

Práctica 2

Reflexión y Refracción de la Luz en Superficies Curvas y Planas

Luis Arturo Ureña Casarrubias
Alicia Aldana Pérez

Laboratorio de Óptica

21 de septiembre de 2024

Resumen

En dicho reporte se encuentran los detalles de la práctica hecha en laboratorio cuyo objetivo era observar y analizar los fenómenos de reflexión y refracción de la luz. Se hizo incidir un láser sobre las caras planas y curvas de una pieza de vidrio a con distintos ángulos para, además de visualizar los efectos de la luz al atravesar el medio, a base de ahí obtener los índices de refracción del vidrio usado.

1. Introducción

Dentro de la descripción matemática de la luz como una onda electromagnética existe una región donde la luz puede ser tratada como si emanará de su fuente a lo largo de rayos rectos, y es a lo largo de estos rayos que la energía lumínica es transmitida dentro de un sistema óptico. Tal región de aproximación puede visitarse cuando la longitud de onda de la luz es despreciable en comparación con las dimensiones del sistema óptico considerado y se llama *óptica geométrica*, y está regida fundamentalmente por las leyes de *reflexión* y *refracción* (L. Pedrotti et al., s.f.).

Cuando la naturaleza ondulatoria de la luz exige ser tratada uno debe visitar el reino de la *óptica física*. De hecho, es cuando se considera el comportamiento de la luz como una onda en la frontera entre dos medios que se obtienen las leyes mencionadas sin recurrir a la aproximación.

Las leyes de la óptica geométrica describen las discontinuidades que aparecen entre rayos que conforman la trayectoria óptica y que dependen de las propiedades ópticas de los medios

involucrados, así como del ángulo de incidencia de la luz sobre la interfaz. En el reporte de la práctica pasada se demostró que la refracción de la luz es una consecuencia lógica de tratar el paso de esta en un sistema óptico como un problema variacional: el *principio de Fermat*.

2. Marco Teórico

Retomando los argumentos de la práctica pasada, volvemos a enunciar el principio de Fermat para deducir en esta ocasión la ley de reflexión.

El camino óptico para una trayectoria γ se define como

$$\mathcal{L}(\gamma) := \int_{\gamma} n(\mathbf{r}) ds,$$

donde $n(\mathbf{r})$ es el índice de refracción del medio que atraviesa la luz en el punto \mathbf{r} . El principio variacional de Fermat es el siguiente:

El camino que sigue la luz entre dos puntos es aquel que vuelve al camino óptico \mathcal{L} estacionario.

El caso que estamos considerando es aquel donde la luz viaja dentro del mismo medio homogéneo con un solo índice de refracción n , por lo que la luz viaja a lo largo de dos segmentos rectos de longitudes s_1 y s_2 , y la cantidad a minimizar es

$$\mathcal{L} = n(s_1 + s_2).$$

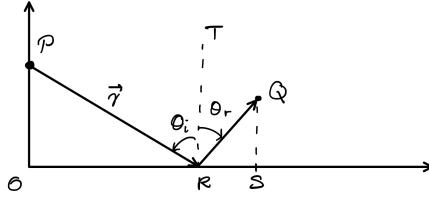


Figura 1: Trayectoria de un rayo de luz al ser reflejado por una superficie plana.

La ubicación del punto R , las longitudes $\overline{PR} = s_1$ y $\overline{RQ} = s_2$ y el ángulo $0 < \theta_r < \pi/2$ que forma el segmento RQ con la normal TR están todos determinados por el ángulo $0 \leq \theta_i < \pi/2$ que forma el rayo de luz con TR al incidir sobre la interfaz. Explícitamente

$$\begin{aligned} \overline{PR} &= \overline{OP} \sec \theta_i, & \overline{RQ} &= \overline{OA} \sec \theta_r, \\ \overline{AS} &= \overline{OR} + \overline{RS} = \overline{OP} \tan \theta_i + \overline{QS} \tan \theta_r. \end{aligned} \quad (1)$$

La longitud de camino óptico es entonces

$$\mathcal{L}(\theta_i) = n(\overline{OP} \sec \theta_i + \overline{QS} \sec \theta_r). \quad (2)$$

Hacer estacionario a \mathcal{L} respecto a variaciones en θ_i equivale a la condición

$$\frac{d\mathcal{L}}{d\theta_i} = 0.$$

Derivando (2) respecto a θ_i e igualando a cero,

$$n \left(\overline{OP} \sec^2 \theta_i \sin \theta_i + \overline{QS} \frac{d\theta_r}{d\theta_i} \sec^2 \theta_r \sin \theta_r \right) = 0. \quad (3)$$

