

SESIÓN Nº 8: DIFRACCIÓN. PLACA ZONAL DE FRESNEL. REDES DE DIFRACCIÓN.



TRABAJO PREVIO

1. Conceptos fundamentales
2. Cuestiones

1. Conceptos fundamentales.

• Difracción.

La difracción es un fenómeno óptico que se produce cuando la luz encuentra un obstáculo en su paso. Es observable cuando el obstáculo es lo suficientemente pequeño. Grimaldi, en 1648, realizó un experimento en el que dejó que la luz del sol penetrara en un cuarto oscuro a través de un pequeño agujero en una cartulina. Hizo pasar esta luz a través de otra cartulina perforada. Descubrió que la luz proyectaba una mancha mayor que la esperada si la propagación de la luz fuera rectilínea.

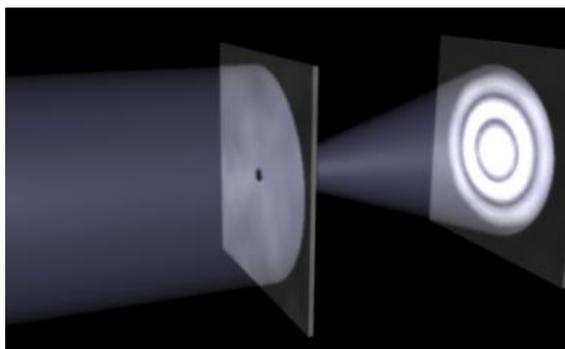


Figura 8.1

En algunos otros experimentos observó que la orilla de la sombra en lugar de estar bien definida, mostraba algunas franjas claras y oscuras (en realidad, coloreadas, puesto que utilizó una fuente de luz blanca). No consiguió explicar el fenómeno, cuyo estudio quedó pospuesto hasta que Fresnel lo relacionó con la teoría ondulatoria de la luz y la superposición de las ondas generadas en los bordes del obstáculo.

En la Figura 8.1 podemos ver el patrón de difracción generado por un orificio circular.

• Observación de la difracción. Experiencia sencilla.

Para observar la difracción, basta con dos lápices bien afilados y una linterna pequeña. Colocando la linterna sobre una mesa y juntando los lápices hasta que entre las dos puntas quede un espacio muy pequeño, mirando hacia la linterna a través de este espacio se observa un patrón difraccional (Figura 8.2). También hay otros fenómenos cotidianos en los que pueden observarse efectos de difracción, como los halos creados alrededor de las fuentes de luz cuando se observan con cristales empañados, o los patrones en forma de estrella que se obtienen en algunas fotografías de fuentes de luz, y los patrones de difracción que producen los discos compactos y DVD cuando se iluminan.



Figura 8.2

• **Difracción de Fresnel y de Fraunhofer.**

Según los parámetros del experimento de difracción, hablamos de dos tipos diferentes de difracción: aproximación de campo cercano o difracción de Fresnel, y aproximación de campo lejano o difracción de Fraunhofer. Cuando tanto la fuente de luz como la pantalla donde se observa el patrón están muy alejados del objeto difractante, estamos en condiciones de campo lejano o de Fraunhofer, de lo contrario hablamos de difracción de Fresnel. El número de Fresnel F es un parámetro definido como se indica en la ecuación 8.1, y nos indica a qué tipo de difracción pertenece nuestro experimento:

$$F = \frac{D^2}{\lambda a} \quad (8.1)$$

donde D es el tamaño del objeto difractante, λ la longitud de onda de la luz incidente, y "a" la distancia entre el objeto difractante y el plano donde se observa el fenómeno. Si $F \ll 1$ (del orden de 0.001 o menor), estaríamos en aproximación de campo lejano. Si $F > 1$, estaríamos en aproximación de campo cercano o de Fresnel.

Si además consideramos que la fuente puede describirse como una magnitud escalar, el tratamiento teórico del fenómeno se simplifica bastante (teoría escalar de la difracción). En el caso de la difracción de Fraunhofer, la teoría escalar establece que la amplitud observada en la pantalla es la transformada de Fourier de la función que describe el objeto difractante.

Para la difracción de Fresnel, la amplitud observada en la pantalla puede calcularse como una suma de contribuciones correspondientes a las **zonas semiperiódicas** en las que se divide el frente de ondas, definidas por Fresnel como se muestra en la figura 8.3 para propagación de un frente esférico libre (sin abertura u obstáculo difractante).

