

Óptica geométrica

Repasinho
Fermat
Dioptras
Lentes delgadas

O de cómo manejar rayos para que hagan lo que uno quiera

En el capítulo anterior...



Christian Huygens



James Maxwell



La luz es una onda que describe la propagación espacio-temporal de campos eléctricos y magnéticos producidos por cargas aceleradas.

direccion de propagación (rayo)



Carga puntual acelerada

direccion de \vec{E}_0



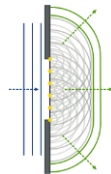
Christian Huygens

Principio de Huygens

"...Cada punto del frente de ondas actúa como un nuevo foco emisor secundario que genera ondas secundarias esféricas. Estas onditas se propagan a la velocidad de la onda en el medio. La posición de la superficie tangente a todas las onditas secundarias coincide con la posición que tendrá el frente de onda un instante despues"

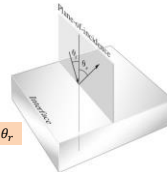


Cada fuente secundaria emite ondas esféricas



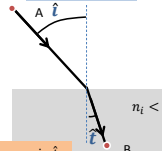
Christian Huygens

Ley de reflexión



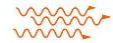
$$\theta_i = \theta_r$$

Ley de refracción



$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$

$$v = \frac{c}{n}$$



Christian Huygens

Ley de reflexión $\theta_i = \theta_r$

Ley de refracción $n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$

Reversibilidad de caminos ópticos



Principio de Fermat

(una alternativa a la teoría de onditas secundarias de Huygens)

La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que **minimiza la longitud del camino óptico** entre dichos puntos.

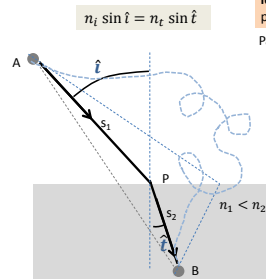
Para la trayectoria de la figura:
Long.Camino Geométrico: $s_1 + s_2$

Long.Camino Óptico: $n_1 s_1 + n_2 s_2$

$$LCO = \frac{c}{v_1} s_1 + \frac{c}{v_2} s_2 = \text{Tiempo que tarda la luz en recorrer la trayectoria}$$

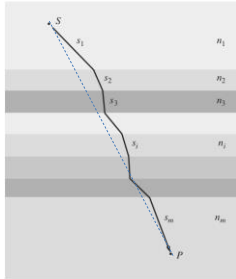
$$c \left(\frac{s_1}{v_1} + \frac{s_2}{v_2} \right) = c (t_1 + t_2)$$

La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que **minimiza el tiempo que tarda la luz** en conectarlos



$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$

Principio de Fermat

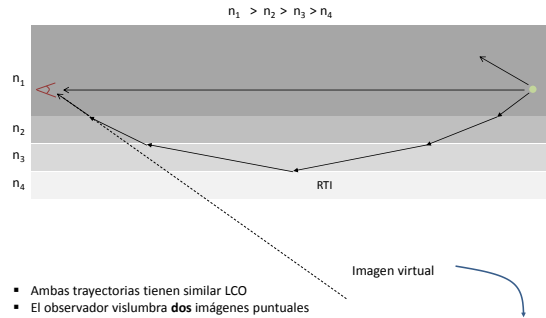


- La propagación a lo largo de diferentes medios puede estimarse a partir de la ley de Snell aplicada a cada interfase.
- La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que **minimiza la longitud de camino óptico** entre dichos puntos (o equivalente, **minimiza el tiempo de recorrido de la luz** entre ambos puntos).

Camino geométrico: $s_1 + s_2 + \dots + s_m$

Camino óptico: $n_1 s_1 + n_2 s_2 + \dots + n_m s_m$

Así se fabrica un espejismo

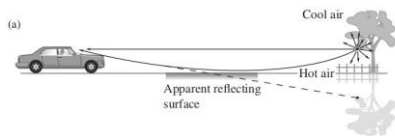


- Ambas trayectorias tienen similar LCO
- El observador vislumbra **dos imágenes puntuales**

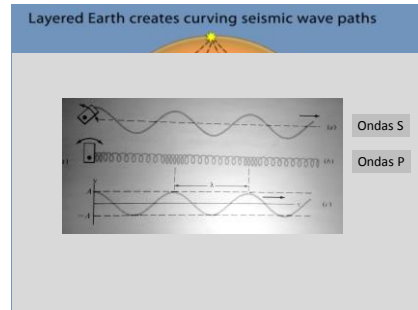
Espejismos



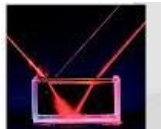
El índice de refracción del aire disminuye con la temperatura.