Empleamos (1) para calcular $d\theta_r/d\theta_i$.

$$\overline{OP} \sec^2 \theta_i \sin \theta_i + \overline{QS} \frac{d\theta_r}{d\theta_i} \sec^2 \theta_r \sin \theta_r = 0.$$

Entonces, sustituyendo en (3) obtenemos

$$\overline{OP} \sec^2 \theta_i \sin \theta_i - \overline{OP} \sec^2 \theta_i \sin \theta_r = 0,$$

que se simplifica a la condición

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r.$$

Esta ecuación nos revela que podemos considerar a la reflexión de la luz como un caso especial de la refracción, donde la luz pasa entre dos medios con el mismo índice de refracción, como se ilustra en la figura 2.

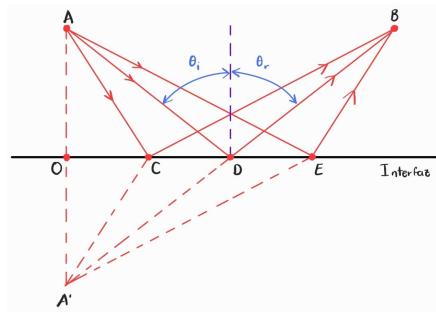


Figura 2: La reflexión de la luz se puede considerar como si la luz proveniera de una fuente de luz virtual a una distancia perpendicular igual que la fuente real de la superficie reflectora.

Como ambos ángulos θ_i, θ_r están en el intervalo $[0, \pi/2]$, por inyección de la función seno ahí llegamos a la ley de la reflexión

$$\theta_i = \theta_r. \quad (4)$$

Como dedujimos en el reporte pasado, la refracción de la luz al pasar de un medio con índice de refracción n_i a uno con índice n_t , los ángulos respectivos θ_i y θ_t que forman los rayos incidentes y transmitidos con la normal a la interfaz en el punto de incidencia obedecen la ley de Snell:

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t. \quad (5)$$

En nuestro desarrollo experimental hicimos incidir un rayo láser rojo sobre una pieza de vidrio semicircular, primero sobre el centro C de su cara plana y luego de tal forma que al pasar al interior a través de su cara curva llegaría a C .

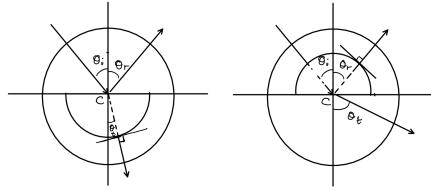


Figura 3: Por las propiedades del círculo se puede medir la refracción que la luz sufre en el interior del vidrio fuera de él.

En el primer caso el láser, después de incidir en C con ángulo θ_i y refractarse dentro del vidrio formando el ángulo $\theta_{t,1}$, alcanza desde a la cara curva por medio de un radio, que por geometría es perpendicular a la tangente en el punto de emergencia y $\theta_{i,2} = 0$, y por ley de Snell $\theta_{t,2} = 0$. Es decir, sale de la pieza del vidrio con la misma dirección que tomó dentro de ella: $\theta_{t,1} = \theta_{t,2}$ medidos respecto a la normal en C . Esta configuración nos permite medir de forma directa el índice de refracción de la pieza de vidrio usando la ecuación (5). Como el índice n_i del aire puede tomarse como unitario, la

ley de Snell se reduce a

$$\sin \theta_t = \frac{1}{n_t} \sin \theta_i. \quad (6)$$

Como el vidrio tiene un mayor índice de refracción que el aire, $\sin \theta_t < \sin \theta_i$.

Sin embargo, no todo el rayo incidente es transmitido dentro del vidrio, sino que una porción del él es reflejado con el mismo ángulo al que incidió, como dicta (4).

