

**Física para
estudiantes de
Ingeniería: Óptica
Física**

Índice

- 1. Principio de Huygens*
- 2. El concepto de coherencia*
- 3. Interferencia*
- 4. Experiencia de Young*
- 5. Interferencia para 3 fuentes*
- 6. Generalización para n fuentes*
- 7. Intensidad debida a la interferencia de ondas por varias fuentes sincrónicas*
- 8. Difracción*
- 9. Difracción por una ranura*
- 10. Expresión de la intensidad para difracción*
- 11. Redes de difracción*
- 12. Problemas*
- 13. Apéndice histórico*

ÓPTICA FÍSICA

1_PRINCIPIO DE HUYGENS

Como se ve en la Introducción teórica (apéndice), de acuerdo con Huygens, la propagación de la onda luminosa en un cierto medio se puede describir de la siguiente manera: supongamos que conocemos la posición del frente de onda en el instante t , ¿cuál será la forma y posición del mismo frente de onda después de un pequeño intervalo de tiempo δt ?

2

PRINCIPIO DE HUYGENS: CADA PUNTO DEL FRENTE DE ONDA ORIGINAL ES A SU VEZ UNA FUENTE DE PERTURBACIÓN DEL MEDIO (“PERTURBACIÓN SECUNDARIA”).

La perturbación secundaria está formada por ondas esféricas con origen en los puntos del frente de onda, que avanzan con la misma velocidad (v) que la onda primaria (ver figura 1).

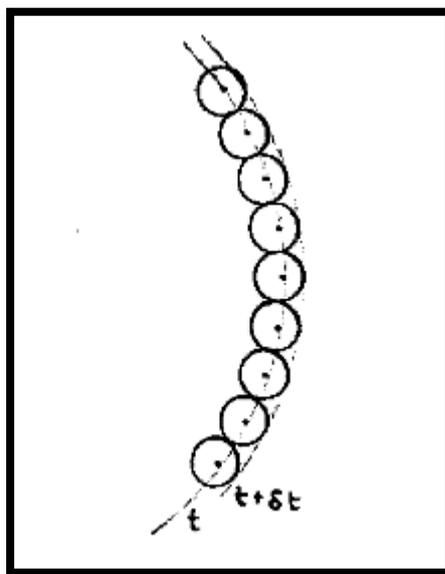


Figura 1. Perturbación secundaria.

En el instante $t + \delta t$, los frentes de onda de cada una de estas ondas tendrán un radio $v \cdot \delta t$. Huygens postuló que la envolvente de las onditas formara el nuevo frente de onda de la perturbación original. La aplicación de este principio permite explicar fácilmente los fenómenos de la reflexión y refracción de la luz, no así la polarización.

2_EL CONCEPTO DE COHERENCIA.

Haremos una breve introducción para que se comprenda la dificultad del abordaje de los fenómenos lumínicos. Coherencia es un concepto que permitirá relacionar las ondas que se emiten desde dos o más fuentes diferentes en sus etapas de emisión, propagación, reflexión y transmisión. El abordaje de este concepto no es sencillo y vamos a desarrollar un enfoque elemental sabiendo que de las dos variables posibles: temporal y local, vamos a tomar la variable temporal dejando la local para cursos más avanzados de óptica.

Debemos examinar con atención los principios fundamentales de la teoría ondulatoria de modo que permita analizar los resultados experimentales. Para ello nos preguntamos **¿cómo se produce el fenómeno de la luz natural?**

Independientemente de las distintas formas de emisión de la luz (provenza del sol, de un filamento incandescente, de una llama, de un tubo de neón, etc.) podemos decir que una fuente luminosa típica contiene un gran número de átomos excitados. Cada uno de dichos átomos, que se puede considerar como un emisor puntual, irradia un tren de ondas durante un período muy corto de tiempo, del orden de 10^{-8} segundos y vibrando en diferentes planos como indica la figura 2.

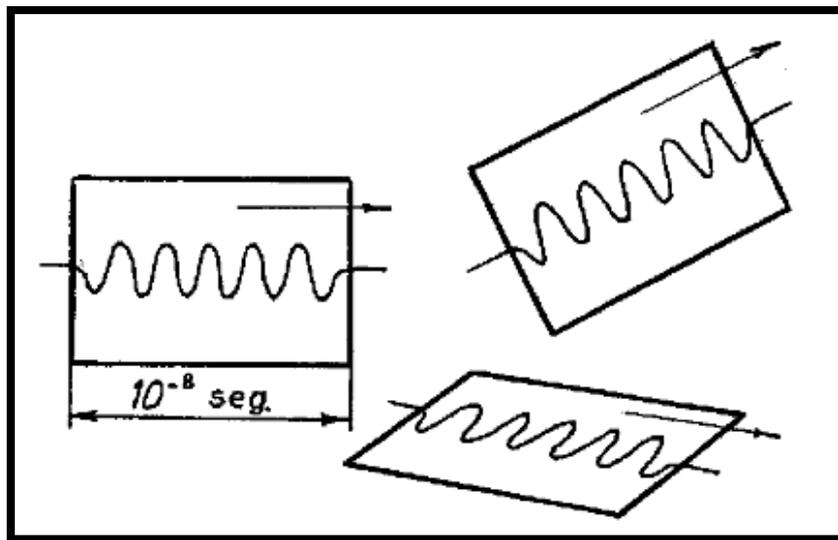


Figura 2. Trenes de ondas emitidos por átomos excitados.

Además, cada átomo emite grupos de ondas que ni siquiera son monocromáticas, si no que contienen varias frecuencias. Que sea monocromática nos indica que podemos considerar una única frecuencia emitida para esa onda.

¿Qué supuestos no coinciden con la realidad?

Uno, es que las ondas son monocromáticas. Pero esto prácticamente se puede obtener con mucha facilidad, ya que la luz emitida por una lámpara de sodio es casi

monocromática y se consigue fácilmente poniendo, ante la llama de un mechero, un hisopo embebido en una solución de cloruro de sodio (sal de cocina), o en forma más actualizada tomando una lámpara de descarga con vapor de sodio a baja presión o a alta presión, que son las lámparas amarillas que se han utilizado en alumbrado público. Pero a pesar de tener una fuente monocromática, si colocamos dos llamas **la intensidad aumentará siempre.**

El otro supuesto que se hizo es que la diferencia de fases se mantenía constante en el tiempo. ¿Es aplicable esta condición a cualquier fuente luminosa? Como se vio anteriormente las fuentes de luz “naturales” se caracterizan por emitir ondas de manera aleatoria. Es evidente entonces que la condición de constancia de la diferencia de fases no se va a cumplir espontáneamente para períodos de tiempo mayores a 10^{-8} segundos.

4

“SI LAS OSCILACIONES CAMBIAN DE MANERA ALEATORIA DURANTE EL TIEMPO DE OBSERVACION SE DICE QUE LAS OSCILACIONES SON INCOHERENTES”.

Necesitamos un dispositivo experimental que nos asegure además del monocromatismo la constancia de la diferencia de fase en el tiempo.

“CUANDO DOS O MÁS ONDAS MONOCROMÁTICAS SE PROPAGAN MANTENIENDO UNA DIFERENCIA DE FASE CONSTANTE DURANTE EL TIEMPO DE OBSERVACION, SE DICE QUE LAS OSCILACIONES SON COHERENTES”.

3_INTERFERENCIA

Es importante ante todo aclarar una cuestión de terminología que es, generalmente, una fuente de confusión.

En muchos libros de texto aparecen frases del siguiente tipo: “... para que se produzca interferencia es necesario que se cumpla con la condición de coherencia (diferencia de fase constante)...”. Pero en los mismos libros se puede ver que se denomina interferencia entre dos (o más) trenes de ondas a su superposición. Si por interferencia entendemos la superposición de ondas, debe tenerse en cuenta que esta se produce independientemente de la coherencia o no de las fuentes. Para nosotros en cambio, consideraremos la coherencia como condición necesaria.

Cuando los libros de texto describen las clásicas experiencias de interferencia, se refieren a la aparición de diagramas (o patrones) estables en el espacio y en el tiempo,

que pueden ser registrados ya sea visualmente o con equipos adecuados. **En este caso nuevamente es indispensable la condición de coherencia antes dicha.**

En función de lo explicado anteriormente, se adopta la siguiente definición de interferencia.

SUPERPOSICIÓN DE DOS O MÁS ONDAS DE IGUAL FRECUENCIA Y LONGITUD DE ONDA QUE SE PROPAGAN EN EL MISMO SENTIDO Y QUE SON COHERENTES, O SEA QUE LA DIFERENCIA DE FASE ES CONSTANTE EN EL TIEMPO DURANTE EL CUAL SE DESARROLLA LA EXPERIENCIA.

5

A continuación, supongamos tener dos fuentes monocromáticas S_1 y S_2 , separadas una distancias r_1 y r_2 respectivamente de un punto P de observación (ver figura 3). ¿Cuál es la diferencia de fase que podemos detectar en P? Para ello escribimos dos ondas correspondientes a cada una de las fuentes. Observamos que la diferencia de fase puede deberse a la diferencia de caminos y/o a la diferencia de fase inicial. Como resultado observaremos en P luz u oscuridad.

