

ÓPTICA GEOMÉTRICA:

REFLEXIÓN Y REFRACCIÓN

(PRÁCTICA N° 9)

CARLOS HUERTAS BARRA
FERNANDO HUESO GONZÁLEZ
1° DE FÍSICA B-L1/L2
Practica realizada el 20-II-08
Practica entregada el 12-III-08

ÍNDICE

RESUMEN	- 3 -
LEYES DE LA REFLEXIÓN	- 3 -
LEYES DE LA REFRACCIÓN	- 4 -
REFRACCIÓN A TRAVÉS DE UN PRISMA - 7 -	
LÁMINA PLANO-PARALELA	- 9 -
FOCO DE ESPEJOS ESFÉRICOS	- 13 -
FOCO DE LENTES	- 14 -
CONCLUSIÓN	- 16 -

RESUMEN

En este experimento se ha comprobado las leyes de la reflexión y la refracción mediante el uso de instrumentos ópticos tales como lentes y espejos. A su vez se ha estudiado la desviación de la luz a través de un prisma y determinado el índice de refracción del material de éste y de las lentes utilizadas. También se ha comprobado el comportamiento de la luz al atravesar dos clases de lentes delgadas y se ha hallado el radio de curvatura de cada una de ellas.

Junto con esos cálculos, el objetivo del experimento era ver cómo se desvía la luz ante distintos espejos y estructuras de cristales, como lentes cóncavas y convexas y observar visualmente y cualitativamente el comportamiento de la luz ante ellas para comprender y tener una idea clara y concreta de lo que trata la óptica geométrica.

LEYES DE LA REFLEXIÓN

Para la comprobación de las leyes de la reflexión se ha demostrado la primera y segunda ley de la reflexión de Snell:

- 1-El Rayo de incidente, la normal y el rayo reflejado se encuentran en el mismo plano.
- 2-El ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión, $\phi_i = \phi_r$.

Para ello se ha utilizado un disco de Hartl de papel, un espejo plano, una fuente luminosa que consiste en varios rayos láser, además de una rendija con agujeros para controlar el número de rayos a utilizar en cada apartado del experimento. Para este apartado se ha utilizado sólo un rayo de luz incidente.

Se ha colocado el disco de Hartl de tal manera que el rayo incidente pase por uno de sus diámetros, en nuestro caso de 0° a 180° , y que al girar el disco el rayo siga pasando por el centro de éste. Una vez centrado el rayo en esta posición se coloca el espejo plano de forma perpendicular al diámetro elegido y centrado en el disco, en nuestro caso en el plano del diámetro 90° - 90° .

Realizados estos pasos se ha procedido a la comprobación en cuestión. Para ello se ha inclinado el espejo hacia atrás, observándose que el rayo incidente no se reflejaba en ninguna dirección. A continuación se ha inclinado el espejo hacia delante observándose que se produce una acumulación de luz en la dirección del rayo incidente, de forma que éste se ve con más intensidad luminosa al final del rayo que al principio. Esta variación de que un tramo de rayo se vea con más intensidad depende del ángulo de inclinación del espejo, Así pues, queda comprobada la primera ley de la reflexión.

A continuación, para comprobar la segunda ley, se ha estudiado con que ángulo se refleja el rayo incidente en el espejo plano, utilizando el montaje anterior. (El error del ángulo es el de la sensibilidad del disco de Hartl). Para ello se ha ido girando el disco junto con el espejo de 5 en 5 grados, obteniéndose los siguientes resultados:

Tabla 1 – Ángulo de incidencia y de reflexión respecto a la perpendicular de una superficie cristalina plana.

$\phi_i \pm 1^\circ$	$\phi_r \pm 1^\circ$
0	0
5	4
10	9
15	14
20	20
25	25
30	30

Como se puede observar el ángulo de incidencia es igual al rayo reflejado (valores compatibles), cumpliéndose así la segunda ley de la reflexión.

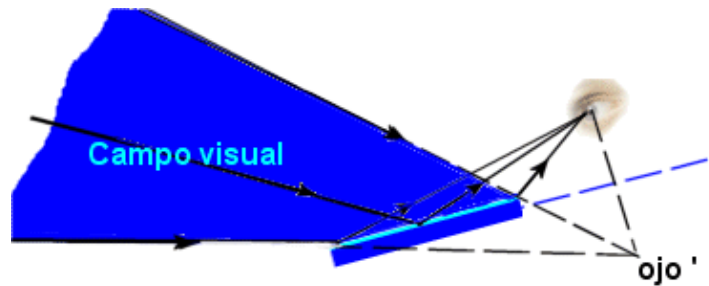


Figura 1-Reflexión de la luz en un espejo plano.

Como se puede observar el ángulo de incidencia es igual al rayo reflejado (valores compatibles), cumpliéndose así la segunda ley de la reflexión.

LEYES DE LA REFRACCIÓN

En este apartado se ha demostrado la ley de la refracción de Snell, al hallar el índice de refracción de la lente semicircular utilizada en el experimento.

Si recordamos la ley de la refracción de Snell:

La relación entre el seno del ángulo de incidencia y el seno del ángulo de refracción es una constante característica de los medios, es decir: $\frac{\text{sen}\phi_i}{\text{sen}\phi_r} = \frac{n_2}{n_1}$, donde $n_{1,2}$ son los índices de

refracción característicos de cada medio. En nuestro caso n_1 representa el índice de refracción del aire en condiciones ambientales y n_2 representa el índice de refracción del material (cristal), donde se refracta el rayo incidente y cuyo índice de refracción que queremos hallar.

Así pues sabiendo el ángulo de incidencia, el ángulo de refracción y n_1 , que toma el valor de $n_1 = 1$, podemos hallar n_2 .

Para ello se ha utilizado el montaje anterior, pero empleando en este caso una lente semicircular. La lente se coloca sobre el disco de Hartl, de igual manera que en el apartado anterior y teniendo sumo cuidado en que la superficie plana coincida con el diámetro 90°-90° y esté además orientada hacia la fuente luminosa, con el fin de que los ángulos leídos en el disco coincidan con los reales.

Una vez colocada la lente de la forma explicada, se ha hecho girar el disco de 5 en 5 grados, obteniéndose los resultados siguientes:

Tabla 2 – Ángulos refractados medidos según el ángulos de incidencia en una lente semicircular. Seno de dichos ángulos representados en la siguiente gráfica.

