

## SESIÓN N° 8: REDES DE DIFRACCIÓN. ANALIZADOR DE PENUMBRA.

### TRABAJO PREVIO



1. Conceptos fundamentales
2. Cuestiones

### 1. Conceptos fundamentales.

#### A) • 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. 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.

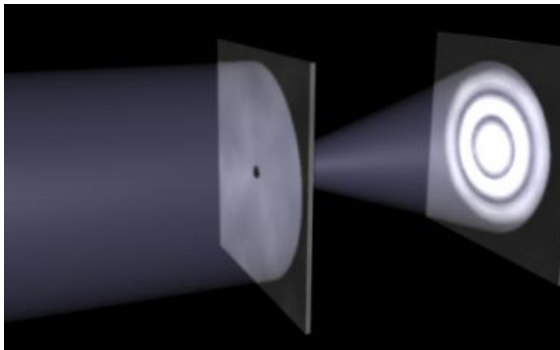


Figura 8.1

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:

$$F = \frac{D^2}{\lambda a} \tag{8.1}$$

donde  $D$  es el tamaño del objeto difractante,  $\lambda$  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

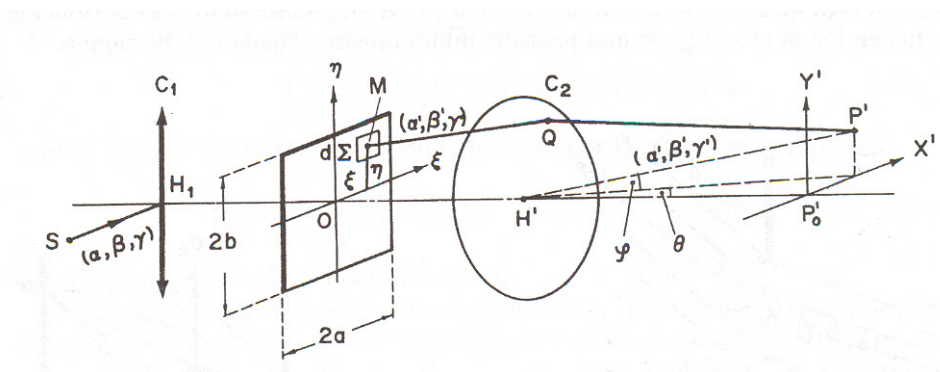
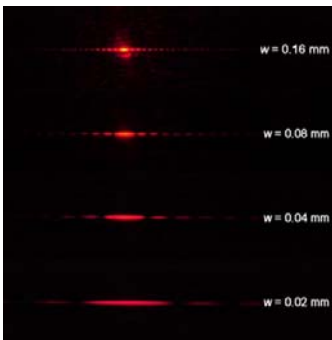


Figura 8.3

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:



$$E_P = Q \int_{\Sigma} G(\xi, \eta) e^{-ik((\alpha - \alpha')\xi + (\beta - \beta')\eta)} d\xi d\eta \tag{8.2}$$

donde  $\xi$  y  $\eta$  son las coordenadas de los ejes en el plano del objeto difractante,  $\alpha$  y  $\alpha'$  son los senos directores en la dirección  $x'$  y  $\beta$ ,  $\beta'$  los senos directores en la dirección  $y'$ , siendo  $x'$  e  $y'$  ejes coordenados en el plano de observación, como podemos ver en el esquema de la Figura 8.3.