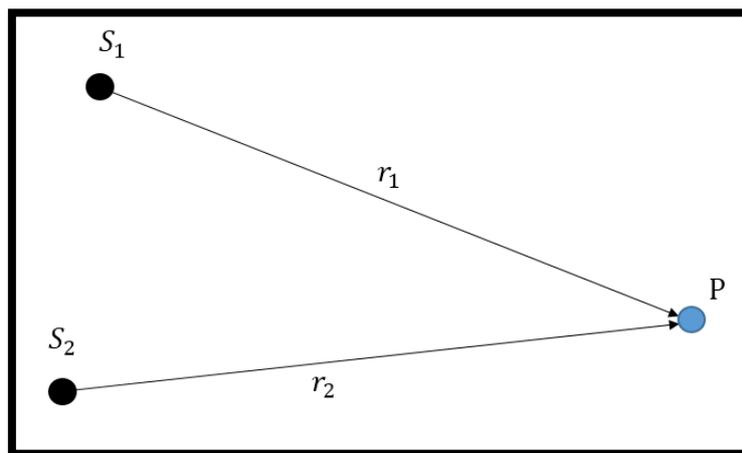


Figura 3

$$\xi_1 = \xi_{01} \text{sen} (\omega t - kr_1 + \varphi_1)$$

$$\alpha_1 = -kr_1 + \varphi_1$$

$$\xi_2 = \xi_{02} \text{sen} (\omega t - kr_2 + \varphi_2)$$

$$\alpha_2 = -kr_2 + \varphi_2$$

$\alpha_2 - \alpha_1 = \underbrace{k(r_1 - r_2)}_{\text{diferencia de camino}} + \underbrace{(\varphi_2 - \varphi_1)}_{\text{diferencia de fase inicial}}$

4_EXPERIENCIA DE YOUNG

Thomas Young (1811) estudió la interferencia de dos fuentes puntuales con una famosa experiencia cuyo esquema se muestra en la figura 14, con las siguientes hipótesis experimentales:

- La fuente S_0 debe ser “puntual y monocromática”.
- Los orificios S_1 y S_2 puntuales y próximos ($d \ll L_2$).
- $L_1 \gg d$, si se desean frentes de ondas planos, pero no es estrictamente necesario.
- Medio isótropo y de índice de refracción homogéneo.

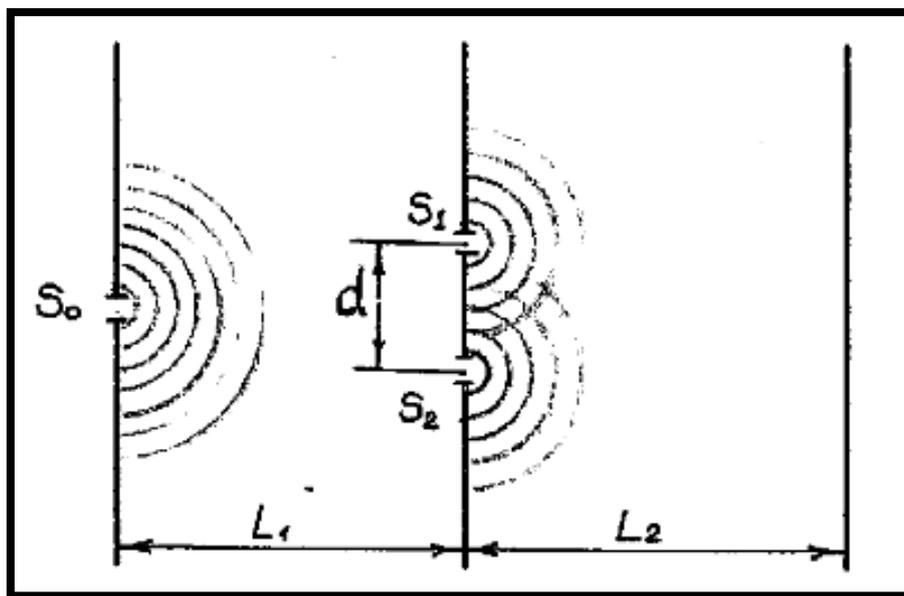


Figura 4

Así, los trenes de ondas que parten de S_1 y S_2 serán coherentes pues, en la primera aproximación, se cumplen las siguientes condiciones:

- Las dos ondas secundarias generadas en S_1 y S_2 provienen de una única fuente S_0 , que por ser $L_1 \gg d$, llegan a S_1 y S_2 con frentes de ondas planos al mismo tiempo. Las fases iniciales φ_1 y φ_2 son entonces las mismas para ambas ondas secundarias y esta constancia se mantiene durante todo el tiempo.
- Las otras características de las ondas “secundarias” (amplitud, longitud de onda, frecuencia, plano de vibración) son invariables en el tiempo.

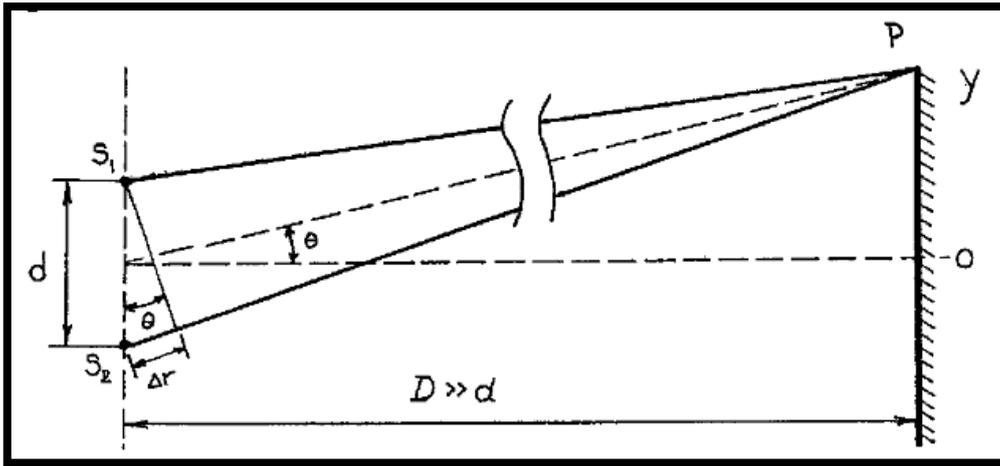


Figura 5

¿Cuándo obtendremos una interferencia constructiva en P?

La diferencia de camino entre dos ondas provenientes de S_1 y S_2 podemos escribirla en forma aproximada como:

$$\Delta r = r_2 - r_1 = d \text{ sen } \theta$$

Por otra, parte consideramos los frentes provenientes de ambas fuentes secundarias $\phi_1 - \phi_2 = \Delta\phi$

$$\Delta r = \lambda \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{\Delta\phi}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)} = \frac{\Delta\phi}{k}$$

$$\Delta r = \frac{\Delta\phi}{k} \quad (1)$$

o

$$\Delta\phi = k\Delta r$$

Recordemos la siguiente proporcionalidad:

$$2\pi \text{ ---- } \lambda$$

$$\Delta\phi \text{ ---- } \Delta r$$

Si conocemos la diferencia de camino y la multiplicamos por k obtenemos la diferencia de fase.

Interferencia constructiva y destructiva en diferencia de caminos

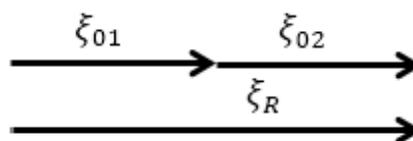


Figura 6

$$\Delta r = d \operatorname{sen}(\theta) = m\lambda \rightarrow \text{Interferencia constructiva}$$

$$\Delta r = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \rightarrow \text{Interferencia destructiva}$$

Interferencia constructiva y destructiva en desfase

$$\Delta\varphi = k\Delta r = \frac{2\pi}{\lambda} m\lambda \rightarrow \text{Interferencia constructiva}$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (2m + 1) \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\pi \rightarrow \text{Interferencia destructiva}$$

8

Máximos y mínimos en la pantalla en función de la posición

De acuerdo a la aproximación realizada: $\operatorname{sen} \theta \approx \operatorname{tg} \theta = \frac{y}{D}$

$$d \frac{y}{D} = m\lambda \rightarrow \boxed{y = \frac{m\lambda D}{d}} \rightarrow \text{Máximos} \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$d \frac{y}{D} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \rightarrow \boxed{y = \frac{(2m+1)\lambda D}{2d}} \rightarrow \text{Mínimos} \quad m \in \mathbb{Z}$$

En algunos textos aparece $2m-1$ en lugar de $2m+1$, y en ese caso m empieza en 1.

Diagrama fasorial

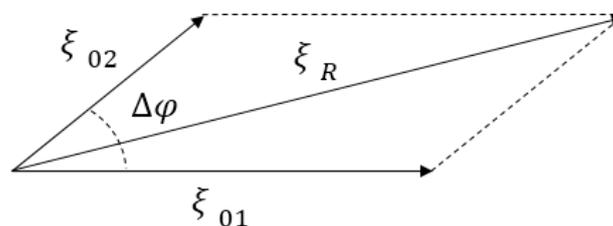


Figura 7

$$\xi_R^2 = \xi_{01}^2 + \xi_{02}^2 + 2\xi_{01}\xi_{02} \cos \Delta\varphi$$

$$I \sim \xi_R^2$$

Si consideramos que las fuentes tienen la misma intensidad entonces: $I_1 = I_2$

$$I = I_1 + I_2 + 2I_1I_2 \cos \Delta\varphi$$

$$I = 2I_1(1 + \cos \Delta\varphi)$$

Podemos reemplazar $\cos \Delta\varphi = \cos 2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$. Aplicamos la expresión del coseno del ángulo duplo y nos queda: $\cos \Delta\varphi = \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} - \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$

Recordando la relación trigonométrica fundamental:

$$\cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} + \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 1$$

Y haciendo los reemplazos correspondientes:

$$I_R = 2I_1 \left(1 + 2 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} - 1 \right) = 4I_1 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$\text{Como } \Delta\varphi = k\Delta r = \frac{2\pi d \cdot y}{\lambda D} \quad (2)$$

Por (1) y (2):

$$I_R = 4I_1 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 4I_1 \cos^2 \left(\frac{\pi dy}{\lambda D} \right)$$

El gráfico de la intensidad en función de la posición para dos fuentes nos queda:

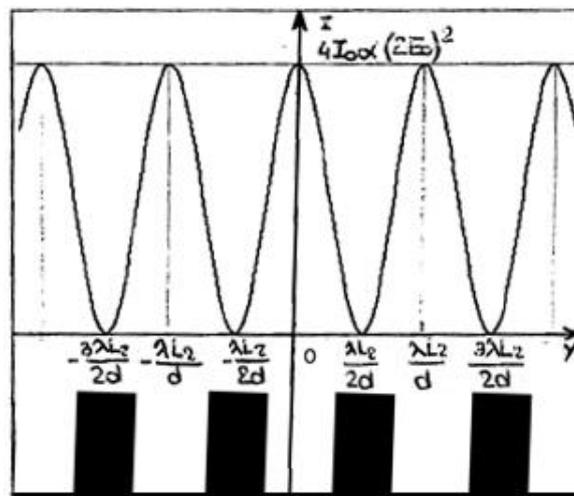


Figura 8

Obtenemos que la distancia entre máximos es la misma que entre 2 mínimos para 2 ranuras. El máximo de la intensidad es 4 veces la intensidad de cada una de las fuentes.

$$\Delta y = \frac{\lambda D}{d}$$

5_INTERFERENCIA PARA 3 FUENTES

A continuación, realizaremos el mismo análisis para tres fuentes puntuales.