Curvado de ondas sísmicas

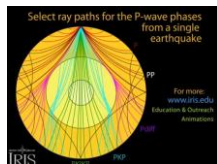
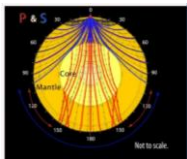


Un poco de geo ...



Propagación de ondas en medios no homogéneos

Toda vez que una perturbación que se propaga alcanza una discontinuidad, i.e. atraviesa una **interfase entre medios de propiedades diferentes**, parte de la energía es reflejada y parte atraviesa la interfase hacia el nuevo medio

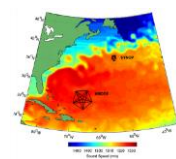


Un poco más de geo ...

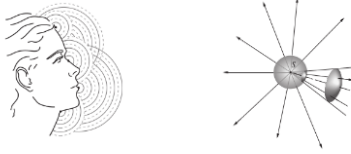
Propagación de ondas en medios no homogéneos



Ocean Acoustic Tomography

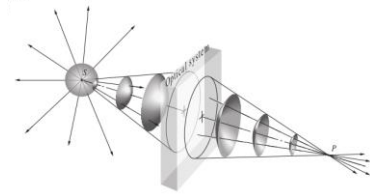


Empezando a imagnear

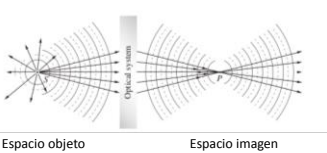


Cada punto de la superficie de una fuente luminosa, o de un objeto iluminado, puede considerarse como una fuente puntual que emite ondas esféricas.

Deformando frentes de onda

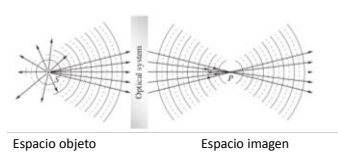


Deformando frentes de onda



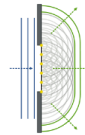
- Dentro de lo que llamamos sistema óptico ocurren refracciones y reflexiones que tienen como resultado el cambio de dirección de rayos (deformación del frente de onda)
- En este ejemplo la imagen de un punto es un punto. El sistema óptico transforma un punto objeto (S) en un punto imagen (P). (Esto no siempre es así...y cuando no ocurre: se habla de aberraciones)
- Como la propagación de rayos es reversible. Si el objeto estuviera en P su imagen sería el punto S. Se dice que S y P son **puntos conjugados**

Deformando frentes de onda

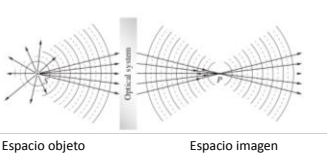


- El sistema óptico **colecta solo una porción del frente de onda** entonces es de esperar efectos de difracción (recordar Raleigh!!).

- PERO...si consideramos que **las dimensiones de la lente son mucho mayores que la longitud de onda de la luz** que la atraviesa entonces podemos despreciar estos efectos y quedarnos con una caracterización **geométrica**.

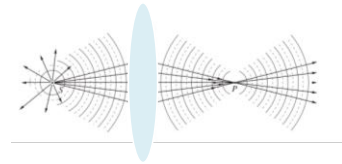


Optica geométrica



- El sistema óptico **colecta solo una porción del frente de onda** entonces es de esperar efectos de difracción (recordar Huygens!!).
- PERO...si consideramos que **las dimensiones de la lente son mucho mayores que la longitud de onda de la luz** que la atraviesa entonces podemos despreciar estos efectos y quedarnos con una caracterización **geométrica**.
- **Optica geométrica**: Nos quedamos con leyes de refracción y reflexión y **despreciamos** la naturaleza ondulatoria de la luz (chau difracción e interferencia)

Lentes



Lente: Dispositivo refractante (provoca una discontinuidad del índice de refracción en una zona del espacio) que tiene como efecto reconfigurar la propagación de ondas incidentes de una manera particular.