El segundo caso es simplemente el inverso del primero, por lo que invirtiendo los papeles de los medios originalmente incidentes y transmisores obtenemos

$$\sin \theta_t = n_i \sin \theta_i. \quad (7)$$

Sin embargo, como ahora el rayo pasaba de un medio más refractivo a uno menos, como se dedujó en el reporte pasado, una vez que se alcanzó el ángulo crítico θ_c ocurrió la *reflexión total interna* y no hubo rayo alguno que saliera del vidrio a partir de tal ángulo. En esta configuración este ángulo satisface

$$\sin \theta_c = \frac{1}{n_i}. \quad (8)$$

3. Metodología Experimental

3.1. Dispositivo Experimental

Además de la pieza de vidrio semicircular anteriormente mencionada se empleó un láser rojo ($\lambda = 633 \text{ nm}$) para generar un fino rayo de luz. Los ángulos descritos se midieron colocando a la pieza de vidrio sobre una retícula con graduación en cada grado y con marcas al centro para alinear la pieza de vidrio, como se muestra en la figura 4.

3.2. Procedimiento Experimental

Se apuntó el láser de tal forma que este pasará por el centro de la cruz de la retícula. Para

el caso donde el láser incidía sobre la cara curva, el rayo de luz se alineó para que saliera por el centro de la pieza de vidrio alineado con el de la retícula.

Para que el ángulo de incidencia pudiera ser medido sobre la retícula se colocó a esta sobre una base de altura variable que se moduló hasta que el rayo se proyectó sobre las graduaciones. El ángulo de refracción se midió colocando un hoja de papel blanco en las marcas de la retícula y se registró la marca que coincidía con el punto de proyección del láser sobre la hoja.

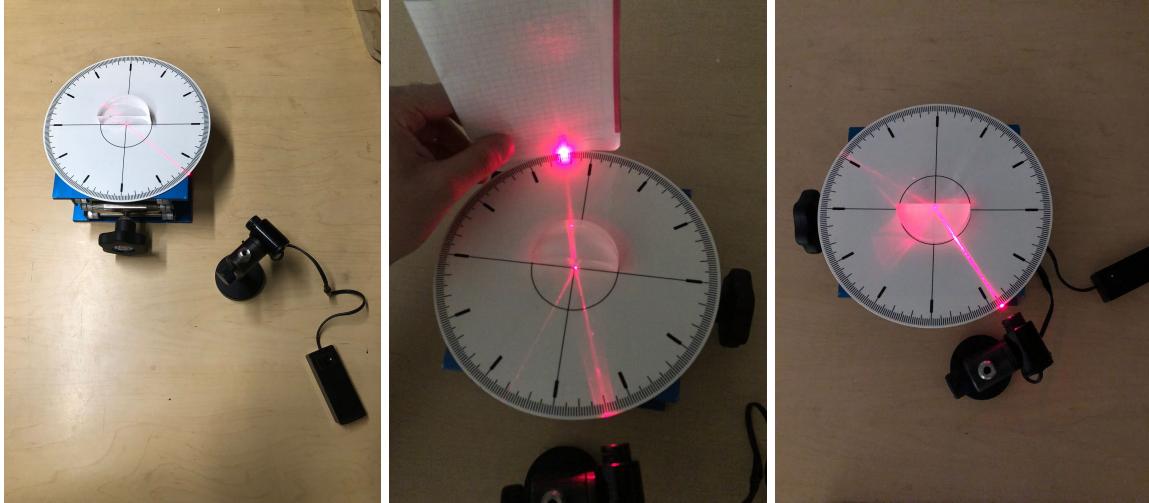


Figura 4: Se elevó la reticula graduada con la pieza de vidrio para que sobre la primera se proyectará el láser y fuera entonces posible realizar mediciones sobre ella. En las segunda y tercera imágenes se muestran la reflexión y refracción de la luz.

Los ángulos fueron medidos respecto a la línea perpendicular a la cara plana del vidrio trazada sobre la retícula. Se midieron ángulos de incidencia en el rango $[0.0^\circ, 80.0^\circ]$, con una diferencia de 5.0° entre cada medición sucesiva.



Figura 5: El rayo láser sale proyectado de la pieza de vidrio a un ángulo mayor con el que incidió sobre la cara curva.

4. Resultados

Las gráficas de los ángulos medidos cuando el rayo incidió sobre la cara plana de la lente se muestran en la figura 8, y las gráficas para la incidencia sobre la cara curva se presentan en la figura 9. Notése que en ambas figuras,

en la primera gráfica se muestran los ángulos medidos en grados, mientras que en la segunda graficamos los valores de $\sin \theta$, con θ medido en radianes.