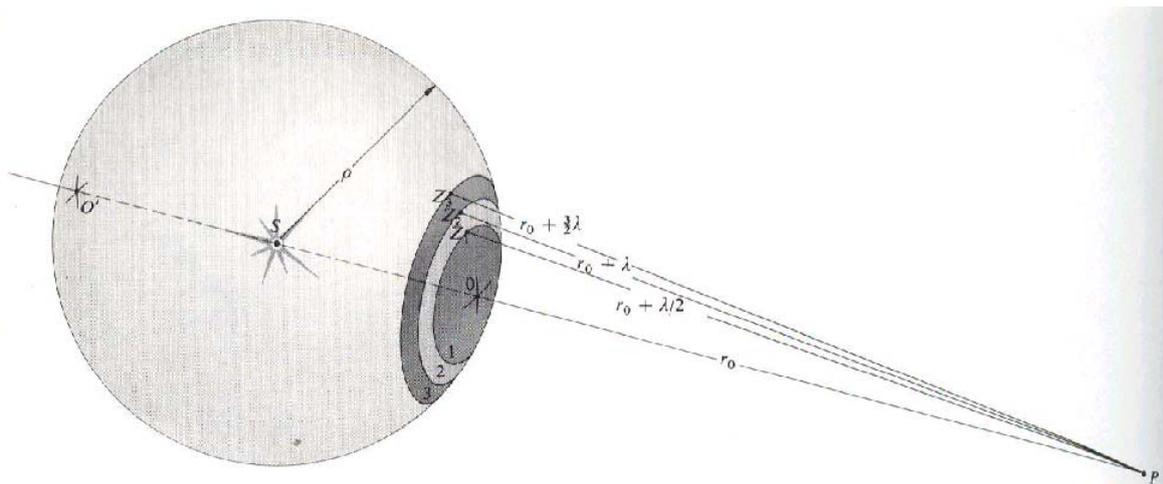


Figura 8.3.

Conforme crece el radio de la semizona, la amplitud se va atenuando según un factor de oblicuidad que introdujo Fresnel para explicar por qué no hay onda de retroceso en los fenómenos de difracción. La contribución de la semizona n-sima a la amplitud en P es la expresada en la ecuación 8.2.

$$E_n = (-1)^{n+1} \frac{2E_o \lambda}{r_o + \rho} e^{i[\omega t - k(r_o + \rho)]} e^{-i\frac{\pi}{2}} f_n(\chi) \quad (8.2)$$

donde $f_n(\chi)$ es el factor de oblicuidad mencionado antes, y las variables ρ y r_o son las indicadas en la Figura 8.3.

Vemos entonces que la contribución de las zonas adyacentes tiende a compensarse en P, puesto que el factor de oblicuidad es muy similar para zonas próximas y la contribución de la amplitud de cada una tendría signos contrarios. Esto hace que la suma global de las contribuciones dependa sólo de la primera y última de las semizonas en las que puede dividirse el frente para una situación experimental dada.

• Difracción de Fresnel por una abertura circular.

Aplicando la teoría de las zonas semiperiódicas al caso de difracción por abertura circular, obtenemos una amplitud resultante dependiente de si la última zona que contribuye es par o impar. Si la última zona es par, tendremos una amplitud prácticamente nula en el eje si la abertura es pequeña (ecuación 8.3):

$$E_p \approx \frac{|E_1|}{2} - \frac{|E_m|}{2} \approx 0 \quad (8.3)$$

Si por el contrario, la última zona que contribuye es impar, tendremos el doble de la amplitud E_1 correspondiente a la primera zona semiperiódica (ecuación 8.4). Hay entonces puntos P de observación en el eje de la abertura con intensidad nula, y puntos con intensidad cuatro veces superior a la de propagación libre, mostrando una redistribución de la energía producida por difracción.

$$E_p \approx \frac{|E_1|}{2} + \frac{|E_m|}{2} \approx |E_1| \quad (8.4)$$

El número de zonas semiperiódicas que contribuyen para una abertura circular (ecuación 8.5) se calcula aproximadamente dividiendo el área de la abertura entre el área de una zona semiperiódica (todas tienen igual área, por eso se van haciendo progresivamente más finas, ver figura 8.3).

$$N_p = \frac{\pi \frac{D^2}{4}}{\text{area zona}} = \frac{D^2(r_o + \rho)}{4r_o \rho \lambda} \quad (8.5)$$

donde D es el diámetro de la abertura. En cuanto al resto de puntos del plano de observación, el comportamiento es similar, aunque resulta algo más complejo calcular el número de zonas que contribuyen. Ejemplos de patrón de difracción de Fresnel para abertura circular con longitud de onda 450 nm y D=0.578 mm pueden verse en las simulaciones de la figura 8.4, extraídas de Webtop.

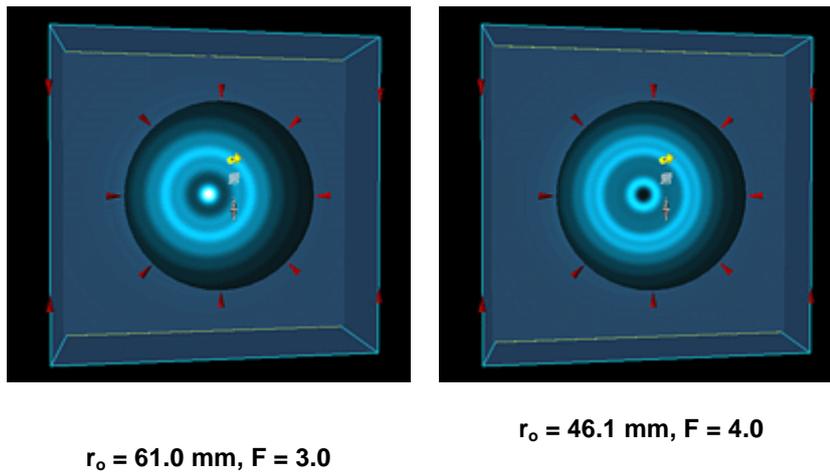


Figura 8.4.