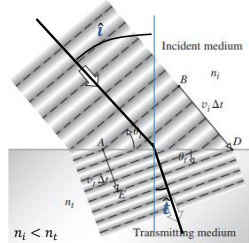
Empecemos por algo simple... Dioptra (a.k.a. interfase) plana

nota: la normal a la superficie es siempre la misma (tiene la misma dirección) para cualquier punto de la superficie plana

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$$

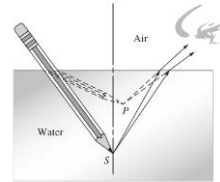
$$n_i \sin \hat{l} = n_t \sin \hat{t}$$

En este caso se trata de una interfase (dioptra) plana que cambia la dirección del frente de ondas plano



Dioptra plana y formación de imágenes

- Los rayos de la fuente puntual S que se refractan en la interfase agua-aire parecen provenir de P
- Decimos que la imagen de la fuente puntual S, es la fuente **virtual** P



Longitud de camino óptico y frentes de onda

Cuanto tarda la luz en recorrer |FE|? Y |GI|?

Principio de Fermat

La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que minimiza la **longitud del camino óptico** entre dichos puntos.

$$LCO|_{FAE} = n_i |FA| + n_t |AE|$$

$$= \frac{c|FA|}{v_i} + \frac{c|AE|}{v_t} = c(t_{FA} + t_{AE})$$

Analogamente:

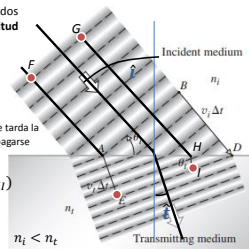
$$LCO|_{GHI} = n_i |GH| + n_t |HI|$$

$$= \frac{c|GH|}{v_i} + \frac{c|HI|}{v_t} = c(t_{GH} + t_{HI})$$

Pero entonces vemos que:

$$LCO|_{FAE} = LCO|_{GHI}$$

$$n_i \sin \hat{l} = n_t \sin \hat{t}$$



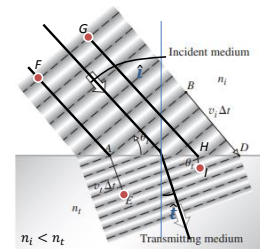
Longitud de camino óptico y frentes de onda



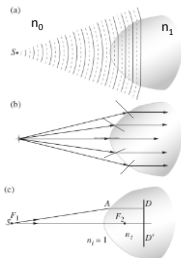
Mantra de los caminos opticos:
La LCO de rayos que conectan puntos de dos frentes de ondas es siempre la misma

$$LCO|_{FE} = LCO|_{GI}$$

Y por que es bueno saber lo mismo de manera tan rebuscada??



Dióptras más generales



La combinación de geometría (una hipérbola en este caso) y cambio de velocidad de propagación ($n_1 > n_0$) da lugar a la deformación del frente de ondas de una manera particular

Esto también puede ser descrito en el lenguaje de rayos y Snell

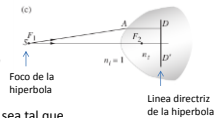
Y también es consistente con Fermat!
La trayectoria de la luz entre dos puntos es la que minimiza el tiempo de recorrido o lo que es lo mismo, la longitud de camino óptico.

La hipérbola tiene "justo" una forma tal que la longitud de camino óptico de cualquier rayo que parta de S y llegue a algún punto del frente DD' sea el mismo.

Esto asegura que todos los rayos de S lleguen en fase al plano DD' y definen por tanto un frente de onda plano.

Dióptras: buscando la forma

Uds me creyeron que la superficie que lograba transformar el frente de ondas esférico en un plano era una hipérbola...veámoslo con un poco de detalle usando Fermat:



Veamos qué resulta de requerir que la interfase sea tal que

$$LCO \ n_i |SA| + n_t |AD| = cte, \text{ para todo } A \text{ sobre la interfase}$$

$$|SA| + \frac{n_t}{n_i} |AD| = cte'$$

$$\downarrow$$

$$|SA| + e |AD| = cte'$$

Ecuación (de una hipérbola de excentricidad $e > 1$) que deben cumplir los puntos A que definen la interfase requerida.

Cuando una fuente puntual se encuentra sobre el foco F1 de una hipérbola, un frente de ondas plano se propaga por el medio de mayor índice de refracción.