Figura 8.4

• **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:

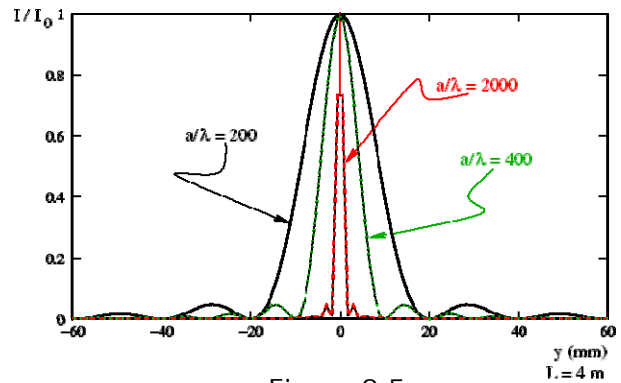


Figura 8.5

$$I_p = Ca^2b^2 \left[ \frac{\text{sen}(k\alpha'a)}{k\alpha'a} \right]^2 \left[ \frac{\text{sen}(k\beta'b)}{k\beta'b} \right]^2 \quad (8.3)$$

donde  $k$  es el número de onda y  $\alpha'$  y  $\beta'$  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

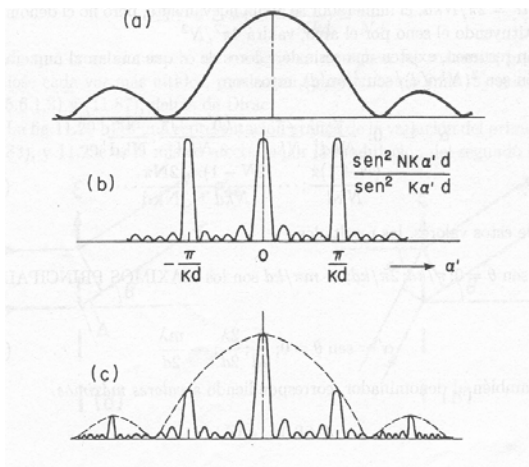


Figura 8.6

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.

En el caso de una rendija, podemos suponer  $a \ll b$ , con lo cual el patrón correspondiente al eje de la rendija está muy concentrado, y sólo observamos claramente separados los máximos y mínimos en la dirección de menores dimensiones de la rendija (perpendicular al eje de la misma). 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 ( $\lambda/a$ ). En la Figura 8.4 podemos ver patrones de difracción correspondientes a rendijas con diferentes aberturas  $a$ , apreciándose cómo crece la anchura de los máximos a medida que  $a$  disminuye. En la figura 8.5, 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:

$$I_p = C \left[ \frac{\text{sen}(k\alpha'a)}{k\alpha'a} \right]^2 \left[ \frac{\text{sen}(Nk\alpha'd)}{\text{sen}k\alpha'd} \right]^2 \quad (8.4)$$

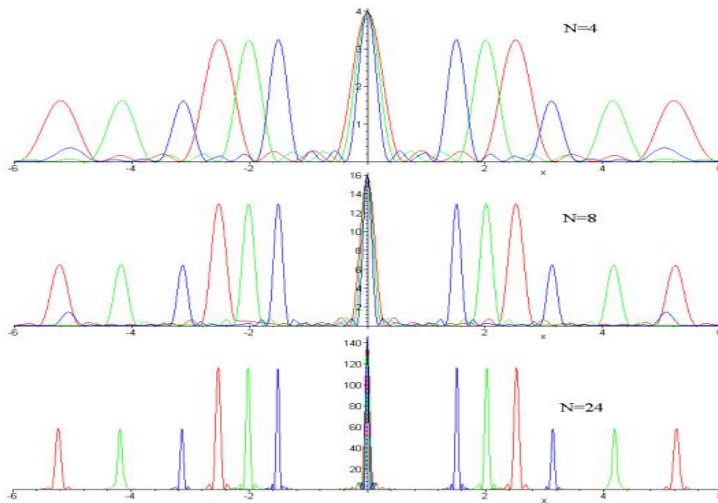


Figura 8.7

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 8.6 vemos ambos términos y el resultado

de su superposición.

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 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 8.7)

• **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:

$$2d \cdot \text{sen} \theta = m\lambda \quad (8.5)$$

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:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN \quad (8.6)$$

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 8.8

• **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 8.8) 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.