• **Lentes difractivas. Placa zonal de Fresnel.**

Hemos visto en el apartado anterior que si contribuyen todas las zonas semiperiódicas, vamos a tener ausencia de luz en determinados puntos de observación a lo largo del eje. Si utilizamos una fuente lejana con respecto a la abertura difractiva, entonces las zonas semiperiódicas pueden aproximarse por anillos concéntricos situados en el plano de la abertura.

Fresnel tuvo la genial idea de diseñar una abertura especial que consiguiera una concentración de luz en diferentes puntos del eje para una fuente u objeto a una distancia dada de la abertura, actuando este dispositivo como una "lente difractiva". Para poder conseguir luz potencialmente en cualquier punto del eje, la idea clave del diseño de Fresnel es impedir que contribuyan las zonas semiperiódicas pares o las impares, de forma que siempre se sumen con el mismo signo las zonas semiperiódicas que contribuyen a la amplitud total. Para conseguir esto, reprodujo en un plano una serie de anillos concéntricos y oscureció los pares (o los impares), como se muestra en la figura 8.5, construyendo así las denominadas **placas zonales**.

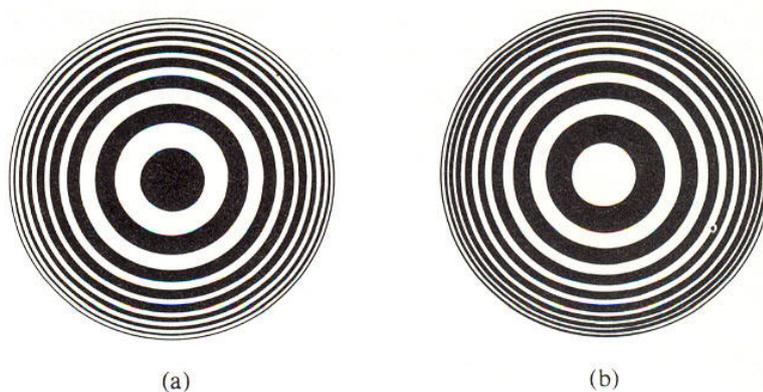
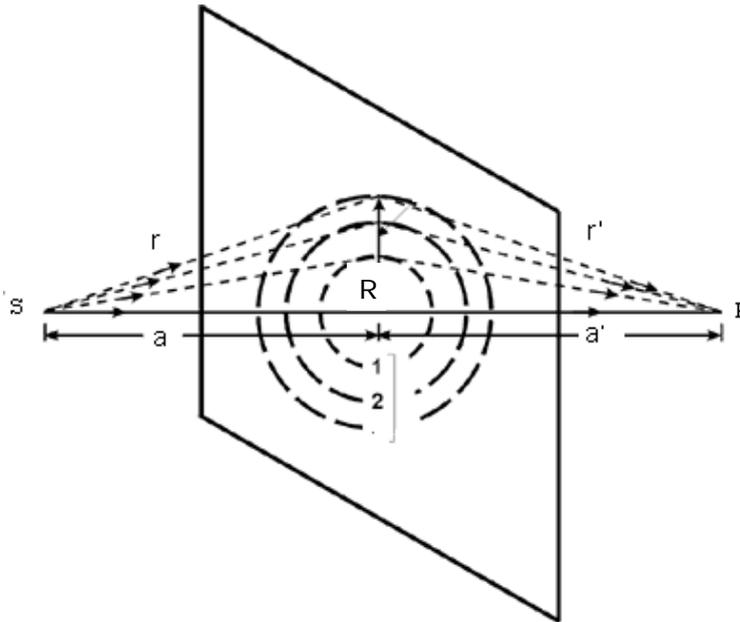


Figura 8.5.

Los radios de los anillos concéntricos son proporcionales a las raíces cuadradas de los números enteros, como sucede para los radios de las zonas semiperiódicas en una abertura plana. Puede demostrarse que el radio de una zona semiperiódica se calcula como se muestra en la ecuación 8.6.

$$r_n = \sqrt{n \frac{r_o \rho \lambda}{(r_o + \rho)}} \quad (8.6)$$

Para comprender cómo se comporta una placa zonal al formar imagen de un punto en el eje, utilizaremos la figura 8.6.



Habrá concentración de luz en el eje en el punto P si la fuente está en S, siempre que se verifique que la diferencia de recorridos entre $r+r'$ y $a+a'$ (tomando todas las distancias como positivas) sea un múltiplo entero de semilongitudes de onda. Desarrollando en serie r y r' en función de a , a' y R , podemos obtener la ecuación de la placa zonal (ecuación 8.7).