Dióptras que transforman ondas esféricas en ondas planas



LCO $n_t |SA| + n_e |AD| = cte$, para todo rayo que pase por A sobre la interfase

$$|SA| + \frac{n_t}{n_e} |AD| = cte'$$

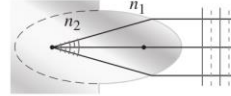
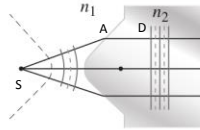
$$n_t > n_e \quad e > 1 \quad |SA| + e |AD| = cte' \quad n_t < n_e \quad e < 1$$

Los puntos A describen una hipérbola

Los puntos A describen una elipse
qué ve alguien que observa desde la derecha?

Dióptras que transforman ondas planas en esféricas

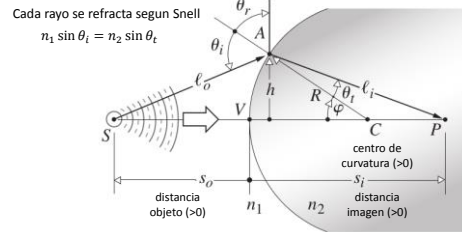
Y el caso inverso? reversión temporal!



Dióptras esféricas

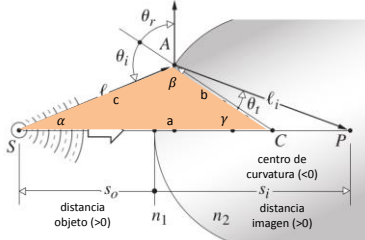
- Vemos que dióptras elípticas/hiperbólicas sirven para transformar frente de ondas planos->esféricas
- Pero es mucho más fácil construir superficies esféricas...cambia mucho el comportamiento?

Dióptra esférica



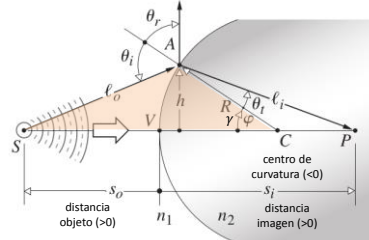
Cómo podemos relacionar las posiciones del objeto, la imagen y la geometría de la interfase?
 $LCO = n_1 l_o + n_2 l_i$

Dioptra esférica



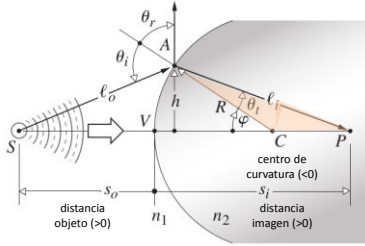
Cómo podemos relacionar las posiciones del objeto, la imagen y la geometría de la interfase?
 $LCO = n_1 l_o + n_2 l_i \quad c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$

Dioptra esférica



Cómo podemos relacionar las posiciones del objeto, la imagen y la geometría de la interfase?
 $c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$
 $\overline{SAC}: l_o^2 = R^2 + (s_o + R)^2 - 2R(s_o + R) \cos \varphi$

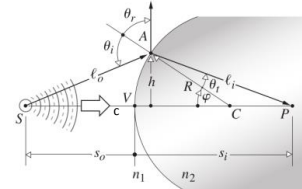
Dióptra esférica



Cómo podemos relacionar las posiciones del objeto, la imagen y la geometría de la interfase?

$LCO = n_1 l_o + n_2 l_i$
 $c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$
 $s\bar{A}C: l_o^2 = R^2 + (s_o + R)^2 - 2R(s_o + R) \cos \varphi$
 $c\bar{A}P: l_i^2 = R^2 + (s_i - R)^2 - 2R(s_i - R) \cos(\pi - \varphi)$

Dióptra Esférica



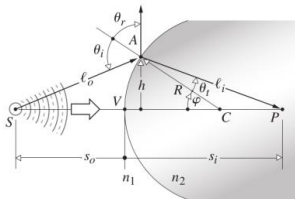
Cómo podemos relacionar las posiciones del objeto, la imagen y la geometría de la interfase?