**B) Analizador de Penumbra.**

• **Luz natural:** vector eléctrico vibrando en todas las direcciones del plano perpendicular a la dirección de propagación.

• **Estados de polarización de la luz:** obtenidos por superposición de ondas electromagnéticas luminosas de la misma frecuencia cuyos vectores eléctricos vibran en direcciones perpendiculares. Clasificación de estados puros: luz linealmente polarizada, elípticamente polarizada y circularmente polarizada.

- **Luz linealmente polarizada:** vector eléctrico vibrando según una única dirección, equivalente a superposición de ondas luminosas de la misma frecuencia con vectores perpendiculares, desfasadas 0 o  $\pi$  radianes. Se adopta el convenio de cargar la fase sobre la componente y ( $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$ ). La figura 8.9 muestra una vista frontal de una luz linealmente polarizada cuya dirección de vibración forma un

ángulo  $\alpha$  con el eje x (izquierda) y una vista completa de una luz linealmente polarizada vibrando según el eje y (derecha).

Desfase 0 (vibración en 1º y 3º cuadrantes)

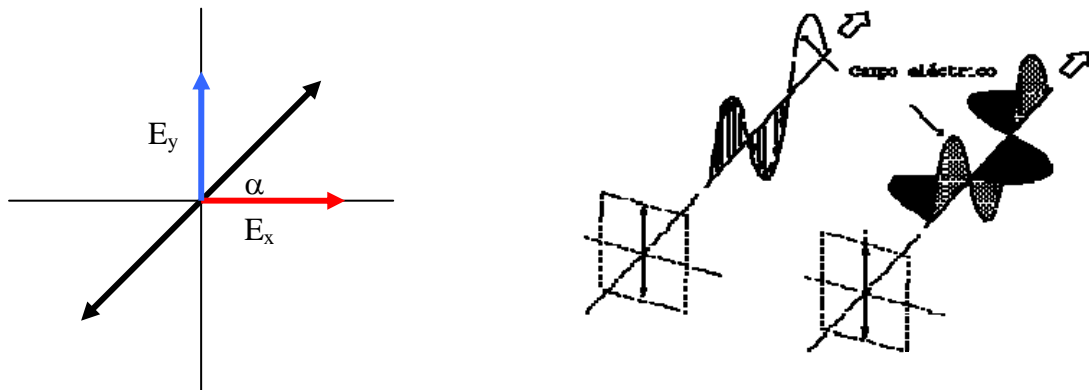


Figura 8.9

• **Obtención de luz polarizada: polarizadores lineales.** Los polarizadores (figura 8.10) son dispositivos que seleccionan una particular dirección de vibración de la luz, de forma que tras atravesarlos luz natural emerge linealmente polarizada en la dirección seleccionada mediante la orientación del *EJE DE TRANSMISIÓN* del polarizador. El eje perpendicular al de transmisión se denomina Eje de extinción. Hay una variedad de métodos para conseguir esta selección, entre los que destacan la absorción selectiva por dicroísmo (más común), reflexión con ángulo de Brewster, polarización por dispersión.



Figura 8.10

-Si sobre un polarizador lineal incide luz linealmente polarizada, la intensidad transmitida resulta:

$$I_t = I_o \cdot \cos^2 \alpha \quad (8.7)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo formado entre la dirección de vibración de la luz incidente y el eje de transmisión del polarizador. De la ecuación 1 se deduce que si colocamos dos polarizadores con sus ejes de transmisión formando  $90^\circ$ , no habrá luz transmitida por el segundo polarizador.