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \xi_{01} \text{sen}(kr_1 - \omega t + \varphi_1) \\ \xi_2 &= \xi_{02} \text{sen}(kr_2 - \omega t + \varphi_2) \\ \xi_3 &= \xi_{03} \text{sen}(kr_3 - \omega t + \varphi_3) \end{aligned} \right\} \varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_3 - \varphi_2 = \Delta\varphi$$

$$\xi_{01} = \xi_{02} = \xi_{03} = \xi_0$$

Realizamos los diagramas fasoriales respectivos para encontrar la amplitud resultante en el caso de máximo y mínimo de interferencia.

Máximo

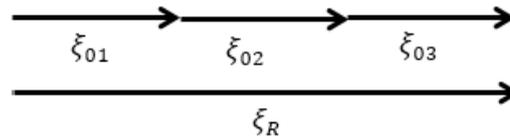


Figura 9

Amplitud resultante: $\xi_R = 3\xi_0$

El desfase entre cualquier par de fasores: $\Delta\varphi = 2m\pi$

Mínimo

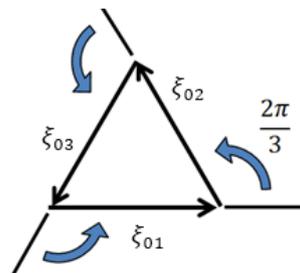


Figura 10

Para que la amplitud resultante sea cero se tiene que cerrar un polígono con los tres fasores, por lo tanto el desfase tiene que ser:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{3} + 2m\pi$$

con $m \in Z$

Observemos que el desfase se puede escribir como:

$$\Delta\varphi = m \left(\frac{2\pi}{3} \right)$$

con m no múltiplo de 3

Máximo relativo

En el caso de más de dos fuentes obtenemos máximos relativos. Para el caso de 3 fuentes:

$$\Delta\varphi = (2m + 1)\pi$$

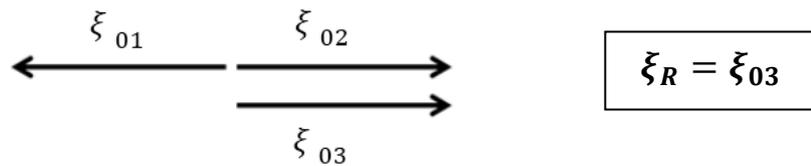


Figura 11

Nota:

La posición de los máximos no depende del número de fuentes

$$y_{max} = \frac{m\lambda D}{d}$$

En el caso de los mínimos sí importa el número de fuentes por eso la posición es:

$$y_{min} = \frac{m\lambda D}{3d} \quad m: \text{no múltiplo de 3}$$

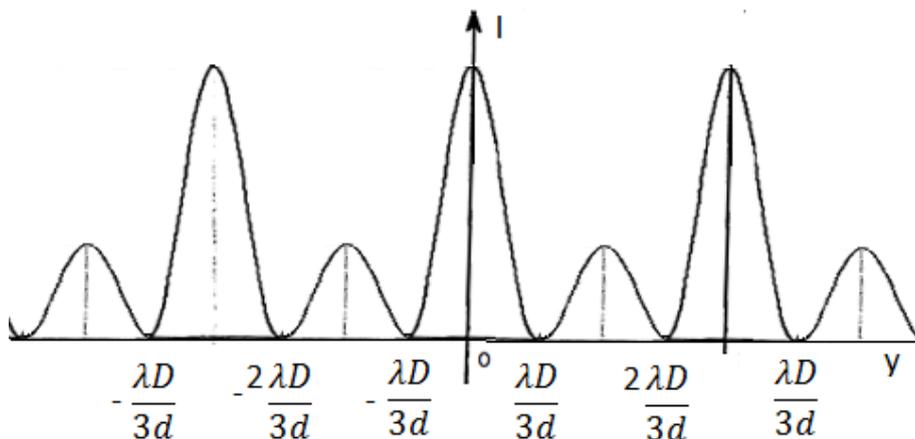


Figura 12

$$\xi_R = 3\xi_0 \qquad I_{MAX} = k (3\xi_0)^2$$

6_GENERALIZACIÓN PARA N FUENTES PUNTUALES

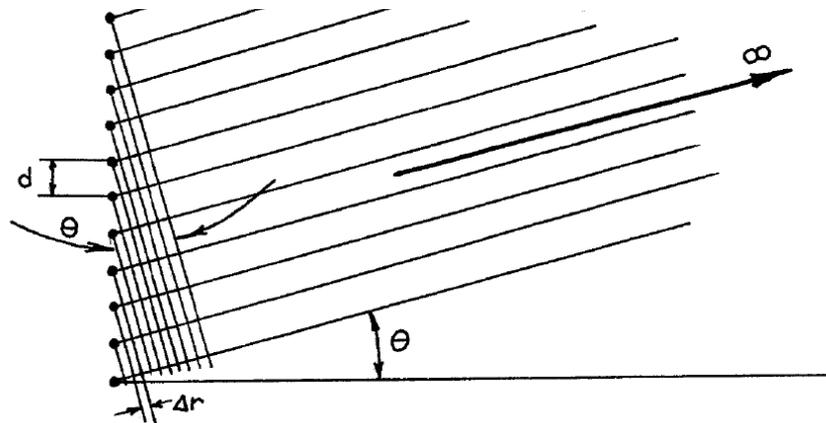


Figura 13

Como vimos antes la posición de los máximos no depende del número de fuentes. Sí en cambio, la posición de los mínimos.

$$y_{max} = \frac{m\lambda D}{d}$$

$$y_{min} = \frac{m\lambda D}{Nd}$$

N: número de fuentes

m : no múltiplo de N

- Entre 2 máximos principales hay N-2 máximos secundarios y N-1 mínimos
- El valor de $I = c(NA_0)^2$ aumenta a medida que aumenta el número de fuentes
- La separación entre máximos no depende del número de ranuras, si de la separación entre ranuras.
- El ancho del máximo central se estrecha a medida que aumenta el número de fuentes. En el caso que sean ranuras resultan **largas y angostas**.

7_INTENSIDAD DEBIDA A LA INTERFERENCIA DE ONDAS POR VARIAS FUENTES SINCRÓNICAS

Supongamos tener n fuentes sincrónicas, donde $\xi_{01} = \xi_{02} = \xi_{03}$.

Para encontrar la amplitud resultante utilizamos el método de la poligonal, donde las amplitudes de cada una de las fuentes son los lados de un polígono inscrito en una circunferencia de centro C .

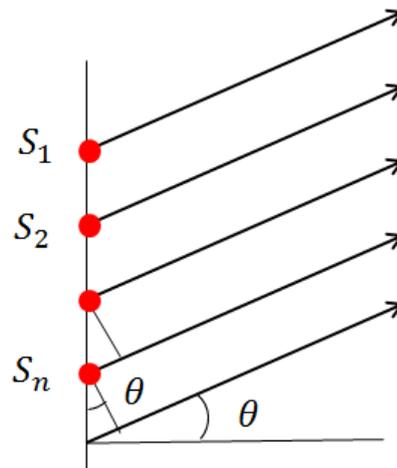


Figura 14

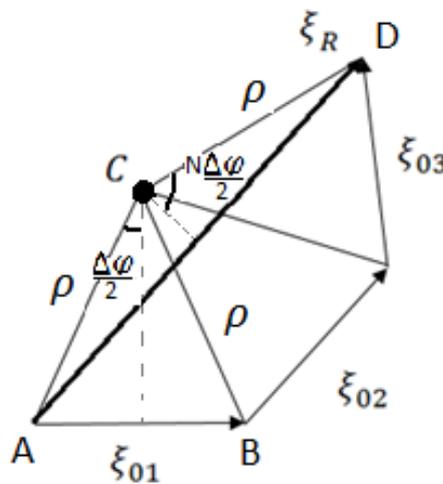


Figura 15

El desfase entre un par ondas que interfieren es constante e igual a:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\underbrace{\lambda}_{k}} \underbrace{d \text{ sen } \theta}_{\Delta}$$

Si trazamos la altura correspondiente al lado AB , en el triángulo ACB , obtenemos dos triángulos rectángulos donde:

$$\operatorname{sen} \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{\left(\frac{\xi_{01}}{2}\right)}{\rho}$$

En el triángulo ACD, hacemos lo mismo y obtenemos que:

$$\operatorname{sen} \left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right) = \frac{\left(\frac{\xi_{02}}{2}\right)}{\rho}$$

Dividiendo miembro a miembro las expresiones anteriores:

$$\left(\frac{\operatorname{sen} \frac{\Delta\varphi}{2}}{\operatorname{sen} \left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right)}\right) = \frac{\left(\frac{\xi_{01}}{2}\right)}{\frac{\left(\frac{\xi_R}{2}\right)}{\rho}}$$

Simplificando y elevando al cuadrado (ya que la intensidad es proporcional al cuadrado de la amplitud).

$$\frac{c \xi_R^2}{c \xi_{01}^2} = \frac{\operatorname{sen}^2 \left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right)}{\operatorname{sen}^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}$$

Donde $I = c \xi_R^2$ e $I_0 = c \xi_{01}^2$

$$I = I_0 \frac{\operatorname{sen}^2 \left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right)}{\operatorname{sen}^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}$$

La intensidad mínima: $I_{MIN} = 0$

Que se verifica para $\operatorname{sen} \frac{N\Delta\varphi}{2} = 0$ pero $\operatorname{sen} \frac{\Delta\varphi}{2} \neq 0$

O sea: $\frac{N\Delta\varphi}{2} = m \pi$

$$\frac{\Delta\varphi}{2} \neq m \pi$$

$$\Delta\varphi = \frac{2 m \pi}{N} \quad \Delta\varphi \neq 2 m \pi$$

Por lo tanto, con las dos condiciones:

$$\Delta\varphi = \frac{m (2 \pi)}{N}$$

Con 1, 2,....., N-1 Máximos y N+1,....., 2N-1 Mínimos

Máximos

Para obtener la intensidad máxima, derivamos y aplicamos la regla de L'Hopital

Partimos de la siguiente expresión:

$$I = I_0 \frac{\text{sen}^2 \left(\frac{N\Delta\varphi}{2} \right)}{\text{sen}^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right)}$$

Sabemos que la I_{MAX} la obtenemos cuando $\Delta\varphi = 0$ para la cual la expresión nos da una indeterminación del tipo 0/0. Por lo cual estamos en condición de aplicar la regla de L'Hopital:

$$\lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{N \cdot \text{sen} \left(\frac{N\Delta\varphi}{2} \right) \cos \left(\frac{N\Delta\varphi}{2} \right)}{\text{sen} \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) \cos \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right)}$$

Nos sigue quedando una indeterminación del mismo tipo, con lo cual aplicamos nuevamente L'Hopital y nos queda:

Utilizamos la identidad conocida del seno del ángulo doble:

$$\lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{N \cdot \text{sen} (N\Delta\varphi)}{\text{sen} (\Delta\varphi)}$$

Nos sigue quedando una indeterminación del mismo tipo, con lo cual aplicamos nuevamente L'Hopital y nos queda:

$$\lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{N^2 \cos(N\Delta\varphi)}{\cos(\Delta\varphi)} = N^2$$

Por lo tanto: $I_{MAX} = I_0 N^2$

8_DIFRACCIÓN

El fenómeno de difracción de las ondas es complejo. Se puede dar cada vez que la extensión del frente de ondas se vea restringido a pasar por un orificio o por el filo de un borde. Se estudiará un caso particular y simple del fenómeno.