$LCO = n_1 l_o(\varphi) + n_2 l_i(\varphi)$
 $= n_1 \sqrt{(s_o + R)^2 + R^2 - 2R(s_o + R) \cos \varphi} + n_2 \sqrt{(s_i - R)^2 + R^2 + 2R(s_o + R) \cos \varphi}$

Fermat: LCO debe ser mínimo ← debe ser tal que φ parametriza la localización del pto A

$\left. \frac{dLCO}{d\varphi} \right|_{\varphi_A} = 0 = \frac{n_1 R(s_o + R) \sin \varphi}{2l_o(\varphi)} - \frac{n_2 R(s_i - R) \sin \varphi}{2l_i(\varphi)}$

Dióptra Esférica



$LCO = n_1 l_o(\varphi) + n_2 l_i(\varphi)$

Fermat: LCO debe ser mínimo

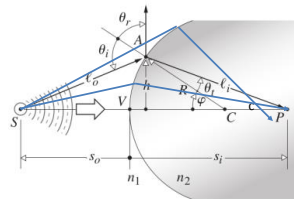
$\left. \frac{dLCO}{d\varphi} \right|_{\varphi_A} = 0$
 $\frac{n_1 R(s_o + R) \sin \varphi}{2l_o} - \frac{n_2 R(s_i - R) \sin \varphi}{2l_i} = 0$

$\frac{n_1 (s_o + R)}{l_o} = \frac{n_2 (s_i - R)}{l_i}$

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

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

Dióptra Esférica



$LCO = n_1 l_o(\varphi) + n_2 l_i(\varphi)$

Fermat: LCO debe ser mínimo

$\left. \frac{dLCO}{d\varphi} \right|_{\varphi_A} = 0$
 $\frac{n_1 R(s_o + R) \sin \varphi}{2l_o} - \frac{n_2 R(s_i - R) \sin \varphi}{2l_i} = 0$

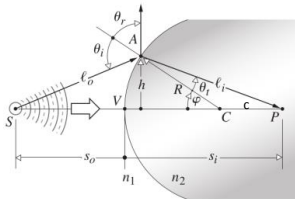
$\frac{n_1 (s_o + R)}{l_o} = \frac{n_2 (s_i - R)}{l_i}$

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

Llegamos a una expresión exacta, para el φ que minimiza el LCO_{sp} → $\frac{n_1}{l_o(\varphi)} + \frac{n_2}{l_i(\varphi)} = \frac{1}{R} \left(\frac{n_2 s_i}{l_i(\varphi)} - \frac{n_1 s_o}{l_o(\varphi)} \right)$

Pero fíjense que ahora la imagen de un punto no es un punto

Dióptra Esférica aprox. paraxial



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

Notar que para los rayos que se desvían poco del eje:

$\varphi \sim 0 \quad s_o \sim l_o \quad s_i \sim l_i$

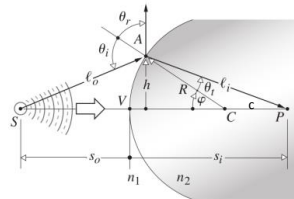
Ecuación de dióptra esférica en la aproximación paraxial

En esta aproximación l_i y l_o desaparecieron de la ecuación!

$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$

Para rayos paraxiales, la ecuación que vincula la posición de la fuente con la de la imagen es independiente del pto A (l_o y l_i)

Dióptra Esférica aprox. paraxial



$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$

Importante tener presente convención de signos utilizada.

← eje s_o eje s_i →

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

Dióptra esférica

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

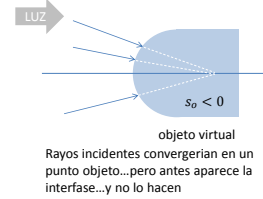
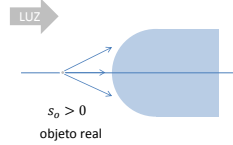


Dióptra esférica

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

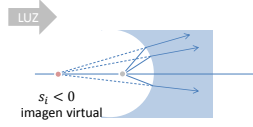
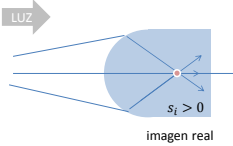


Dióptra esférica

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

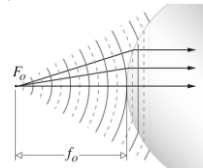


Rayos refractados parecen diverger de un punto imagen...que no existe en realidad(!)

