



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO OPTICO DE UN ESPECTROGRAFO ALTAMENTE
EFICIENTE, IDEAL PARA UN ESPECTROFOTOMETRO ASTRONOMICO

TESIS QUE, PARA OBTENER EL TITULO DE FISICO, PRESENTA:

CELIA XOCHIQUETZAL MENDOZA GOMEZ

MEXICO, D.F.

1986



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

CONTENIDO

INTRODUCCION

CAPITULO I. EL PRISMA COMO AGENTE DISPERSOR

- 1.1. Introducción
 - 1.2. Geometría de un prisma
 - 1.3. Dispersión de un prisma
 - 1.4. El poder de resolución de un espectrógrafo de prisma
 - 1.5. Curvatura de las líneas espectrales
 - 1.6. Prismas acromáticos y de visión directa
- Bibliografía

CAPITULO II. ESPECTROGRAFOS DE PRISMA

- 2.1. Introducción
 - 2.2. Resolución en longitud de onda
 - 2.3. Velocidad del espectrografo
 - 2.4. Espectrógrafos de rendija
 - 2.5. Otras pérdidas de luz
 - 2.6. Diseños ópticos de espectrógrafos de prisma
 - a) Espectrógrafo de visión directa
 - b) Espectrógrafo de cuarzo
 - c) Espectrógrafo de Littrow
 - d) Espectrógrafo de Gaertner
 - e) Espectrógrafo ISP -22
 - 2.7. Estabilidad del espectrógrafo
 - a) Flexiones mecánicas
 - b) Desplazamientos térmicos
 - c) Espectro de comparación
 - d) Calibración de los espectros
- Bibliografía

CAPITULO III. PRISMAS CON SUPERFICIES CURVAS

- 3.1. Introducción
 - 3.2. Diseño de Féry
 - 3.3. Astigmatismo del sistema
 - 3.4. Una aplicación para Astrofísica
- Bibliografía

APENDICE A. EL ARCO IRIS

APENDICE B. PROPIEDADES REFLECTIVAS DEL PRISMA

- B1 - Conceptos básicos de reflexión
- B2 - Sistemas comunes con prismas
 - a) Prismas de $45^\circ - 90^\circ - 45^\circ$
 - b) Prismas de Techo

- c) Prisma de Porro
- d) Túnel con prismas de ángulos rectos
- e) Túnel con prisma de Porro
- f) Aberraciones introducidas por prismas
- g) Clasificación de prismas

APENDICE C. LUZ POLARIZADA Y ACTIVIDAD OPTICA

- C1 - Naturaleza de la luz polarizada
- C2 - Producción de luz polarizada
 - a) Polarización por reflexión
 - b) Polarización por dichroismo
 - c) Polarización por doble reflexión
 - d) Polarización por despendigamiento
 - e) Polarización por emisión
- C3 - Actividad óptica

INTRODUCCION.

Los prismas por mucho tiempo han sido preferidos como dispersores en espectroscopios, espectrógrafos y monocromadores, porque son agentes lumínicos muy eficientes, tienen un espectro de solamente un único orden, son de gran fortaleza, son muy duraderos y son de fácil fabricación.

Dos de sus propiedades se consideran desventajas: dispersión no lineal con respecto a la longitud de onda y limitado rango espectral, para el que el prisma es exclusivamente transparente.

Esta tesis describe ampliamente al prisma como sistema dispersor en el capítulo I; su uso en espectrógrafos, especialmente los de empleo astronómico, se trata en el capítulo II. En esta aplicación la mayor limitación es la luz, demasiado débil, de la mayoría de los cuerpos celestes, tales como estrellas lejanas, galaxias, cuasares, etc. En este capítulo II, también se discute la eficiencia de los espectrógrafos astronómicos con prisma.

El capítulo III, el más importante desde nuestro punto de vista, describe el diseño óptico de un espectrógrafo muy eficiente, basado en el principio de auto-colimación. Este espectrógrafo combina, en una componente individual, las partes ópticas fundamentales de un instrumento normal, a saber: colimador, prisma y cámara, aumentando con ello, enormemente su eficacia.

Con el objeto de hacer la tesis más completa se añaden al final tres apéndices. El primero, A, describe en forma muy sencilla la formación del arco-iris; porque, se sabe, que las gotitas de lluvia actúan como prismas microscópicos. En el apéndice B se delinea principalmente el uso del prisma como espejo, es decir, como reflector. Finalmente, en el apéndice C se explica muy brevemente la polarización de la luz y el uso del prisma como polarizador; también, de paso, se menciona un poco la actividad óptica de algunas sustancias, es decir, se habla sobre el fenómeno de rotación del plano de polarización y los materiales (ópticamente activos) que lo presentan.

CAPITULO I

EL PRISMA COMO AGENTE DISPERSOR

I.1. INTRODUCCION.

El término espectro se emplea para designar todo intervalo de ondas electromagnéticas, en particular el espectro visible incluye aquellas ondas capaces de estimular el sentido de la vista. Las ondas mas cortas capaces de impresionar el ojo humano son las violetas y su longitud de onda es alrededor de 4000 angstroms ($1\text{A} = 10^{-10}\text{ cm}$), o en el SI, 400 nm^* ; las ondas visibles mas largas son rojas y su longitud de onda es de unos 700 nm . Estos límites varían algo, de un observador a otro.

En lo que concierne a su naturaleza fundamental, no existe diferencia entre las ondas luminosas y otras ondas electromagnéticas. Las ondas electromagnéticas de longitud de onda mas larga reciben el nombre de ondas de radio. Las ondas de longitud mas corta se producen en los procesos de desintegración radioactiva y reciben el nombre de rayos gamma.

No existe interrupción en el espectro electromagnético y pueden producirse y estudiarse todas las frecuencias, desde las de los rayos gamma en un extremo del espectro hasta las ondas de radio en el otro.

Cada parte del espectro se traslapa con las partes contiguas en ambos extremos, tanto para las longitudes de onda cortas como largas. Es decir, no pueden trazarse divisiones precisas entre las diversas partes del espectro, que son análogas en cuanto a su naturaleza fundamental y solo difieren en la longitud de onda o frecuencia.

El cuadro 1.1 define el espectro electromagnético. Observese la porción relativamente pequeña ocupada por el espectro visible.

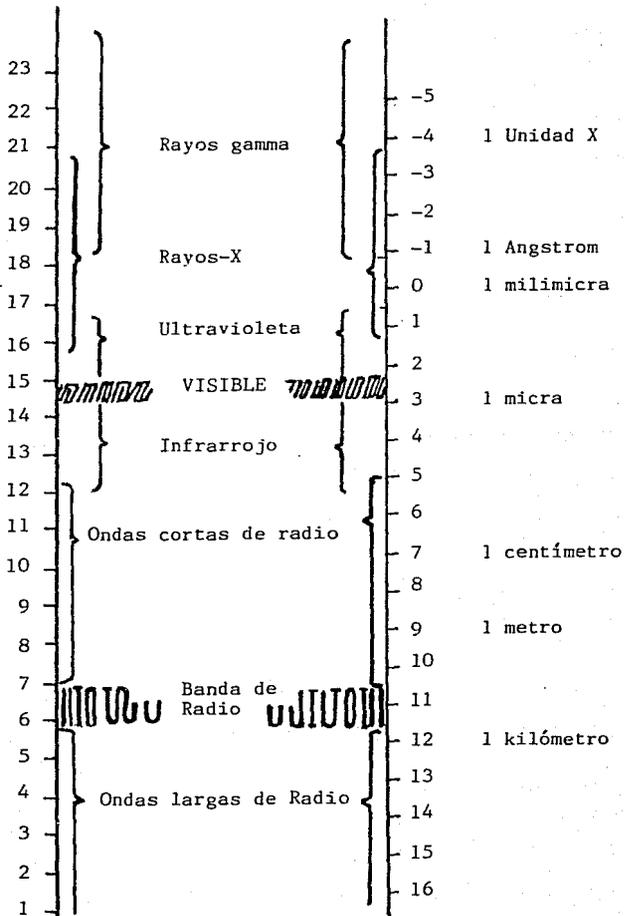
Los espectros de fuentes emisoras pueden estudiarse a través de tres manifestaciones directas de la naturaleza ondulatoria de la luz: interferencia, difracción y dispersión.

CUADRO 1.1

ESPECTRO ELECTROMAGNETICO

logaritmo

Frecuencia (ciclos por segundo)		Longitud de onda (en milimicras)
------------------------------------	--	-------------------------------------



INTERFERENCIA. Si la luz se propagara de acuerdo a las leyes de la óptica geométrica, entonces el arreglo de la fuente Q y las dos aperturas S y S mostradas en la figura 1.1 deberían producir solamente dos manchas de luz sobre la pantalla de observación e intensidad cero en el punto P en la sombra. Lo que realmente se observa es, mas bien, una rápida variación de la intensidad de la luz en la región cerca de P tal que uno observa bandas o franjas brillantes y oscuras en esta área. Este fenómeno se llama "interferencia".

Los interferómetros son instrumentos ópticos usados para producir y observar la interferencia de la luz, de tal manera que se pueda obtener en forma conveniente información acerca de:

- a) trayectoria realizada por el haz luminoso
- b) la naturaleza de la luz emitida por una fuente.

DIFRACCION. En la antigüedad se suponía que la luz viajaba a lo largo de trayectorias rectas. Esta aproximación se llama "óptica geométrica" y nunca, antes de mediados del siglo XVII se dudó de su exactitud. Los primeros experimentos que hicieron dudar sobre la veracidad del concepto de rayos de luz rectos lo hizo Grimaldi en Boloña en 1665: "Si un rayo de luz solar se deja penetrar en un cuarto oscuro a través de un agujero muy pequeño, las sombras de objetos en esta luz resultan mayores de lo que deberían ser si los rayos pasaran por los cuerpos en líneas rectas; estas sombras tienen tres bandas, o franjas paralelas, o luz coloreada adyacente a ellos". Hoy se conoce este fenómeno como difracción de la luz.

El experimento, se realiza como sigue: se coloca un objeto opaco entre una fuente luminosa puntual y una pantalla, según indica la figura 1.2. De acuerdo con la óptica geométrica, la penumbra será despreciable si la fuente es lo suficientemente pequeña, y, los bordes del objeto arrojaran una sombra nítida sobre la pantalla. No llegará ninguna luz a la pantalla en los puntos situados dentro de la sombra geométrica, mientras que afuera de la misma pantalla estará iluminada uniformemente.

La fotografía reproducida en la figura 1.3 fue obtenida colocando una hoja de afeitar entre un punto transparente de una placa negativa iluminada por luz monocromática y una emulsión fotográfica, de tal modo que la película registra la sombra arrojada por la hoja. La figura 1.4 es una ampliación de una región próxima a la sombra de un borde de la hoja. Obsérvese que una pequeña cantidad de luz ha dado la vuelta al borde y ha penetrado en la sombra geométrica; la cual esta bordeada por bandas alternativamente brillantes y oscuras. Obsérvese también que en la primera banda brillante, inmediatamente afuera de la sombra geométrica, la iluminación es realmente mayor que en la región de iluminación uniforme del extremo izquierdo.

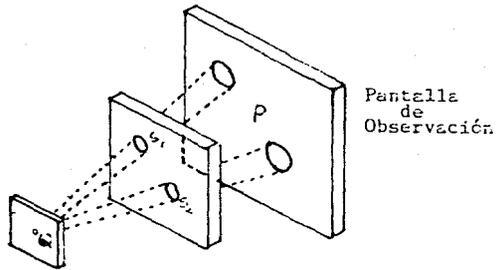


Fig. 1.1 - Aparato para observar interferencia

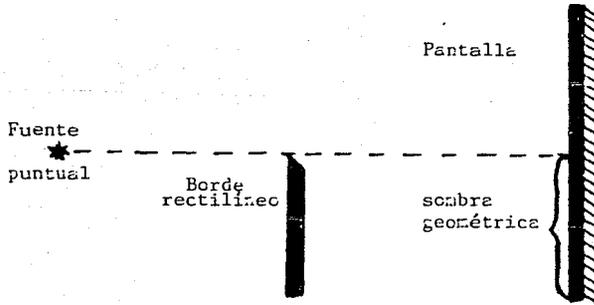


Fig. 1.2 - Sombra geométrica de un borde rectilíneo

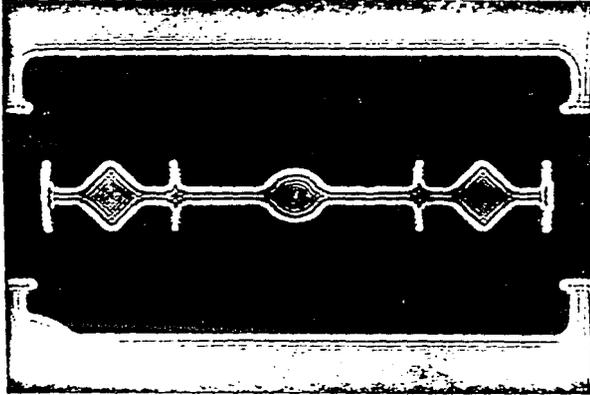


Fig. 1.3 - Sombra de una hoja de afeitar

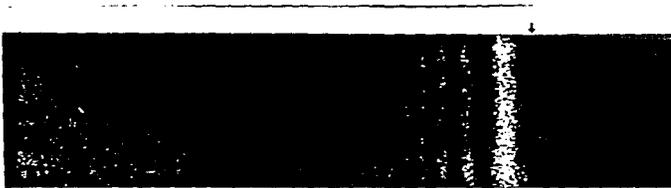


Fig. 1.4 - Sombra de un borde rectilíneo

Fotografías tomadas del libro: *Optics*, F. W. Sears, Addison-Wesley.

DISPERSION. La velocidad de la luz en el vacío es la misma para todas las longitudes de onda; pero la velocidad en una substancia material, en general, es distinta para las diferentes longitudes de onda. El cociente de la velocidad de la luz en el vacío entre la velocidad de la luz de una longitud de onda determinada en una substancia material dada se denomina índice de refracción, el cual designaremos con la letra n , indicando, si es necesario, la longitud de onda particular a que se refiere. Por consiguiente, el índice de refracción de un material es también función de la longitud de onda.

1.2. GEOMETRIA DE UN PRISMA.

Sea ϕ la inclinación de una superficie con respecto a su posición normal perpendicular al eje del sistema, como se muestra en la figura 1.5. Ahora defínase la pendiente del rayo entrante por el ángulo U . Estos dos ángulos se consideraran positivos si una rotación, en el sentido que se mueven las manecillas de un reloj, conduce al eje del haz a la superficie normal. Por tanto, el ángulo de incidencia I está dado por $(\phi - U)$; en esta forma las ecuaciones del haz, simplemente, son:

$$I = \phi - U \quad \dots (1.1)$$

$$\text{sen } I' = \left(\frac{n}{n_1}\right) \text{sen } I \quad \dots (1.2)$$

$$U' = \phi - I' \quad \dots (1.3)$$

Supóngase que un prisma tiene un ángulo A y está hecho de un material con un índice de refracción n (vea figura 1.6). Un rayo de luz monocromática entrará en la primera superficie con un ángulo incidente α , el ángulo de refracción es β . El rayo al cruzar el prisma llega a la segunda superficie con un ángulo de incidencia γ , para abandonar el prisma con un ángulo de difracción δ . Estos cuatro ángulos se relacionan por medio de las expresiones siguientes:

$$\text{sen } \beta = \frac{\text{sen } \alpha}{n} \quad \dots (1.4)$$

$$\gamma = A - \beta \quad \dots (1.5)$$

$$\text{sen } \delta = n \text{sen } \gamma \quad \dots (1.6)$$

Nótese que las ecuaciones 1.2, 1.4 y 1.6 salen directamente de la ley de Snell: el cociente del seno del ángulo de incidencia entre el seno del ángulo de refracción es igual al cociente de los índices de refracción de ambos medios.