Cuando se interpone en la trayectoria de un haz de rayos luminosos un diafragma, un orificio o ranura, cuyo ancho o diámetro no es muy superior a la longitud de onda del mismo, se produce el fenómeno de difracción. Es decir, la luz ya no continúa su trayectoria rectilínea si no que se desvía iluminando la parte posterior de la barrera, fuera de la proyección geométrica de ésta como se indica en la figura 16. Decimos entonces que la luz no produce sombra neta (es como si bordeara el objeto).

16

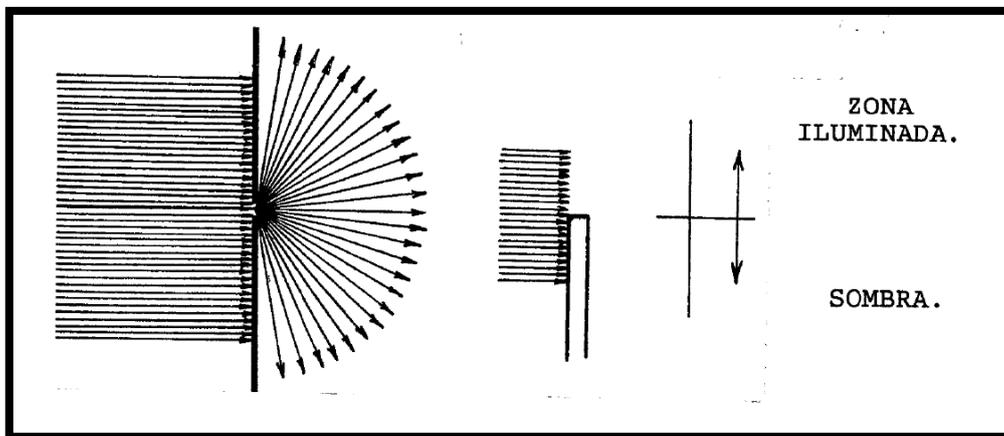


Figura 16

El fenómeno se explica aceptando que de acuerdo con el principio de Huygens, cada uno de los puntos de la ranura se comporta como centro emisor de nuevas ondas y detrás de las ranuras tendremos entonces la superposición de las ondas originadas por todas esas fuentes.

La difracción de ondas visibles es un fenómeno poco frecuente en la vida diaria debido a que el tamaño necesario del orificio, para que se produzca, debe ser muy pequeño. Pero puede ser muy bien apreciada la difracción de ondas sonoras. Estudiaremos las aplicaciones elementales a la óptica. Se deben a la difracción los siguientes fenómenos:

- Que el perfil de una montaña aparezca iluminado en sus bordes pocos segundos antes de que el sol se eleve detrás de la misma.
- Que las manchas producidas en el piso, al atravesar la luz solar las copas frondosas de los árboles de un bosque, sean siempre circulares.

- Que si miramos el sol entrecerrando los ojos veamos una serie de rayas negras (son imágenes de las pestañas producidas por la difracción de la luz al penetrar en nuestra pupila).

A continuación, daremos una idea aproximada del estudio matemático de la difracción, porque su tratamiento riguroso es muy complejo.

9_DIFRACCIÓN POR UNA RANURA (iluminada por una fuente muy alejada en forma normal a la ranura).

Sea una ranura de ancho “a” alcanzada por un frente de onda plano. Si la ranura está suficientemente alejada de la pantalla y “a” es lo suficientemente estrecha, como para suponer que los infinitos rayos que salen de ella inciden en un punto de la difracción que se observa, el fenómeno se denomina de Fraunhofer en honor al científico que la estudió. También esta simplificación se denomina difracción de campo lejano.

17

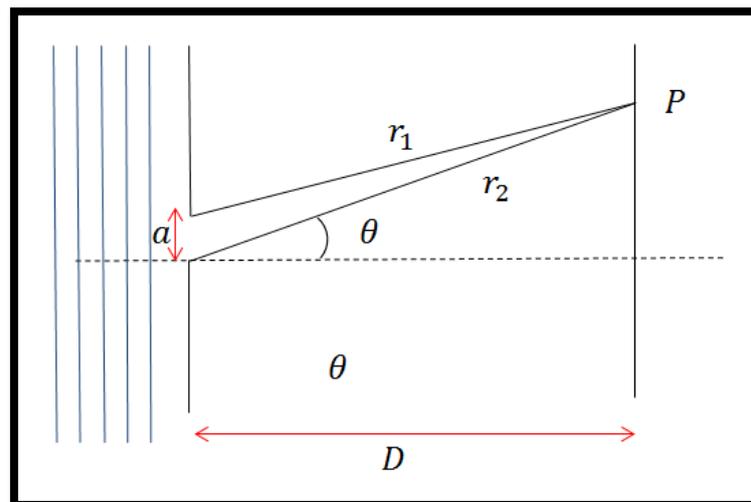


Figura 17. Difracción de Fraunhofer.

Para obtener la distribución de intensidades en la pantalla podemos asimilarlo al caso de interferencia de N fuentes puntuales coherentes en que:

$$N \rightarrow \infty$$

$$d \rightarrow 0$$

Entonces “a” podemos escribirla como:

$$a = N \cdot d$$

En el último punto del tema anterior vimos que la condición de mínimos de interferencia era:

$$\text{sen } \theta = \frac{n\lambda}{Nd}$$

También que:

$$y = \frac{n\lambda D}{Nd}$$

Luego, en el caso del fenómeno de difracción $N \cdot d = a$, por lo tanto:

$$\text{sen } \theta = \frac{n\lambda}{a}$$

$$y = \frac{n\lambda D}{a}$$

Que corresponde a la condición de mínimo de difracción con $n=1,2,3$, etc. En cambio si $n=0$ se tiene el máximo central de difracción (campana de difracción de ancho $2 \frac{\lambda D}{a}$), el cual es un máximo absoluto que no puede ser alcanzado por ningún otro punto de la pantalla.

En cualquier otro punto de la pantalla, los rayos recorren un camino óptico diferente y es así como algunos interfieren destructivamente mientras otros lo hacen constructivamente. El diagrama de intensidades es aproximadamente como se indica en la figura 18.

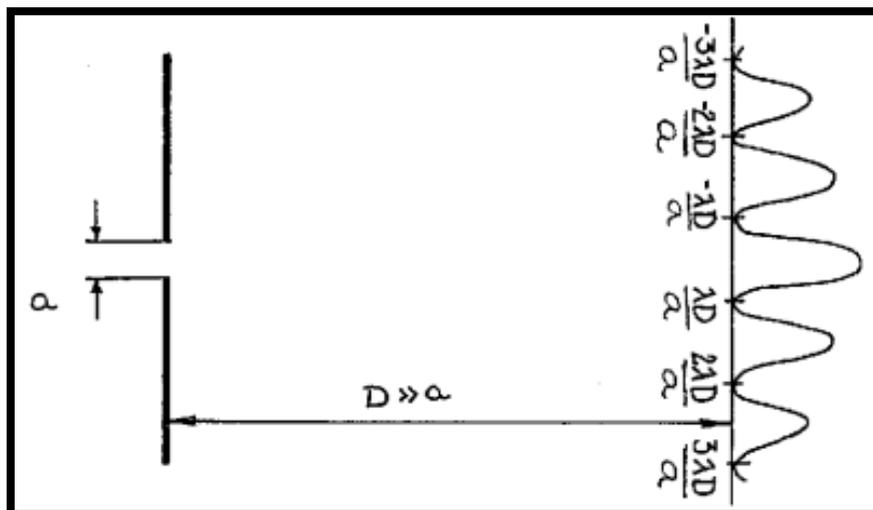


Figura 18

Vemos así que el ancho del máximo central aumenta a medida que disminuye el ancho de la ranura a . Todos estos fenómenos son comprobables experimentalmente. En lugar de utilizar una fuente muy lejana, se suele colocar una fuente puntual en el plano focal de una lente convergente (colimador) que transforma el frente de onda esférico de la fuente en ondas planas (rayos paralelos), y del mismo modo los rayos difractados pueden recogerse en otra lente convergente observando la figura de difracción en el plano focal de la segunda lente.