$\phi_i \pm 1^\circ$	$\phi_r \pm 1^\circ$	$\text{sen}(\phi_i)$	$\text{sen}(\phi_r)$
0	0	0,000 ± 0,017	0,000 ± 0,017
5	3	0,087 ± 0,017	0,052 ± 0,017
10	6	0,174 ± 0,017	0,105 ± 0,017
15	10	0,259 ± 0,017	0,174 ± 0,017
20	13	0,342 ± 0,016	0,225 ± 0,017
25	16	0,423 ± 0,016	0,276 ± 0,017
30	19	0,500 ± 0,015	0,326 ± 0,017
35	22	0,574 ± 0,015	0,375 ± 0,016
40	25	0,643 ± 0,014	0,423 ± 0,016
45	28	0,707 ± 0,013	0,469 ± 0,016

El error de los senos de los ángulos es:

$$\delta(\sin \varphi) = \cos \varphi \cdot \delta(\varphi) \text{ (convirtiendo previamente a radianes).}$$

Como se puede observar en la tabla, los ángulos refractados aumentan a un ritmo constante cada 5 grados que se va desplazando el disco. Esto nos hace intuir de antemano un cierto comportamiento lineal que verificará la ley de Snell y nos permitirá determinar el índice de refracción del material de la lente, como ahora se verá en la gráfica siguiente:

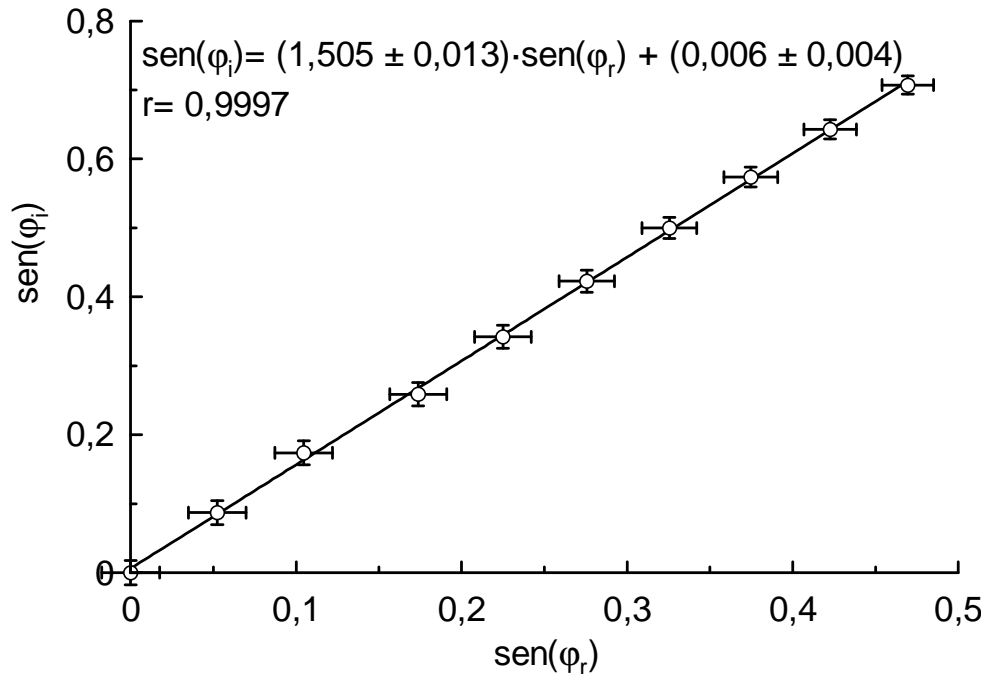


Figura 2– Dependencia lineal entre el seno del ángulo de incidencia y el de refracción en la lente semicircular. Comprobación de la ley de Snell para hallar el índice de refracción del cristal.

Nota: Los valores del seno, la pendiente y la ordenada en el origen son adimensionales.

Efectivamente tal y como muestra la figura 3 hay una dependencia lineal debido al índice de refracción. Obsérvese que la ordenada en el origen de la fórmula de la recta da prácticamente cero y que el error en el eje de abscisas bastante grande comparado con el eje de ordenadas, por lo que se puede decir que el método experimental elegido es bastante efectivo para el objetivo de éste apartado, así mismo se aprecia que los datos obtenidos siguen claramente una línea recta, por lo que esto corrobora todavía más el uso de éste método.

Así pues, verificado el comportamiento lineal de la recta podemos hallar el índice de refracción mediante la pendiente de la recta y la expresión $n_2 = \frac{\text{sen}\phi_i}{\text{sen}\phi_r}$, igualando la pendiente A

de la recta y la pendiente de la expresión anterior nos queda (suponiendo que $n_{\text{aire}}=1$):
 $n_{\text{lente}} = A$; $\delta(n_{\text{lente}}) = \delta(A)$

Así pues podemos decir que el índice de refracción del que está hecha la lente es pues $n_{\text{lente}} = 1,505 \pm 0,013$ (adimensional). Este índice coincide con el esperado para un cristal, que es aproximadamente 1,5.

Aprovechando el montaje para este apartado se ha hallado el ángulo límite de la lente, es decir, el ángulo de incidencia para el cual el rayo deja de ser refractado y sufre una reflexión total, Esto sucede cuando el ángulo de refracción se acerca a los 90°.

Para ello empezamos a girar el disco de Hartl a partir de donde la reflexión es notable. A partir de este ángulo se va desplazando el disco grado a grado hasta que su reflexión sea total.

A continuación se presenta la tabla con los ángulos medidos hasta el ángulo límite ϕ_{lim} :

Tabla 3 – Búsqueda del ángulo límite según el ángulo de incidencia en la lente semicircular.

$\phi_i \pm 1^\circ$	$\phi_r \pm 1^\circ$
40	74
41	77
42	85
43 $\rightarrow \phi_{lim}$	90

Se obtiene, por tanto, un ángulo límite de $43 \pm 1^\circ$. El error se ha considerado debido a que el valor del ángulo límite variaba según la medida en aproximadamente ese intervalo.