Dióptra esférica

Hay algunos puntos especiales

Existe una posición, llamada **foco objeto (f_o)**, desde donde la cual la onda esférica emitida por una fuente puntual se transforma en onda plana



$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$s_o \rightarrow f_o \quad s_i \rightarrow \infty$$

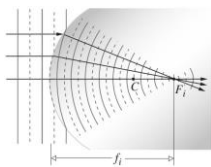
$$\frac{n_1}{f_o} + \frac{n_2}{\infty} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

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

Dióptra esférica

Hay algunos puntos especiales

Existe una posición sobre el eje optico llamada **foco imagen (f_i)**, a donde convergen frente de ondas planas incidentes sobre la dioptra



$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$s_o \rightarrow \infty \quad s_i \rightarrow f_i$$

$$\frac{n_1}{\infty} + \frac{n_2}{f_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

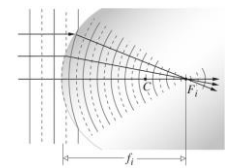
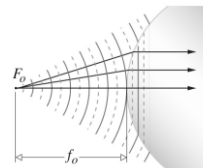
$$f_i = \frac{n_2}{(n_2 - n_1)} R$$

Dióptra esférica

Hay algunos puntos especiales

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

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



La ubicación de los puntos focos objeto e imagen de una dioptra esférica en la aproximación paraxial dependen de: n1, n2 y R

Dióptra esférica: objetos virtuales

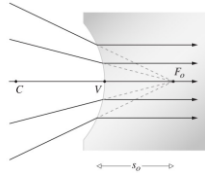
Recordemos:

El **foco objeto** es la ubicación del objeto que produce un frente de onda refractado plano.

Consideremos esta situación: Onda incidente hacia la dióptra convergiendo hacia algún punto (llamado **objeto virtual**)

Recordemos convención con la que hay que trabajar Con luz desde la izquierda...

s_o, f_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico



$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R}(n_2 - n_1)$$

$$f_o = \frac{n_1}{(n_2 - n_1)} R < 0$$

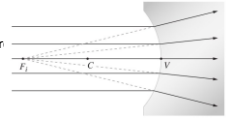
Dióptra esférica: imágenes virtuales

Recordemos:

El **foco imagen** es la ubicación del punto imagen producido por un frente de onda plano incidente sobre una dióptra.

Consideremos esta situación: Onda plana incidente hacia la dióptra de $R < 0$. Rayos refractado parecen provenir de un punto ubicado en f_i

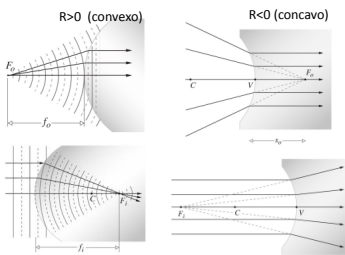
Recordemos convención con la que hay que trabajar Con luz desde la izquierda...



s_o, f_o	+ izquierda de V
s_i, f_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

$$f_i = \frac{n_2}{(n_2 - n_1)} R < 0$$

Dióptra esférica



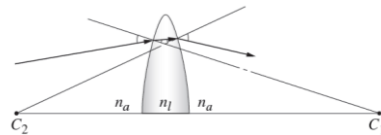
$$f_o = \frac{n_1}{(n_2 - n_1)} R$$

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

La ubicación de los puntos focos objeto e imagen de una dióptra esférica en la aproximación paraxial dependen de: n_1, n_2 y R

Lentes (Snell x 2)

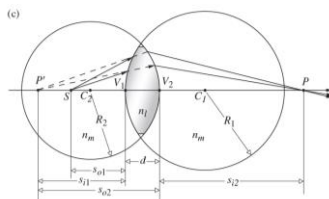
Una lente \longleftrightarrow dos interfases (material1-material2-material1)



Ya sabemos como encontrar analíticamente la imagen de una fuente puntual que produce una dióptra (...solo que ahora tenemos que concatenar dos veces ese procedimiento)

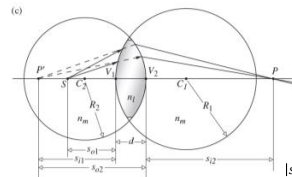
Lentes (Snell x 2)

Una lente \longleftrightarrow dos interfases (material1-material2-material1)



Ya sabemos como encontrar analíticamente la imagen de una fuente puntual que produce una dióptra (...solo que ahora tenemos que concatenar dos veces ese procedimiento)

Lentes: fórmula del constructor



La primera refracción de rayos genera la imagen primaria P' (que para este ejemplo resulta virtual)