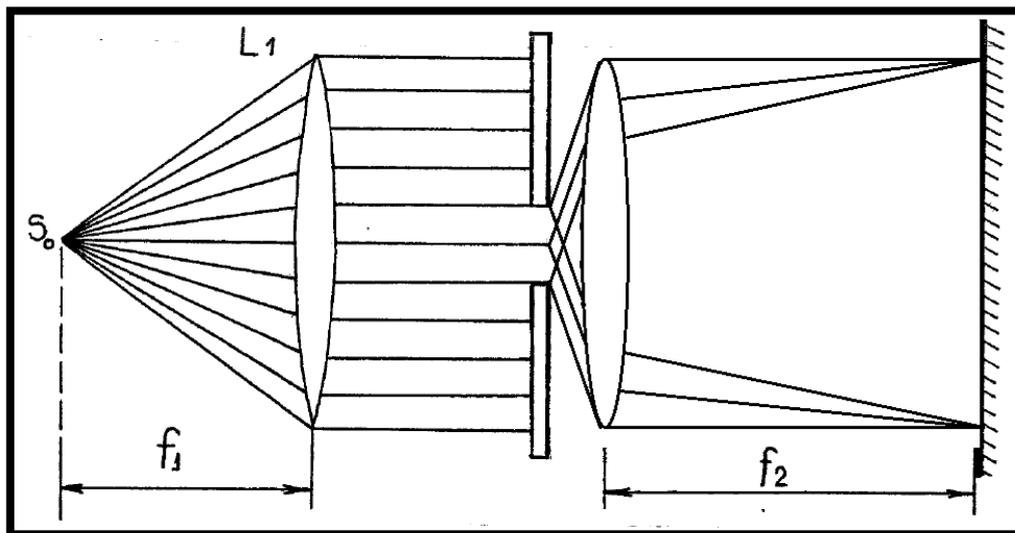


Figura 19. Fraunhofer – Campo lejano-Onda plana incidente

10 EXPRESIÓN DE LA INTENSIDAD PARA DIFRACCIÓN

Para hallar la expresión de la intensidad, seguiremos el mismo camino a través de fasores como trabajamos en interferencia. Dividamos la rendija en bandas muy angostas de ancho dx (fuente secundaria de onda de amplitud $d\xi_0$).

En el caso de la difracción el desfase lo vamos a llamar β . Escribimos $\beta \rho = \xi_0$ (la medida del radio por el ángulo expresado en radianes da como resultado la medida del arco).

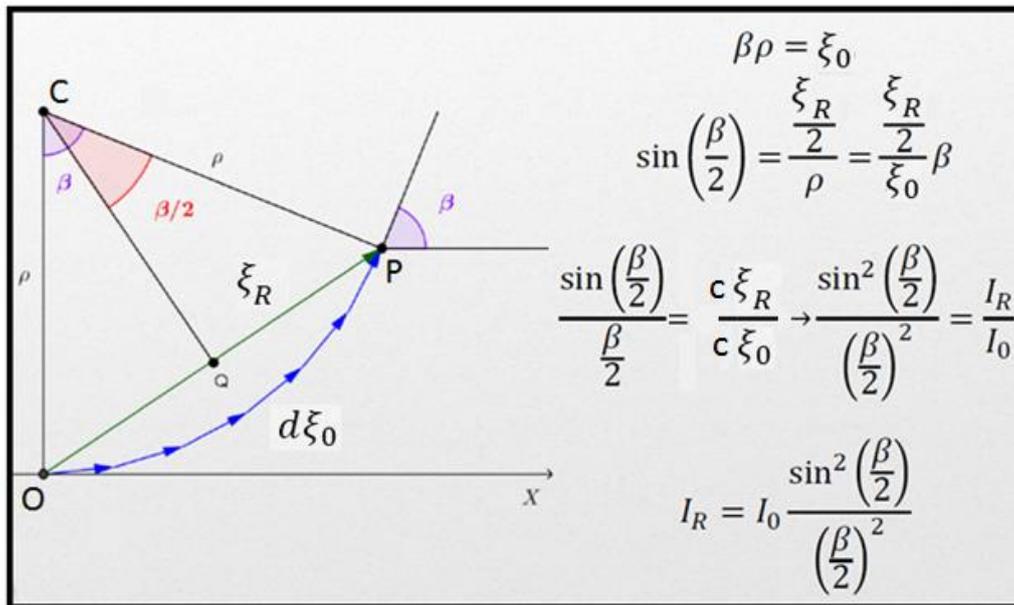


Figura 20

La intensidad resultante es un mínimo cuando $\sin \frac{\beta}{2} = 0$ y $\frac{\beta}{2} \neq 0$. Es decir, $\frac{\beta}{2} = n\pi$ con $n \neq 0$.

Los máximos se encuentran aproximadamente en el punto medio entre dos mínimos consecutivos. El valor correcto lo obtenemos:

$$\frac{dI}{d\left(\frac{\beta}{2}\right)} = 0$$

El lector puede verificar que dicha expresión se cumple para $\beta = tg \beta$

11_REDES DE DIFRACCIÓN

Las redes de difracción pueden dividir un haz de luz incidente. Básicamente pueden ser de dos tipos: por transmisión (dejan pasar la luz) y por reflexión.

Los colores “tornasolados” que se aprecian en las alas de un colibrí, los colores que se aprecian en la superficie de un CD, pueden tomarse como ejemplos para el caso de red de difracción.

Una red de difracción plana está constituida por un gran número de ranuras iguales y equidistantes en un mismo plano. Cada ranura se denomina raya o línea de la red. Se puede hacer una red de difracción sacando parte de los hilos de un trozo de seda, dejando solo los hilos de un único sentido de la trama.

Se denomina constante de la red de difracción al recíproco de la distancia que separa los puntos homólogos de dos ranuras sucesivas. Es decir, si C es el número de ranuras

por unidad de longitud se cumpliría que $C=1/d$, siendo C la constante de la red, y d la separación entre dos ranuras sucesivas.

Queremos analizar el diagrama de intensidades que se puede ver en una pantalla lo suficientemente alejada de la red, trataremos de hacerlo en forma aproximada.

Los diagramas de difracción de cada una de las ranuras que conforman la red son coincidentes, ya que todas las ranuras tienen el mismo ancho “ a ”. Pero además de la difracción propia de cada ranura, los rayos provenientes de las N ranuras que conforman la red al llegar a un punto P arbitrario de una pantalla (lo suficientemente alejada) interfieren entre sí como lo hacían para fuentes puntuales.

EN UNA RED DE DIFRACCIÓN SE SUPERPONEN LOS FENÓMENOS DE INTERFERENCIA Y DIFRACCIÓN

Las posiciones de los máximos son entonces independientes del número de ranuras y del ancho de cada ranura, ya que surgen de la interferencia.

Condición de máximo:

$$\text{sen } \theta = n\lambda/D \quad \text{ó} \quad y = n\lambda D/d$$

(para $n=1,2,3,\dots$)

Condición de mínimo:

$$\text{sen } \theta = n\lambda/Nd \quad \text{ó} \quad y = n\lambda D/Nd$$

(con n no múltiplo de N)

El ancho de los máximos principales es como en el fenómeno de interferencia de $2\lambda D/Nd$. Es decir, cuanto mayor sea el número de ranuras, más angostos serán los máximos principales.

Además, el fenómeno de interferencia se encuentra como modulado por el de difracción como puede observarse en la figura 21.

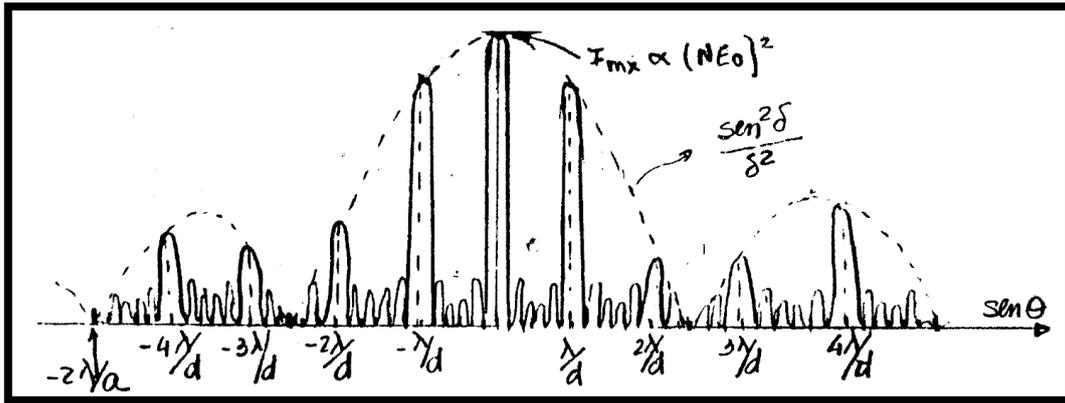


Figura 21

Por interferencia:

$$\frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{\pi d \text{ sen } \theta}{\lambda}$$

Por difracción

$$\frac{\beta}{2} = \frac{\pi a \text{ sen } \theta}{\lambda}$$

La intensidad, combinando los 2 fenómenos es:

$$I_{\theta} = \left[I_0 \left(\frac{\text{sen } \frac{\beta}{2}}{\frac{\beta}{2}} \right)^2 \right] \left(\frac{\text{sen}^2 N \frac{\Delta\varphi}{2}}{\text{sen}^2 \frac{\Delta\varphi}{2}} \right)$$

Donde la intensidad de cada fuente, para cada dirección, no es I_0 sino que es:

$$I_0 \left(\frac{\text{sen } \frac{\beta}{2}}{\frac{\beta}{2}} \right)^2$$

¿Qué máximo de interferencia no se ve cuando coincide con un mínimo de difracción?
Para obtenerlo escribimos las condiciones de máximo de interferencia y del mínimo de difracción y dividimos miembro a miembro.

$$\frac{d \operatorname{sen} \theta}{a \operatorname{sen} \theta} = \frac{m \lambda}{n \lambda}$$

$$\boxed{\frac{d}{a} = \frac{m}{n}}$$

Por ejemplo, si $d/a = 3$ quiere decir que el primer mínimo de difracción coincide con el tercer máximo de interferencia. Por lo tanto, no se ve.

23

12_ PROBLEMAS

1_ Un haz monocromático ilumina N rendijas igualmente separadas d , produciendo una figura de interferencia sobre una pantalla colocada a 10 [m] hacia el frente y en un plano paralelo al de las rendijas. Se observan máximos que están separados una distancia 5 veces mayor que el ancho de la franja central de interferencia.

