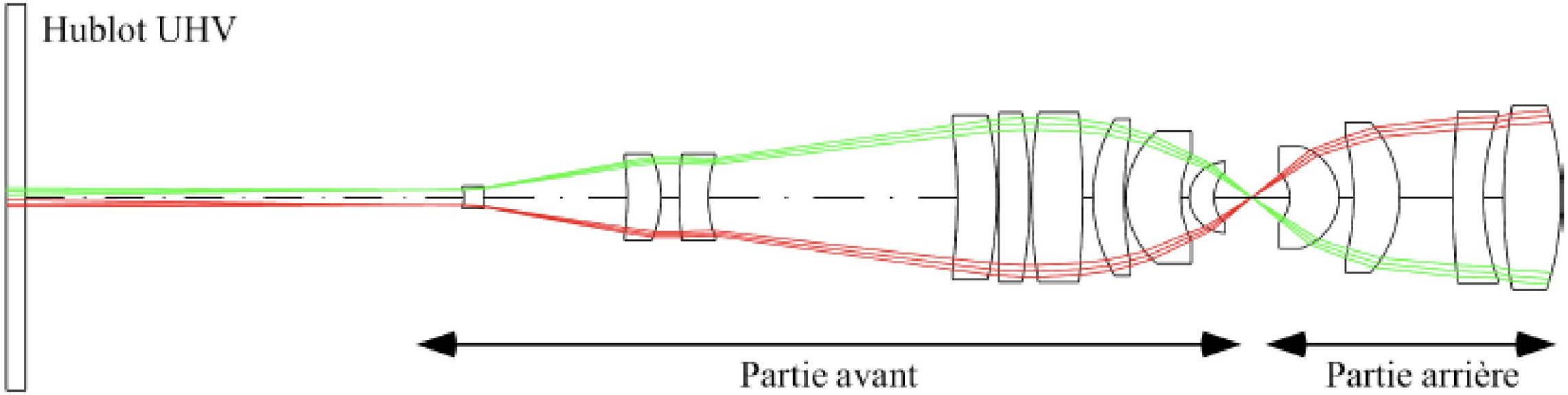


Fig. 2. Layout of the lens system. Surfaces 1 to 8 represent the objective itself, surfaces 9 to 10 represent the silica wall of the vacuum cell. The MOT is at the position of the focus on the right.

The objective is designed using the program Oslo LT [4]. It traces a parallel input beam of fixed diameter through the lens elements and the 5 mm silica window.

Machine Translated by Google

Objetivo (Institute d'Optique, 2001) formar um dipolo de armadilha para um átomo, tese de doutorado de Nicholas Schloser.