P' actuará como fuente objeto (S_{o2}) para la refracción de la segunda interfase.

teniendo en cuenta los signos

$$|s_{o2}| = |s_{i1}| + d \rightarrow s_{o2} = -s_{i1} + d$$

Para la primera interfase:

$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_l}{s_{i1}} = \frac{1}{R_1}(n_l - n_m)$$

Sumo miembro a miembro ambas expresiones

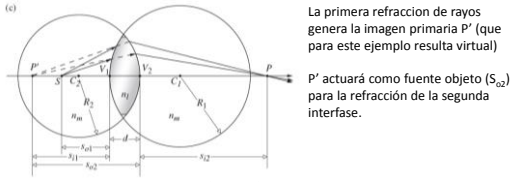
$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_l - n_m) + \frac{n_l d}{(s_{i1} - d)s_{i2}}$$

Para la segunda interfase:

$$-\frac{n_l}{-s_{i1} + d} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \frac{1}{R_2}(n_m - n_l)$$

>0 en este ejemplo

Lentes: aproximación de lente delgada



La primera refracción de rayos genera la imagen primaria P' (que para este ejemplo resulta virtual) P' actuará como fuente objeto (S_{o1}) para la refracción de la segunda interfase.

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

Si la lente es lo suficientemente **delgada** $d \rightarrow 0$

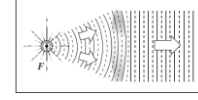
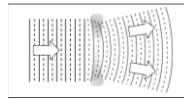
$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_l - n_m)$$

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$$

$$n_{lm} \equiv \frac{n_l}{n_m}$$

Lentes delgadas: haciendo foco

Puntos especiales: $\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$



Donde se forma la imagen cuando incide una onda plana? Llamo a ese punto **foco imagen** f_i

De que punto proviene la onda incidente cuando se transmite una onda plana? Llamo a ese punto **foco objeto** f_o

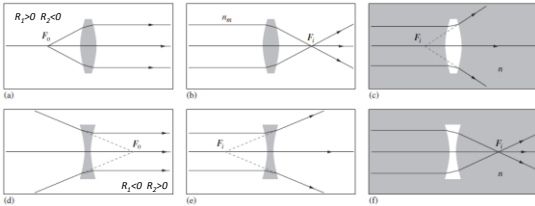
$$\frac{1}{\infty} + \frac{1}{f_i} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$$

$$\frac{1}{f_o} + \frac{1}{\infty} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$$

Para una lente delgada: $f_i = f_o = f$ $\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$

Focos, geometría y n's

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1) \longrightarrow \frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$$



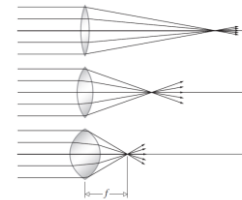
Curvatura y distancia focal

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1) \longrightarrow \frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)(n_{lm} - 1)$$

Ejemplo de dependencia con la curvatura

$$\frac{1}{R}$$

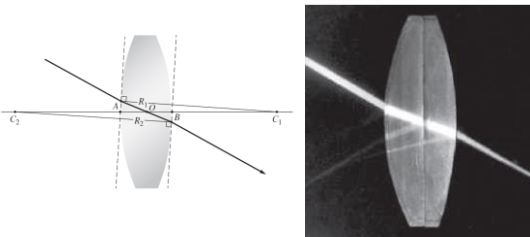
Distancias focales más pequeñas se obtienen para curvaturas más grandes



Potencia de una lente (dioptrías)

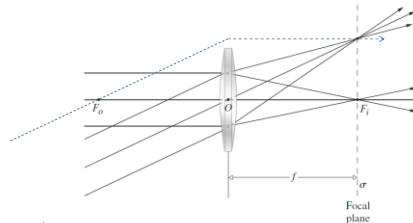
$$\phi = \frac{1}{f}$$

Rayos particulares (de mucha ayuda)



Para lentes delgadas el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.

Plano focal



Teniendo en cuenta que:

Para lentes delgadas el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.