Fácilmente se pueden obtener dos expresiones útiles que dan δ en términos de α y A . De la ecuación (1.5) se tiene

$$A = \beta + \gamma \quad \dots (1.5b)$$

por consiguiente:

$$\text{sen } A = \text{sen}(\beta + \gamma) = \text{sen}\beta \cos\gamma + \cos\beta \text{sen}\gamma \quad \dots (1.7)$$

Ahora elévese al cuadrado y sustitúyase $\cos x$ por $1 - \text{sen } x$ y recordando que:

$$\cos A = \cos(\beta + \gamma) = \cos\beta \cos\gamma - \text{sen}\beta \text{sen}\gamma \quad \dots (1.8)$$

entonces, los ángulos internos satisfacen la expresión:

$$\text{sen}^2 A = \text{sen}^2 \beta + \text{sen}^2 \gamma + 2 \text{sen}\beta \text{sen}\gamma \cos A \quad \dots (1.9)$$

Incluyendo la refracción en cada superficie, esta ecuación se transforma en:

$$n^2 \text{sen}^2 A = \text{sen}^2 \alpha + \text{sen}^2 \delta + 2 \text{sen}\alpha \text{sen}\delta \cos A \quad \dots (1.10)$$

Otra relación se encuentra al escribir

$$\text{sen } \delta = n \text{sen}(A - \beta) = \text{sen } A (n^2 - \text{sen}^2 \alpha)^{1/2} - \cos A \text{sen } \alpha \quad \dots (1.11)$$

La desviación del rayo emergente, a partir de su dirección de incidencia, se da por:

$$D = (\alpha - \beta) + (\delta - \gamma) = \alpha + \delta - A \quad \dots (1.12)$$

Si se toma un prisma típico y se grafica la desviación D (ecuación 1.12) versus el ángulo de incidencia (figura 1.6), se encuentra que para un valor particular de A la desviación adquiere su valor mínimo. Para encontrar los valores de α y D en el mínimo se procede en la forma usual, a saber, se iguala a cero la derivada de D con respecto a α , $dD/d\alpha$.

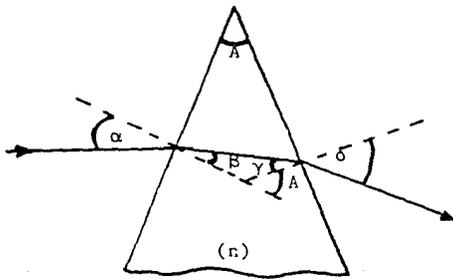


Fig. 1.5 - Paso de un rayo a través de un prisma

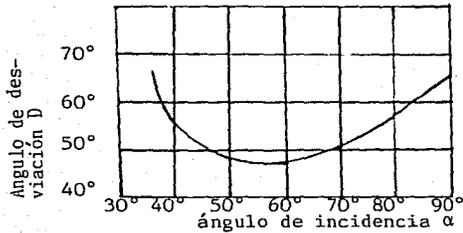


Fig. 1.6 -Angulo de desviación versus ángulo de incidencia para un prisma de 60°(vidrio flint denso)

A partir de la ecuación (1.12) se obtiene que para $d\delta/d\alpha = 0$, entonces $d\delta/d\alpha = -1$... (1.13)

$d\delta/d\alpha$ se puede calcular a partir de la identidad:

$$\frac{d\delta}{d\alpha} = \frac{d\delta}{d\gamma} \frac{d\gamma}{d\beta} \frac{d\beta}{d\alpha} \quad \dots (1.14)$$

De la ecuación (1.6):

$$\frac{d\delta}{d\gamma} = n \frac{\cos \gamma}{\cos \delta} \quad \dots (1.15)$$

De la ecuación (1.5):

$$\frac{d\gamma}{d\beta} = -1 \quad \dots (1.16)$$

De la ecuación (1.4):

$$\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{\cos \alpha}{n \cos \beta} \quad \dots (1.17)$$

Por consiguiente

$$\frac{d\delta}{d\alpha} = \frac{n \cos \gamma}{\cos \delta} (-1) \frac{\cos \alpha}{n \cos \beta} = -\frac{\cos \alpha \cos \gamma}{\cos \beta \cos \delta} \quad \dots (1.18)$$

Así, para la desviación mínima, es decir, $d\delta/d\alpha = -1$, se tiene:

$$\cos \alpha \cos \gamma = \cos \beta \cos \delta \quad \dots (1.19)$$

Sustitúyase el coseno por la raíz cuadrada de uno menos seno al cuadrado y además úsense las expresiones (1.4) y (1.6):

$$(1 - \sin^2 \alpha)(1 - \sin^2 \gamma) = (1 - \sin^2 \beta)(1 - \sin^2 \delta) \quad \dots (1.20)$$

$$(1 - \sin^2 \alpha) \left(1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \delta\right) = \left(1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \alpha\right) (1 - \sin^2 \delta) \quad \dots (1.21)$$

$$(1 - \sin^2 \alpha)(n^2 - \sin^2 \delta) = (1 - \sin^2 \delta)(n^2 - \sin^2 \alpha) \quad \dots (1.22)$$

Quitando paréntesis

$$n^2 - \sin^2 \delta - n^2 \sin^2 \alpha + \sin^2 \alpha \sin^2 \delta = n^2 - \sin^2 \alpha - n^2 \sin^2 \delta + \sin^2 \alpha \sin^2 \delta \quad \dots (1.23)$$

o sea

$$\sin^2 \alpha (n^2 - 1) = \sin^2 \delta (n^2 - 1) \quad \dots (1.24)$$

Por consiguiente:

$$\alpha = \delta \quad \dots (1.25)$$

Por tanto, la ecuación (1.20) se convierte en:

$$\text{sen}^2\beta = \text{sen}^2\gamma \quad \dots (1.26)$$

que se reduce a:

$$\beta = \gamma \quad \dots (1.27)$$

Es decir, el rayo pasa simétricamente a través del prisma:

$$\beta = \gamma = \frac{1}{2} A \quad \dots (1.28)$$

En este caso, por las ecuaciones (1.25) y (1.12) se tiene:

$$\alpha = \delta = \frac{1}{2}(D_{\text{min}} + A) \quad \dots (1.29)$$

y con las ecuaciones (1.4) o (1.6) se obtiene:

$$n = \frac{\text{sen} \frac{1}{2}(D_{\text{min}} + A)}{\text{sen} \frac{1}{2} A} \quad \dots (1.30)$$

fórmula comúnmente empleada para medir el índice de refracción de un prisma

El efecto de errores pequeños en las medidas del ángulo A del prisma y el ángulo D de desviación mínima pueden encontrarse diferenciando la ecuación (1.30).

$$\frac{\partial n}{\partial A} = \frac{\cos(1/2)(A+D)}{2 \text{sen} A/2} \quad \dots (1.32)$$

$$\frac{\partial n}{\partial A} = \frac{\text{sen} A/2}{2 \text{sen} A/2} \quad \dots (1.33)$$

A partir de estas dos últimas ecuaciones se ve que si un prisma de 60° con índice de refracción igual a 1.6 se miden los ángulos A y D con un error de un segundo de arco, los errores al calcular el índice de refracción son 0.000004 y 0.000003, respectivamente. Es decir, si se desea obtener una precisión de uno en la quinta cifra decimal, es necesario medir los ángulos A y D, aproximadamente, al segundo de arco.

Lo anterior es válido en el caso de un rayo. Cuando tenemos un haz consistente de muchos rayos, primero se considera si este haz es de rayos paralelos; como las superficies de un prisma se consideran planas, todos los rayos de un haz estrictamente paralelo, se refractarán idénticamente, por consiguiente el paralelismo de un haz de luz monocromática se mantendrá después de pasar a través de cualquier número de prismas, en sucesión. Ninguna aberración se origina, tales como esfericidad cromática, coma, astigmatismo; sin embargo, habrá algo de distorsión y color lateral, aunque el haz sea paralelo.

El caso es diferente si un haz convergente o divergente pasa a través de un prisma; en este caso los varios rayos del haz se refractarán en forma distinta por el prisma y toda clase de aberraciones se originarán.

Supóngase que un sistema óptico forma una imagen plana de algún objeto, sin aberraciones; ahora insértese en el haz, entre la lente y su imagen, un prisma de 20° como se ilustra en la figura 1.7, donde se muestran tres típicos haces convergentes procediendo de la lente, de las partes superiores, (a); medio, (b); e inferior, (c) de la imagen original respectivamente. Después de refractarse, estos haces se enfocan en una superficie inclinada, aproximadamente plana, en los puntos a', b' y c', respectivamente.

Nótese que la superficie donde se forma la imagen es ca-si perpendicular al rayo axial emergente. Sin embargo, ahora se produce una coma negativa en la imagen y una gran cantidad de astigmatismo sobrecorregido, los focos sagitales están en los puntos a", b" y c", respectivamente. También debe notarse que el rayo principal del haz, que pasa a través de c sucede que pasa a través del prisma a desviación mínima aproximadamente; bajo estas condiciones se originará muy poco astigmatismo.

En lo que resta de esta sección se considerara solamente luz paralela.

En trabajo oftálmico, el prisma que desvía un rayo un centímetro, medido a la distancia de cien centímetros desde el prisma cuando la luz incide perpendicularmente sobre la primera cara del prisma, se dice que tiene una potencia de una dioptría de prisma. La potencia dióptrica de un prisma, usado bajo estas condiciones es, por tanto, cien veces la tangente de la desviación angular del prisma. Esto se indica en la figura 1.8, la distancia x es numericamente igual al número de dioptrías de prisma.

Ya que todas las desviaciones ocurren en la segunda superficie, se ve que la desviación angular $D = \delta - A$, donde $\text{sen } \delta = n \text{ sen } A$. Bajo la hipótesis de $n = 1.523$, para propósitos oftálmicos, se puede construir una serie de casos típicos, como los dados en el cuadro 1.2.

Se ve en este cuadro que la potencia dióptrica de un prisma es poco mas o menos igual al ángulo del prisma en grados, para prismas con ángulos hasta veinte grados.

Cuando un prisma se usa en una posición decididamente lejana de la condición de desviación mínima, el haz emergente paralelo será mas ancho o mas angosto que el haz entrante paralelo (vea figura 1.9a).

Esta es una propiedad esencial de un telescopio; si tal clase de prisma se sostiene enfrente del ojo, los objetos que se ven a través de el se aumentarán o disminuirán (vea figura 1.9b).

CUADRO 1.2

LA RELACION ENTRE DIOPTRIAS DE PRISMA
Y ANGULO PRISMATICO

A	β (en grados)	D	Dioptrias de prisma
1	1.523	0.523	0.913
2	3.047	1.047	1.828
5	7.628	2.628	4.590
10	15.335	5.335	9.338
20	31.392	11.392	20.149
30	49.597	19.597	35.602
40	78.227	38.227	78.768

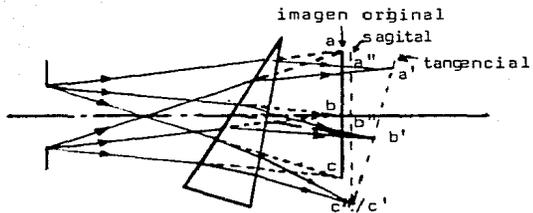


Fig. 1.7 - Colocación de un prisma entre una lente y su imagen

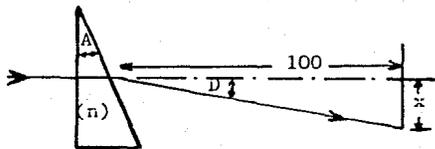


Fig. 1.8- Un prisma de x -dioptrías de potencia

Sin embargo, esto solamente ocurre en la dirección perpendicular a la orilla refractante del prisma; no hay cambio en el tamaño aparente de los objetos en el meridiano paralelo a la orilla refractante. El resultado es algún grado de estiramiento o encogimiento anamórfico, combinado con la desviación normal del prisma.

La potencia de aumento de un prisma, M.P., bajo cualquier conjunto de condiciones, fácilmente puede calcularse por medio de:

$$M.P. = - \frac{d\delta}{d\alpha} = \frac{\cos\alpha\cos\gamma}{\cos\beta\cos\delta} \quad \dots (1.33)$$

y, como ya se demostró, esta expresión vale uno cuando la desviación es un mínimo.

La figura 1.10 ilustra gráficamente la relación entre la potencia de aumento y el ángulo de incidencia α para un prisma de 30° con un índice de refracción igual a 1.523.

A principios del siglo pasado David Brewster estudio esta situación y observó que si dos prismas similares se usan en sucesión con luz paralela, el ángulo de incidencia es el mismo en cada uno, entonces las desviaciones se cancelan; pero la compresión anamórfica se dobla. De este modo es posible producir un efecto anamórfico con haces rectos todo el trayecto (vea figura 1.11).

Recientemente se ha aplicado esta idea a las cámaras de cine y proyectores para comprimir una película larga y angosta a un formato estandar y despues estirlarla a su forma original sobre la pantalla.

Brewster también propuso el uso de tales prismas anamórficos en sucesión de pares y en meridianos perpendiculares para obtener un aumento telescópico sin distorsión, de potencia variable, usando exclusivamente prismas. El llamó a su invento "teinoscopio".

Debido a que estos prismas dan una excelente definición, cuando se usan estrictamente con luz paralela; cuando el objeto no se encuentra lo suficientemente lejos (en el infinito) es necesario usar una lente colimadora en frente de los prismas para garantizar el paralelismo de luz.

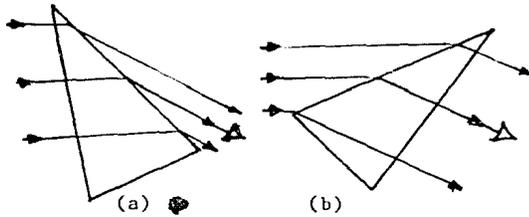


Fig. 1.9 - (a) Prisma de aumento
(b) Prisma de disminución

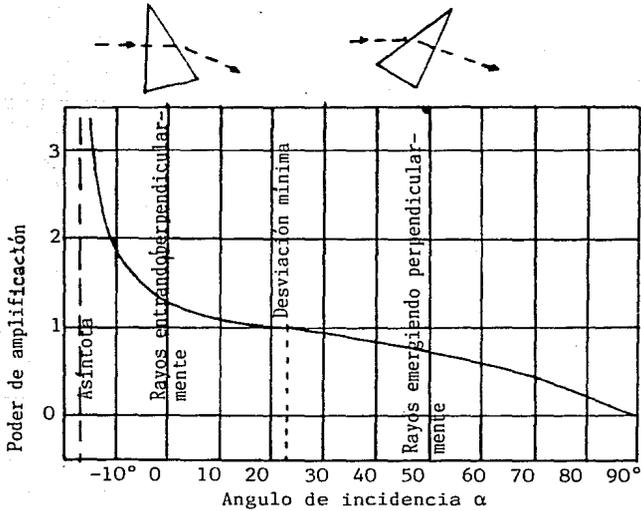


Fig. 1.10 - Prisma de aumento versus ángulo de incidencia
 $A=30^\circ$, $n=1.523$

1.3. DISPERSION DE UN PRISMA.

El índice de refracción de un espectrógrafo con prismas no tiene importancia fundamental, excepto que cuando este índice es grande se producen serias pérdidas de luz por reflexión en las superficies de entrada y salida del prisma. Sin embargo, la dispersión del material del prisma es de la mayor importancia. El poder de dispersión del material se define por la diferencia de índices de refracción, tomados en un rango de longitud de onda dado, dividido por el índice de refracción promedio menos uno. Así, en la parte visible del espectro, el poder de dispersión de un vidrio se define por:

$$\text{Poder de dispersión} = \omega = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} \quad \dots (1.34)$$

donde las longitudes de onda de los puntos C, D y F son:

$$\begin{aligned} C &= 6563 && (H_\alpha) \\ D &= 5896 && (NaI) \\ F &= 4861 && (Hg) \end{aligned} \quad \dots (1.35)$$

El poder de dispersión de algunos materiales comunes en el espectro visible se dan en el cuadro 1.3.

En espectroscopía se acostumbra definir la dispersión por el cociente $dn/d\lambda$, que por supuesto varía de punto a punto en el espectro. Un vidrio típico de "flint" tiene medidos los índices de refracción dados en el cuadro 1.4. Para obtener la dispersión se sustituyen los valores de los índices en fórmulas adecuadas que relacionan el índice de refracción con la longitud de onda, que al derivarse dan la dispersión.