Nótese que el ángulo límite también se puede calcular utilizando la expresión siguiente:

$$\frac{\text{sen}\phi_{lim}}{\text{sen}90^\circ} = \frac{n_1}{n_2} \xrightarrow{n_1=1} \text{sen}\phi_{lim} = \frac{1}{n_2}, \text{ tal y como muestra la tabla 3.}$$

Así pues, para comprobar el resultado obtenido calculamos de nuevo el índice de refracción a partir del ángulo.

$$n_2 = \frac{1}{\text{sen}\phi_{lim}} = 1,47$$

$$\delta(n_2) = \frac{1}{(\text{sen}\phi_{lim})^2} \cos(\phi_{lim}) \cdot \delta(\phi_{lim}) = 0,03$$

$$n_2 = 1,505 \pm 0,013 \text{ (ajuste)}$$

$$n_2 = 1,47 \pm 0,03 \text{ (ángulo límite)}$$

Por tanto, los índices coinciden, con lo que los valores obtenidos son correctos y compatibles. Cabe señalar que el error es relativamente grande en el segundo método, por lo que deberíamos haber utilizado un método de medida de ángulos más preciso para obtener un resultado más preciso.

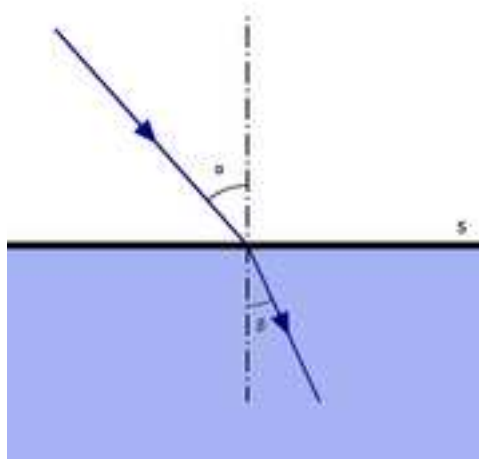


Figura 3-Refraacción de la luz al penetrar en un medio más denso.

REFRACCIÓN A TRAVÉS DE UN PRISMA

En este apartado se ha comprobado la refracción a través de un prisma óptico, haciendo uso del montaje explicado en apartados anteriores, con el fin de hallar el índice de refracción n del que esta hecho el prisma utilizado.

Para ello recordemos brevemente la definición de un prisma óptico:

Recibe el nombre de prisma óptico todo medio transparente limitado por dos superficies no paralelas. El ángulo formado por las dos superficies se denomina ángulo del prisma, A .

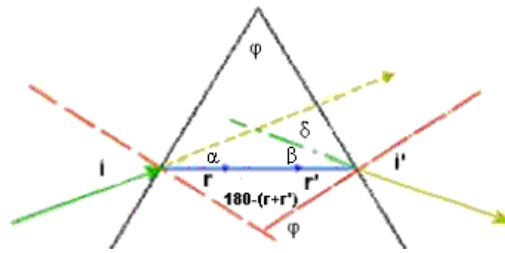


Figura 4-Prisma óptico donde se observa la trayectoria del rayo incidente.

A partir del ángulo del prisma A , y del ángulo δ (el ángulo δ que forman el rayo incidente en el prisma y el que emerge de él es el ángulo de desviación experimentado por el rayo luminoso al atravesar el prisma), se puede hallar el índice de refracción n , del prisma, mediante la expresión siguiente:

$$n = \frac{\text{sen}(i)}{\text{sen}(r)} \rightarrow n = \frac{\text{sen} \frac{\delta_{MIN} + A}{2}}{\text{sen} \frac{A}{2}}, \text{ donde } A \text{ es el ángulo de prisma óptico, en nuestro caso}$$

$A = 31 \pm 1^\circ$ y δ_{MIN} es el ángulo δ que se hallará gráficamente al representar las medidas en una gráfica (los puntos deberían ajustarse a una parábola).

A se ha medido haciendo pasar un rayo por su lateral, cuyo lado opuesto estaba situado en uno de los diámetros, coincidiendo la punta con el centro del círculo, con lo que se medía el ángulo comprendido. El error es el de sensibilidad del disco de Hartl.

Así pues para hallar el índice de refracción n del prisma se ha colocado éste sobre un disco de Hartl, y se ha ido variando el ángulo de incidencia ϕ_i de 5 en 5 grados, contando a partir del ángulo 30° hasta el ángulo 60° , con el fin de medir el ángulo de desviación del rayo, δ , que atraviesa el prisma. En cada medida se ha ido dibujando sobre el disco de Hartl el ángulo incidente y saliente pudiendo medir así el ángulo δ , a partir de la intersección de los otros dos.

A continuación se presenta la tabla con los ángulos obtenidos δ , para cada ϕ_i , medido:

Tabla 4- Ángulos obtenidos a partir de cada ϕ_i (ángulo incidente) y δ (ángulo entre rayos) medidos

$\phi_i \pm 1^\circ$	$\delta \pm 1^\circ$
30	16
35	17
40	18
45	19
50	20
55	22
60	23

Obsérvese que los valores δ obtenidos crecen a un ritmo de 1° , por lo que al representar gráficamente estos valores obtendremos una recta. Pero éste resultado no es el esperado, ya que la representación gráfica nos debería de salir una línea curva con un mínimo, δ_{MIN} , pudiendo así a partir de la ecuación del prisma óptico hallar el índice de éste.

$$n = \frac{\text{sen} \frac{\delta_{MIN} + A}{2}}{\text{sen} \frac{A}{2}}$$

Como se observa en la expresión de arriba, una vez obtenido el δ_{MIN} a partir de la correcta representación gráfica, podemos hallar el índice de refracción del prisma.

El hecho de que los valores obtenidos no valgan para el objetivo de éste apartado es debido a que en el transcurso de éste, hicimos incidir el rayo sobre la parte del prisma en la que el ángulo entre la hipotenusa y el cateto era menor (31°). En esas condiciones, el ángulo incidente no debería haber estado entre 30° y 60° sino entre 0° y 30° , con lo que el ángulo mínimo queda fuera del rango representado y medido, con lo que no se puede obtener ningún valor ni hallar el índice de refracción.