Figura 8.6.

$$(r + r') - (a + a') = m \frac{\lambda}{2} \approx \frac{R^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} \right) \quad (8.7)$$

Esta ecuación recuerda bastante a la ecuación de Gauss utilizada en óptica geométrica (sin el criterio de signos). Si situamos el objeto en el infinito, podemos obtener las distancias focales correspondientes (en realidad se trata de un sistema multifocal, puesto que la distancia focal deducida de calcular a' para a infinito en la ecuación 8.7 depende del parámetro m , según se muestra en la ecuación 8.8.

$$f_m' = \frac{R^2}{m\lambda} \quad (8.8)$$

Esta ecuación refleja el hecho de que para determinados puntos P en el eje donde haya concentración de luz, habrá una diferencia de recorrido de una semilongitud de onda entre zonas adyacentes, mientras que para otros más cercanos a la placa zonal, habrá una diferencia de recorrido de tres, cinco, siete, etc. semilongitudes de onda, como se muestra en la figura 8.7.

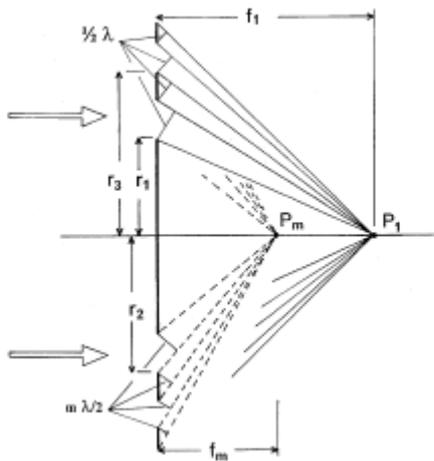


Figura 8.7.

Entonces, para un objeto en el infinito (frente de ondas plano quasi-monocromático), la placa zonal va a producir concentraciones de luz más intensas que una lente convencional, en varios puntos del eje, o sea, va a tener varios focos imagen.

También de la ecuación 8.8 se deduce que estas lentes van a estar afectadas necesariamente de aberración cromática, que en este caso será el resultado de un fenómeno difractivo y no de la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda, como sucede para las lentes convencionales.

En las placas zonales actuales (figura 8.8), se utiliza un sistema alternativo de construcción que consiste en tallar en relieve un material plástico, de forma que se introduzca una diferencia de fase de π entre zonas adyacentes, así no se pierde la contribución de la mitad de las zonas, sino que se consigue que todas se sumen con el mismo signo. Así se obtienen las denominadas "lupas planas".



Figura 8.8.

• **Difracción de Fraunhofer. Abertura rectangular y rendija.**

Aplicando la difracción de Fraunhofer a una abertura rectangular de lados $2a$ (horizontal) y $2b$ (vertical), en el caso de que el eje óptico del colimador utilizado para situar la fuente en el infinito sea normal al plano de la abertura y la fuente esté en dicho eje, se obtiene sobre la pantalla una distribución de intensidades de la forma:

$$I_p = Ca^2b^2 \left[\frac{\text{sen}(k\alpha'a)}{k\alpha'a} \right]^2 \left[\frac{\text{sen}(k\beta'b)}{k\beta'b} \right]^2 \quad (8.9)$$

donde k es el número de onda y α' y β' los senos directores en los ejes x' e y' del plano de observación. La función de intensidad presenta mínimos nulos en x' cuando $\text{sen}(k\alpha'a) = m\pi$, o $\alpha' = m\lambda/a$, excepto para $m=0$ que hay un máximo central. A m se denomina *orden* difraccional. Entre cada dos mínimos hay un máximo. De la distribución de intensidad en la pantalla se deduce que cuanto más pequeña sea la abertura, más se separan los mínimos y máximos sobre la pantalla, y por tanto el patrón se alarga y se observa más claramente. También podemos deducir que a mayor longitud de onda, mayor separación entre mínimos y por tanto también se observa mejor el patrón difraccional.