Una fórmula aproximada, suficientemente precisa para intervalos pequeños de longitud de onda, es la propuesta por Hartmann:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{C}{n - n_0} \quad \dots (1.36)$$

de donde:

$$n = n_0 + \frac{C}{\lambda - \lambda_0} \quad \dots (1.37)$$

y

$$\frac{dn}{d\lambda} = - \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^2} \quad \dots (1.38)$$

CUADRO 1.3

PODER DE DISPERSION EN LA REGION VISIBLE

MATERIAL	INDICE DE REFRACCION			$\omega = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$
	n_C	n_D	n_F	
Liquidos				
Agua	1.3312	1.3330	1.3371	0.0180
Salicilato de metilo	1.5304	1.5363	1.5528	0.0418
Bromo-naftaleno	1.6499	1.6588	1.6824	0.0493
Etil-Cianamida	1.5522	1.5598	1.5804	0.0505
Disulfito de carbono	1.6201	1.6295	1.6544	0.0544
Ioduro de metilo	1.7275	1.7559	1.7750	0.0628
Solidos				
Fluor	1.4325	1.4338	1.4370	0.0105
Cristal de cuarzo (o)	1.5419	1.5442	1.5497	0.0143
Cristal de cuarzo (e)	1.5509	1.5533	1.5590	0.0146
Cuarzo fundido	1.4564	1.4585	1.4632	0.0148
Vidrio crown	1.5204	1.5230	1.5293	0.0170
Metil-metacrilato	1.4892	1.4917	1.4978	0.0174
Sal de roca	1.5407	1.5443	1.5534	0.0234
Vidrio flint	1.6122	1.6170	1.6290	0.0273
Poliestireno	1.5848	1.5902	1.6039	0.0323
V. flint extra denso	1.7131	1.7200	1.7377	0.0341
Cloruro de plata	2.0526	2.0664	2.1030	0.0473

CUADRO 1.4

INDICES DE REFRACCION PARA UN VIDRIO TIPICO
DE CRISTAL DE ROCA (VIDRIO FLINT) 1.617/36.6

	Longitud de onda, λ	Indice de refraccion, n	Dispersion Calculada $-dn/d\lambda$
M	10140	1.60007	0.0201
A'	7665	1.60684	0.0387
C	6563	1.61218	0.0605
D	5893	1.61700	0.0846
F	4861	1.62904	0.1610
g	4358	1.63887	0.2383
h	4047	1.64740	0.3150
m	3650	1.66280	0.4750

donde C, y n son constantes.

Otra fórmula es la propuesta por Herzberger:

$$n = a_1 n_M + a_2 n_C + a_3 n_F + a_4 n_m \quad \dots (1.39)$$

donde las a es son funciones particulares de y las longitudes de onda en los puntos M y m son:

$$M = 10\ 140\ \overset{\circ}{\text{A}} \quad \dots (1.39b)$$

$$m = 3\ 650\ \overset{\circ}{\text{A}}$$

Diferenciando la ecuación (1.37) se obtiene:

$$\frac{dn}{d\lambda} = n_M \frac{da}{d\lambda} + n_C \frac{da}{d\lambda} + n_F \frac{da}{d\lambda} + n_m \frac{da}{d\lambda} \quad \dots (1.40)$$

Los valores $dn/d\lambda$ calculados también se dan en el cuadro 1.4 para varias longitudes de onda. Nótese que en el infrarrojo ($\lambda 1014\text{nm}$) la dispersión del vidrio es muy baja, mientras que en el cercano ultravioleta es veinte veces mayor.

En los prismas, la dispersión se entiende como el cambio en el ángulo emergente correspondiente a un cambio dado en la longitud de onda:

$$\text{Dispersión} = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{d\delta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} \quad \dots (1.41)$$

Diferenciando la ecuación (1.11) con respecto a n y considerando que tanto el ángulo del prisma, A, como el ángulo de incidencia, α , son constantes, se encuentra que:

$$\cos\delta \left(\frac{d\delta}{dn} \right) = \frac{1}{2} \text{sen } A (n^2 - \text{sen}^2\alpha)^{-1/2} 2n \quad \dots (1.42)$$

pero

$$\text{sen } \alpha = n \text{sen } \beta \quad \dots (1.4 b)$$

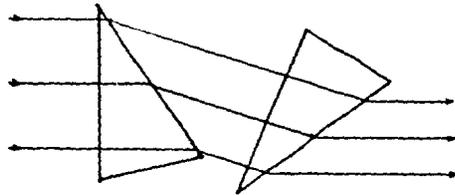


Fig. 1.11 - Luz paralela incidente normalmente sobre dos prismas similares, orientados opuestamente en sucesión

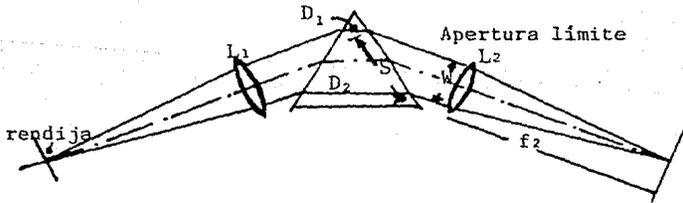


Fig. 1.12 - Poder de resolución de un espectrógrafo de prisma

entonces:

$$\cos \delta \left(\frac{d\delta}{dn} \right) = \frac{\text{sen } A}{\cos \beta} \quad \dots (1.43)$$

Por consiguiente:

$$\frac{d\delta}{dn} = \frac{\text{sen } A}{\cos \beta \cos \delta} \quad \dots (1.44)$$

y la

$$\text{Dispersión} = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{\text{sen } A}{\cos \beta \cos \delta} \frac{dn}{d\lambda} \quad \dots (1.45)$$

Para un prisma de 60° en desviación mínima

$$\beta = \frac{1}{2}; \quad A = 30^\circ$$

y la ecuación 1.38 se simplifica a

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \text{sen } \delta \quad \dots (1.46)$$

El valor de $dn/d\lambda$ depende, por supuesto, de la clase de vidrio y la región espectral. La $\text{sec } \delta$ puede encontrarse si el índice de refracción se conoce, por ejemplo, con la información del cuadro 1.5.

Es de interés notar que la dispersión de un prisma es casi lineal con el número de onda, $1/\lambda$, mientras que la dispersión de una rejilla de difracción es prácticamente lineal con la longitud de onda.

1.4. EL PODER DE RESOLUCION DE UN ESPECTROGRAFO DE PRISMA.

Si se supone una rendija infinitamente pequeña y que no haya ninguna aberración, de tal manera que el sistema óptico como un todo está limitado por la difracción, entonces el poder de resolución se puede considerar como la más pequeña diferencia en longitud de onda, $\Delta\lambda$, capaz de ser resuelta en la longitud de onda λ . Se acostumbra expresar el poder de resolución por:

$$\text{Poder de resolución} = \lambda/\Delta\lambda \quad \dots (1.47)$$

En la figura 1.12 se supone que el límite de la apertura del sistema es la orilla de la segunda lente, L_2 , de distancia focal f_2 , y que pasa luz paralela a través del prisma. La primera lente y el mismo prisma se supone que son mas grandes de lo necesario, de tal forma que de ninguna manera limiten a la apertura.

De acuerdo a la teoría de la difracción, la separación mínima que se puede resolver de dos imágenes lineales adyacentes en el plano focal de una lente es aproximadamente f_2/ω .

CUADRO 1.5

DISPERSION DE UN PRISMA DE 60°
EN DESVIACION MINIMA

n	1.50	1.55	1.60	1.65	1.70	1.75	1.80
$\delta(^{\circ})$	48.59	50.81	53.13	55.59	58.21	61.04	64.16
sec δ	1.511	1.582	1.667	1.769	1.898	2.065	2.294

Como el espectrógrafo, bajo consideración, es capaz de resolver exactamente dos longitudes de onda separadas por $d\lambda$, por tanto esta claro que $\lambda f_2 / \omega$ debe ser igual a $f_2 d\delta$, donde $d\lambda$ es la separación angular de los rayos emergentes entre las longitudes de onda λ y $\lambda + d$, respectivamente. Por consiguiente:

$$\frac{\lambda f_2}{\omega} = f_2 \frac{d\delta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda \quad \dots (1.48)$$

o

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{d\delta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} \quad \dots (1.49)$$

Por tanto:

$$\begin{aligned} \text{Poder de resolución} &= \omega \times (\text{dispersión del prisma}) \\ &= \frac{\omega \operatorname{sen} A}{\cos \beta \cos \delta} \frac{dn}{d\lambda} \\ &= \frac{s \operatorname{sen} A}{\cos \beta} \frac{dn}{d\lambda} \quad \dots (1.50) \end{aligned}$$

donde s es el ancho del haz emergente del prisma, exactamente a la salida del mismo, y que entra en la lente L_2 . La distancia focal de esta lente se canceló.

Si el prisma esta en mínima desviación, $\beta = A/2$, y el poder de resolución es $2 s \operatorname{sen}(A/2) (dn/d\lambda)$.

Ahora $2 s \operatorname{sen} A/2$ es la diferencia entre las trayectorias mas larga y mas corta dentro del prisma, $D_2 - D_1$ en la figura 1.12. Para este caso se tiene, entonces:

$$\text{Poder de resolución} = \frac{\lambda}{d\lambda} = (D_2 - D_1) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \quad \dots (1.51)$$

Así, para resolver las dos líneas de sodio en $\lambda\lambda$ 5890 y 5896 Å, se requiere un poder de resolución

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = 5893/6 \approx 980 \quad \dots (1.52)$$

si además se supone que el prisma esta hecho del vidrio descrito en el cuadro 1.4, entonces

$$\frac{dn}{d\lambda} = -0.0846 \quad \dots (1.53)$$

En esta forma, se encuentra que el prisma mas pequeño, construido de vidrio flint, capaz de resolver las líneas de sodio, tiene una base de 11.6 mm; porque:

$$D_2 - D_1 = \frac{980}{84.6} = 11.6 \text{ mm} \quad \dots (1.54)$$

1.5. CURVATURA DE LAS LINEAS ESPECTRALES.

A causa de que la luz que pasa por los extremos de la rendija cruza el prisma en una dirección que se encuentra ligeramente fuera del plano principal o meridiano, esta luz de los extremos sufrirá una desviación un poco mayor que la luz que proviene del punto medio de la rendija, que si cae en este plano principal. Por consiguiente, las imágenes de la rendija en distintas longitudes de onda, líneas espectrales, se curvaran con sus extremos desplazados hacia el azul del espectro.

Cuando se reconstruye la rendija curvada de salida de un prisma monocromático se necesita una fórmula para calcular el radio de curvatura, ρ , de las líneas espectrales, en términos de otros datos del instrumento.

Un rayo oblicuo que pasa a través de un prisma, en realidad es un rayo sesgado; podemos proyectar su trayectoria en el plano principal del prisma y también en un plano que es paralelo a la orilla refractora y al rayo interno dentro del prisma. Este plano contiene la "cara terrenal" del prisma (figura 1.13). El ángulo i_0 es la proyección del verdadero ángulo de incidencia sobre el plano principal, i'_0 es la proyección del ángulo de refracción, β .

En el triángulo esférico KLM que se muestra en la figura 1.13, el ángulo KLM es un ángulo recto; α es el verdadero ángulo de incidencia en el plano de incidencia KPM, el cual contiene el rayo incidente, el rayo refractado y la normal en el punto de incidencia; KL es la proyección de α sobre el plano principal, a saber, i_0 ; LM es la proyección de α sobre el plano que contiene la cara terrenal, a saber, el ángulo e .

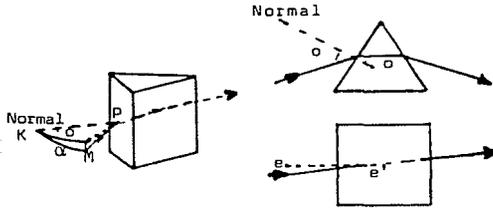


Fig. 1.13 Rayo oblicuo a través de un prisma

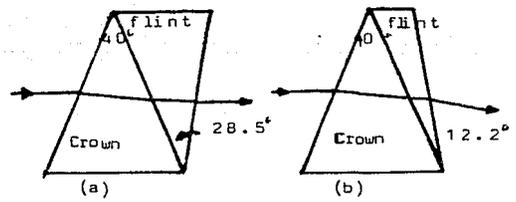


Fig. 1.14 - (a) Prisma de visión directa
(b) Prisma acromático

En trigonometría esférica se tiene la fórmula conocida:
 $\text{sen } a \cos B = \cos b \text{ sen } c \quad \dots (1.55)$

Así, cuando A es un ángulo recto, se tiene que el rayo curvo incidente en el aire:

$$\text{sen } a \cos MKL = \cos e' \text{ sen } i_0' \quad \dots (1.56)$$

y para un rayo refractado dentro del prisma:

$$\frac{\text{sen } a}{n} \cos MKL = \cos e' \text{ sen } i_0' \quad \dots (1.57)$$

Eliminando a ($\text{sen } a \cos MKL$) se encuentra que:

$$\text{sen } i_0 = \text{sen } i_0' \left(\frac{n \cos e'}{\cos e} \right) \quad \dots (1.58)$$

En esta forma se puede seguir la trayectoria de un rayo oblicuo a través del prisma, por simple consideración de solamente la proyección del rayo sobre el plano principal, siempre y cuando el verdadero índice de refracción n, se reemplace por la cantidad:

$$\frac{n \cos e'}{\cos e}$$

Para el caso de un espectrógrafo que tenga una rendija muy corta, entonces el ángulo e será muy pequeño, en cuyo caso se puede escribir $e' = e/n$.

También los cosenos se pueden substituir por el primer término de su desarrollo, a saber:

$$\cos e = 1 - \frac{1}{2} e^2 \quad \dots (1.59)$$

$$\cos e' = 1 - \frac{1}{2} e'^2 \quad \dots (1.60)$$

Por consiguiente, se obtiene la siguiente aproximación:

$$\frac{\cos e'}{\cos e} = \left(1 - \frac{1}{2} e'^2 \right) + \left(1 + \frac{1}{2} e^2 \right) = 1 + \frac{1}{2} e^2 - \frac{1}{2} e'^2 \quad \dots (1.61)$$

$$o \quad \frac{\cos e'}{\cos e} = 1 + \frac{1}{2} e^2 \frac{n^2 - 1}{n^2} \quad \dots (1.62)$$

Aplíquese, ahora, la fórmula aproximada del esferómetro a la imagen curvada de la rendija en el plano focal de la lente L, y así obtener:

$$\rho = \frac{y^2}{2x} \quad \dots (1.63)$$

donde: $y = f_2 e$... (1.64)
 $x = f_2 \Delta \delta$

Aquí, $\Delta \delta$ es la diferencia entre el ángulo axial δ y su proyección sobre el plano principal. Así:

$$\rho = \frac{f_2^2 e^2}{2 f_2 \Delta \delta} \quad \dots (165)$$

y

$$\Delta \delta = \frac{d\delta}{dn} \Delta n \quad \dots (1.66)$$

donde $n = n$ -"oblicuo" - n -verdadero

$$\Delta \delta = \frac{\text{sen } A}{\text{cos } \beta \text{cos } \delta} n \left(\frac{\text{cos } e'}{\text{cos } e} - 1 \right) \quad \dots (1.68)$$

$$= \frac{\text{sen } A}{\text{cos } \beta \text{cos } \delta} n \left[\frac{1}{2} e^2 \left[\frac{n^2 - 1}{n} \right] \right] \quad \dots (1.68b)$$

$$\Delta \delta = \frac{(\text{sen } A) e^2 (n^2 - 1)}{2 n \text{cos } \beta \text{cos } \delta} \quad \dots (1.69)$$

Por la ecuación

$$\rho = \frac{1}{2} f_2 e^2 \left(\frac{2n \text{cos } \beta \text{cos } \delta}{e^2 (n^2 - 1) \text{sen } A} \right) \quad \dots (1.70)$$

o

$$\rho = \frac{f_2 n \text{cos } \beta \text{cos } \delta}{(n^2 - 1) \text{sen } A} \quad \dots (1.71)$$

Este resultado general puede simplificarse para un prisma en desviación mínima, para el cual $\delta = \alpha$, $\beta = 1/2A$. Entonces:

$$\rho = \frac{f_2 n^2}{2(n^2 - 1)} \text{cota} \quad \dots (1.72)$$

$$\rho = \frac{f_2 n}{n^2 - 1} \frac{(1 - n^2 \sin^2 \frac{1}{2} A)^{1/2}}{2 \sin \frac{1}{2} A} \quad \dots (1.73)$$

y si $A = 60^\circ$

$$\rho = \frac{f_2 n}{n^2 - 1} \left(1 - \frac{1}{4} n^2\right)^{1/2} \quad \dots (1.74)$$

Como un ejemplo, úsese un prisma de vidrio denso flint en desviación mínima y una lente de telescopio de diez pulgadas de distancia focal, el radio de curvatura, ρ , de las líneas espectrales se relaciona con el índice de refracción n del vidrio, como se indica en el cuadro 1.6, donde claramente se muestra que el radio de curvatura en el azul es notablemente más corto que en el rojo.