El rayo que pasaría por f_o debe salir paralelo

Un haz de rayos paralelos no alineado con el eje óptico converge a un punto sobre el **plano focal** de la lente

Lentes delgadas y formación de imágenes (metodo de los 3 rayos 3)

- el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.
- el rayo que entra paralelo se dirige hacia f_i
- el rayo que pasa por f_o sale paralelo

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

Lentes delgadas y formación de imágenes (ejs. con objetos virtuales)

- el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.
- el rayo que entra paralelo se dirige hacia f_i
- el rayo que pasa por f_o sale paralelo

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

APPLET
geometric-optics.jar

Aumento Lateral de una lente

$$\tan \alpha = \frac{y_o}{f} = -\frac{|y_i|}{(s_i - f)}$$

$$\frac{y_o}{|y_i|} = \frac{f}{(s_i - f)}$$

Aumento Lateral de una lente

$$\frac{y_o}{|y_i|} = \frac{(s_o - f)}{f}$$

$$\frac{y_o}{|y_i|} = \frac{f}{(s_i - f)}$$

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

Definimos aumento lateral como $\rightarrow M_T \equiv \frac{y_i}{y_o} = -\frac{s_i}{s_o} = \frac{(f - s_i)}{f} = -\frac{f}{(f - s_o)}$

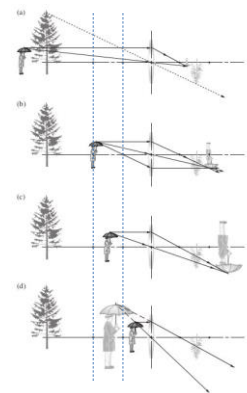
Aumento Lateral de una lente

$$M_T \equiv \frac{y_o}{y_i} = -\frac{s_o}{s_i} = \frac{f}{(f - s_i)} = \frac{(f - s_o)}{f}$$

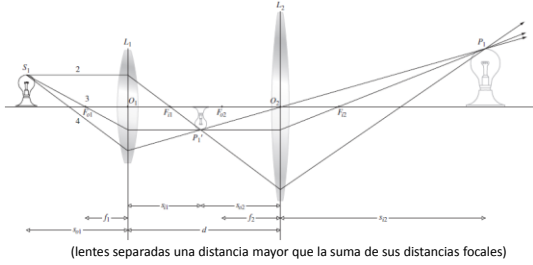
- $M_T < 0$ indica imagen invertida
- Notar: sólo no habrá inversión cuando objeto e imagen esten en el mismo sem-espacio

Aumento Lateral de una lente

$$M_T \equiv \frac{y_o}{y_i} = -\frac{s_o}{s_i} = \frac{f}{(f - s_i)} = \frac{(f - s_o)}{f}$$



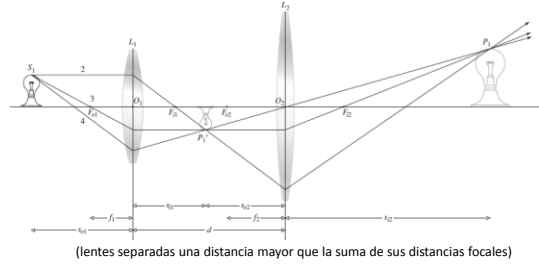
Combinación de lentes delgadas



La imagen de la primera lente sera el objeto de la segunda...
 Análiticamente, puedo plantear secuencialmente la ec. del constructor de lentes:

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

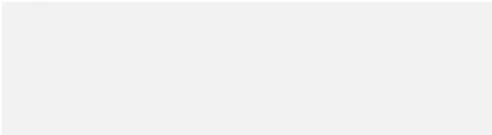
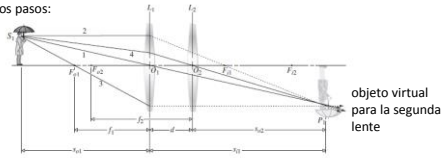
Combinación de lentes delgadas



$$M_T = M_{T1} M_{T2}$$

Combinación de lentes delgadas

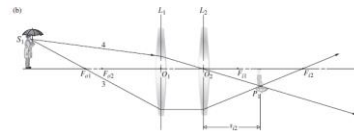
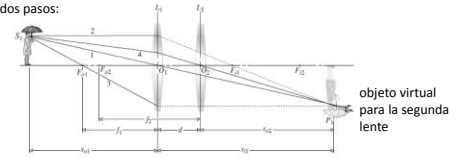
Lo hago en dos pasos:



(lentes separadas una distancia menor que la suma de sus distancias focales)

Combinación de lentes delgadas

Lo hago en dos pasos:



(lentes separadas una distancia menor que la suma de sus distancias focales)