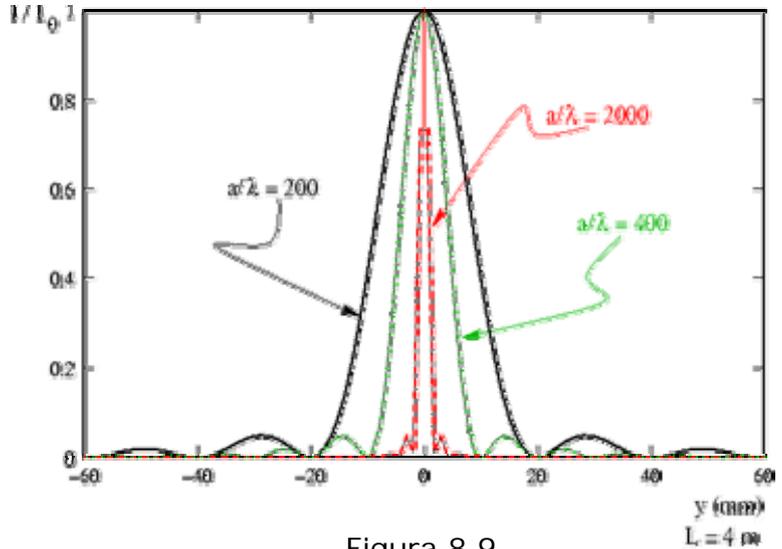


Figura 8.9

En el caso de una rendija, podemos suponer $a \ll b$, con lo cual el patrón correspondiente al eje vertical está muy concentrado, y sólo observamos claramente separados los máximos y mínimos en la dirección de menores dimensiones de la rendija. El patrón observado será una serie de bandas de pequeña altura correspondientes a los máximos de distintos órdenes. La anchura de un máximo dado vendrá dada por la separación angular entre los mínimos adyacentes a él. Así, la anchura del máximo central ($m=0$) es la separación angular entre los mínimos correspondientes a $m=1$ y $m=-1$ ($2\lambda/a$). Para los otros máximos, la anchura es la mitad (λ/a). En la figura 8.9, vemos la función de distribución espacial de la intensidad relativa a la del máximo central correspondiente a varias rendijas de distinto tamaño en relación a la longitud de onda de la luz que las ilumina.

• **Difracción de Fraunhofer. Múltiples rendijas y red de difracción.**

Si tenemos un número N de rendijas como objeto difractante, cada una de una abertura a y separadas una distancia $2d$, la intensidad resultante sobre el plano de observación se obtiene integrando sobre las N rendijas y sumando sus contribuciones. El resultado es:

$$I_p = C \left[\frac{\text{sen}(k\alpha'a)}{k\alpha'a} \right]^2 \left[\frac{\text{sen}(Nk\alpha'd)}{\text{sen}k\alpha'd} \right]^2 \tag{8.10}$$

El término que depende de la anchura de las rendijas tiene una frecuencia menor que el que depende de su separación, así que actúa como envolvente moduladora de la intensidad de los máximos del término en d . Si N es muy grande y d pequeño, tenemos entonces una red de difracción. En la figura 8.10 vemos ambos términos y el resultado de su superposición.

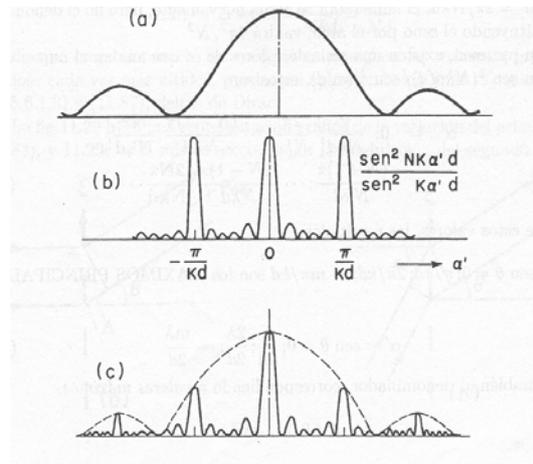


Figura 8.10

Sobre el plano de observación, veremos entonces una serie de máximos de menor intensidad conforme aumenta su orden (conforme nos alejamos del máximo central correspondiente a $\alpha'=0$). Examinando el término en d , vemos que presenta dos tipos de máximos, los llamados *principales*, que ocurren si numerador y denominador se anulan simultáneamente, y los

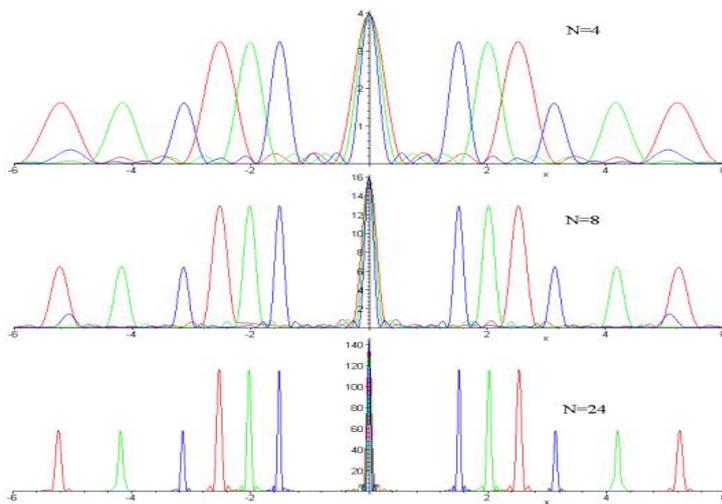


Figura 8.11

secundarios, cuando el numerador se hace máximo. Los máximos principales se dan para valores de $\alpha'=m\lambda/2d$, y los secundarios están situados entre dos mínimos del numerador, o sea para $\alpha'=3\lambda/4Nd, 5\lambda/4Nd\dots(2N-3)\lambda/4Nd$. Estos máximos secundarios tienen una intensidad mucho menor que los principales, por lo que generalmente se apreciarán los principales solamente. La separación entre los máximos principales depende, como puede suponerse, del número de rendijas presentes en la red (figura 8.11)

• **Ecuación de la red.**

Para los máximos principales, según se ha explicado en el apartado anterior, tenemos que $\alpha'=\text{sen } \theta=m\lambda/2d$, o bien:

$$2d \cdot \text{sen} \theta = m\lambda \tag{8.11}$$

Esta es la ecuación de la red, que relaciona la dispersión angular con respecto al orden 0 con la longitud de onda y la separación entre rendijas.