• **Giro del eje de vibración de la luz polarizada: láminas de media onda.**



Figura 8.11

Las láminas retardadoras (figura 8.11) están formadas por materiales birrefringentes (generalmente medios cristalinos anisótricos) que se tallan de forma que al incidir normalmente un haz de luz a su paso por el medio las componentes que vibran según los ejes privilegiados o *LÍNEAS NEUTRAS* de la lámina emergen con un cierto desfase entre ellas, que se calcula como:

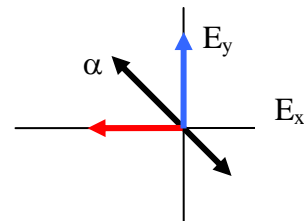
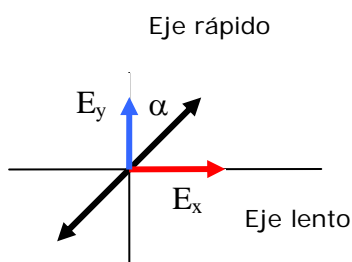
$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) d \quad (8.8)$$

donde  $\Delta$  es la diferencia de camino óptico en el interior de la lámina entre la componente que presenta índice de refracción  $n_e$  y la componente que presenta índice  $n_o$ . Estos dos ejes o líneas neutras de la lámina también se denominan eje rápido y lento. El factor  $n_e - n_o$  es la *birrefringencia* de la lámina (diferencia de índices de refracción entre las líneas neutras) y  $d$  es el espesor de la lámina. Si la luz incide vibrando según el eje *óptico* de la lámina, ésta se comporta como si fuera un medio homogéneo e isótropo con índice  $n_o$ . Como se deduce de la ecuación 8.8, el desfase depende de la longitud de onda de la luz incidente. Uno de los retardadores más habituales son las *láminas de  $\lambda/2$  o media onda*, que introducen un desfase de  $\pi$  para una determinada longitud de onda.

- Si sobre una lámina  $\lambda/2$  incide luz natural, a la salida se obtiene luz natural, puesto que el desfase introducido entre las componentes ordinaria y extraordinaria no afecta al resto de direcciones de vibración de la luz incidente.

- Si sobre una lámina  $\lambda/2$  incide luz linealmente polarizada formando un ángulo  $\alpha$  con el *eje rápido* o línea neutra de menor índice de refracción, a la salida se obtiene luz linealmente polarizada, pero que ha girado un ángulo  $2\alpha$  y forma ahora  $-\alpha$  con el eje rápido de la lámina. Este giro es consecuencia directa de introducir un desfase adicional de  $\pi$  sobre la componente que vibra según el *eje lento* de la lámina. Así, para una lámina de media onda con el eje rápido vertical, podemos ver el resultado de la actuación sobre una luz linealmente polarizada en la figura 8.12.

Entrada (vibración original y componentes sobre líneas neutras)



Resultado (vibración final y componentes sobre líneas neutras)

Figura 8.12

• **Actividad óptica.** Es la capacidad que tienen determinadas sustancias químicas de introducir cambios en la dirección de vibración de la luz cuando ésta atraviesa una disolución de las mismas. De acuerdo a la ley de Biot, la rotación introducida en la dirección de vibración de una luz linealmente polarizada que atraviesa un espesor  $d$  de disolución de una sustancia ópticamente activa es:

$$\Delta\theta = kcd \quad (8.9)$$

donde  $k$  es una constante propia de la sustancia denominada *poder rotatorio específico*, y  $c$  es la concentración de la sustancia en la disolución (en  $g/cm^3$ ). La ley de Biot permite calcular la concentración de una disolución conociendo la desviación que introduce para luz linealmente polarizada y la constante de proporcionalidad  $kd$ . Las moléculas de sustancias quirales (de la misma composición química pero estructura molecular diferente) como los enantiómeros o isómeros ópticos presentan actividad óptica. Dos enantiómeros son moléculas cuya estructura es imagen especular una de la otra, como en el

ejemplo de la figura 8.13. La molécula de la izquierda gira el plano de polarización de la luz en sentido antihorario (levógiro), mientras que la de la derecha introduce un giro en sentido horario (dextrógiro).