1.6 PRISMAS ACROMATICOS Y DE VISION DIRECTA.

Si se combinan dos prismas hechos de dos tipos de vidrio que tienen poder dispersivo diferente, entonces es posible construir una combinación prismática que desvie la luz sin dispersión cromática. Por la analogía con sistemas de lentes de igual propiedad, a esta combinación se le llama un prisma acromático.

También se puede desarrollar una combinación que tenga un residuo significativo de dispersión de colores; pero que no tenga ninguna desviación para el rayo central; este es el sistema de prismas usados en visión directa con los espectroscopios y es análogo a un sistema de dos lentes (doblete) sin aumento o cero potencia; pero con considerable aberración cromática residual.

En la figura 1.14 se ilustran combinaciones típicas de estas clases de combinaciones prismáticas. Los vidrios son C-1 (1.523/58.6) y EDF-3 (1.720/29.3). El prisma de visión directa (figura 1.14a) desvia la línea F hacia arriba por 0.30° y la línea C hacia abajo por 0.11° ; el prisma acromático (figura 1.14 b) desvía estas dos líneas, C y F, hacia abajo por 12.045° .

CUADRO 1.6

RADIO DE CURVATURA DE LINEAS ESPECTRALES

$$A = 60^\circ, \quad f_2 = 10''$$

n	1.70	1.71	1.72	1.73	1.74
ρ (pulgadas)	4.738	4.608	4.481	4.356	4.231

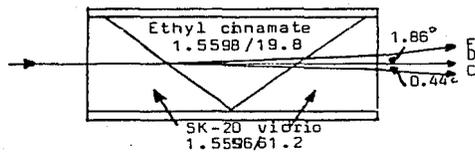


Fig. 1.15 - Prisma líquido de Wernicke de visión directa

Wernicke en 1881 hizo notar que ciertos líquidos conocidos tenían un gran poder de dispersión con índices de refracción moderados. Si se selecciona un vidrio que tenga el mismo índice de refracción que un líquido para la línea espectral D, entonces, se puede construir un prisma con caras terminales perpendiculares (figura 1.15) que no desvía el rayo D, pero que produce considerable dispersión para los otros colores; en esta forma constituye un prisma de visión directa muy conveniente para proyección y otros propósitos espectroscópicos. Los índices de refracción para algunos líquidos de interés se dan en el cuadro 1.3.

BIBLIOGRAFIA

- | | | |
|----------------|------|--|
| Brewster, D. | 1833 | A Treatise on Optics.
Carey, Lea, and Blanchard, p.302
Filadelfia, E.E.U.U. |
| Guild, J. | 1923 | Spectroscopes and Refractometers.
Dictionary of Applied Physics,
Volumen IV, pp.754-778
Macmillan, Londres, Inglaterra. |
| Hartmann, J. | 1898 | The Astrophysical Journal.
Volume 8, p.218 |
| Herzberger, M. | 1959 | Opt. Acta,
Volumen 6, pp.197-215 |
| Kingslake, R. | 1969 | Applied Optics and Optical
Engineering.
Volumen V. Academic Press,
Nueva York y Londres. |
| Martin, L.C. | 1924 | Optical Measuring Instruments.
pp.124-135
Blackie, Londres. |
| Mendoza, E.E. | 1986 | Mas alla del Sistema Solar.
Fondo de Cultura Economica. Mexico. |
| Tilton, L.W. | 1924 | National Bureau of Standards Research
Papers.
64, 262, 575, 776. |
| Wernicke, W. | 1881 | Z. Instrumentenk.
Volumen 1, pp 353-357 |

CAPITULO II

ESPECTROGRAFOS DE PRISMA

2.1. INTRODUCCION.

El espectrógrafo funciona para dispersar la luz incidente en arreglos espaciales en una o dos dimensiones. A la salida del espectrógrafo hay una correspondencia entre posición espacial y longitud de onda. De esta forma el espectrógrafo permite simultáneamente registrar todo o muchas partes del espectro en emulsiones fotográficas, el ojo, televisión, varios fotomultiplicadores, mep-sicrón, "CCD" y cualquier otro detector múltiple.

El uso más común de los espectrógrafos es en análisis espectro-químico. Sin embargo, su uso en astronomía, aunque no tan extenso como en química ha sido fundamental para entender a las estrellas, las galaxias y al mismo Universo.

Las propiedades más importantes en el diseño de un espectrógrafo astronómico son su habilidad para separar dos detalles espectrales juntos o resolución en longitud de onda y su velocidad que determina su habilidad para registrar los espectros de objetos muy débiles. En general el diseño de un espectrógrafo es prácticamente independiente del detector por usarse, a pesar de que los detectores son substancialmente diferentes. La ventaja que se podría obtener para un diseño completamente diferente, es muy pequeña para que valga la pena en cambios radicales en el diseño de un espectrógrafo tradicional.

En esta tesis solo se discutirán los espectrógrafos cuyo agente dispersor sea uno o varios prismas.

El material usado para construir los prismas dispersores depende de la región espectral en que sea la dispersión.

El prisma debe ser transparente en la región espectral de interés y a la vez tener alta dispersión en esa región. Por ejemplo, el cuarzo es transparente en el rojo y cercano infrarrojo; pero su utilidad, como dispersor, es casi nula debido a su baja dispersión.

El material óptico que transmite en las longitudes de onda más cortas en el ultravioleta es fluorita de litio y se puede usar para hacer prismas útiles para longitudes de onda hasta de 1200 Å. La fluorita de calcio suele usarse para longitudes de onda de 1400 Å. El cuarzo es excelente para longitudes de onda hasta de 1850 Å; se prefiere usar el cuarzo fundido por tener mayor transmisión, aunque su poder de dispersión es un poco menor que la del cuarzo natural (vea cuadro 1.2).

CUADRO 2.1

VALORES RELATIVOS DE DISPERSION
DE UN VIDRIO FLINT

λ	$\frac{dn}{d\lambda}$ (relativo)
3800	1.0
5000	0.38
6000	0.22
7000	0.13
9000	0.07
11000	0.05

En el espectro visible se prefiere el vidrio Flint, a otros materiales cristalinos, por su gran poder dispersivo. En el infrarrojo si se emplean muy a menudo los materiales cristalinos, tales como la fluorita de calcio, útil hasta nueve micrones; el clorato de sodio, 16μ ; el bromuro de potasio, 25μ ; y el bromuro de cesio, 40μ .

En las publicaciones de la Compañía Química Harshow, se puede encontrar información detallada de todas estas substancias.

A veces es muy difícil encontrar material prismático lo suficientemente grande para cubrir las grandes aperturas que a veces se necesitan en la construcción de los espectrógrafos. Por ello, es necesario utilizar sistemas de prismas múltiples. En ocasiones, en el espectro visible, se emplean prismas líquidos por no tener limitaciones en cuanto a tamaño, además de que algunos líquidos producen gran dispersión, como el ethyl cinnamate. La inconveniencia principal de estos prismas estriba en la extraordinaria dificultad de prevenir las corrientes convectivas dentro del prisma que interfieren con la obtención de su gran potencial teórico. Una extraordinaria uniformidad en temperatura y estabilidad deben conseguirse para apreciar el gran potencial de un prisma líquido.

2.2. RESOLUCION EN LONGITUD DE ONDA.

En el capítulo anterior se discutió como una de las propiedades del prisma su resolución. Se definió la resolución como la menor diferencia en longitud de onda, $\Delta\lambda$, necesaria para que dos detalles en el espectro, tales como dos líneas de emisión aparezcan separadas en el registro; sin embargo, los detectores tienen un límite de separación. Por ejemplo, las placas fotográficas de alta o moderada velocidad que normalmente son las usadas en trabajo astronómico, tienen un límite de resolución, R , que fluctúa entre 0.015 y 0.020 milímetros. Consecuentemente, a menos que la cámara del espectrógrafo tenga un relación focal mayor que $f/20$ o $f/30$, la separación mínima de dos detalles espectrales lo dara la emulsión fotográfica y no el poder de resolución de la óptica. Muy pocos objetos astronómicos, entre ellos el Sol son lo suficientemente brillantes para que sus espectros se puedan obtener con cámaras cuyas relaciones focales sean mayores que las citadas.

Por lo tanto, en general, la resolución en longitud de onda, $\Delta\lambda$, de un espectrógrafo para observaciones nocturnas, expresada en angstroms, esta definida, por la placa fotográfica, por:

$$\Delta\lambda = KR \dots (2.1)$$

en donde K es la dispersión lineal recíproca del espectrógrafo en angstroms por milímetro.

2.3. VELOCIDAD DEL ESPECTROGRAFO.

La otra propiedad importante de un espectrógrafo astronómico es su velocidad, la cual formalmente puede definirse como el cociente de la energía incidente sobre area unitaria de la placa espectral entre la energía en un angstrom de rango de longitud de onda recibida por una area circular sobre el objetivo del telescopio por unidad de diámetro.

Por tanto, el tiempo de exposición que se requiere para registrar el continuo de un espectro de una estrella dada, es inversamente proporcional a esta velocidad. Por el contrario, la magnitud límite de una estrella, de un tipo dado que, se puede obtener en la práctica con un espectrógrafo, se determina directamente por su velocidad, la cual depende de los varios parámetros del espectrógrafo.

El equipo mas sencillo para estudiar los espectros estelares es colocar, enfrente del objetivo de una camara astronómica, un prisma. Cada imagen estelar se dispersa en un espectro que puede ensancharse a cualquier tamaño deseado, simplemente dejando correr la imagen en la dirección perpendicular a la dispersión.

La principal ventaja de este sistema es que los espectros de todas las estrellas de brillo suficiente, dentro de un campo relativamente grande, quedan registradas en una sola exposición y una sola placa fotográfica; tal es el caso de la Cámara Schmidt de Tonantzintla (figura 2.1).

En la práctica, este método esta limitado a telescopios pequeños o de tamaño moderado del tipo Schmidt o astrográfico que dan una definición buena en un campo grande y cuyas aperturas pueden cubrirse con un prisma.

Otra limitación es sobre la distancia focal del telescopio que puede efectivamente usarse para este tipo de observación; la causa el deterioro de la imagen producido por la atmósfera terrestre, "seeing".

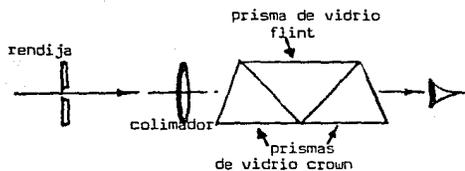


Fig. 2.1 - Prisma de Amici en un espectroscopio de visión directa

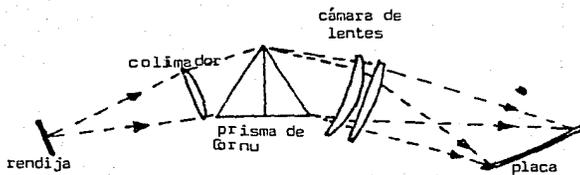


Fig. 2.2 - Espectrógrafo de cuarzo

Así, si el "seeing" resulta en una imagen de un diámetro angular β -radianes, el diámetro lineal de la imagen formada por un telescopio de distancia focal T es $T\beta$. Cuando $T\beta$ es mayor que el límite de resolución de la emulsión fotográfica, R, el límite efectivo de resolución lo da ahora el seeing.

La experiencia indica que en los mejores sitios astronómicos, en cuanto a la calidad de la imagen, las imágenes estelares producidas por este seeing, tienen diámetros entre uno y uno y medio segundos de arco, es decir $\beta = 6 \times 10^{-6}$ radianes.

Si se supone que R cae dentro del rango mencionado arriba, para la resolución de la placa fotográfica, es evidente que la distancia focal límite, T_0 , antes que el seeing se convierta en el factor determinante de la resolución es:

Para $T > T_0$, la resolución en longitud de onda, $\Delta\lambda$, es:

$$\Delta\lambda = T \varepsilon K \quad \dots (2.3)$$

Si uno desea mantener constante la resolución en longitud de onda, entonces la dispersión lineal recíproca K debe variar, como función de T como sigue:

$$K = \frac{\Delta\lambda}{T\varepsilon} = \frac{K_0 T_0}{T} \quad \dots (2.4)$$

donde K_0 es la dispersión lineal recíproca que habría si la resolución se determinara con la emulsión fotográfica.

Si el telescopio tiene una apertura d, la cantidad de luz colectada en un intervalo de un angstrom es D^2 veces la luz que cae en un círculo de área unitaria. Si el espectro tiene un ancho W y produce una dispersión lineal recíproca de K A/mm, esta energía se esparce sobre una área W/K. De acuerdo a la definición que se dio de velocidad, se tiene consecuentemente:

$$I = \frac{D^2 K}{W} = \frac{D^2 \Delta\lambda}{RW} \quad \dots (2.5)$$

Para los telescopios con distancia focal mayor que T_0 , la anterior expresión se convierte en:

$$I = \frac{D^2 \Delta\lambda}{T\beta W} \quad \dots (2.6)$$

Si se quita el prisma y la cámara se emplea para obtener fotografía directa, toda la luz en el intervalo de longitudes de onda $\lambda_1 - \lambda_2$, en que la emulsión fotográfica es sensible, se concentrará en un área un poco menor a R^2 . Si se supone intensidad uniforme en todo el intervalo de λ_1 a λ_2 , la velocidad correspondiente para fotografía directa, aproximadamente para $T \leq T$, es:

$$I_d = \frac{D^2 (\lambda_2 - \lambda_1)}{R^2} \quad \dots (2.7)$$

Al esparcir la luz sobre un espectro, la intensidad en la placa fotográfica se reduce, por consiguiente, en el cociente:

$$\frac{I}{I_d} = \frac{K^2 R}{W (\lambda_2 - \lambda_1)} \quad \dots (2.8)$$

Para tiempos iguales de exposición, esto origina una pérdida en la magnitud límite de:

$$\Delta m = 2.5 \log \frac{W (\lambda_2 - \lambda_1)}{K R^2} \quad \dots (2.9)$$

En fotografía directa un límite definitivo al tiempo efectivo de exposición lo da el ennegrecimiento causado por el cielo nocturno: auroras permanentes, luz zodiacal, etc.

Para un telescopio dado, esencialmente el mismo tiempo límite queda establecido para prismas-objetivos que para exposiciones directas. Para el caso en que el límite angular de la resolución este dado por la resolución de la placa fotográfica, en lugar del seeing, es decir, para distancias focales menores o iguales a tres metros, $T \leq 3m$, la magnitud límite que puede alcanzarse en fotografías directas, con esta exposición límite, aproximadamente es:

$$m = 18.5 + 5 \log T \quad \dots (2.10)$$

donde T se expresa en metros.

Para el valor máximo de $T = 3m$, la ecuación (2.10) da la magnitud 21, valor límite obtenido con la cámara Schmidt de Palomar que tiene esta distancia focal máxima de tres metros.

Para propósitos de clasificación espectral se han utilizado normalmente dispersiones lineales recíprocas entre 200 y 300 A/mm en placas fotográficas sensibles al azul, que cubren un intervalo efectivo de longitud de onda, $\lambda_2 - \lambda_1$, entre mil y mil cuatrocientos angstroms. Generalmente se ha encontrado deseable ensanchar los espectros 0.2 o 0.3 mm. cuando estos valores se substituyen en la ecuación (2.9) se obtiene Δm entre ocho y diez, es decir, la magnitud límite que puede obtenerse para distancias focales del orden de tres metros, no va mas allá de la magnitud doce.