• **Parámetros característicos: constante de red y poder resolutivo.**

La *constante de red* es la inversa de la separación entre rendijas, o sea, el número de líneas que contiene la red por mm. El número de líneas total de la red será entonces su constante de red por la longitud de la misma.

El *poder resolutivo* indica la capacidad de separar longitudes de onda muy próximas entre sí. Para una red de difracción con N líneas, el poder resolutivo se obtiene de la siguiente ecuación:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN \quad (8.12)$$

donde $\delta\lambda$ es la mínima diferencia de longitudes de onda que separa la red para una longitud de onda determinada, y m es el orden difraccional. Así, vemos que si la constante de red es elevada y la longitud de la red hace que N sea muy alto, la red será capaz de separar longitudes de onda muy próximas incluso para primer orden. La utilidad fundamental de una red de difracción es separar las distintas longitudes de onda que contiene un haz de luz y forman parte de los espectroscopios modernos.

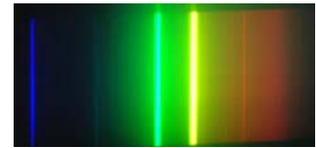


Figura 8.12

• **Aplicaciones de la red de difracción en espectroscopia. Ventajas sobre los prismas.**

El poder resolutivo de las redes de difracción y sus cualidades de escaso espesor y menor peso en relación a los prismas hacen que sean en la actualidad el dispositivo más utilizado para realizar espectroscopia (identificación de los elementos a partir de sus espectros de emisión (figura 8.12) o absorción). En el prisma, el poder resolutivo es directamente proporcional a la longitud del lado de la base y a la dispersión espectral del vidrio, con lo que al final resulta bastante inferior al que alcanzan las redes de difracción.

2. Cuestiones.

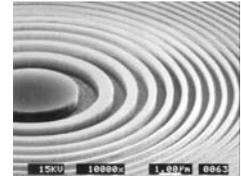
Difracción de Fresnel

1. Observa una fuente de luz (farola, bombilla) a través de un cristal empañado con vaho, y describe el fenómeno observado (¿presenta dispersión cromática? ¿orden de los colores? ¿depende de la densidad de vaho sobre el cristal?).
2. Determina si estamos en condiciones de difracción de Fresnel o de Fraunhofer para las siguientes situaciones experimentales:
 - a) $\lambda=632.8$ nm; $D=0.06$ mm; $a=5$ m.
 - b) $\lambda=540$ nm; $D=3$ mm; $a=0.5$ m.
3. Calcula el número de semizonas correspondiente a la siguiente situación experimental: $\lambda=632.8$ nm; $\rho=0.5$ m; $r_o=0.75$ m, $D=4.77$ mm.
4. Demuestra el resultado de la ecuación 8.6 utilizando las distancias esquematizadas en la figura 8.3 y despreciando los términos en longitud de onda al cuadrado.
5. Particulariza la demostración anterior (calculo del radio de la semizona n -sima) para el caso de objeto en el infinito, utilizando que la distancia al punto P sería f'_m en este caso.

Difracción de Fraunhofer

6. Calcula la anchura del máximo central (en grados, minutos y segundos) para difracción de Fraunhofer a través de una apertura cuadrada ($a=b$) en los siguientes casos:
 - a) $\lambda=500$ nm, $2a=0.05$ cm.
 - b) $\lambda=600$ nm, $2a=0.05$ cm
7. Para una luz monocromática de 632 nm, calcula la posición angular del mínimo de orden 2 si la luz se difracta a través de una rendija vertical de 0.005 mm. Si doblamos la anchura de la rendija, determina el efecto sobre el patron difraccional (anchura del máximo central, posición relativa de los mínimos más cerca o más lejos del centro).
8. Compara las siguientes redes de difracción en relación a su poder de dispersión (es decir, separación del máximo de orden 2 del centro) y poder resolutivo para orden 2, si ambas trabajan con luz de $\lambda=500$ nm:
 - a) red de 300 líneas/mm y 3 cm de largo.
 - b) red de 600 líneas/mm y 1 cm de largo.
9. En una red de difracción, ¿se podrían superponer longitudes de onda en el visible (de los diferentes órdenes)?