Machine Translated by Google

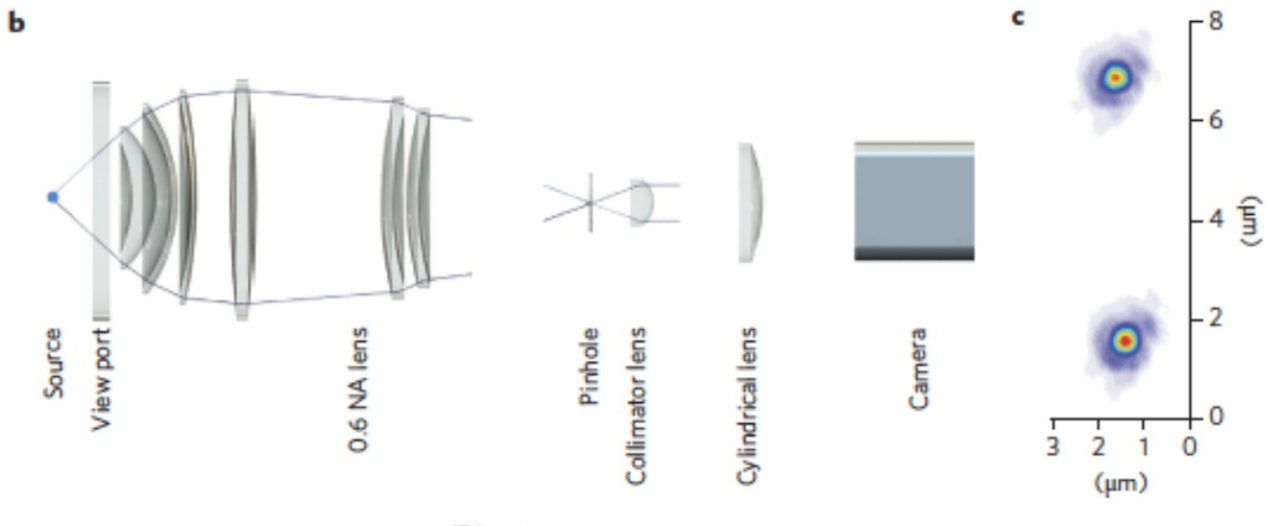
nature photonics

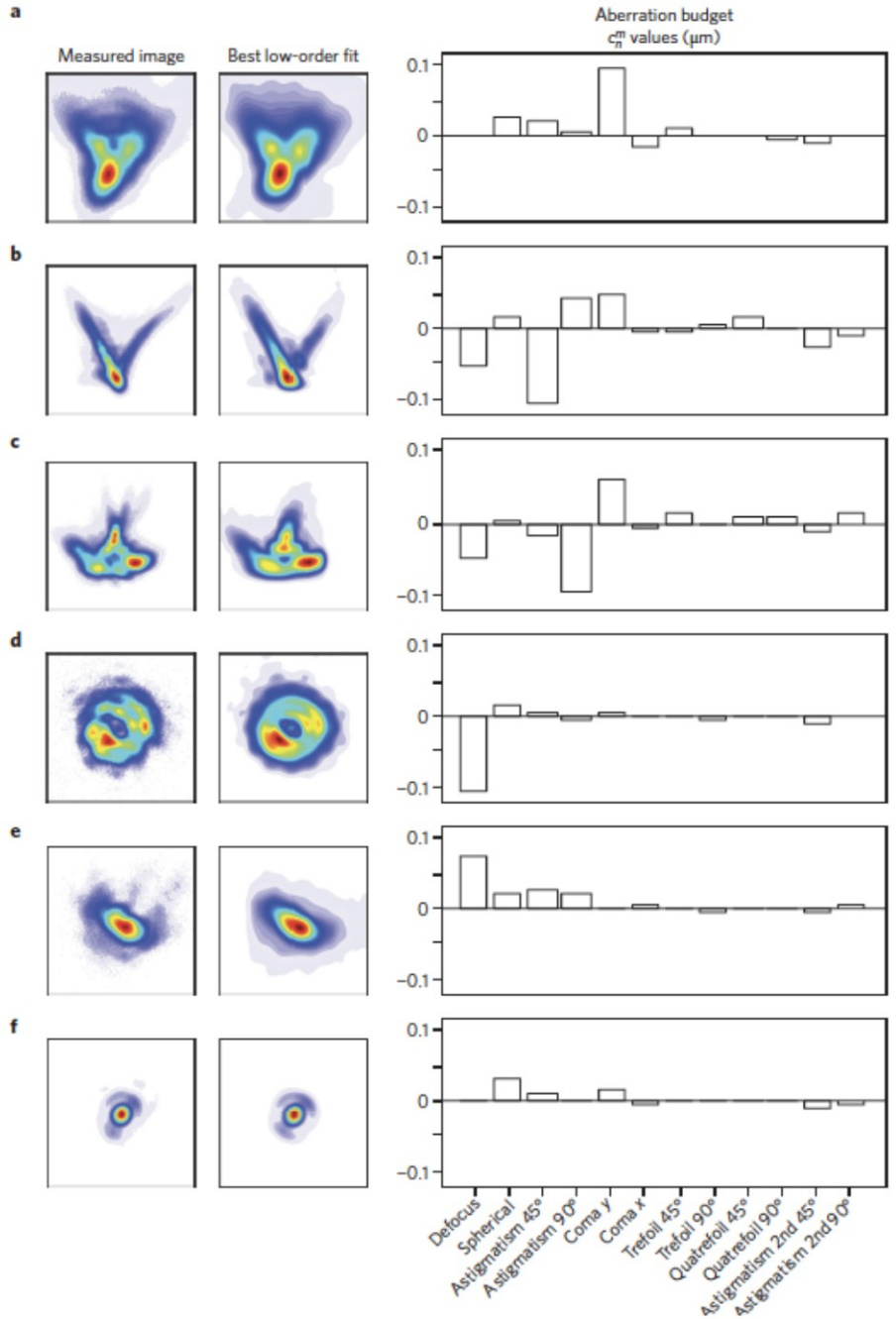
ARTICLES

PUBLISHED ONLINE: 18 JULY 2016 | DOI: 10.1038/NPHOTON.2016.136

High-resolution adaptive imaging of a single atom

J. D. Wong-Campos*, K. G. Johnson, B. Neyenhuis, J. Mizrahi and C. Monroe





Machine Translated by Google

Referências:

M. Born e E. Wolf, Princípios de Óptica, Cambridge University Press.

F. Pedrotti, L. Pedrotti e L. Pedrotti, Introdução à Óptica, Cambridge University Press.

Visão geral da óptica paraxial

https://nmr.physics.ox.ac.uk/oxonly/C2/optics-lectures-2011.pdf

Teich e Salelh, Fundamentos da Fotônica.

Machine Translated by Google

Obrigado

Machine Translated by Google