Angostando el espectro o acortandolo ya sea reduciendo la dispersión o reduciendo el rango espectral con filtros, se puede conseguir una ganancia de una o dos magnitudes.

Por el contrario, si se mantiene el poder de resolución en longitud de onda, aumentando la distancia focal a mas de T_0 , se producen relativamente pequeñas ganancias en la magnitud límite.

Así, si $1/\tau = 2.5$, se obtiene solamente un aumento de una magnitud.

2.4. ESPECTROGRAFOS DE RENDIJA.

Si cada exposición se dedica al espectro de una sola estrella, la limitación expuesta en la sección anterior, se puede eliminar con el uso de un espectrografo de rendija. En este tipo de espectrografo la imagen de una estrella, producida por un telescopio, se pone en foco sobre una rendija angosta. La luz que pasa a través de esta rendija se convierte en un haz paralelo por medio de un colimador, para despues ser dispersada por un prisma. Este espectro, ahora, se pone en foco sobre la placa fotografica por medio de una camara. La rendija elimina la mayoría de la luz del cielo nocturno, que es la que limita el tiempo de exposición de un instrumento de prisma objetivo. Además, la rendija puede angostarse al punto que su imagen sobre la placa fotográfica sea igual, o menor que, el poder de resolución de la emulsión, independientemente de la distancia focal del telescopio; pero esto se hace al costo de perder luz interceptada por las quijadas de la rendija.

Al considerar la velocidad de un espectrografo de rendija que se emplea para fotografiar el espectro continuo de una estrella, se necesitan los siguientes parametros:

- D, apertura del telescopio
 β , diámetro angular de la imagen, producida por el seeing, en radianes. En esta discusión se supondrá que la la imagen estelar es cuadrada y está iluminada uniformemente. Los errores introducidos se discutirán mas adelante.
 c, cociente de aperturas del colimador y del telescopio, es decir, la apertura del colimador es cD .
 f, distancia focal de la cámara del espectrógrafo.
 F, cociente focal efectivo de la cámara, es decir,
 P, ancho de la imagen de la rendija en la placa fotográfica. Esto normalmente se coloca aproximadamente igual al límite de resolución de la emulsion, R.
 W, ancho del espectro.
 α , dispersión angular del prisma en radianes entre angstroms.
 K, dispersión lineal recíproca en A/mm, es decir

$$K = \frac{1}{\alpha f} \quad \dots (2.11)$$

- r, cociente de las tasas de cambio en el ángulo del haz de la cámara en la dirección de la dispersión entre el ángulo del haz del colimador. Para un sistema simétrico de prisma este cociente vale uno.

La distancia focal equivalente del sistema telescopio-espectrógrafo es la misma que la de un objetivo con la misma apertura que el telescopio y el cociente focal de la cámara. Si la rendija se abriera de tal forma que toda la luz de la estrella pasase a través de la rendija, entonces la imagen estelar en la placa fotográfica tiene un tamaño lineal perpendicular a la dispersión igual a:

$$S_1 = DFB = \frac{Df\beta}{Dc} = \frac{\beta}{c\alpha K} \quad \dots (2.12)$$

Paralela a la dispersión, debe lo anterior multiplicarse por r, o:

$$S_2 = rS_1 = \frac{\beta r}{c\alpha K} \quad \dots (2.13)$$

Se deben considerar tres casos, dependiendo en el tamaño relativo de la estrella y la imagen propia de la rendija, es decir en los valores relativos de S_2 , P y también si el ancho normal del espectro, S_1 , es mayor o menor que el ancho mínimo necesario del espectro, W.

Caso (i): $S_2 < P$, $S_1 < W$.

En este caso toda la luz colectada por el objetivo pasa por la rendija y está disponible para formar el espectro. Consecuentemente, la velocidad del espectrógrafo es la misma que la de una cámara con prisma objetivo que produce espectros del mismo ancho y tienen la misma dispersión. Es decir, la fórmula (2.5) es válida y

$$I(\lambda) = \frac{K D^2}{W} \quad \dots (2.5)$$

Si el espectro no se ensancha, W es igual al límite del poder de resolución de la emulsion fotográfica y la fórmula (2.5) sigue siendo válida con la W reemplazada por R .

Caso (ii): $S_2 > P$, $S_1 < W$.

Bajo estas condiciones, para que el poder de resolución pueda ser igual al de la placa fotográfica, es necesario cerrar la rendija al punto en que la fracción de la luz que pasa por la rendija sea:

$$\frac{P}{S_2} = \frac{P}{\beta} \frac{c}{r} \frac{\alpha K}{r} \quad \dots (2.14)$$

La velocidad del espectrógrafo se reduce por el mismo factor, y por consiguiente, para este caso se convierte en:

$$I(ii) = \frac{P}{\beta} \frac{c}{r} \frac{\alpha K^2 D^2}{W} \quad \dots (2.15)$$

Caso (iii): $S_2 > P$, $S_1 > W$.

Este caso es igual al (ii), excepto que el ancho S_1 es mayor que W y por tanto no es necesario ensanchar. Así, la velocidad del espectrógrafo se obtiene al substituir S_1 por W en la expresión (2.15), dando:

$$I(iii) = \frac{P}{\beta} \frac{c^2}{r} \frac{\alpha^2 K^3 D^2}{r} \quad \dots (2.16)$$

En la anterior teoría simplificada se supuso que la estrella tuviera forma cuadrada y estuviera iluminada uniformemente, en lugar de utilizar una estrella con una "funcion de error" convencional para la distribución de la luz, la cual se puede dar por la fórmula:

$$i = i_0 e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{\psi^2}} \quad \dots (2.17)$$

Los resultados para esta verdadera distribución son muy parecidos a lo dados arriba, excepto en las cercanías de las fronteras entre casos. En estas regiones la teoría precisa de una transición gradual entre cada caso, en lugar de la brusca discontinuidad implicada por las fórmulas desarrolladas en la teoría simplificada. Afortunadamente en ningún caso, estas fórmulas simplificadas se desvían en mas del 20%, cuando por ejemplo β tiene el valor extremo de

$$\beta = 1.8 \psi \quad \dots (2.18)$$

Las variaciones en β son tan grandes que una formulación más precisa de la teoría, prácticamente, no añadiría nada significativo.

En el diseño de un espectrógrafo para usarse con un determinado telescopio para llevar a cabo cierto programa, los parámetros P , K , D , β y W , en general, se definen por las características del telescopio y las necesidades del programa, mientras que r difiere considerablemente de la unidad. Esto permite al diseñador libertad de manipular c y α para obtener la velocidad del espectrógrafo deseada.

De las ecuaciones (2.15) y (2.16) es evidente que c y consecuentemente la apertura del colimador, y α , la dispersión angular, deben ser tan grandes como en la práctica sea posible. Esto es especialmente importante en los espectrógrafos que desean utilizarse con los grandes telescopios modernos, ya que estas fórmulas demuestran que c debe permanecer constante.

Por consiguiente, la apertura del colimador debe aumentar proporcionalmente a la apertura del telescopio, si los espectrógrafos sobre estos nuevos reflectores deben retener la misma eficacia que los espectrógrafos de los pequeños telescopios viejos.

Para obtener la máxima velocidad de un espectrógrafo, idealmente, igual a la de una cámara con prisma objetivo, es necesario que se satisfagan las condiciones para el caso (i) discutido anteriormente, es decir,

$$S_2 \leq P \quad \delta \quad D F \beta r \leq P \quad \dots \quad (2.19)$$

La relación focal de la cámara del espectrógrafo, por tanto, no debe exceder

$$\frac{P}{\delta \beta r}$$

Suponiendo, como antes, que

$$r = 1 \quad ; \quad P = R \quad \dots \quad (2.20)$$

que implica que $\beta \approx 6 \times 10^{-6}$ radianes ($T_0 = 3000$ mm). Esto significa que F no debe ser mayor que $\frac{3000}{\delta}$, en donde D , apertura del telescopio, se expresa en milímetros.

En otras palabras, la distancia focal efectiva del telescopio-espectrógrafo no debe exceder a tres metros; lo cual por supuesto es equivalente a la limitación de distancia focal de los instrumentos con prisma objetivo.

La teoría esbozada supone que las fuentes estelares tienen espectro continuo, y su diámetro angular aparente lo determina el seeing atmosférico.

En el caso de fuentes luminosas extendidas, como planetas, nebulosas, galaxias, etc., las mismas fórmulas son válidas si se pone β igual al diámetro angular de la fuente. Los valores grandes de β de estos objetos nos colocan en el caso (iii).

Si los espectros de los objetos bajo estudio tienen líneas en emisión, las mismas fórmulas son válidas cuando la dispersión es lo suficientemente alta para que estas líneas aparezcan anchas en comparación de P, el ancho de la rendija proyectada sobre la placa fotográfica. Un conjunto de hipótesis diferentes deben hacerse si las líneas de emisión son más angostas que P. En este caso, se supone que la energía total en una línea se distribuye sobre un ancho P, en lugar de esparcirse la energía en una banda de λ A del continuo sobre un ancho λ/K .

En esta forma las ecuaciones (2.6), (2.15) y (2.16) deben modificarse dividiendo el lado derecho entre PK para que las fórmulas puedan emplearse cuando las líneas en emisión sean más angostas que P.

2.5. OTRAS PERDIDAS DE LUZ.

Las fórmulas desarrolladas en la sección 2.4 no contemplan las pérdidas de luz originadas por absorción y reflexión de las componentes ópticas del espectrógrafo.

Las pérdidas por reflexión son de dos clases: en una están las que ocurren en una superficie metálica de reflexión, y la otra que se efectúa cuando la luz pasa a través de superficies "aire-vidrio". Para instrumentos astronómicos que usen espejos, estos generalmente están aluminizados. El poder de reflexión de una superficie aluminizada ha sido calculado por Petit; sus resultados demuestran valores de 85% en 3500 Å hasta 88% en 9000 Å, es decir, existe una pérdida de luz entre el 12 y el 15 % para cada reflexión de una superficie recién aluminizada. Los espejos sucios o con capas de aluminio de más de un año de antigüedad, tienen pérdidas de luz, por cada reflexión, mayores que las cifras dadas por Petit.

Cada vez que un haz luminoso pasa normalmente de aire a vidrio o de vidrio al aire, una porción de la luz igual a $(n-1)^2 / (n+1)^2$ veces la luz incidente se refleja y por tanto se pierde (como antes, n es el índice de refracción). Para vidrios ordinarios esto representa, aproximadamente, una pérdida de luz entre el 4 y el 5%, por cada superficie. Sin embargo, en el caso de un espectrógrafo de prisma, la pérdida es bastante más grande, porque los prismas tienen un mayor índice de refracción y también el ángulo de incidencia es grande. Esta pérdida de luz, en promedio, son de un 10%.

En teoría, estas pérdidas por reflexión aire-vidrio se pueden eliminar depositando una capa de cualquier material con índice de refracción igual a n; el grosor de esta capa es igual a $\lambda/4$. En la práctica, es difícil de lograr la eliminación total de estas pérdidas de luz por reflexión, debido a la carencia de materiales duros y adecuados que tengan índices de refracción entre 1.2 y 1.3.

Ademas, los espectrógrafos astronómicos, en general, estan diseñados para cubrir el rango espectral de 3000 A a 12000 A; es imposible satisfacer, ni siquiera con una buena aproximacion, el criterio del grueso de la capa para todas las longitudes de onda. A pesar de estas dificultades, es posible reducir substancialmente las pérdidas por reflexión al recubrir todas las partes de vidrio.

Las pérdidas por absorcion son especialmente serias en instrumentos con prismas. De manera que se puedan satisfacer las condiciones de gran eficacia dada por las fórmulas (2.15) y (2.16) es necesario tener una gran dispersión angular. Esta condición requiere de un sistema de mas de dos prismas hechos de un vidrio con alta dispersión. Para este vidrio, que también tiene un índice de refracción grande, la trayectoria de la luz a lo largo de la base de cada prisma de 60° es entre 1.5 y 2 veces la apertura del haz o de 3 a 6 veces la apertura para un sistema de dos o tres prismas.

Las fórmulas también requieren de la máxima apertura posible, que al combinarse con la primera condición de arriba, se originan trayectorias de la luz en el vidrio de varios decímetros. La absorción del vidrio, con alta dispersión, es grande, especialmente en el ultravioleta y puede resultar en una pérdida de luz de importancia en longitudes de onda corta.

También las lentes de gran apertura, muy corregidas para obtener relaciones focales cortas pueden tener trayectorias de luz considerables a traves de vidrios lejos de ser transparentes en las longitudes de onda corta.

Debido a esto los sistemas con mas de dos prismas, la absorción resultante en el ultravioleta es tan grande que no es posible usarlos eficazmente en las regiones espectrales menores a 3800 A, aproximadamente. Por otra parte la dispersión de un prisma disminuye rápidamente (ver capítulo anterior) con la longitud de onda.

En el cuadro 2.1 se ilustra este fenómeno para un prisma construido de vidrio flint. Es evidente de este cuadro que si un espectrografo se diseña para el ultravioleta, no dará una dispersión adecuada en el rojo y cercano infrarrojo. Por esta razón en astronomía, el trabajo con espectrógrafos de prisma se limita al espectro visible.

2.6. DISEÑOS OPTICOS DE ESPECTROGRAFOS DE PRISMA.

a) ESPECTROGRAFO DE VISION DIRECTA.

El tipo mas simple de espectrógrafo que puede hacerse lo suficientemente pequeño para sostenerlo con una mano es el que usa prisma de Amici sin desviación. Este prisma se construye con varios prismas opuestos, alternativamente de vidrios Flint y Crown.

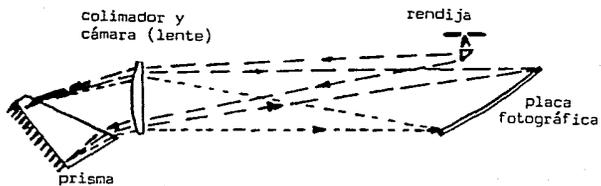
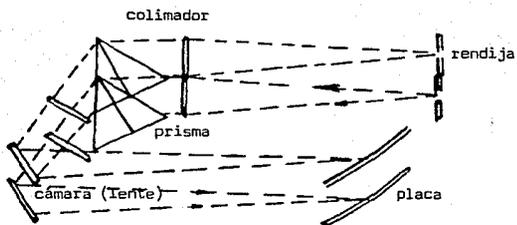


Fig. 2.3 - Espectrógrafo de Littrow



Espectrógrafo de Gaertner

Fig. 2.4

Este prisma se construye con varios prismas opuestos, alternativamente de vidrios Flint y Crown. La desviación en un prisma se suprime con la desviación del otro, pero se conserva suficiente dispersión. En esta forma el espectrógrafo consiste de una rendija, una lente colimadora y un prisma de Amici (fig. 2.1). No tiene telescopio, el propio ojo forma la imagen del espectro en la retina. A veces es conveniente proyectar, en el campo de la vista, una escala marcando las longitudes de onda. Esto se consigue con un tubo y un prisma de reflexión (vea apéndice B).

b) ESPECTROGRAFOS DE CUARZO.

Uno de los tipos mas comunes de espectrógrafo se muestra en la figura 2.2; se llama el espectrógrafo de cuarzo. Consiste de una rendija, una lente colimadora de poco mas o menos 600 mm de distancia focal y 50 mm de apertura, un prisma, una cámara de lentes y la placa fotográfica. Todas las componentes ópticas son de cristal de cuarzo y el instrumento tiene un rango espectral de 2100 Å a 8000 Å, que puede ser cubierto con una sola exposición, si la fuente esta en el laboratorio.

El prisma de cuarzo proporciona alta dispersión en el ultravioleta; la lente de cuarzo tiene una distancia focal corta en la misma region espectral. La mayor distancia focal en el visible tiende a compensar la menor dispersión angular; pero no la compensa lo suficiente y se obtiene un espectro que no es lineal. Debido a que el cristal de cuarzo es birrefringente, el eje óptico de un prisma hecho de cristal de cuarzo debe coincidir con el eje óptico del cristal, de otra manera las líneas espectrales aparecerán dobles. Sin embargo, aunque se obtenga esta coincidencia, algo de este "doblaje" permanecerá debido a la dispersión rotatoria del cristal de cuarzo.