Así pues, los resultados obtenidos forman prácticamente una línea recta en vez de una línea curva, como a continuación se muestra en la siguiente figura:

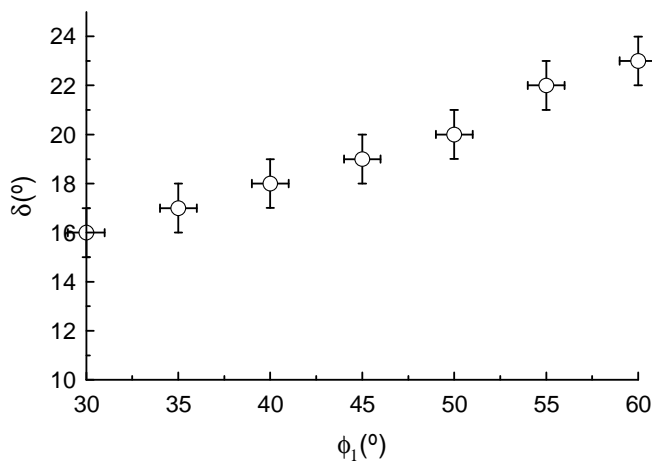


Figura 5- Ángulo de desviación para cada ϕ_1 medido en un prisma óptico.

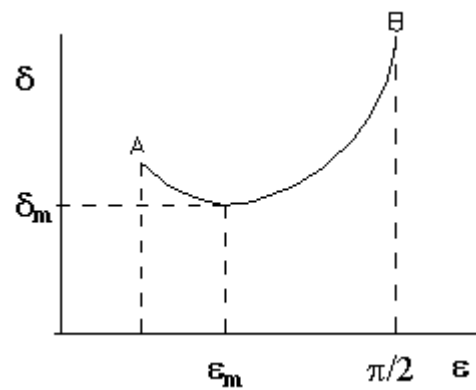


Figura 6- Existencia de un ángulo de desviación mínimo para un determinado ángulo de incidencia en el prisma óptico.

Como se observa en la **Figura 5**, podríamos suponer una dependencia lineal de los datos, al estar lejos del mínimo esperado (aproximadamente 15°), por lo que el δ_{MIN} no queda hallado. Por tanto, no podemos hallar el índice de refracción del prisma mediante la expresión comentada más arriba.

En la **Figura 6** se observa la línea curva característica de los resultados obtenidos para la medición del δ_{MIN} de un prisma óptico. Se observa en ésta que la función que da tiene un valor mínimo que es justamente el valor del δ_{MIN} que queremos hallar. Así pues, ésta es la gráfica que deberíamos haber obtenido con nuestras mediciones pudiendo así hallar el δ_{MIN} y por tanto el índice de refracción del prisma.

Así pues, podemos concluir que en éste apartado del experimento no se ha podido determinar el índice de refracción del prisma utilizado, debido a una equivocación en el rango de medidas tomado, con lo que se deberían repetir las medidas para el rango adecuado o preferiblemente hacer incidir el rayo de forma que atravesase el cateto opuesto.

LÁMINA PLANO-PARALELA

En este apartado se ha calculado el desplazamiento d , que sufre un rayo que incide en dos láminas plano-paralelas de diferente grosor, con el fin de hallar los índices de refracción y ver cómo el espesor influye en la distancia de desplazamiento d . Recordemos el concepto de lámina plano-paralela y algunas características básicas de ésta:

Cuando un haz de luz monocromática incide sobre una lámina transparente de caras planas y paralelas se refracta en ambas caras de la lámina.

Si la lámina de índice de refracción n_2 está situada en un medio de índice de refracción n_1 , según la ley de Snell, se cumple:

$$1^{\text{a}} \text{ cara: } n_1 \text{sen}(i_1) = n_2 \text{sen}(r_1)$$

$$2^{\text{a}} \text{ cara: } n_2 \text{sen}(r_1) = n_1 \text{sen}(i_2)$$

Combinando ambas ecuaciones se obtiene:

$$n_1 \text{sen}(i_1) = n_1 \text{sen}(i_2) \quad \text{sen}(i_1) = \text{sen}(i_2) \quad i_1 = i_2$$

Es decir, el rayo luminoso emerge de la lámina paralela al rayo incidente. Así pues, podemos hallar el valor de los índices de refracción de ambas láminas mediante la expresión:

$n = \frac{\text{sen}\phi_i}{\text{sen}\phi_r}$, fórmula ya utilizada para hallar el índice de refracción en el apartado anterior, leyes de la refracción.

Para ello se hace incidir el rayo para distintos ángulos de incidencia ϕ_1 sobre un disco de Hartl, midiéndose las distancias entre el rayo de incidencia y el rayo que sale de la lámina paralelo a éste. El procedimiento es el siguiente: se hace incidir el rayo por uno de los diámetros marcados. Se gira la lámina plan-paralela en torno el eje central del disco. El rayo sigue incidiendo a lo largo del diámetro, pero con un ángulo de incidencia respecto a la normal. Para medirlo, simplemente observamos el rayo reflejado y leemos su valor sobre el disco de Hartl, que será el doble del ángulo de incidencia. Al otro lado de la lámina plano-paralela colocamos una regla cuyo cero pase por el diámetro sobre el que incide el rayo original incidente. De esta manera, sin moverla en ningún momento, se pueden medir las distancias para cada ángulo al girar la lámina sobre el papel. No importa si la lámina se desplaza lateralmente, lo importante es que pase exactamente por el centro del disco de Hartl.

A continuación se presenta la tabla con los diferentes ángulos medidos de 5 en 5 grados y los valores de la distancia entre ambos rayos paralelos, el incidente y el saliente, para la primera lámina.

Tabla 5- Distancias obtenidas para cada ϕ_1 dado, en la primera lámina.

$2\phi_1 \pm 1^\circ$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90
$d \pm 0,1 \text{cm}$	0,1	0,2	0,4	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,8	1	1,1	1,3	1,4	1,4	1,5	1,7	1,8	2,0

Nótese que $2\phi_1$ se debe a que la medida directa era la suma del ángulo de incidencia y reflexión, ambos iguales.

Se observa que las distancias obtenidas van oscilando a un ritmo de cambio entre 0,1 y 0,2 cm, de igual forma se aprecia en la tabla 4, que para distintos ángulos hay distancias que se repiten, lo cual se debe a la sensibilidad del instrumento de medición utilizado.