Como en todos los casos se predice una re-

lación lineal entre los valores tabulados es apropiado realizar un ajuste lineal sobre ellos, obteniendo los siguientes parámetros para las ecuaciones

$$\text{Reflexión } \theta_t = m\theta_i + \theta_{t,0},$$

$$\text{Refracción } \sin \theta_t = m \sin \theta_i + \sin \theta_{t,0}.$$

Párametros	Reflexión	Refracción
Pendiente m	0.997	0.675
Ordenada $\theta_{t,0}$	-0.004	-0.001
Coeficiente r	1.000	1.000
Valor p	0.000	0.000
Desviación σ_m	0.004	0.006
Desviación $\sigma_{\theta_{t,0}}$	0.004	0.004

Tabla 1: Parámetros del ajuste lineal para la cara plana.

Párametros	Reflexión	Refracción
Pendiente m	1.02	1.487
Ordenada $\theta_{t,0}$	-0.0177	-0.00505
Coeficiente r	1.000	1.000
Valor p	0.000	0.000
Desviación σ_m	0.003	0.009
Desviación $\sigma_{\theta_{t,0}}$	0.003	0.004

Tabla 2: Parámetros del ajuste lineal para la cara curva.

En todos los ajustes obtuvimos un coeficiente de correlacion de Pearson unitario, lo que indica la proporcionalidad directa entre las mediciones como lo predice las leyes de reflexión y de refracción.

De acuerdo con las ecuaciones (6) y (7) podemos obtener los índices de refracción del vidrio con $n = 1/m$ para la incidencia en la cara plana y $n = m$ para la incidencia en la cara curva. Para cada uno obtenemos

$$\text{Cara plana } n = 1/0.675(6) = 1.48(1).$$

$$\text{Cara curva } n = 1.487(9).$$

Vemos entonces que sus intervalos de confianza coinciden y entonces que el índice de refracción de la pieza de vidrio usada es 1.48(1). Este resultado está de acuerdo con el reportado en la

bibliografía, como se muestra en la tabla de la figura 6.

Table 1.2. INDEX OF REFRACTION VERSUS THE SQUARE ROOT OF THE STATIC PERMITTIVITY [14]

Substance	n (Yellow Light)	$\sqrt{\kappa}$
Air (1 atm)	1.0002926	1.000295
CO_2 (1 atm)	1.00045	1.0005
Polystyrene	1.59	1.60
Glass*	1.5–1.7	2.0–3.0
Fused quartz	1.46	1.94
Water	1.33	9.0
Ethyl alcohol	1.36	5.0

* Approximate values.

Figura 6: Tabla de índices de refracción obtenida de *Introduction to Modern Optics* (Fowles, 1989).

Nosotros observamos que, cuando el láser incidía sobre la cara curva del vidrio, se presentó la reflexión total interna cuando $\theta_i = 40.0^\circ$, como se muestra en la figura 7.



Figura 7: La totalidad del rayo es reflejada dentro de la pieza del vidrio al llegar a la interfaz con un menor índice de refracción. Producto de esto ya no se proyecta un punto sobre la hoja de papel, sino una sombra con una línea que no corresponde al mismo tipo de haz refractado que se observaba.

Evaluando con la ecuación (8) encontramos que

$$\sin 40.0(5)^\circ = 0.698(8) = 1/1.556(1).$$

Nuevamente, este valor está de acuerdo con los resultados obtenidos para n como una pendiente del ajuste lineal. Usando la expresión (8) y $n = 1.487(9)$ podemos hallar recíprocamente el

valor estimado del ángulo crítico.