GUIÓN DE LA SESIÓN DE PRÁCTICAS Nº 8



Objetivo de la práctica

El objetivo primordial de la práctica es familiarizarse con dos dispositivos que funcionan basados en difracción, de campo cercano (placa zonal) y de campo lejano (red de difracción). Se determinarán varias distancias focales de una placa zonal, comprobando la relación entre ellas y también calculando los radios de curvatura de varias zonas en la placa. Se determinará la constante de red de una red de difracción trabajando en incidencia normal.

Realización del experimento

A) Difracción de Fresnel. Placa zonal.

A1) Medida de las distancias focales de diferentes órdenes.

En primer lugar, comprobamos (SIN CAMBIAR DE SITIO NINGÚN ELEMENTO) que tenemos situados correctamente sobre el banco óptico los elementos necesarios para llevar a cabo estas medidas. De izquierda a derecha, encontramos los siguientes elementos:

- 1) Láser de He-Ne.
- 2) Tres lentes destinadas a colimar correctamente el haz.
- 3) Placa zonal (observaremos los anillos concéntricos sobre la placa).
- 4) Lámina de vidrio deslustrado con un polarizador delante.
- 5) Lente de aumento para observar la imagen sobre la lámina de vidrio deslustrado.

Un esquema de la posición aproximada de estos elementos sobre el banco puede verse en la figura 8.13.

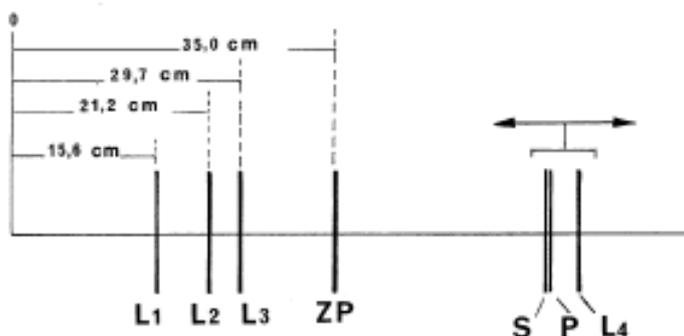


Figura 8.13.

Una vez comprobados todos los elementos, se enciende el láser de He-Ne. También, se desplaza el conjunto lámina+polarizador+lente de aumento hasta el final del banco óptico.

A partir de aquí, empieza la tanda de medidas de distancias focales. Vamos desplazando muy despacio y con cuidado el conjunto

lámina+polarizador+lente sobre el banco óptico, observando a la vez a través de la lente de aumento la imagen que se forma sobre la lámina de vidrio. La observación visual carece de todo peligro debido a la presencia del polarizador y el vidrio deslustrado.

Cuando observemos una concentración definida de luz en la zona central de la imagen de la placa zonal sobre la lámina, tendremos un foco imagen de la placa zonal. Tomamos entonces la posición de la lámina+polarizador sobre el banco óptico (F_1'). Tomamos un mínimo de dos medidas más del foco imagen, calculando la dispersión correspondiente y procediendo a realizar medidas adicionales si fuera necesario.

Una vez finalizada la medida del primer foco imagen (el más lejano de la placa zonal), seguimos acercando el conjunto lámina+polarizador+lente hacia la placa zonal, hasta que de nuevo observemos una concentración de luz en el centro de la imagen de la placa. Tendremos entonces localizado el segundo foco imagen (F_2'). Tomamos la tanda de medidas correspondiente, y seguimos acercando el conjunto lámina+polarizador+lente hasta encontrar y medir sucesivamente dos focos imagen más, teniendo así un total de cuatro focos imagen. Se observa también si existen zonas de oscuridad en el centro, anotando sus posiciones si apareciera alguna.

Cuando termina la toma de posiciones sobre el banco de los focos imagen, tomamos a su vez la posición sobre el banco de la placa zonal, P_z . Podemos ahora calcular las cuatro focales imagen correspondientes, restando la posición de la placa zona de las de los cuatro focos imagen, como se muestra en la ecuación 8.13.

$$f_m' = F_m' - P_z \quad (8.13)$$

A2) Comprobación de la relación entre distancias focales.

De la ecuación 8.8 y la explicación posterior, se deduce que las distancias focales son inversamente proporcionales al parámetro m , que puede adoptar los valores 1,3,5,7,9, etc. para los focos de más lejano a más cercano a la placa zonal. Con los datos experimentales obtenidos en el apartado anterior, podemos comprobar esta relación representando las distancias focales en función a la inversa de su parámetro m correspondiente. Obtendremos una relación lineal, cuya pendiente tendrá el valor R^2/λ según la ecuación 8.8, y su término independiente deberá ser nulo.

De la pendiente de la recta, supuesta conocida la longitud de onda del láser (632.8 nm), podemos obtener el valor R de la placa, que en nuestro caso equivale a 0.6 mm (radio del primer anillo). Comprobamos este extremo con los datos experimentales obtenidos, viendo si hay alguna medida que se desvíe claramente de la relación lineal y que tengamos que revisar sobre el banco.

A3) Cálculo de los radios de curvatura de los anillos 2, 3 y 4 de la placa zonal.