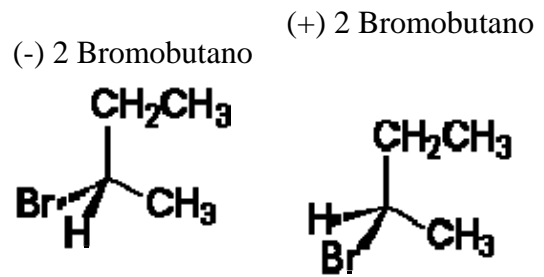


Figura 8.13

• **Analizador de penumbra.**

El analizador de penumbra (también llamado polarímetro o sacarímetro), es un instrumento diseñado para medir la desviación introducida en el eje de vibración de la luz linealmente polarizada al atravesar una sustancia ópticamente activa. Sus componentes podemos verlos esquematizados en la figura 8.14: sistema de iluminación, polarizador de entrada, tubo de vidrio hueco y analizador. Este último está compuesto de una lámina de media onda y un polarizador de salida, de forma que la lámina sólo cubre dos tercios del campo circular del polarizador. El analizador lleva adosada una escala giratoria para medir las desviaciones angulares en grados, con un nonius que aprecia hasta la veintésima de grado.

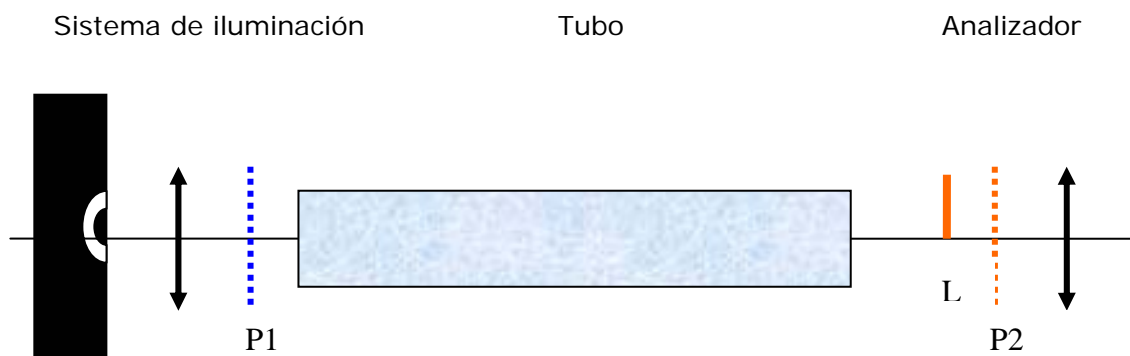


Figura 8.14

A través del visor situado tras el analizador, se observa un campo circular dividido en tres semicampos (Figura 8.15). En las zonas exteriores del campo, la luz procedente de la fuente (generalmente una lámpara de descarga de Na) atraviesa P1, L y P2, mientras que sólo atraviesa P2 y P1 para la parte central. La toma de datos de desviaciones consta de dos partes fundamentales: el ajuste de cero (realizado con el tubo lleno de agua o vacío) y la medida de la rotación introducida por la sustancia ópticamente activa. En ambos procedimientos, se procura ajustar el ángulo entre las líneas neutras de la lámina L y el polarizador P2 para igualar la intensidad percibida en los tres semicampos. Se parte en principio de una configuración como la indicada en la figura 8.15 (A o B), y se llega finalmente a la situación indicada en la figura 8.15 C (los tres semicampos iguales). La igualación se realiza en condiciones de intensidad reducida, con el fin de aprovechar la mayor sensibilidad del ojo para detectar variaciones de intensidad cuando los estímulos visuales son poco luminosos.