Ahora se presenta la tabla con las distancias obtenidas para la segunda lámina utilizada en el experimento, de un espesor menor:

Tabla 6 - Distancias obtenidas para cada ϕ_1 en la segunda lámina.

$2\phi_1 \pm 1^\circ$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170
$d \pm 0,1cm$	0,1	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3	0,4	0,4	0,5	0,6	0,8	0,9	1	1,2	1,4	1,6	1,8

Como se puede observar en la tabla, también hay distancias iguales para determinados ángulos, al igual que en la primera lámina, por el mismo motivo que en la primera lámina.

Se puede apreciar que las distancias obtenidas para ésta segunda lámina, van asociadas con ángulos mayores en comparación con la primera. Esto prueba que cuanto mayor es el grosor de una lámina plano-paralela, mayor será la distancia entre los rayos paralelos para un ángulo determinado, al poder recorrer más distancia en la lámina desviándose del incidente.

A continuación se presenta la gráfica con los datos obtenidos para cada una de láminas con el fin de comparar la distancia de desviación obtenida para ambas:

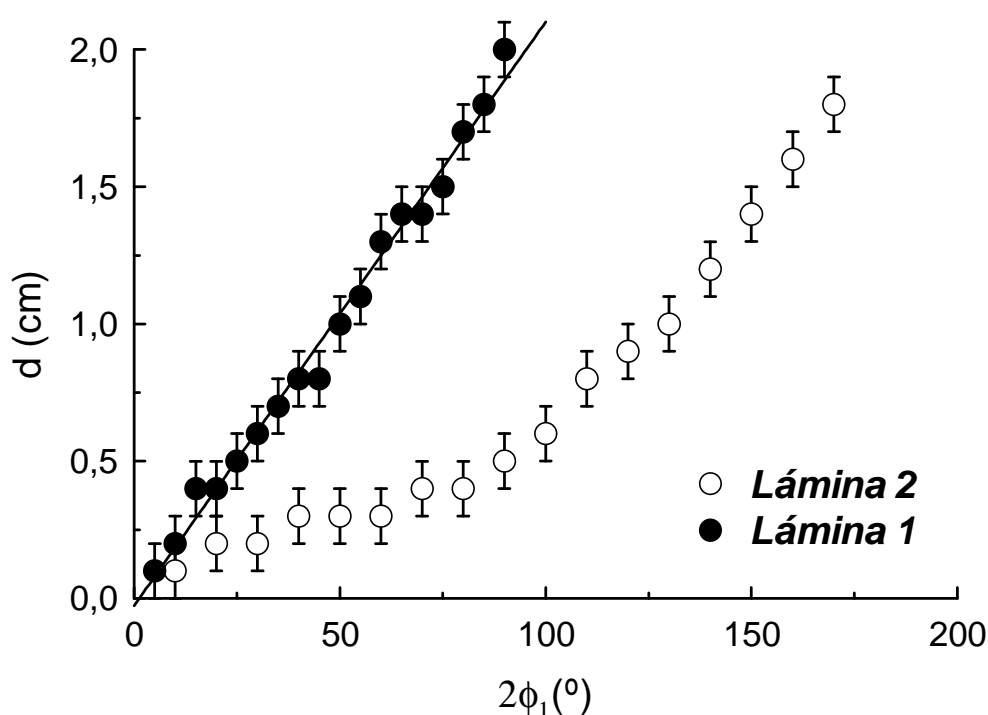


Figura 7- Representación gráfica de las distancias obtenidas para cada ϕ_1 dado, para dos láminas plano-paralelas de distinto grosor.

Ecuación de la recta: $d = (0,0208 \pm 0,0006) \cdot \phi_1 + (-0,01 \pm 0,03)$; $r = 0,995$

Como se puede observar en la gráfica, la lámina 2 presenta un comportamiento lineal que se manifiesta en el índice de refracción de ésta (constante en todo el cristal), como se podía intuir a partir de los datos de la Tabla 4, mientras que la lámina 1 no presenta el esperado comportamiento lineal, debido a que las medidas realizadas en ésta lámina se hicieron muy deprisa a causa de la falta de tiempo para acabar el experimento. Por ello, se puede decir que las medidas de esta lámina tienen un error sistemático alto debido a un error de coordinación, dando pues un resultado que no se asemeja al esperado, como se observa claramente en la gráfica.

Así pues, sólo se puede hallar el índice de refracción de la primera lámina. Mediante consideraciones geométricas podemos obtener el valor del ángulo de refracción.

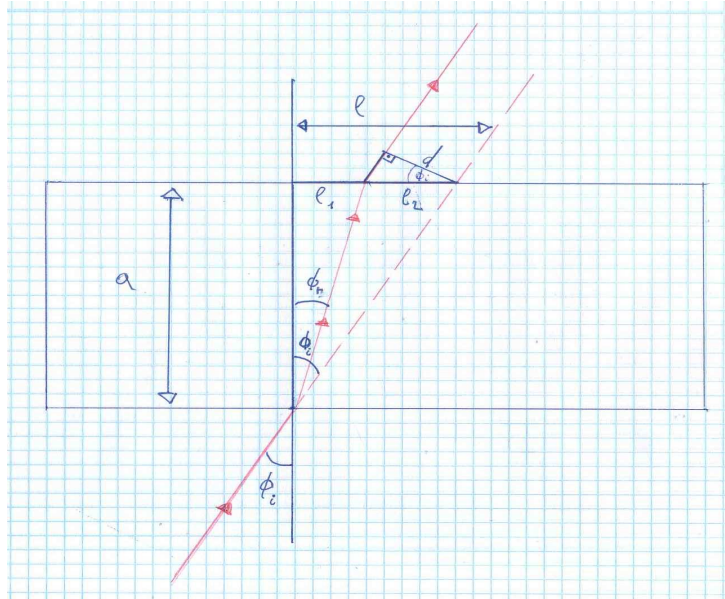


Figura 8-Consideraciones geométricas en un rayo que pasa por una lámina plano-paralela donde se mide el ángulo de incidencia y la distancia entre los rayos paralelos.