Esta dificultad puede eliminarse, construyendo el prisma de dos mitades, una con rotación izquierda del cuarzo y la otra con rotación derecha del cuarzo. Un prisma construido de esta forma se conoce con el nombre de Prisma de Cornu.

c) ESPECTROGRAFO DE LITTROW.

Un arreglo que permite aumentar la dispersión sin modificar el tamaño del prisma y elimina los efectos de actividad óptica (ver apéndice C) es el espectrógrafo de Littrow que se ilustra en la figura 2.3. Las distancias focales del colimador y la cámara son del orden de 1700 mm y el espectro de 1850 a 8550 Å, comunmente se fotografía en diez pasos traslapados. La regiones sucesivas se obtienen poniendo en foco las lentes en cada region deseada; un tornillo, simultáneamente gira adecuadamente el prisma. También la placa fotográfica se rota para cada region.

Una dificultad inherente en la montura Littrow es que la reflexión y luz desperdigada de la cara frontal del colimador puede ennegrecer la placa fotográfica, mas alla de lo permisible. Las reflexiones falsas pueden eliminarse entubando la lente; pero la luz desperdigada es mas difícil de eliminar y requiere de un cuidadoso sistema de tubos y esmerada limpieza para evitar que sea perjudicial.

Una simplificación muy importante, basada en el principio de auto-colimación, la introdujo Fery. Esto será discutido en detalle en el próximo capítulo.

d) ESPECTROGRAFO DE GAERTNER.

Para eliminar la dificultad de luz desperdigada, problema encontrado en el espectrógrafo de Littrow y conservar su ventaja de un sistema compacto, se ha diseñado el espectrógrafo de Gaertner, el cual se ilustra en la figura 2.4.

Comparte la economía de material de una sola lente y un prisma de 30° . Con un espejo se consigue desviar el espectro y evitar facilmente que la emulsion fotográfica se contamine con luz indeseable. Esta montura también elimina el prisma de reflexión de 90° que se usa inmediatamente detras de la rendija en la montura convencional de Littrow.

e) EL ESPECTROGRAFO ISP-22.

Un sistema diseñado en Rusia es el espectrógrafo que se muestra en la figura 2.5. en este instrumento el colimador es un espejo cóncavo, el prisma es el convencional prisma de Cornu y la cámara está formada por varias lentes (no mostradas en la figura 2.5) de cuarzo. En una versión mas moderna, el ISP-2B, el espejo esférico se ha substituido por un espejo parabólico fuera de eje.

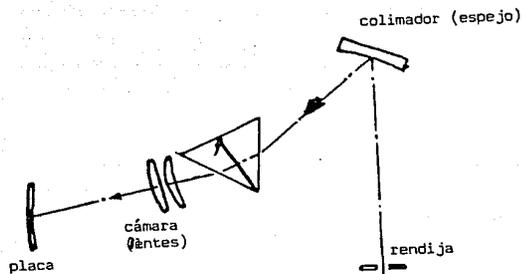


Fig. 2.5 - Espectrógrafo ISP-22

2.7. ESTABILIDAD DEL ESPECTROGRAFO.

Para poder investigar el espectro de objetos muy débiles, muy a menudo se necesitan horas de tiempo de exposición; esto generalmente sucede cuando el detector empleado es la emulsión fotográfica.

Es esencial, durante estas exposiciones tan largas, que no se registre ningún movimiento del espectro con respecto al detector, en general, si hubiese un pequeño movimiento este no debe exceder unos cuantos milésimos de milímetro, de otra manera se perdería el poder de resolución y el espectro astronómico se correría con respecto al espectro de comparación, con un grave error en la obtención de las longitudes de onda, con todas las consecuencias que esto implica.

(a) FLEXIONES MECANICAS.

En el caso de los espectrógrafos instalados en los focos del telescopio, primario o de Cassegrain, el espectrógrafo, normalmente, debe girar a través de ángulos grandes con respecto a la dirección de la gravedad durante las exposiciones largas. Si el espectrógrafo no tiene gran rigidez, entonces ocurrirán grandes flexiones, produciendo muy serios corrimientos de la imagen.

En cualquier estructura mecánica, tal como la de un espectrógrafo, la cantidad lineal de flexión varía directamente como el cuadrado del tamaño, siempre y cuando todas las dimensiones, incluyendo el grosor de sus partes, se aumenten proporcionalmente. Poniendo mucho cuidado en el diseño, se ha encontrado que es posible obtener la rigidez necesaria en espectrógrafos, que no sean mas largos de metro y medio aproximadamente.

Cuando se desea un espectrógrafo mayor, la masa requerida se hace prohibitiva, en cuyo caso debe optarse por colocar al instrumento en un punto fijo, tal como el foco Coude. En esta forma, la cámara de un espectrógrafo movable (las más usadas actualmente son el tipo Schmidt) tienen una distancia focal limitada de poco mas o menos de medio metro y la distancia focal del colimador, aproximadamente el doble de esta última cifra, aunque se debe mencionar que si estas componentes ópticas son del tipo Cassegrain, entonces, se pueden aumentar sus distancias focales.

(b) DESPLAZAMIENTOS TERMICOS.

Si el marco del espectrógrafo se construye totalmente del mismo material, entonces, los ángulos entre las varias partes ópticas permanecen constantes, aunque haya cambios de temperatura. Sin embargo, el índice de refracción de los prismas cambia con la temperatura, produciendo un movimiento de las líneas espectrales, si el cambio de temperatura ocurre durante la exposición.

CUADRO 2.2

CORRIMIENTO TERMICO DE LOS ESPECTROS

Prisma	$n - n_F$	$10^5 \frac{\Delta n}{\Delta T}$ con respecto al aire	$\frac{\Delta \lambda}{\Delta T}$ en 4600 \AA a 4600 ($\text{A}/^\circ\text{C}$)
Bisulfito de carbono	0.0222	-84	20
Flint ligero	0.0084	+0.42	0.26
Flint de silicato ordinario	0.0101	+0.54	0.28
Flint de silicato pesado	0.0171	+1.27	0.39
Flint de silicato extra-pesado	0.0260	+2.05	0.41

Para evitar los errores en las medidas de la longitud de onda que pudieran resultar por fallas de un foco exacto, es esencial que el colimador se llene simétricamente por ambas luces, estelar y fuente de comparación. Esto, generalmente, se consigue fabricando la apertura del colimador tal que subtienda exactamente el mismo ángulo en la rendija como la óptica del telescopio; por tanto, los ejes del telescopio y el colimador deben coincidir, con alta precisión.

La experiencia sugiere que haciendo el cono de luz, que llega a la rendija de la fuente de comparación, mayor que el subtendido por el colimador, en la rendija; este procedimiento asegura mejor uso de la luz colectada por el telescopio y el llenado igual del colimador con ambos haces, telescopio y fuente de comparación.

Se deben tomar precauciones como, cuando y cuánto tiempo debe exponerse la comparación, para garantizar que no haya ningún corrimiento sistemático entre ambos espectros, astronómico y comparación, debido a las flexiones del instrumento y los cambios de temperatura. Como ya se señaló, un deslizamiento durante la exposición por una, o las dos causas, del orden de 0.01 mm puede ocurrir sin efecto perjudicable en la placa fotográfica. Pero, los corrimientos relativos de un espectro con respecto al otro, pueden resultar en grandes errores en las longitudes de onda; estos errores pueden eliminarse casi o totalmente, distribuyendo las dos exposiciones.

Para exposiciones cortas, generalmente, es suficiente exponer dos veces el espectro de comparación, una poco antes de empezar la exposición del espectro astronómico, y la otra inmediatamente después del final.

Para las exposiciones de larga duración, el espectro de comparación se debe distribuir uniformemente durante toda la exposición del espectro del cuerpo celeste.

No es conveniente empezar la exposición, estelar o de comparación, antes de que el portaplacas haya alcanzado la temperatura del espectrógrafo, ni tampoco tomar el espectro de comparación después de quitado el porta-placas, es decir, no es aconsejable quitarlo y ponerlo de nuevo para tomar un espectro de comparación adicional.

En el cuadro 2.1 se lista el corrimiento de las líneas en angstroms por grado de cambio en la temperatura para diferentes tipos de materiales dispersores, en la longitud de onda λ 4600 A. Este cuadro ilustra, con claridad, porque los líquidos como el bisulfito de Carbono son imprácticos como prismas dispersores, a pesar de su gran dispersión y gran transparencia en el ultravioleta. En general, cambios no mayores de 0.01 mm son tolerables, lo cual corresponde a un corrimiento de 0.1 angstroms, para dispersiones hasta de 10 A/mm, lo que se traduce en nuestro caso a un cambio de temperatura de medio grado, es decir, si estamos trabajando en alta dispersión, durante la exposición, el cambio de temperatura no debe exceder de medio grado; para dispersiones mas bajas, el cambio de la temperatura debe ser menor.

El foco Coude esta instalado en un cuarto especial, donde es relativamente fácil mantener la temperatura bastante constante durante toda la noche, en esta forma es posible obtener espectros de alta dispersión sin perder poder resolutivo por cambios de temperatura.

Otro resultado del cambio de la temperatura es la variación del foco durante la exposición de las otras componentes ópticas, tales como los espejos. Así, si los espejos están contruidos de un material con coeficiente de expansión ρ_e y el material del espectrógrafo, a su vez tiene un coeficiente de expansión ρ_a y las distancias focales del colimador y cámara son f' y f , respectivamente, entonces, un cambio de temperatura ΔT , producirá un cambio en el foco, Δf :

$$\Delta f = f \left(1 + \frac{f}{f'}\right) (\rho_a - \rho_e) \Delta T \quad \dots (2.21)$$

Si la exposición empieza con un foco perfecto, el diámetro de la imagen fuera de foco, q , despues de que se ha producido una variación de temperatura es Δf dividido entre la relación focal f/d , donde d es la apertura del haz en el colimador, en milímetros, o sea,

$$q = d \left(1 + \frac{f}{f'}\right) (\rho_a - \rho_e) \Delta T \quad \dots (2.22)$$

Si se usa un marco de acero para el espectrógrafo y espejos de vidrio pyrex, entonces,

$$\rho_a - \rho_e = 0.000008 \quad \dots (2.23)$$

Si además usamos para q el valor permisible
 $q = 0.010$... (2.24)

entonces las variaciones de temperatura

$$\Delta T = \frac{1250}{d(1 + \frac{f}{f_0})} \quad \dots (2.25)$$

son tolerables.

Obviamente, aun para los espectrógrafos grandes, los cambios de temperatura de varios grados, no haran perder su poder resolutivo.

Los cálculos anteriores indican que en los espectrógrafos de prisma en ocasiones es conveniente agregar al instrumento un sistema de control de temperatura, como por ejemplo un termostato. Si éste es el caso, se deben tomar muchas precauciones, ya que fácilmente la circulación de aire "caliente" por el haz de luz, podría deteriorar la calidad de la imagen y perder el instrumento su eficacia.

(c) ESPECTRO DE COMPARACION.

En la mayoría de los problemas espectroscópicos de la astronomía se requiere, además de, por ejemplo, fotografiar el espectro de un cuerpo celeste, medir con muy alta precisión las longitudes de onda de sus varios detalles. Así, estos espectrógrafos se deben diseñar para que sea posible colocar el espectro de fuentes conocidas, a cada lado del espectro astronómico.

Para los espectros de moderada y alta dispersion, el arco de fierro se ha empleado extensamente en las regiones azul y ultravioleta del espectro electromagnético; los tubos de descarga de neon son útiles en el rojo e infrarrojo cercano. Si se tiene baja dispersion, son preferibles fuentes con espectro mas simple, por ejemplo, las de helio o mercurio.

Es conveniente hacer pasar la luz que proviene del arco o tubo de descarga, según sea el caso, por difusores adecuados para reducir su intensidad; para después enviarla a la rendija con ayuda de dos prismas de 90° hechos de cuarzo (vea apéndice B), colocados inmediatamente enfrente de ella.

Como es deseable que el espectro de comparación este lo mas cercano posible al espectro del cuerpo celeste, los prismas, consecuentemente, deben montarse con separación variable para acomodar espectros astronómicos de ancho variable. El sistema de ensamblaje de los prismas debe, también, quitarse fácilmente, para facilitar la localización del objeto antes de empezar la exposición.

(d) CALIBRACION DE LOS ESPECTROS.

En muchos problemas astronómicos es también necesario conocer cuantitativamente la intensidad relativa en varios puntos del espectro; esto se consigue calibrando el espectro, de tal manera que se conozca cual es la relación entre la exposición y la densidad en la placa fotográfica, como función de la longitud de onda. Estos datos de calibración, generalmente, se obtienen exponiendo la emulsión en un espectrógrafo que proporciona una serie de espectros con intensidades relativas conocidas con precisión, usando una fuente de radiación continua, por ejemplo, una luz incandescente y una serie de rendijas, normalmente entre 6 y 10, cuyos anchos varían progresivamente en forma exactamene conocida, generalmente, en progresión geométrica.

El mismo resultado puede obtenerse con una rendija exacta en forma de V, en que el ancho aumenta linealmente de un extremo al otro; estas rendijas pueden montarse en los espectrógrafos normales y utilizar, en esta forma, exactamente la misma óptica que se emplea en la formación del espectro estelar; así, el espectro de calibración queda en la misma placa que el astronómico.

Un procedimiento alternante es construir un espectrógrafo mas sencillo, exclusivamente para producir espectros de calibración, en cuyo caso, se acostumbra cortar, antes de cualquier exposición, en dos pedazos la placa fotográfica, uno de los cuales se utiliza con el espectrógrafo astronómico y otro con el espectrógrafo "calibrador". Después de expuestas las dos plaquitas, se revelan simultáneamente en el mismo revelador.

En el diseño y construcción de cualquier tipo de espectrógrafo calibrador, debe tomarse extremo cuidado para asegurar una máxima uniformidad en la intensidad de la iluminación, en todas las partes del sistema de rendijas, o a lo largo de toda la rendija en forma de V.

El procedimiento acostumbrado para probar la uniformidad es substituir las anteriores rendijas por una sola rendija larga y paralela, y comprobar la constancia de la exposición sobre todo el ancho del espectro.

BIBLIOGRAFIA

- Bowen, I.S. 1969 Stars and Stellar Systems.
Volumen II: Astronomical Techniques,
p.34
The University of Chicago Press,
E.E.U.U.
- Harrison, G.R.,
Lord, R.C., and 1948 Practical Spectroscopy
Loofbourov, J.R. New York, Prentice-Hall, Inc.
- Jenkins, F.A., and 1950 Fundamentals of Optics
White, H.E. New York, McGraw-Hill Book Co., Inc.
- Meltzer, R.J. 1969 Applied Optics and Optical
Engineering
Volumen V, p.47
New York, Academic Press.
- Mendoza, E.E. 1986 Mas alla del Sistema Solar
Fondo de Cultura Economica,
Mexico
- Monk, G.S. 1937 Light Principles and Experiments
New York, McGraw-Hill Book Co., Inc.
- Pettit, E. 1934 Pub. Astr. Soc. Pacific
Volumen 46, p.27
- Runge, C., and 1933 Handbook d'Astrophysique,
Meissner, K.W., Volumen 1, p.214
- Sawyer, R.A. 1963 Experimental Spectroscopy
New York, Dover

CAPITULO III

PRISMAS CON SUPERFICIES CURVAS

3.1. INTRODUCCION.

Como se ha descrito en el capítulo anterior, los espectrografos de prismas generalmente consisten de uno o dos prismas de 60° de cuarzo, colocados en desviación mínima en la mitad de la región que se desea fotografiar, aproximadamente.

Cuando solamente se utiliza un prisma, este debe construirse combinando dos prismas de 30°, uno en rotación derecha y otro con rotación izquierda del cuarzo (vea capítulo II: prisma de Cornu); los índices de polarización circular son ligeramente diferentes para cada mitad del prisma (vea apéndice C).

Con el objeto de aumentar la escala del espectro es necesario emplear óptica (lentes o espejos) de gran distancia focal; recuerdese que el cuarzo tiene un poder dispersivo que es poco más o menos la tercera parte que el del vidrio flint.