De la ecuación 8.6, se deduce que los radios de los anillos de orden n pueden obtenerse como:

$$r_n = \sqrt{n} r_1 \quad (8.14)$$

donde r_1 es el radio del primer anillo (0.6 mm en nuestro caso). Calculamos entonces los radios de los anillos 2, 3 y 4 de la placa zonal, utilizando el valor real del primer radio y también el valor de r_1 obtenido experimentalmente en el apartado A2. Comparamos ambos grupos de valores calculados.

B) Difracción de Fraunhofer. Redes de difracción.

B.1) Puesta a punto de la red (sistema afocal e incidencia normal).

Lo primero que tenemos que hacer es ajustar el ocular del espectrogoniómetro de modo que el retículo quede enfocado y a continuación enfocar el anteojo al infinito. Se coloca el anteojo alineado con el colimador y enfocado a la rendija del aparato (que debe ser lo más estrecha posible) variando la longitud del tubo colimador. Previamente, se ha encendido la fuente de descarga.

En la plataforma del espectrogoniómetro colocamos la red de difracción lo más perpendicular posible al eje del colimador. Si giramos el brazo móvil del espectrogoniómetro (anteojo) observaremos el espectro de la lámpara, con un aspecto similar a la figura 8.12.

Vamos ahora a colocar la red en condiciones de incidencia normal del haz que sale del colimador. Para ello, colocamos el anteojo y el colimador a 90° entre sí. El colimador carece de referencias para medir su ángulo en el nonius, por lo que tenemos que obtener su posición indirectamente. Primero, enfrentamos el anteojo con el colimador y leemos sobre el nonius la posición del primero; en este momento, el anteojo forma exactamente 180° con el colimador. Si queremos asegurar la incidencia normal, necesitamos que el plano de la red forme exactamente 90° con la posición que marca el eje del colimador. Giramos entonces el anteojo hasta que forme 90° con la posición medida anteriormente. Para conseguir posicionar la red en incidencia normal, nos valemos de la reflexión sobre la red de difracción o bien sobre una lámina auxiliar de vidrio que situaremos en la misma posición que ocupará la red. Una vez situada la lámina auxiliar o la red directamente, giramos la plataforma del espectrogoniómetro hasta que en el trazo vertical de la cruz de referencia del anteojo se obtenga por reflexión en la red o lámina auxiliar la imagen de la rendija del colimador. En esta situación, el ángulo de incidencia en la red es de 45° , con lo cual para conseguir incidencia normal hay que girar la platina del espectrogoniómetro 45° (con respecto a la lectura correspondiente a la situación de reflejo sobre el trazo vertical), para que la red quede perpendicular al haz. Cuando busquemos la imagen por reflexión de la rendija, hay que tener en cuenta que el vértice de todos los ángulos que se miden con el goniómetro está definido el centro de la platina, por lo que debemos cuidar que la red esté siempre sobre él.

Una vez que esté la red en posición, volvemos a enfrentar colimador y anteojo y deberemos encontrar el máximo principal de difracción, el orden cero. Todos los ángulos deben medirse respecto de esa posición. Una forma de comprobar que hemos situado la red correctamente es que para una línea dada, la distancia angular entre el orden cero y la línea medida con el espectrogoniómetro hacia la izquierda y hacia la derecha no difieren más de 2-3 minutos de arco.

Es MUY IMPORTANTE asegurarse de que se mantenga la incidencia normal o casi normal a lo largo de todo el experimento, por lo cual nunca se girará la plataforma o el soporte para evitar desplazamientos angulares de la red.

B.2) Calibrado de la red. Consiste en la determinación de la constante de red o número de líneas por mm, que es la inversa de la separación entre rendijas de la red, (esta separación es $2d$ en la ecuación (8.11) del trabajo previo). Para el calibrado, basta medir la desviación que introduce la red para varios órdenes de difracción de una serie de longitudes de onda conocidas, y la constante de red se deduce fácilmente de la pendiente obtenida tras ajustar por mínimos cuadrados el seno del ángulo de desviación θ en función del producto del orden de difracción por la longitud de onda ($m\lambda$). Las longitudes de onda conocidas corresponden al espectro de emisión de una lámpara de descarga de Cd, y se encuentran tabuladas en el laboratorio. Para cada longitud de onda, se medirá la desviación θ al menos para los órdenes $m=1$ y $m=2$. Tras calcular θ para cada longitud de onda y orden, con su error asociado correspondiente, se representará $\sin \theta$ en función de $m\lambda$ y se realizará el ajuste por mínimos cuadrados, obteniéndose la constante de red (pendiente del ajuste) con su error correspondiente y también su inversa, que es la separación entre rendijas de la red. Se confrontará con el valor proporcionado por el fabricante. Se calcula también el poder resolutivo de la red para orden 1 suponiendo que iluminásemos 2 mm de la misma. ¿Resolvería nuestra red el doblete del Na (longitudes de onda 589.0 y 589.6 nm)?

En la figura 8.14, podemos ver el montaje de la red de difracción sobre la plataforma del espectrogoniómetro.



Figura 8.14