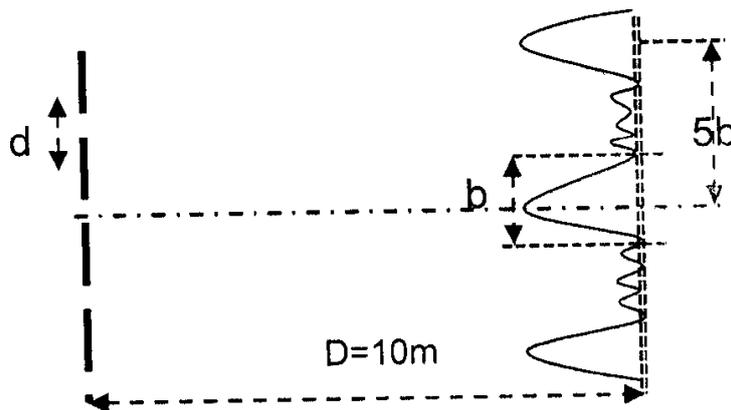


Figura 22

Calcular:

- ¿Cuántas rendijas están iluminadas si la longitud de onda del haz es 0,4 [μm]?*
- ¿Cuánto vale la distancia entre rendijas “ d ” si el ancho de la franja central de interferencia es $b = 2$ [cm]? (el espectro del dibujo es una ilustración sin rigor).*

a) Hallemos la cantidad de rendijas iluminadas si la longitud de onda del haz es igual a 0,4 μm .

La distancia al primer máximo la podemos calcular como:

$$d \frac{5b}{D} = \lambda \quad \rightarrow \quad d = \frac{D\lambda}{5b} \quad (1)$$

La distancia al primer mínimo la podemos calcular como:

$$d \frac{b}{2D} = \frac{1 \lambda}{N} \quad \rightarrow \quad d = \frac{2D\lambda}{bN}$$

Igualamos:

$$\frac{D\lambda}{5b} = \frac{2D\lambda}{bN}$$

De donde podemos despejar:

$$\mathbf{N=10}$$

b) Nos piden calcular la distancia entre rendijas “d” si el ancho de la franja central de interferencia es $b=2\text{cm}$

Por (1):

$$d = \frac{D\lambda}{5b}$$

$$d = \frac{(10\text{m})(0,4 \times 10^{-6})}{5 (0,02\text{m})}$$

$$d = 4 \times 10^{-5}\text{m} = 40 \times 10^{-6}\text{m} = 40 \mu\text{m}$$

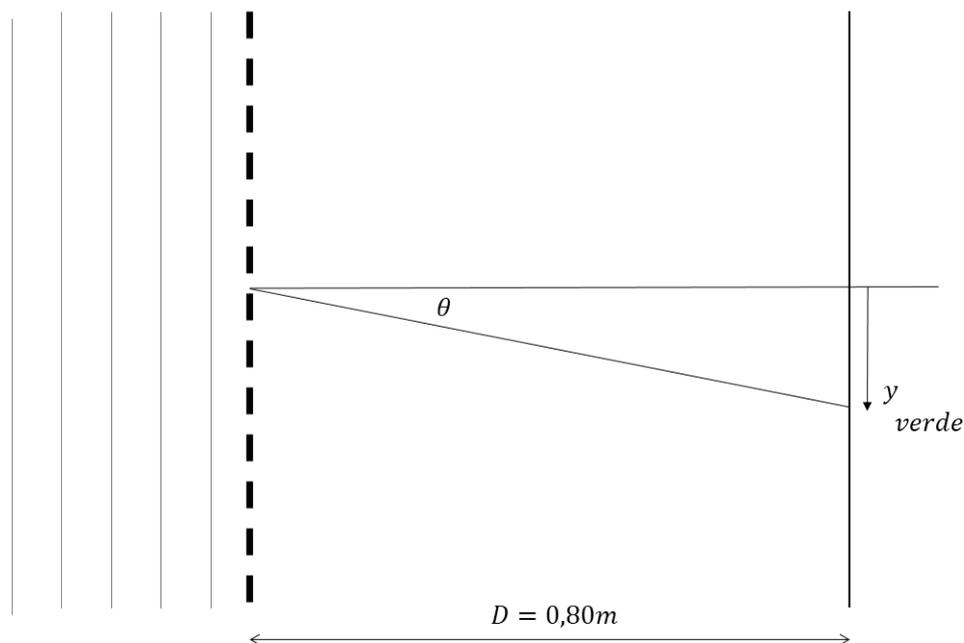
$$\mathbf{d = 40 \mu\text{m}}$$

2_ Se ilumina una red de difracción de constante $c=185 [\text{mm}^{-1}]$, con luz blanca desde una fuente muy alejada. Se monta una pantalla plana paralela a la red y a distancia $D=0,80 [\text{m}]$. Se considera que la difracción es despreciable y se desea que por un orificio de la pantalla salga luz de color verde ($\lambda_v = 589 [\text{nm}]$).

a) *¿A qué distancia mínima “y” desde el eje del máximo central se debe hacer el centro del orificio? Justificar y mostrar un esquema del experimento*

b) Si por error la pantalla se ubicase a $D = 0,45$ [m] de la red, con el orificio ya hecho del caso anterior ¿Qué longitud de onda tiene la luz emergente por él?

a) Nos piden calcular la distancia mínima “y” desde el eje del máximo central que se debe hacer el centro del orificio. Veamos un esquema del experimento.



25

Figura 23

Como la distancia es la mínima lo que buscamos es el primer máximo ($n=1$)

$$\frac{1}{c} \operatorname{sen} \theta = 1 \lambda_V$$

$$\operatorname{sen} \theta \cong \operatorname{tg} \theta$$

$$y = \lambda_V c D = (540 \times 10^{-9} \text{ m})(185 \times 10^3 \text{ m}^{-1})(0,80 \text{ m})$$

$$y = 0,08 \text{ m} = 8 \text{ cm}$$

$$\mathbf{y = 8 \text{ cm}}$$

b) Ahora lo que cambia es la distancia a la pantalla, $D = 0,45$ m. Siguiendo el mismo razonamiento y aplicando la misma fórmula llegamos a:

$$\lambda = \frac{y}{c n D}$$

Para $n = 1$

$$\lambda = \frac{0,08 \text{ m}}{(185 \times 10^3 \text{ m}^{-1})(1)(0,45\text{m})} = 9,61 \times 10^{-7} \text{ m} = 961 \text{ nm}$$

$\lambda = 961 \text{ nm}$ corresponde a luz no visible. Esta longitud de onda corresponde a la radiación infrarroja.

26

Para $n = 2$

$$\lambda = \frac{0,08 \text{ m}}{(185 \times 10^3 \text{ m}^{-1})(2)(0,45\text{m})} = 4,80 \times 10^{-7} \text{ m} = 480 \text{ nm}$$

$\lambda = 480 \text{ nm}$ corresponde a luz visible. Esta longitud de onda corresponde a la luz azul.

Para $n = 3$

$$\lambda = \frac{0,08 \text{ m}}{(185 \times 10^3 \text{ m}^{-1})(3)(0,45\text{m})} = 3,20 \times 10^{-7} \text{ m} = 320 \text{ nm}$$

$\lambda = 320 \text{ nm}$ corresponde a luz no visible. Esta longitud de onda corresponde a la radiación ultravioleta.

13_ APÉNDICE HISTÓRICO

INTRODUCCIÓN HISTÓRICA

Recién a principios del siglo XIX se impone la concepción de la luz, como un fenómeno generado por las vibraciones de un medio elástico especial denominado éter. La teoría dominante hasta ese momento era la corpuscular. Esta consiste en considerar a la luz formada por corpúsculos regidos por las leyes de la refracción de la luz en una lámina de vidrio. En este fenómeno un rayo luminoso que incide sobre la superficie de separación de dos medios penetra en el segundo (se refracta) desviándose de su dirección original. La desviación del rayo luminoso se justifica según la teoría corpuscular, porque en la superficie de separación se ejercen sobre los corpúsculos fuerzas normales. Debido a estas fuerzas (ver F12 y F23 en la figura 22) las partículas son desviadas en su dirección primitiva y aceleradas al cambiar el medio en la interface 1-2 según se muestra en la figura la partícula se acerca a la normal mientras que en la interface 2-3 una fuerza de sentido opuesto a la anterior la aleja de la normal.

27

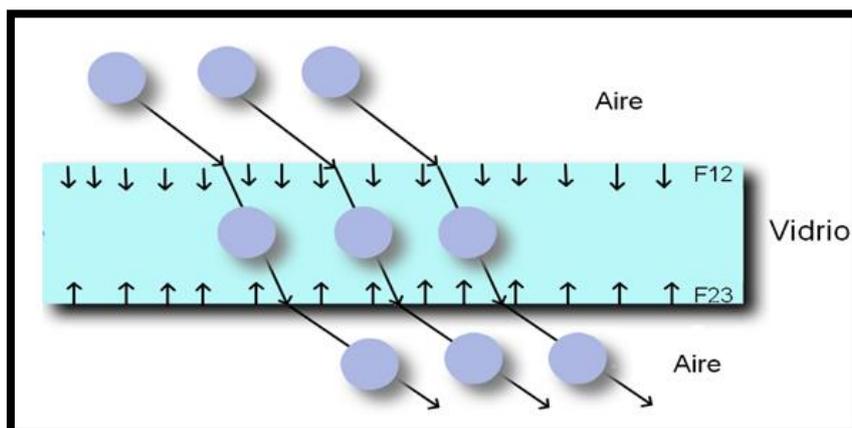


Figura 24

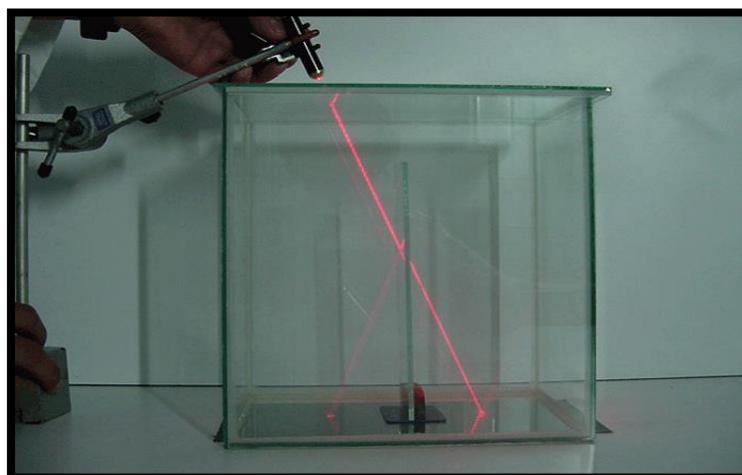


Figura 25

En este modelo, los corpúsculos deben moverse con mayor velocidad en el vidrio que en el aire, como lo indica la dirección y el sentido de las fuerzas que actúan en las interfaces.