$$\theta_c = \arcsin \frac{1}{1.487} = 0.738 = 42.3^\circ.$$

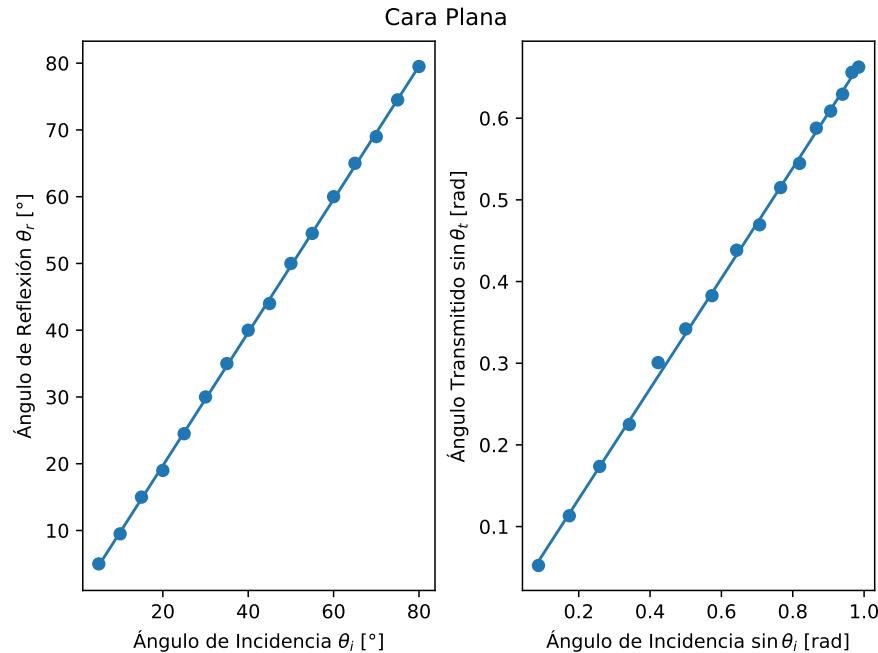


Figura 8: Tabulamos los ángulos medidos ($n = 16$) de tal forma que se pudieran apreciar las relaciones lineales entre ellos que predicen las leyes de reflexion y de Snell, respectivamente.

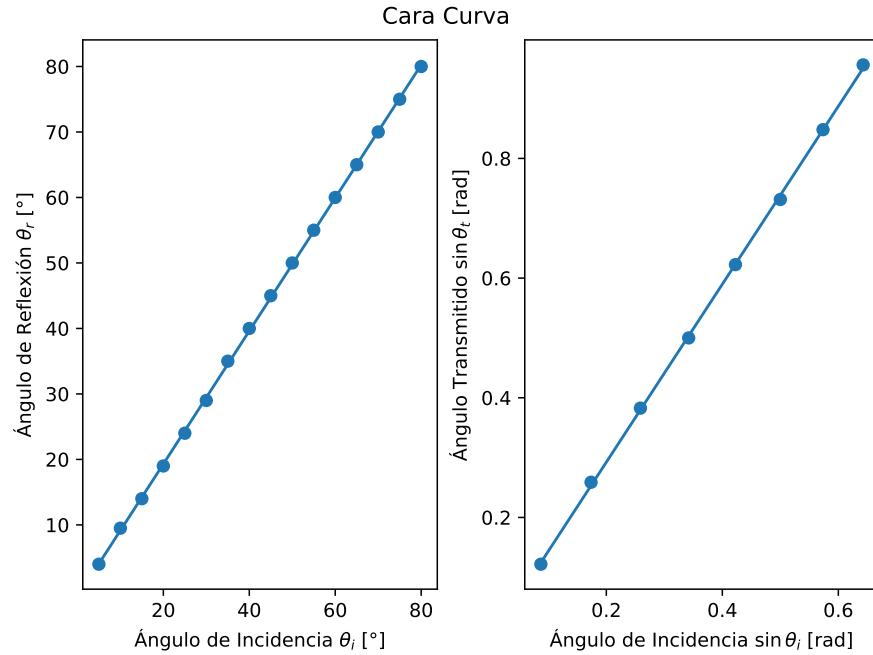


Figura 9: En la segunda gráfica solo mostramos 8 mediciones, las que corresponden a $0 \leq \theta_i < \theta_c$.

5. Conclusiones

Aprovechando las propiedades geométricas de la luz y de la pieza de vidrio semicircular fuimos capaces de medir directamente los ángulos de reflexión y refracción que formaron los rayos de luz al pasar entre su interfaz con el aire, que tiene un índice de refracción cercano a la unidad.

Observamos la presencia de la relación lineal predicha por las leyes de reflexión y refracción y contrastamos las mediciones indirectas del índice de vidrio obtenidas por tres métodos, verificando que de los tres obtuvimos valores concordantes.

6. Bibliografía

Referencias

- Born & Wolf. (1998). *Handbook of Optical Constants of Solids* (7.^a ed.). Cambridge University Press.
- Fowles, G. R. (1989, 1 de enero). *Introduction to Modern Optics*. Courier Corporation.
- Hecht, E. (1999, 1 de enero). *Óptica* (3.^a ed.). ADDISON WESLEY.
- L. Pedrotti, F., M. Pedrotti, L., & S. Pedrotti, L. (s.f.). *Introduction to Optics* (3.^a ed.).
- Palik. (1998). *Handbook of Optical Constants of Solids* (Vol. 1). Academic Press.