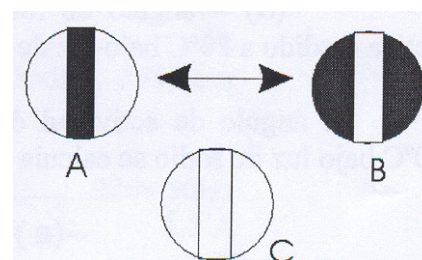


Figura 8.15



## 2. Cuestiones.

### Difracción de Fraunhofer

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 la anchura del máximo central (en grados, minutos y segundos) para difracción de Fraunhofer a través de una apertura cuadrada en los siguientes casos:
  - a)  $\lambda=500$  nm,  $2a=0.05$ cm.
  - b)  $\lambda=600$  nm,  $2a=0.05$ cm
4. 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.
5. En una red de difracción, ¿se podrían superponer longitudes de onda en el visible (de los diferentes órdenes)?

### Analizador de penumbra.

6. Especifica el estado de polarización y dirección de vibración de una luz cuyo campo eléctrico tiene las siguientes componentes:
$$E_x = 2\text{sen}(\omega t - kx)$$
$$E_y = 5\text{sen}(\omega t - kx)$$
7. Calcula la intensidad transmitida por los siguientes dispositivos, iluminados por una fuente de Na de intensidad  $I_0$ , linealmente polarizada a  $45^\circ$  con el eje x:
  - a) Polarizador lineal a  $120^\circ$  con el eje x.
  - b) Lámina de media onda a  $120^\circ$  con el eje x más polarizador lineal a  $110^\circ$  con el eje x.
8. Calcula el giro introducido en la dirección de vibración de una luz linealmente polarizada que atraviesa 5 cm de una disolución de sacarosa de 20g/l ( $k=6.64$  °cm<sup>2</sup>/g).
9. ¿Por qué crees que es importante utilizar una fuente casi monocromática para iluminar el polarímetro?

## GUIÓN DE LA SESIÓN DE PRÁCTICAS Nº 8



### 1) REDES DE DIFRACCIÓN.

#### Objetivo de la práctica

El objetivo primordial de la práctica es familiarizarse con un dispositivo ampliamente usado que funciona campo lejano (red de difracción). Se determinará la constante de red de una red de difracción trabajando en incidencia normal.

#### Realización del experimento

##### 1.1) 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 8.8.

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  $90^\circ$  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  $180^\circ$  con el colimador. Si queremos asegurar la incidencia normal, necesitamos que el plano de la red forme exactamente  $90^\circ$  con la posición que marca el eje del colimador. Giramos entonces el anteojo hasta que forme  $90^\circ$  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  $45^\circ$ , con lo cual para conseguir incidencia normal hay que girar la platina del espectrogoniómetro  $45^\circ$  (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.

### **1.2) 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 (8.5) 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  $\theta$  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  $\theta$  al menos para los órdenes  $m=1$  y  $m=2$ . Tras calcular  $\theta$  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 8.16, podemos ver el montaje de la red de difracción sobre la plataforma del espectrogoniómetro.



Figura 8.16

## **2) ANALIZADOR DE PENUMBRA.**

### **Objetivo de la práctica**

Medida del ángulo de giro del plano de polarización introducido por distintas concentraciones de una disolución de glucosa. Determinación de la concentración de una disolución problema de la misma sustancia a partir del ángulo de giro introducido por la misma.



## Realización del experimento

### **2.1) Medida de ángulos de giro para disoluciones de concentración conocida.**

El proceso de medida con el analizador de penumbra, como se explica en el trabajo previo, consta de dos fases fundamentales: toma de cero y medida propiamente dicha.