El fenómeno de la reflexión luminosa también se explica fácilmente admitiendo que al llegar a la interface hay corpúsculos que chocan con la misma siguiendo las leyes que rigen el choque de partículas materiales. Como los ángulos de incidencia y de reflexión son iguales, el choque de los corpúsculos contra la interface debe ser perfectamente elástico (ver figura 25).

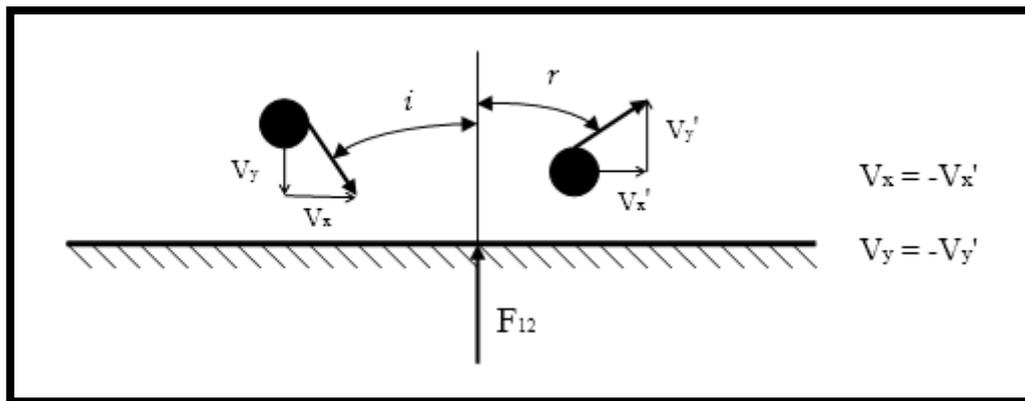


Figura 26

Entre los defensores de la teoría corpuscular se encontraba Isaac Newton, teórico inglés de tal prestigio que hizo incuestionable este modelo por varias generaciones.

Para explicar la dispersión de la luz en un prisma, Newton se vio forzado a introducir una hipótesis adicional a este modelo; las partículas que componen el rayo luminoso no son todas iguales y deben tener, según sus colores, masas diferentes.

Sin embargo, algunos contemporáneos de Newton opusieron algunas objeciones al modelo. Por ejemplo: es muy difícil de explicar cómo una misma fuerza en la interface de dos medios es capaz de reflejar y refractar a corpúsculos que pertenecen a un mismo haz incidente. Tampoco tiene explicación los fenómenos de birrefringencia y difracción. Pero el paradigma creado por Newton tenía tal fuerza que algunos partidarios de este modelo negaban la realidad de las experiencias que describían estos fenómenos.

El genial físico y matemático holandés Cristian Huygens (1629-1695), propuso un modelo alternativo que consideraba a la luz como vibraciones de un medio especial: el éter. Huygens comparaba las vibraciones del éter con el conocido fenómeno de la transmisión de la cantidad de movimiento en un conjunto de esferas colocadas en fila (Ver figura 26).

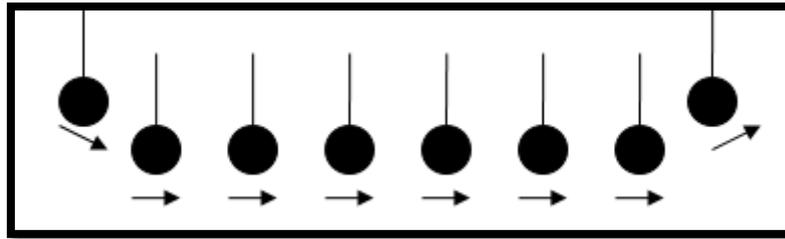


Figura 27

Al chocar una esfera exterior al sistema, con la primera de la fila, este le transmite la cantidad de movimiento a la segunda y así sucesivamente. Las vibraciones del éter según Huygens eran longitudinales. Como veremos adelante, Huygens pudo explicar así, tanto la reflexión como la refracción de la luz y la doble refracción – birrefringencia. Su teoría contiene, sin embargo, dos hipótesis que debían ser verificadas:

- a) Las vibraciones eran longitudinales
- b) Las partículas de éter debían tener “Dureza perfecta”.

Pero unido a esta última hipótesis, las partículas del éter deben llenar el espacio y penetrar en diferentes medios. A esta capacidad de las partículas del éter Huygens la denominó “sutilidad”.

En el marco de esta teoría se puede explicar, sólo de forma muy intuitiva, los fenómenos de la interferencia y difracción. Con excepción de Euler (1707-1783) la denominada teoría ondulatoria no fue aceptada por la mayoría de los científicos de fines del siglo XVII Y XVIII.

A principios del siglo XIX el físico y médico inglés Thomas Young (1773-1829) publicó su célebre experiencia de la interferencia de la luz donde revitalizaba la teoría ondulatoria. Desgraciadamente, contradecir a Newton en aquel entonces era considerado en Inglaterra poco menos que una herejía, por lo que Young fue violentamente atacado aún en forma personal.

Más afortunado fue Agustín Jean Fresnel (1788-1827) quien se desempeñaba como ingeniero militar en el servicio de puentes y caminos de Francia. A partir de 1810, desconociendo las publicaciones de Young, Fresnel comenzó a explicar sistemáticamente los hechos experimentales conocidos. Primero la aberración luminosa y, posteriormente, introdujo la hipótesis de las oscilaciones transversales de las partículas del éter (hecho este último que contradecía las hipótesis de Huygens). Con esta suposición, explicó la polarización, fenómeno que había sido descubierto poco tiempo antes.

El éter imaginado por Fresnel era un medio complejo, pues debía tener las propiedades de un sólido (vibraciones transversales) y las de un fluido (sutilidad). Este carácter

contradictorio del éter provocó resistencia en los medios científicos de la época. A pesar de ello, en 1818, Fresnel publicó una memoria en los “comptes Rendus” de L’ Academie de Sciences de Paris en la que predecía matemáticamente difracción de la luz. La oposición de grandes sabios como Poisson y Biot, se desvaneció al confirmarse experimentalmente las predicciones de Fresnel. En 1819, la Academia de Ciencias de París premió el trabajo de Fresnel, pero faltaba una prueba experimental decisiva para optar entre la teoría ondulatoria o corpuscular.

A mediados del siglo XIX, la célebre experiencia de Fizeau (1819-1896) en la cual se demostraba que la luz se propaga más rápidamente en el aire que en el agua, orientó la discusión a favor de la teoría ondulatoria, finalmente en el año 1861, el gran físico inglés J. Clerk Maxwell (1831-1879) llevó la teoría ondulatoria de la luz a un alto grado de desarrollo, al demostrar que la luz no es más que un caso particular de vibración del campo electromagnético.

30

Con la teoría de Maxwell quedaron unificados la electricidad, el magnetismo y la óptica bajo un mismo marco teórico. A partir de la publicación de los trabajos de Maxwell, se pensó cómo explicar las vibraciones del campo electromagnético tomado un modelo mecánico del éter. Se propusieron diversos modelos para este medio hipotético, y se intentó medir la velocidad de la luz respecto a él. Pero se presentaron nuevas dificultades, ya que el modelo era muy complejo y las experiencias de medición de la velocidad de la luz fracasaron (Michelson).

En 1905, Albert Einstein (1879-1955) propuso suprimir el éter como concepto teórico en su Teoría de la Relatividad Restringida y en el mismo año da una explicación del fenómeno fotoeléctrico que volvía (en parte) a la teoría corpuscular de Newton.

Durante los veinte años siguientes, la situación de la Física Teoría fue confusa y contradictoria, hasta que a partir de los trabajos de L. de Broglie, W. Heisenberg, M. Born, E. Schrodinger, P. Dirac y otros, se creó una nueva teoría denominada Mecánica Cuántica (o Mecánica Ondulatoria), según la cual la luz no tiene carácter definitivamente corpuscular u ondulatorio, sino que presenta una dualidad onda – partícula. La mecánica Cuántica ocupa actualmente el rol más importante entre las teorías físicas.

PRINCIPIO DE FERMAT

Una manera particular y muy interesante de estudiar el comportamiento de la luz fue propuesta por primera vez por Herón de Alejandría. Este postulo que al desplazarse desde un punto a otro, la luz sigue la trayectoria más corta.

Tomemos el ejemplo de un rayo de luz que incide sobre un espejo y supongamos que no sabemos que trayectoria seguirá la luz al reflejarse. Consideramos una fuente

luminosa A (ver figura 28) y dibujemos algunos de los posibles caminos para llegar de A hasta B después de la reflexión en la superficie del espejo.

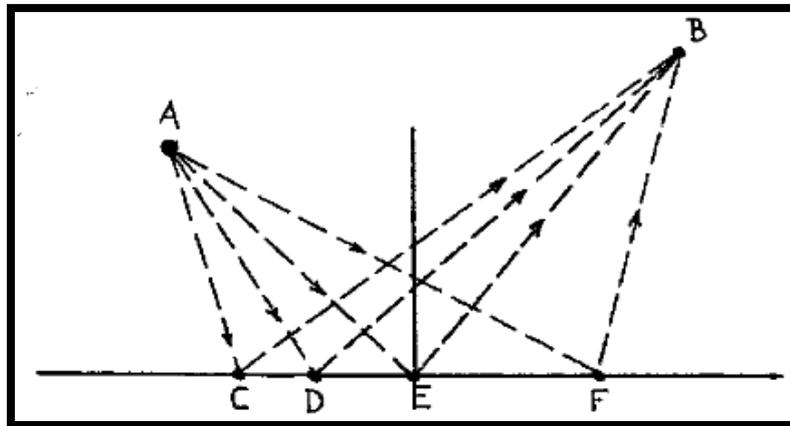


Figura 28. Posibles trayectorias de un rayo de luz para desde A hasta B.

Desde el punto de vista geométrico, todos los caminos (ACB, ADB, AEB, AFB) son teóricamente posibles. Como la trayectoria más corta es la AEB, donde el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión y esto se ve confirmado experimentalmente, Herón suponía la validez general de su principio. Sin embargo este principio no se cumple en el caso de la refracción (ver figura 29).