Análogamente al primer apartado, haciendo uso de la ley de Snell y a partir de la pendiente de la recta donde se representa la proporcionalidad entre el seno de los ángulos, obtenemos el índice de refracción para dicha lámina (su espesor es $a = 6,0 \pm 0,1 \text{ cm}$).

Por lo tanto se observa que a partir de la **Figura 8** tenemos que:

$$\operatorname{tg} \phi_r = \frac{l_1}{d} \quad \operatorname{tg} \phi_i = \frac{l_2}{d} \quad \cos \phi_i = \frac{d}{l_2} \quad l_1 = l_2 + d$$

Así pues, como a , d y ϕ_i son datos ya medidos, podemos calcular mediante las expresiones los ángulos de refracción ϕ_r para cada ϕ_i medido.

$$\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{l_1}{d} \right) = \phi_r$$

En consecuencia, hallando cada ϕ_r podemos relacionar la ley de Snell calculando $\operatorname{sen} \phi_i$ y $\operatorname{sen} \phi_r$ y comprobar si existe una dependencia lineal entre el seno del ángulo refractado y el del ángulo de incidencia.

Calculando el error de ϕ_r , obtenemos la expresión siguiente:

$$\delta(l) = \sqrt{(\operatorname{tg} \phi_i \delta(a))^2 + \left(\frac{a \delta(\phi_i)}{\cos^2(\phi_i)} \right)^2} \quad \delta(l_2) = \sqrt{\left(\frac{\delta(d)}{\cos(\phi_i)} \right)^2 + \left(\frac{d \sin(\phi_i) \delta(\phi_i)}{\cos^2(\phi_i)} \right)^2}$$

$$\delta(l_1) = \sqrt{\delta(l_2)^2 + \delta(l)^2} \quad \delta(\phi_r) = \sqrt{\left(\frac{\delta(l_1) \cdot d^{-1}}{1 + \left(\frac{l_1}{d} \right)^2} \right)^2 + \left(\frac{\delta(d)}{1 + \left(\frac{l_1}{d} \right)^2} \cdot \left(-\frac{l_1}{d^2} \right) \right)^2}$$

A continuación se presentan los datos finales, habiendo calculado previamente los valores intermedios y los errores en las hojas de cálculo por ordenador:

Tabla 7 - Ángulo de incidencia ϕ_i y de refracción ϕ_r de un rayo láser en la lámina plano-paralela de cristal.

$\phi_i \pm 0,5^\circ$	ϕ_r (°)		$\text{sen}(\phi_i)$		$\text{sen}(\phi_r)$	
2,5	1,5	±1,1	0,044	± 0,009	0,027	± 0,019
5,0	3,1		0,087		0,054	
7,5	3,7		0,131		0,06	
9,9	6,2		0,174		0,11	
12,4	7,8		0,216		0,14	
14,8	9,3	±1,2	0,259	± 0,008	0,16	± 0,02
17,2	10,9		0,301		0,19	
19,6	12,5		0,342		0,22	
21,9	15,1		0,383		0,26	
24,2	15,8		0,423		0,27	
26,5	17,4	±1,3	0,462	± 0,007	0,30	± 0,02
28,6	18,1		0,500		0,31	
30,8	19,8		0,537		0,34	
32,9	22,6		0,574		0,38	
34,9	24,3		0,609		0,41	
36,8	25,1	±1,4	0,643	± 0,006	0,42	± 0,02
38,7	27,0		0,676		0,45	
40,5	27,9		0,707		0,47	

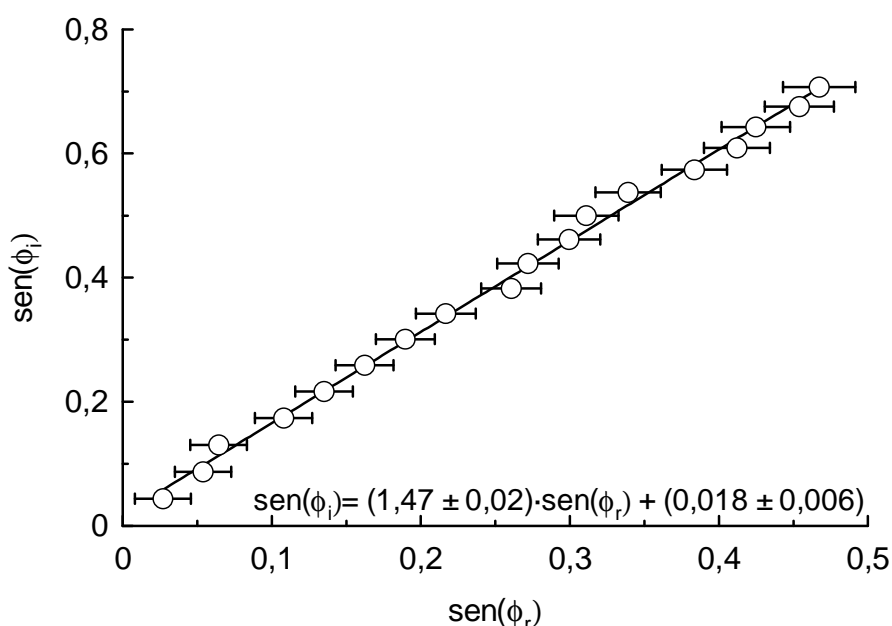


Figura 9.- Representación gráfica de las distancias obtenidas para cada ϕ_i dado, para dos láminas plano-paralelas de distinto grosor. $r=0,998$

Se comprueba que hay un mayor error en el ángulo de refracción debido a la larga transformación utilizada para hallarlo, a diferencia del error que hubiese resultado medirlo directamente. La dependencia lineal queda claramente demostrada y no se observa ningún error sistemático apreciable. Por tanto, podemos afirmar que la ley de Snell se cumple también en la lámina plano-paralela.

Teniendo en cuenta la ecuación de la recta hallada, el valor del índice de refracción y su error es la pendiente de la recta, con lo que:

$$n = \frac{\text{sen}\phi_i}{\text{sen}\phi_r} = \text{pendiente de la recta} = \mathbf{1,47 \pm 0,02^*}$$

Este resultado concuerda perfectamente con lo esperado para un cristal (1,5), por lo que el experimento así como el desarrollo para obtener el ángulo de refracción ha sido un éxito.