Cuando se usan lentes, estas se cortan perpendiculares al eje de cristales con rotación opuesta; generalmente estas lentes no son acromáticas. Los materiales que pueden más fácilmente combinarse con el cuarzo son la fluorita y el espato de Islandia, porque prácticamente no aumentan la absorción en la región ultravioleta. Desafortunadamente estas sustancias son raras y caras, y, además, no hay que olvidar que el espato de Islandia tiene una refracción doble muy pronunciada (vea apéndice C) que resulta molesta para esta aplicación.

A causa de la carencia de acromatismo, el foco de la luz ultravioleta es mucho menor que el de la luz visible, consecuentemente, la placa fotografica, o, en su defecto, otro detector, debe hacer un ángulo agudo con los rayos procedentes de la otra lente. Este ángulo, que más adelante se calculara para el caso de un espectrografo con sólo un prisma, es independiente de la distancia focal de las lentes.

Sean O (figura 3.1) el centro óptico de la combinación de las dos lentes entre las cuales se encuentra el prisma, el ángulo de dispersión entre las longitudes de onda λ_U y λ_V ; f_U y f_V las distancias focales, ultravioleta y roja. Por tanto,

$$\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{\frac{d}{f_U - f_V \mu}}{\frac{d}{f_V \mu}} = \frac{f_V \mu}{f_U - f_V \mu} \quad \dots (3.1)$$



Fig. 3.1 - Combinación de dos lentes entre las cuales se coloca un prisma.

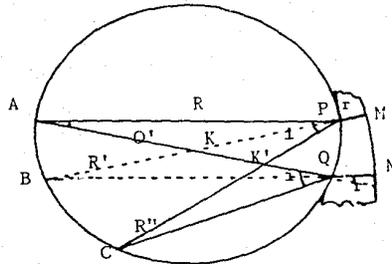


Fig. 3.2 - Espectrógrafo de Féry

La diferencia en distancia focal $f_r - f_u$ se puede calcular fácilmente, para una de las lentes, con la fórmula conocida:

$$\frac{1}{f_u} = (n_u - 1) \Sigma \frac{1}{R} \quad \dots (3.2)$$

$$\frac{1}{f_r} = (n_r - 1) \Sigma \frac{1}{R} \quad \dots (3.3)$$

El efecto conjunto de las dos lentes será, obviamente, el doble, por consiguiente, la ecuación (3.1) se convierte en:

$$\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{f_u}{2(f_r - f_u)} \quad \dots (3.4)$$

Se acostumbra, para obtener este cociente, utilizar los valores extremos del índice de refracción el cuarzo, para estas dos ecuaciones:

$$\text{Linea A, } n = 1.539 \quad \dots (3.5)$$

$$\text{Linea P, } n = 1.568 \quad \dots (3.6)$$

para encontrar

$$\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = 9.25 \quad \dots (3.7)$$

Para calcular β

$$n_r \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \delta_r}{2} \quad \dots (3.8)$$

$$n_u \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \delta_u}{2} \quad \dots (3.9)$$

para cuarzo

$$1.539 \times 0.5 = \sin \frac{A + \delta_r}{2} = \sin 50.02^\circ \quad \dots (3.10)$$

$$1.568 \times 0.5 = \sin \frac{A + \delta_u}{2} = \sin 51.60^\circ \quad \dots (3.11)$$

La diferencia $51.6 - 50.02 = 1.58^\circ$ representa entonces a

$1/2(\delta_u - \delta_r)$ Por tanto, el ángulo de dispersión del prisma de 60° es

$$\beta = 2 \times 1.58 = 3.16^\circ \quad \dots (3.12)$$

$$\tan \beta = 0.056 \quad \dots (3.13)$$

y así

$$\tan \alpha = 0.056 \times \frac{f_u}{2(f_r - f_u)} = 0.056 \times 9.25 = 0.508 \quad \dots (3.14)$$

por consiguiente

$$\alpha = 27^\circ$$

... (3.15)

Es entonces, en este ángulo de 27° , o de 63° con la normal, a la placa que los rayos deben encontrar a esta última.

Además, los focos de los distintos colores se distribuyen sobre una superficie curva, lo cual hace necesario curvar la emulsión o usar película, de manera de obtener la forma diacústica tan cercana como sea posible.

Esta gran inclinación de la placa fotográfica resulta en un aumento de la dispersión por el factor $1/\text{sen } 27^\circ = 2.2$.

Sin embargo, tiene el gran inconveniente de que es el mismo factor por el que deben multiplicarse los anchos de las líneas espectrales, debido a foco incorrecto.

Esta observación implica la inestabilidad del ajuste de los espectrógrafos y muestra como sus diferentes partes deben ensamblarse de modo rígido (vea capítulo II) para obtener un ajuste estable.

Recuérdese, también, las críticas que se han hecho en los capítulos anteriores acerca de la pérdida de luz, originada por el pasaje del haz en medios diferentes, el alto costo de los espectrógrafos clásicos y, finalmente, el ajuste del espectrógrafo, que siempre resulta en operación delicada y laboriosa, que para llevarse a cabo es necesario hacerlo por aproximaciones sucesivas, tanto para la inclinación de la emulsión, como para la curvatura que ésta debe adoptar.

3.2 DISEÑO DE FÉRY.

Para evitar las objeciones mencionadas en la sección anterior, Ch. Féry diseñó un espectrógrafo, basado en el empleo de un prisma con caras curvas, especialmente construido. A continuación se da su descripción.

Como se ha repetido en varias ocasiones, para obtener un espectro puro es necesario que el haz de luz llegue paralelamente a la cara del prisma, colocado en desviación mínima. La fuente es una rendija, tan angosta como sea posible, colocada en el foco principal de la lente colimadora, y paralela a la orilla refractante. Una segunda lente, recipiente de los distintos haces paralelos y monocromáticos, produce en su plano focal, una imagen bien definida de la rendija.

En un modo muy general, puede decirse que la condición necesaria y suficiente para obtener un espectro puro es que los ángulos de incidencia, de los distintos rayos, sean iguales. Lo mismo debe ser válido para los rayos emergentes, para todos de la misma longitud de onda.

Evidentemente esta condición la cumple enteramente un prisma con sus caras planas, como los discutidos extensamente en esta tesis. Sin embargo, es posible imaginarse otras soluciones que satisfacen esta condición igualmente bien y las cuales también efectúan la de desviación mínima e igualdad de los ángulos de incidencia y emergencia.

Sea R el radio de curvatura de la cara frontal del prisma MPQN (figura 3.2). Se dibujan las líneas PC y QC tal que en los puntos de incidencia hagan el mismo ángulo i con las normales. La rendija se coloca en el punto de intersección, C, de estas dos rectas. La condición mencionada la satisfacen todos los rayos procedentes de C y cayendo sobre el prisma.

Si se escoge radiación monocromática tal que se tenga

$$\text{sen } i = n_{\lambda} \text{ sen } r \quad \dots (3.16)$$

Entonces un ángulo r correspondera a un ángulo de incidencia i ; al prolongar los dos rayos refractados en P y Q se obtiene su punto de intersección, B, el centro de curvatura de la segunda superficie, MN, de un prisma con caras curvas. Esta segunda superficie si se aluminiza aumenta su poder de reflexión y los rayos refractados después de ser reflejados normalmente regresan a un foco exacto sobre la misma rendija.

Si se elige radiación heterogenea, los ángulos de refracción serán diferentes para cada color; pero iguales sobre toda la superficie del prisma para cualquier color. Después de la reflexión en la superficie MN, los diferentes rayos de cada haz monocromático abandonan el prisma con el mismo ángulo de refracción y pasan en foco en la cercanía de la rendija.

Fácilmente se ve en la figura 3.2 que los ángulos A, B y C son iguales, ya que los dos triángulos tienen al punto K' como vértice común, donde las líneas PC y QA se intersectan, y como otros vértices, los puntos P, A, C y Q son similares; tienen un ángulo opuesto en K' y dos ángulos i iguales, por construcción.

Consecuentemente, el ángulo en A es igual al ángulo en C. Del mismo modo, se demuestra que el ángulo en A es igual al ángulo en B y también que todos los haces monocromáticos que se concentran en la vecindad de C, convergen en este mismo ángulo. Por consiguiente, es posible pasar un círculo por los puntos P, Q, C, B y A.

El resultado es que rendija, espectro y centros de curvatura de las dos superficies del prisma están en el mismo círculo con el radio de la primera superficie como diámetro.

Como la distancia PQ es pequeña, comparada con las distancias R, R', R'', se tiene que:

$$R' = R \cos r$$

$$R'' = R \cos i$$

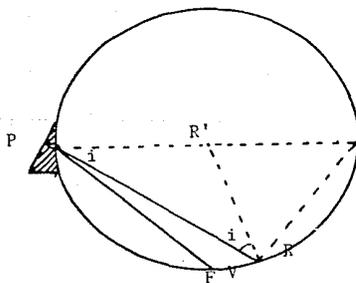


Fig. 3.3 - Espectrógrafo de Féry

Estas relaciones permiten calcular el radio de curvatura y la distancia focal del prisma, conociendo su ángulo r y su índice n $\text{sen } r = \text{sen } i$.

Para simplificar la montura del aparato, se escoge un ángulo de incidencia i , mayor que el que se produce por la reflexión normal en la superficie aluminizada: al ángulo de incidencia $i + \Delta i$, le corresponde un ángulo de refracción $r + r$ y todos los rayos de cada haz monocromático se reflejan de la cara MN sufriendo una desviación de $180^\circ - 2\Delta r$; todos ellos emergen en el mismo ángulo $i - \Delta i$ y convergen a un foco exacto sobre el círculo, pasando a través del centro de curvatura de las dos caras esféricas del prisma.

También se puede ver que la longitud del espectro que se obtiene es independiente de la posición de este espectro sobre el círculo. Esta longitud es igual a δ (el ángulo entre los rayos extremos del espectro) multiplicado por la distancia del prisma a la placa fotográfica y dividido por el coseno del ángulo en que los rayos golpean a la emulsión fotográfica en VR (vea figura 3.3):

$$l = \frac{PR}{\cos i} \quad \dots (3.19)$$

pero

$$PR = R' \cos i \quad \dots (3.20)$$

Por tanto, la longitud del espectro fotografiado es:

$$l = \frac{R' \cos i}{\cos i} = R' = \text{constante} \quad \dots (3.21)$$

3.3. ASTIGMATISMO DEL SISTEMA.

El foco conjugado sobre un punto sobre la rendija, obtenido por un haz angosto paralelo a la orilla del prisma no es el mismo que se calculó en la sección anterior; esto se traduce en cierta cantidad de astigmatismo, como también resulta con la rejilla de difracción cóncava del tipo de Rowland.

Las consecuencias de este astigmatismo son varias, por ejemplo, hace el empleo de un espectro de comparación más difícil. Póy evito este problema reduciendo el espectro con una pantalla, móvil verticalmente y atravesada con una abertura horizontal; desplazando esta pantalla una cantidad igual al ancho de su abertura, se puede sobreponer en la misma placa fotográfica el espectro de comparación, sin cambiar la posición de la imagen sobre la rendija; la imagen de un punto cayendo en la rendija suministra de hecho un espectro de líneas.

El astigmatismo, por otra parte, presenta la ventaja de enfocar las motitas de polvo sobre la rendija, consecuentemente no produce las desagradables líneas horizontales.

Un espectrógrafo diseñado y construido bajo los principios anteriores no resulta complicado. La base es una pieza fundida que lleva la rendija, el prisma y el portaplacas; puede cubrirse con un estuche para proteger al instrumento contra el polvo y la luz indeseable del exterior, durante la exposición.

Féry eligió un metro para el foco, que corresponde para el cuarzo (un prisma de 30°) a la misma longitud del espectro que daría una lente de 80 cm del distancia focal y un prisma de 60° . En realidad, la dispersión es aún mayor y la escala corresponde a la de un espectrografo con lentes de un metro de distancia focal; pero en esta clase de instrumento como se indicó arriba, la inclinación de la placa con respecto al haz de luz es de 27° ; en el espectrografo de Féry este ángulo resulta de 39° , es decir, de 51° con respecto a la normal.

Entonces, el espectrografo ordinario multiplica la dispersión por

$$\frac{1}{\text{sen } 27^\circ} = 2.2 \quad \dots (3.22)$$

En el espectrografo de Féry este factor es solamente

Los espectros resultantes tienen la longitud de 220 mm, con buena definición en toda la placa que Féry usó, 24 cm de longitud.

$$\frac{1}{\text{sen } 39^\circ} = 1.59 \quad \dots (3.23)$$

3.4. UNA APLICACION PARA ASTROFISICA.

El ancho equivalente de una línea espectral se define en astrofísica como la medida de la cantidad total de energía sustraída del continuo del espectro por la línea en absorción. Debido a que el perfil de las líneas varía, por ejemplo, algunas suelen ser anchas y superficiales, mientras que otras son angostas y profundas, es conveniente para facilitar la medida, convertir cada perfil en un rectángulo cuya base corresponda a la intensidad cero y cuya área sea exactamente la misma que la de la línea de absorción verdadera.

La medida del ancho equivalente de ciertas líneas del espectro de cuerpo celestes es muy importante para obtener datos que den información astrofísica, por ejemplo, temperatura efectiva, luminosidad estelar, composición química, edades de los astros, etc.

La luz proveniente de las estrellas y galaxias, en general, es muy débil; para registrarla se necesitan telescopios grandes y espectrografos muy eficientes.

El principio de autocolimación que se ilustra con la muestra de Littrow (vea capítulo II) es ampliamente utilizada en el diseño de espectrografos.

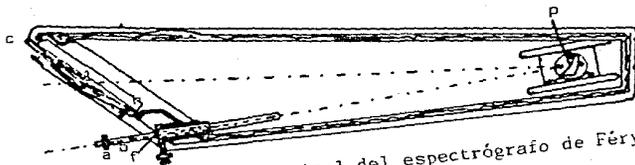


Fig. 3.4 - Montura original del espectrógrafo de Féry

Básicamente consiste en transformar el haz divergente de la rendija en uno paralelo por medio de un colimador para que este haz entre correctamente al sistema dispersor y, en el invento de Littrow, la luz se refleje en la cara trasera del prisma, cruzándolo de nuevo y vuelva a atravesar el colimador, que ahora funciona como cámara y pone al espectro en foco. También se mencionaron las inconveniencias de este diseño.

Como se ha visto arriba, una aplicación muy ingeniosa del principio de autocolimación la hizo Ch. Fery quien diseñó una sola unidad óptica de cuarzo que combina las propiedades de prisma, espejo y lentes de colimación y cámara. La cara frontal del prisma generalmente es una superficie cilíndrica con eje vertical, tallado de manera que los rayos divergentes provenientes de la rendija llegan al prisma con el ángulo específico de desviación mínima. La superficie posterior, también un cilindro vertical, se cubre con un metal que tenga alta reflectividad en el ultravioleta, el aluminio por facilidad es generalmente empleado. El espectro se pone en foco horizontal sobre una superficie relativamente de gran curvatura, como se ilustra en la figura 3.4.

La mayor ventaja del espectrografo de Fery radica en la región ultravioleta, donde prácticamente no existe pérdida de luz, debido al insignificante número de superficies aire-cuarzo y al pequeño grosor del material óptico usado.

Para un espectrografo de uso general, el de Fery tiene la desventaja de astigmatismo que se produce por no enfocar el espectro en la dirección vertical; sin embargo este astigmatismo produce líneas espectrales muy rectas y parejas, de tal forma que los espectrogramas tienen una hermosa apariencia. Otra ventaja es que el instrumento es compacto.

Mendoza y Ortega han diseñado un espectrofotómetro para medir anchos equivalentes y detalles espectrales especiales con alta precisión. Ortega, quien ha construido el instrumento, utiliza una rejilla plana de difracción del tipo de reflexión y dos espejos cóncavos como colimador y cámara. Una máscara circular para elegir la línea espectral y el continuo de cada lado de la línea. Sus detectores son celdillas fotoeléctricas, para las regiones ultravioleta y azul del espectro electromagnético y detectores de diodo para las regiones rojo y cercano infrarrojo.

