Se observa que $\Delta_1(x,y) = \Delta_{01} - (R_1 - \sqrt{R_1^2 - (x^2+y^2)})$, mientras que $\Delta_3 = \Delta_{03} - (-R_2 - \sqrt{R_2^2 - (x^2+y^2)})$. En el regimen paraxial

$$\Delta_1 \simeq \Delta_{01} - R_1\left(1 - \left(1 - \frac{x^2+y^2}{2R_1^2}\right)\right), \quad \Delta_{02} = \Delta_2 \quad \text{y}$$

$$\Delta_3 = \Delta_{03} + R_2 \frac{x^2+y^2}{2R_2^2}$$

$$\Rightarrow \Delta(x,y) \simeq \Delta_0 + \frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right), \text{ entonces}$$

$$t_\ell(x,y) := e^{i\phi} = e^{ik\Delta_0} e^{ik(n-1)\Delta(x,y)}$$
$$= e^{ikn\Delta_0} e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n-1)},$$

para una lente delgada $\Delta_0 \ll 1$ podemos escribir la transmitancia de la lente es

$$t_\ell(x,y) = e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2f}},$$

con $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$ es la ecuación del fabricante de lentes para lentes delgadas.

$$\therefore\ t_\ell(x,y) = e^{-i\frac{\pi}{\lambda f}(x^2+y^2)},$$

frente de onda esférico en la forma cuadrática

que se parece al de Fresnel pero ahora con $-i$ en lugar de i. Esta transmitancia es válida no sólo para lentes biconvexas (como se hizo), sino también para , , , , donde todo se codifica en f.

Demostrar $t_\ell(x,y)$ con la matriz de transferencia para una 1D

$$t_\ell(x,y) = e^{-i\frac{\pi}{\lambda f}x^2}$$