*(Es destacable que este índice es similar al encontrado para el ángulo límite en la lente semicircular)

FOCO DE ESPEJOS ESFÉRICOS

En este apartado del experimento se ha calculado de forma experimental el radio de curvatura de dos espejos esféricos, uno cóncavo y otro convexo, a su vez se ha comprobado que la fórmula $f = R/2$ es válida.

Recordando la definición de espejos esféricos y algunas de sus propiedades básicas: Los espejos esféricos pueden ser convexos y cóncavos. Si la superficie que refleja la luz es la externa, el espejo es convexo ($R > 0$). Por el contrario, si la superficie reflectante es la interior, el espejo es cóncavo ($R < 0$).

Se demuestra experimentalmente que:

- Todas las imágenes formadas en los espejos convexos tienen las mismas características: son virtuales, derechas y de menor tamaño que el objeto, y se encuentran situadas entre el espejo y el foco. Los espejos convexos tienen por tanto un amplio campo de visión.
- En un espejo cóncavo, un objeto situado a una distancia del espejo mayor que su radio de curvatura dará una imagen real, invertida y de menor tamaño que el objeto, y se encuentra situado entre éste y el espejo.
- Si el objeto se encuentra en el centro de curvatura y el foco, la imagen es real, invertida y de mayor tamaño que el objeto, y se encuentra a la izquierda de éste.
- Si el objeto está situado entre el foco y el espejo, se obtiene una imagen virtual, derecha y de mayor tamaño que el objeto.

Para calcular el radio de curvatura del espejo cóncavo y convexo se ha procedido de la misma manera en ambos: se ha colocado el espejo en cuestión sobre un disco de Hartl de manera que su cara cóncava o convexa quede hacia la fuente luminosa y el centro de la curvatura del espejo sobre el haz central proveniente de los tres rayos procedentes de ésta, con el fin de que el haz central coincida con el eje óptico del espejo, es decir, se ha tenido en cuenta que el haz central divide el espejo en dos partes iguales, en nuestro caso en 5 y 5 cm, ya que la longitud de ambos espejos son de $10,0 \pm 0,1 \text{ cm}$.

A continuación se ha dibujado sobre el disco el recorrido de los tres rayos de luz, observándose que para el espejo cóncavo los rayos incidentes se refractan y convergen en un punto, el foco imagen. Y para el caso del espejo convexo se observa que los rayos que se refractan no convergen en ningún punto sobre el disco. Esto es debido a que los espejos convexos no producen imágenes reales sino virtuales, por lo que su foco imagen no se puede observar sobre el disco como en el espejo cóncavo. Por tanto, hay que trazar la continuación de éstos por detrás del espejo para ver que efectivamente también convergen en un punto. Así pues, mediante los trazos de rayos dibujados sobre el disco y mediante consideraciones trigonométricas podemos hallar el radio de cada espejo.

En el caso del espejo cóncavo su radio de curvatura es: $R_{cv} = 7,0 \pm 0,1 \text{ cm}$.

Y en el caso del espejo convexo es: $R_c = 31,5 \pm 0,1 \text{ cm}$.

Ahora pues, sabiendo el radio de curvatura de cada uno de los espejos podemos calcular la distancia focal mediante la fórmula $f = R/2$, donde f es la distancia focal y R el radio de curvatura del espejo en cuestión.

Calculando f para ambos espejos:

$$f_{cv} = \frac{R_{cv}}{2} = 15,75 \text{ cm}$$

$$f_c = \frac{R_c}{2} = 3,5 \text{ cm}$$

Y su respectivo error viene dado por la expresión:

$$\delta(f_{1,2}) = \delta(R_{1,2}) / 2 = 0,05 \text{ cm}$$

Por tanto tenemos pues:

$f_{cv} = 15,75 \pm 0,05 \text{cm}$ \longrightarrow siendo la f_{cv} medida directamente sobre el disco $15,0 \pm 0,1 \text{cm}$.

$f_c = 3,50 \pm 0,05 \text{cm}$ \longrightarrow siendo la f_c medida directamente sobre el disco $3,3 \pm 0,1 \text{cm}$.

Así pues, se demuestra que la distancia focal medida directamente en el disco de Hartl y la obtenida mediante los cálculos a partir del radio de curvatura de los espejos coincide aproximadamente (es compatible) en el segundo caso, por lo que se verifica la validez de la fórmula utilizada. En el primer caso es incompatible debido probablemente a un error sistemático por la imprecisión del experimentador, que juega un papel importante en la toma de medidas, al pintar los rayos por ejemplo, error que no hemos contemplado en nuestros cálculos. Sería necesario, por tanto, calibrar mejor ese error para hacer compatibles los valores, que son aceptables al ser su desviación relativa menor del 5%.

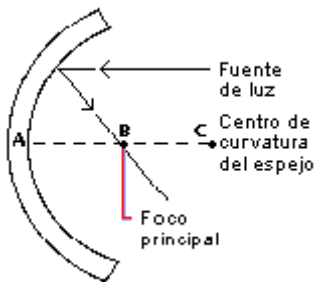


Figura 10-Comportamiento de la luz en un espejo cóncavo.

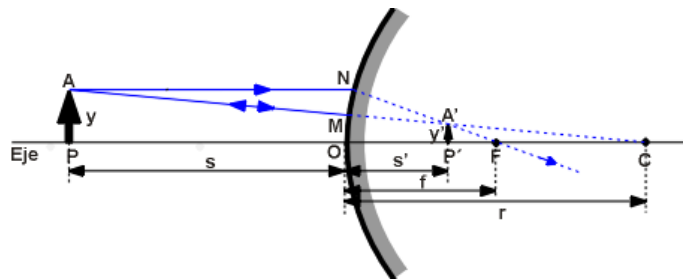


Figura 11-Imagen obtenida a través de un espejo convexo.