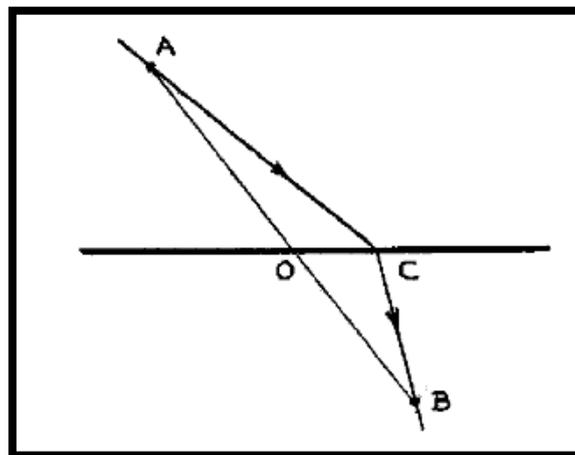


Figura 29. Refracción de la luz.

Como se puede ver en la figura 29, el camino ACB es mayor que el AOB (línea recta entre A y B).

Modificando el principio anterior, Fermat propuso:

PRINCIPIO DE FERMAT: LA TRAYECTORIA DE LA LUZ ENTRE DOS PUNTOS ES LA QUE SE RECORRE EN EL TIEMPO MÍNIMO.

ALGUNOS EJEMPLOS

El principio de Fermat nos permite explicar cuantitativamente una serie de fenómenos:

Ejemplo 1: ¿Por qué vemos el sol en el horizonte cuando este se encuentra en realidad por debajo del mismo? (ver figura 30)

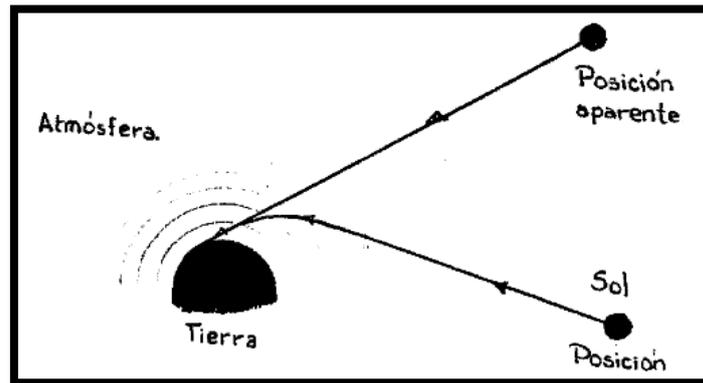


Figura 30. Deflexión de los rayos al atravesar la atmósfera.

La luz atraviesa rápidamente las capas menos densas de la atmósfera, luego con el objeto de minimizar al camino óptico se desvía más abruptamente en las capas más densas.

Ejemplo 2: ¿Cómo se producen los espejismos?

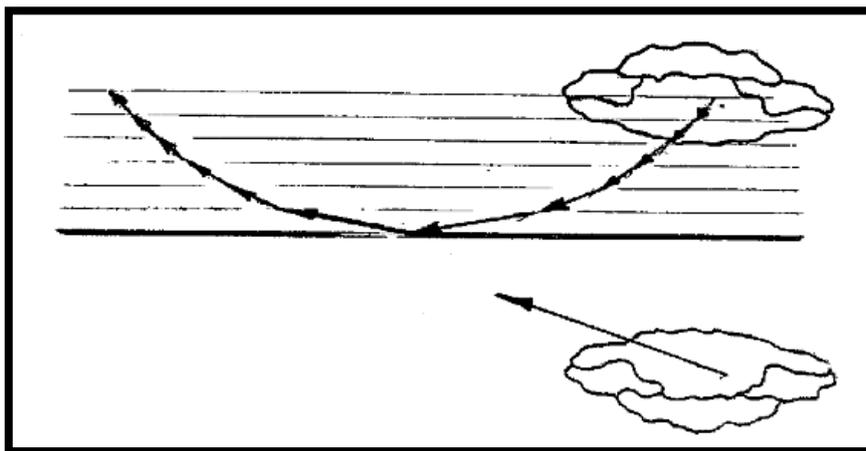


Figura 31

Cuando la temperatura ambiente es muy elevada, las capas de aire en contacto con el suelo se dilatan. De este modo, las capas menos densas son las que están más cerca del suelo. Es por ello que la luz realiza la mayor trayectoria posible en las capas inferiores

y podemos ver como espejos de agua debido a la imagen invertida de los objetos que parecen estar en el piso (ver figura 31).

VERSIÓN “ACTUALIZADA” DEL PRINCIPIO DE FERMAT.

Hasta ahora hemos emitido la validez del principio de Fermat, tal cual fue formulado por éste, es decir, suponemos que el camino óptico cumple la condición de mínimo (o que el tiempo empleado es el mínimo posible). Sin embargo si suponemos, por ejemplo, un rayo que sigue la trayectoria real como ACB, la longitud de este camino en el aire puede ser mayor que otro cualquiera como el AC'B (ver figura 32).

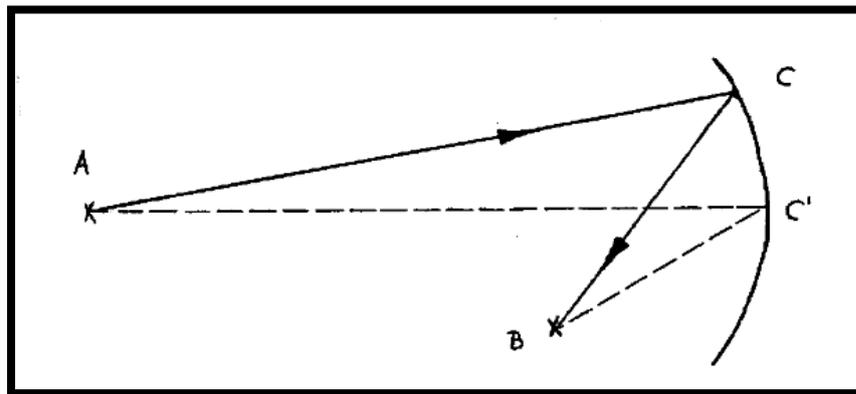


Figura 32. Reflexión de un espejo cóncavo.

Otro contraejemplo al enunciado tradicional del principio de Fermat puede ser un espejo elíptico como el representado en la figura 33.

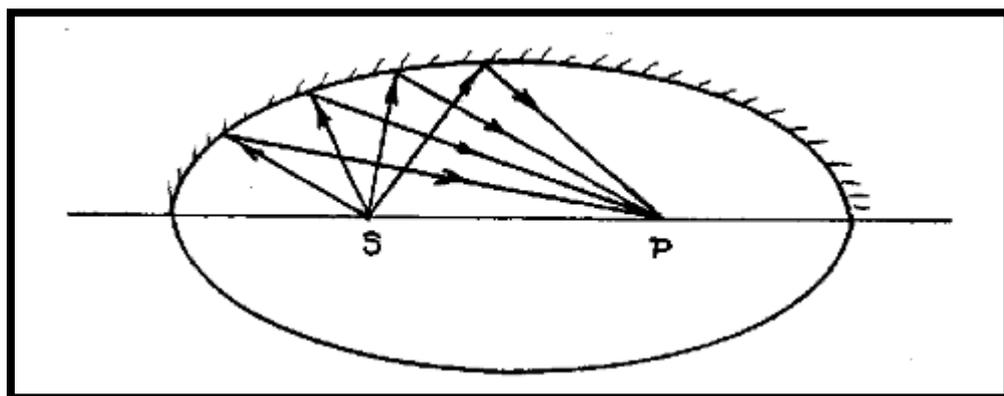


Figura 33. Reflexión en la cavidad elíptica espejada.

Se observa que si se coloca una fuente luminosa en uno de los focos de la elipse, cualquier rayo de luz que sale de la fuente S llega al otro foco P. En este caso, todos los caminos ópticos son iguales (por definición de elipse) y no corresponde hablar de los máximos ni de los mínimos.

¿Diremos entonces que el principio de Fermat es incorrecto tal como fue originalmente formulado? La respuesta es afirmativa, en lugar de postular que el camino óptico es mínimo, se postula:

EL CAMINO ÓPTICO DEBE SER ESTACIONARIO

Es decir, debe cumplir con la condición:

$$\delta \int n(s) \cdot ds = 0$$

34

Esta es la versión “actualizada del principio de Fermat. Físicamente esto significa que la luz “elige” seguir un camino óptico que difiere muy poco de todos los caminos próximos a él.

Pero, ¿Cómo “sabe” la luz de antemano que debe seguir un camino estacionario? Esta cuestión no puede contestar el principio de Fermat.

Debe observarse que este enfoque es completamente diferente de describir los hechos de la naturaleza como una secuencia ordenada de causas y efectos.

De acuerdo a Fermat, la luz tiene de antemano determinada trayectoria a seguir y ante lo que encuentra a su paso “se adapta” para seguir cumpliendo un principio general. Siguiendo a R. Feynman¹, diremos que es como si la luz “tanteara” el conjunto de caminos que tiene caminos ópticos cercanos entre sí y descartara a los otros.

¹ Lecturas de Física, R. Feynman, R. Leighton, M. Sands Pág. 26-12, Fondo Educativo Interamericano S.A. 1971.

El presente libro está basado en el texto “Óptica – Texto Complementario” cuyos autores son: el Dr. D. Kurlat y la Ing. M.C. Menikheim.

El texto “Física para estudiantes de Ingeniería”, es una obra colectiva llevada a cabo por docentes de Física I de la Facultad de Ingeniería de la Universidad de Buenos Aires (FIUBA). Se enmarca dentro de las actividades correspondientes al PEFI (Plan Estratégico de Formación de Ingenieros) y todos los derechos se encuentran protegidos bajo licencia Creative Commons.

Física para estudiantes de Ingeniería- Ema E. Aveleyra (coord. y coautora), Jorge Cornejo (coautor), Adrián Ferrini (coautor), María Cristina Menikheim (coautora), Sergio Rossi (coautor), Gonzalo Gómez Toba (edición técnica)/1° edición/Buenos Aires: Facultad de Ingeniería, 2018. Revisión 2020.

ISBN (“en trámite”)

Publicación digital.