Tras encender la fuente de Na y esperar cinco minutos para que se estabilice, se procede a llenar el tubo del analizador de penumbra con agua (que no es ópticamente activa) y se observa a través del visor el campo circular tripartito (dividido en tres secciones) del instrumento. Al llenar el tubo, se tendrá especial cuidado con el pequeño disco de vidrio que incorpora el tapón, para evitar su rotura, y con no apretar en exceso el tapón para evitar tensiones en dicho disco. Se procurará también que no queden burbujas de aire en su interior, aunque el tubo cuenta con un ensanchamiento que permite posicionar las burbujas de forma que no afecten a la medida (siempre que no sean excesivamente grandes). La toma de cero consiste en girar la escala acoplada al visor mediante el tornillo inferior, hasta que los tres campos presenten una intensidad igual. Si el instrumento está bien calibrado, la escala marcará entonces una medida de  $0,0^\circ$ . En la situación de partida, la luz de los campos exteriores tras atravesar P1 pasa por la lámina de media onda (que introducirá un giro en el plano de polarización de P1, salvo que la dirección de transmisión de P1 coincida con alguna de las líneas neutras) y después por P2, mientras que la luz del campo central atraviesa sólo P1 y luego P2. Dado que la dirección de extinción de P2 forma un ángulo pequeño con una de las líneas, cuando la dirección de transmisión de P1 coincida con dicha línea neutra la lámina no introducirá giro para P1, con lo que la intensidad en los tres campos será igual, y además pequeña, puesto que P1 formaría también un ángulo pequeño con el eje de extinción de P2, al coincidir con la línea neutra de la lámina. En esta situación, anotaremos la posición de cero marcada por la escala del instrumento (realizando el número de medidas necesario para asegurar una dispersión lo bastante baja). Esta medida de cero la tomamos al principio del experimento, y nos sirve como referencia para el resto de medidas (no es necesario tomarla cada vez que cambiemos la disolución).

Para realizar la medida tras haber puesto a cero el analizador, se procede a vaciar el tubo, aclararlo cuidadosamente (ya que si estuviera lleno de otra disolución, podríamos falsear la medida de no tomar esta precaución) y llenarlo con la disolución de glucosa de concentración conocida, teniendo buen cuidado de agitar ésta previamente y también las precauciones de llenado explicadas anteriormente para el agua. Tras colocar el tubo en posición y cerrar el analizador, observaremos a través del visor que la intensidad de los tres campos vuelve a ser diferente. Esto se debe a que la glucosa ha girado el plano de polarización y la luz que llega a la lámina y P2 ya no está alineado con P1. Moviendo la escala, compensaremos este giro introducido por la sustancia activa hasta volver a tener una igualación de los tres campos. Entonces, la nueva dirección de vibración coincidirá con una de las líneas neutras de la lámina. Tomaremos entonces la lectura de la escala y obtendremos la diferencia en ángulo con el cero medido anteriormente. Esta diferencia es el ángulo  $\Delta\theta$  de giro introducido por la disolución de glucosa.

Repetiremos el proceso de toma de cero y medida para las cuatro disoluciones de concentración conocida. Después, se ajusta linealmente por mínimos cuadrados  $\Delta\theta$  en función de la concentración  $c$ , para obtener la pendiente de la recta, que corresponde al producto  $kd$  según la ley de Biot (ecuación 8.9 del trabajo previo).

### **2.2) Medida de la concentración de la disolución problema.**

La pendiente obtenida en el proceso de ajuste realizado a partir de los datos de disoluciones de concentración conocida permite calcular la concentración  $c$  de una disolución problema a partir de la medida del ángulo de giro que introduce al ser atravesada por luz linealmente polarizada ( $\Delta\theta$ ).

Llenaremos entonces el tubo (con las precauciones indicadas) de disolución problema, ajustaremos la escala hasta la igualación en mínimo de intensidad y obtendremos  $\Delta\theta$  tras sustraer la posición de cero. Después, basta aplicar la ley de Biot y calcular la concentración de la disolución problema (y su correspondiente error).

### **2.3) Cálculo del poder rotatorio específico para la glucosa.**

A partir de la pendiente de la recta obtenida (teniendo en cuenta las unidades correctas para la concentración según lo descrito en el trabajo previo), calcularemos el poder rotatorio específico para la glucosa y su correspondiente error, utilizando la longitud del tubo del analizador, que es de 20 cm.