FOCO DE LENTES

En este apartado del experimento se ha estudiado como se comporta dos clases de lentes, una bicóncava y otra biconvexa, además de determinar sus radios de curvatura y comprobar que la potencia de una lente dada por la expresión $P = f^{-1}$, es equivalente a la expresión

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

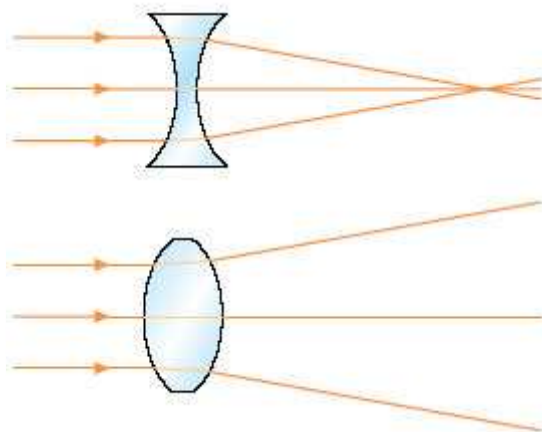


Figura 12-Comportamiento de la luz en una lente bicóncava (superior) y biconvexa (inferior).

Para ello se ha utilizado el mismo montaje que en el apartado anterior, foco de espejos esféricos, dibujando cada una de las lentes sobre una hoja de papel milimetrado y orientado la fuente luminosa de tal forma que el haz central de los tres rayos incidentes coincidiera con el eje óptico de las lentes. Una vez hecho esto se ha dibujado el trayecto de los tres rayos sobre el papel milimetrado con el fin de encontrar la posición del foco de cada una de ellas.

Así pues en la lente bicóncava el foco nos da un valor de $f_c = 52,0 \pm 0,1 \text{ cm}$, y en la lente biconvexa el foco tiene un valor de $f_{cv} = 15,0 \pm 0,1 \text{ cm}$ y sus respectivas potencias serán pues $P_C = \frac{1}{f_c} = 0,01923 \text{ cm}^{-1} = 1,923 \text{ D}$ (dioptrías [m^{-1}]) y $P_{CV} = \frac{1}{f_{cv}} = 6,67 \text{ D}$

El respectivo error para la potencia de las lentes vendrá dado por la expresión siguiente:
 $\delta(P) = f^{-2} \cdot \delta(f)$

$$\text{Para nuestro caso: } \delta(P_C) = 0,04 \text{ D} \rightarrow P_C = 6,67 \pm 0,04 \text{ D}$$

$$\delta(P_{cv}) = 0,04 \text{ D} \rightarrow P_{cv} = 1,923 \pm 0,004 \text{ D}$$

Midiendo ahora los dos radios de cada una de las lentes obtenemos que para la lente bicóncava sus respectivos radios son el mismo, pero uno de ellos vendrá designado por un signo menos debido al convenio de signos utilizado, así pues: $R_1 = 22,5 \pm 0,1 \text{ cm}$, y para la lente biconvexa $R_1 = 11,7 \pm 0,1 \text{ cm}$.

Sabiendo ahora la potencia de cada lente y los dos radios de cada una de ellas, podemos comprobar si realmente la expresión $P = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$ es equivalente a la utilizada, cogiéndose como índice de refracción n el hallado en el apartado de las láminas plano-paralelas.

Teniendo en cuenta lo comentado para cada uno de los radios de de cada lente la expresión de la potencia lo podemos reescribir de la siguiente forma:

$$P = (n-1) \cdot \left(\frac{2}{R} \right)$$

Hay que tener en cuenta que esta expresión sólo es válida para lentes delgadas, y las utilizadas en el experimento no son exactamente delgadas, por lo que la potencia calculada no saldrá exactamente la misma.

Así pues, para la lente bicóncava tenemos pues:

$$P_C = 4,2 \text{ D}$$

Y para la lente biconvexa tenemos:

$$P_{CV} = 8,0 \text{ D}$$

El respectivo error de cada una de éstas viene dado por la expresión:

$$\delta(P) = \sqrt{\left(\frac{2}{R} \cdot \delta(n) \right)^2 + \left((n-1) \cdot \left(-\frac{2}{R^2} \right) \cdot \delta(R) \right)^2}$$

Así pues, la potencia de cada lente es:

$$P_C = 4,17 \pm 0,18 \text{ D}$$

$$P_{CV} = 8,0 \pm 0,4 \text{ D}$$

Se comprueba que los valores no son compatibles, pues distan más de dos barras de error de lo esperado, debido a que la fórmula utilizada no es válida para lentes no delgadas, con lo que los resultados obtenidos no son aceptables.

CONCLUSIÓN

Ahora pues, recordando todo lo expuesto, se puede decir que el experimento ha salido bien en general, exceptuando la segunda lámina del apartado láminas plano-paralelas, ya que no hemos podido hallar el índice refracción para dicha lámina, y el apartado del prisma óptico, debido a la equivocación en el ángulo del prisma elegido. Asimismo, el método utilizado ha sido cualitativo y muy aclarador, en el sentido de que se ve en cada paso los fenómenos físicos que están sucediendo. Se puede decir que es un buen método para llevar la teoría a la práctica en los conocimientos relacionados con el campo de la óptica. Por ejemplo, en los primeros apartados, leyes de la refracción, reflexión, se comprende en la práctica el significado de las leyes de Snell. Del mismo modo, en los apartados de focos de espejos y de lentes, se aprecia el comportamiento físico que experimenta un haz de luz incidente en los distintos tipos de espejos y lentes utilizadas en éste experimento, siendo un método visualmente didáctico y clarificador.

Cabe decir que, aparte de ser un buen método en lo que a aspectos prácticos se refiere, también es un experimento bastante sencillo de ejecutar, por lo que la cantidad de errores sistemáticos y de sensibilidad de cada instrumento utilizado es relativamente baja, ya que al no utilizar demasiados instrumentos los errores son más fácilmente controlables. En la mayoría de apartados sólo se utilizan dos instrumentos de medida, y el error de sensibilidad de cada aparato no es excesivamente influyente. Estos hechos, unido a la escasa fluctuación de datos y a la ausencia de errores sistemáticos notables en general, favorecen unos resultados finales compatibles. Dos ejemplos de esta observación son el cálculo del índice de refracción en la lente semicircular y en la primera lámina plano-paralela, en los que obtenemos valores compatibles con los esperados y con una desviación relativa menor del 2%; unos resultados más que satisfactorios.

Así pues, se puede concluir que tanto el método experimental elegido como los resultados obtenidos han sido favorables, tanto en la verdadera comprensión de los conocimientos al respecto como en la determinación de cada objetivo propuesto en cada apartado de este experimento.