Una aplicación inmediata sería substituir el diseño óptico de Mendoza y Ortega por el de Fery, para obtener un espectrofotómetro más eficiente y, por tanto, capaz de observar estrellas y galaxias más débiles y/o más alejadas, ya que estos autores han demostrado que una alteración del perfil de una línea espectral no modifica su ancho equivalente, es decir, el astigmatismo inherente en el diseño óptico de Fery no afectará el ancho equivalente de las líneas en el espectro resultante.

En esta aplicación también se utilizarían detectores modernos como lo fotomultiplicadores o diodos, los cuales son superiores a la placa fotográfica ya que la eficiencia cuántica de los primeros es varias veces mayor, de quince a ochenta veces, que la de la emulsión fotográfica.

La desventaja de un sistema dispersor es que la dispersión disminuye rápidamente del ultravioleta hacia el infrarrojo, mientras que en un sistema difractor prácticamente la dispersión es contante; pero tiene la desventaja de la existencia de los órdenes de la rejilla de difracción.

Esto se puede traducir diciendo que no importa que clase de espectrofotómetro se diseñe, este no tendrá óptima eficacia en todos los casos. Sin embargo, en aquellos problemas en que la calidad del espectro no sea decisiva, entonces se puede diseñar un espectrofotómetro basado en el diseño de Fery, que sea superior a cualquier otro diseño, por ejemplo, si se desea medir el ancho equivalente de la línea H de la serie de Balmer, el diseño mencionado en la sección 3.2 sería casi insuperable; se podría hacer más compacto utilizando materiales con poder dispersivo mayor que el de cuarzo, por ejemplo, vidrio Flint.

Notese que los efectos de cambio de temperatura son menos dañinos en un espectrofotómetro que en un espectrografo, aumentando la potencialidad del diseño de Fery. Para el tipo de problemas descritos por Ortega, el uso del sistema óptico descrito equivale a emplear un mayor telescopio, es decir, con los telescopios existentes en México, se podría competir ventajosamente contra telescopios mayores de otros países.

BIBLIOGRAFIA

- | | | |
|--|------|---|
| Féry, Ch. | 1910 | Journal de physique
Volumen 9, p.762 |
| Féry, Ch. | 1911 | The Astrophysical Journal
Volumen 34, p.79 |
| Harrison, G.R.,
Lord, R.C., and
Loofbourow, J.R. | 1948 | Practical Spectroscopy
Prentice-Hall, Inc.
Englewood Cliffs, N.J. |
| Mendoza, E.E.,
y Ortega, R. | 1978 | Bulletin American Astronomical
Society.
Volume 10, p. 622 |
| Ortega, R. | 1986 | Tesis Doctoral
Facultad de Ciencias, UNAM |

APENDICE A
EL ARCO IRIS

El arco iris es producido por los efectos combinados de refracción, dispersión y reflexión total de la luz solar, por las gotas de lluvia. Cuando las condiciones son favorables para su observación pueden verse dos arcos: el interior, llamado arco primario, es el más brillante, rojo hacia su exterior y violeta al interior; el arco exterior, llamado secundario, es más débil y tiene sus colores invertidos con respecto al arco primario.

El arco interior o primario se produce del siguiente modo: supóngase que los rayos del Sol son horizontales y, ahora, considérese un rayo que incide sobre una gota de lluvia como lo indica la figura A1(a). Este rayo se refracta en la primera superficie y, en parte se refleja en la segunda, saliendo de nuevo por la superficie anterior, como lo indica la figura.

Es interesante mencionar que Descartes calculó las trayectorias de algunos miles de rayos que inciden en diferentes puntos de la superficie de una gota de agua, demostrando que si un rayo de un color dado cualquiera incide en un punto tal que su desviación fuera máxima, todos los demás rayos del mismo color que incidían sobre la superficie de la gota en la proximidad inmediata de este punto, se reflejarán según una dirección muy próxima a la del primero.

Consecuentemente cada color es fuertemente reflejado en la dirección de la desviación máxima que corresponde a ese color en particular. Por ejemplo, el ángulo de máxima desviación de la luz roja es 138° ; por consiguiente el ángulo de la figura A1 es $180^\circ - 138^\circ = 42^\circ$. El ángulo correspondiente para la luz ultravioleta es 40° . Los ángulos de los otros colores, por tanto se encuentran entre estos dos valores.

Considérese ahora un observador colocado en P (figura A1). El plano XY es horizontal y la luz solar procede de la izquierda, paralela al eje X. todas las gotas que se encuentran sobre una circunferencia que subtende un ángulo de 42° en P, y centro en O, reflejarán fuertemente luz roja hacia P. Las situadas en una circunferencia que subtienda un ángulo de 40° en P, reflejarán fuertemente luz violeta, mientras que las que ocupen posiciones intermedias reflejarán los colores intermedios del espectro solar.

El punto O en el centro del arco puede considerarse como la sombra de P sobre el plano YZ. Cuando el Sol se eleva sobre el horizonte, el punto O se mueve hacia abajo, por consiguiente, al aumentar la altura del Sol se verá una porción cada vez menor del arco.

Evidentemente un observador al nivel del suelo no podrá ver el arco primario cuando el Sol tenga una altura sobre el horizonte mayor que 42° . Si el observador se encuentra en una posición elevada, el punto O también se eleva y entonces se verá una parte mayor del arco. Así, no es sorprendente que desde un avión se vea el arco completo.

El arco secundario es producido por dos reflexiones totales, como se indica en la figura A1(b). Igual que en el caso anterior, la luz reflejada en una dirección dada se compone, en gran parte, del color para el cual dicha dirección es el ángulo de máxima desviación.

Dado que el ángulo de desviación es, en este caso, el ángulo δ , y puesto que el violeta es desviado más que el rojo, la luz violeta en el arco secundario se desvía hacia abajo con un ángulo mayor que el de la luz roja; así, el arco secundario es rojo en el interior y violeta al exterior. Los ángulos correspondientes son $50^\circ.5$ para el rojo y 54° para el violeta.

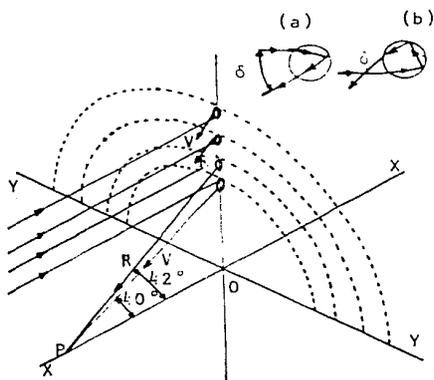


Fig. A1. El arco iris

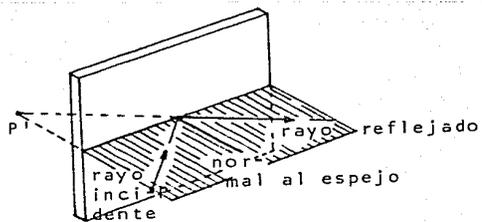


Fig. B1. Reflexión de un rayo de luz

APENDICE F

PROPIEDADES REFLECTIVAS DEL PRISMA

Los prismas se usan extensamente en muchos sistemas ópticos. Generalmente realizan una combinación de las funciones siguientes:

- (a) "doblan" la luz alrededor de las esquinas;
- (b) "doblan" un sistema óptico para que pueda caber en un espacio mas pequeño;
- (c) proporcionan orientación propia de las imágenes;
- (d) combinan o separan haces ópticos, usando superficies parcialmente reflectoras;
- (e) dispersan la luz; y
- (f) introducen efectos anamórficos.

B1 - CONCEPTOS BASICOS DE REFLEXION.

El problema más simple que involucra superficies reflectantes se ilustra en la figura B1, donde se ha dado un objeto puntual, P. El espejo refleja los rayos incidentes de luz en una nueva dirección, tal que los rayos reflejados parecen emerger desde una imagen P'.

El tipo de problemas que son necesarios solucionar son combinaciones de lo siguiente:

- (a) ¿A que orientación debe el espejo desplazarse, para que un observador pueda ver la imagen P'?
- (b) ¿Que tan grande debe ser el espejo para que un observador pueda ver la imagen de un objeto de cierto tamaño, colocado en P?
- (c) ¿Cual sera la orientación de la imagen?

Algunas veces las coordenadas del objeto puntual y el observador se fijan en el espacio, entonces, el espejo puede situarse en cualquier posición.

Problemas que involucran espejos a menudo pueden resolverse fácilmente con métodos gráficos. Siempre que esto sea posible es aconsejable hacerlo; si los dibujos se vuelven muy complejos, entonces es preferible usar métodos matemáticos.

La dirección de un rayo puede especificarse por un vector unitario S , a lo largo del rayo. Esta dirección puede describirse, entonces, dando las componentes de este rayo en un sistema de coordenadas ortogonales.

Por ejemplo, un rayo puede describirse como:

$$\vec{S} = l\hat{i} + m\hat{j} + n\hat{k} \quad \dots (B1)$$

donde i, j, k son los vectores unitarios a lo largo de los ejes X, Y, Z, respectivamente.

Ya que \vec{S} es un vector unitario, entonces l, m, n son los cosenos directores del rayo, y se satisface la igualdad:

$$l^2 + m^2 + n^2 = 1 \quad \dots (B2)$$

como se ve también en la figura B2.

La ley de reflexión incluye la proposición que el rayo incidente, el rayo reflejado y la normal al espejo todas deben estar en un solo plano.

Es posible, sin perder generalidad, dibujar un diagrama en un plano que muestre los vectores que representan al rayo incidente, la normal del espejo y el rayo reflejado (figura B3). Todos los vectores se muestran con su verdadera longitud.

Ya que el rayo reflejado \vec{S}_1 hace el mismo ángulo que \vec{S}_0 con la normal, entonces se ve que el vector resultante de unir \vec{S}_1 y \vec{S}_0 es paralelo a \vec{M} . Esto puede describirse por:

$$\vec{S}_1 = \vec{S}_0 + \Gamma_1 \vec{M}_1 \quad \dots (B3)$$

donde

$$\vec{M} = L\hat{i} + M\hat{j} + N\hat{k} \quad \dots (B4)$$

donde L, M, N son los cosenos directores de la normal del espejo M .

El escalar Γ es igual a $-2\cos I$, donde I es el ángulo de incidencia. ya que \vec{M}_1 y \vec{S}_0 son vectores unitarios, entonces

$$\cos I = \vec{S}_0 \cdot \vec{M}_1 = \rho_1 \quad \dots (B5)$$

Por lo tanto

$$\Gamma_1 = -2\rho_1 \quad \dots (B6)$$

Las ecuaciones (B3) y (B6) pueden usarse para trazar la trayectoria de un rayo reflejado por una serie de espejos.

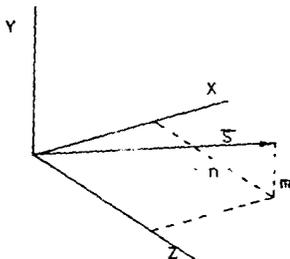


Fig. B2. Sistema coordenado para describir la dirección de un rayo. El rayo se representa por el vector \vec{S} .

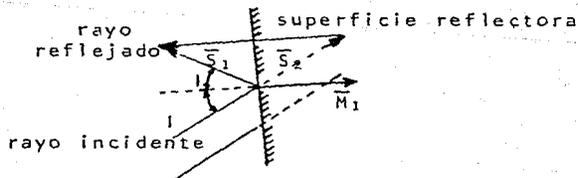


Fig. B3. El plano de incidencia que contiene al rayo incidente, la normal al espejo, y el rayo reflejado.

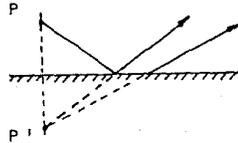


Fig. B4. Este diagrama ilustra cómo la imagen del objeto puntual P es P'. P y P' están sobre la normal al espejo.

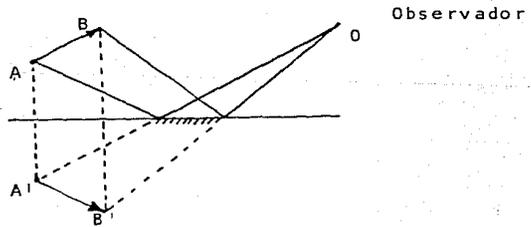


Fig. B5. Un diagrama mostrando cómo un observador ve aparecer la imagen como izquierda.

Empezando con \bar{S}_0 es posible obtener las siguientes ecuaciones:

$$\rho_1 = \bar{S}_0 \cdot \bar{M}_1 \quad \dots \quad (B7)$$

$$\Gamma_1 = -2\rho_1 = -2(\bar{S}_0 \cdot \bar{M}_1) \quad \dots \quad (B8)$$

$$\bar{S}_1 = \bar{S}_0 + \Gamma_1 \bar{M}_1 \quad \dots \quad (B9)$$

$$\rho_2 = \bar{S}_1 \cdot \bar{M}_2 = \bar{S}_0 \cdot \bar{M}_2 + \Gamma_1 \bar{M}_1 \cdot \bar{M}_2 \quad \dots \quad (B10)$$

$$\bar{S}_2 = \bar{S}_1 + \Gamma_2 \bar{M}_2 \quad \dots \quad (B11)$$

$$\rho_3 = \bar{S}_0 \cdot \bar{M}_3 + \Gamma_1 \bar{M}_1 \cdot \bar{M}_3 + \Gamma_2 \bar{M}_2 \cdot \bar{M}_3 \quad \dots \quad (B12)$$

$$\bar{S}_3 = \bar{S}_2 + \Gamma_3 \bar{M}_3 \quad \dots \quad (B13)$$

Si hay ν espejos, entonces el valor de ρ_ν puede escribirse como:

$$\rho_\nu = \bar{S}_0 \cdot \bar{M}_\nu + \sum_{i=1}^{\nu-1} \Gamma_i \bar{M}_i \cdot \bar{M}_\nu \quad \dots \quad (B14)$$

También los rayos se pueden trazar sistemáticamente a través de una serie de espejos, simplemente llenando un cuadro, como el mostrado en el cuadro B1.

Fácilmente se puede determinar que cualesquiera dos rayos emergentes de un objeto puntual (figura B4) cuando son reflejados desde un espejo plano parecen diverger de P' , el cual se localiza sobre la normal del espejo que pasa por P y se encuentra equidistante, pero detrás de él; por consiguiente, P' es la imagen de P . Debe notarse que la posición de P' es una posición fija relativa a P y a la normal del espejo e independiente de la posición del observador.

Un objeto construido por una línea AB (figura B5) se mapea en $A'B'$. Un observador en O puede ver la imagen usando solamente la parte dibujada más gruesa. Note que si el observador mira sobre el espejo, B' se ve a la izquierda de A' . Si el observador, ahora, ve directamente, entonces B aparece a la derecha de A . Se dice que la imagen, tal como aparece en el espejo, tiene orientación izquierda.

La imagen formada por una sola reflexión siempre tiene orientación izquierda. A veces se origina confusión sobre este punto y proviene por no notar que la regla hipotética que la imagen y el objeto deben verse siempre del mismo lado.

En el ejemplo de la figura B5, se podría colocar el observador encima de AB y decir que la imagen y el objeto tienen la misma orientación. Sin embargo, en este caso, el objeto se estaría viendo por el lado trasero, mientras que la imagen por el lado delantero.

CUADRO E1

UN CUADRO SISTEMATICO PARA TRAZAR RAYOS
A TRAVES DE UN SISTEMA DE ESPEJOS

Espejo	M_1	M_2	M_3
L	L_1	L_2	L_3
l	l_1	l_2	l_3
M	M_1	M_2	M_3
m	m_1	m_2	m_3
N	N_1	N_2	N_3
n	n_1	n_2	n_3
P	P_1	P_2	P_3
$\Gamma = -2P$	Γ_1	Γ_2	Γ_3
x	x_1	x_2	x_3
y	y_1	y_2	y_3
z	z_1	z_2	z_3
$Lx+My+Nz$			
P	P_1	P_2	P_3
d	d_1	d_2	d_3

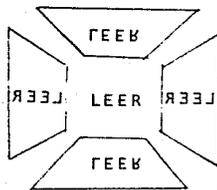


Fig. 86. La palabra LEER está reflejada en cuatro espejos. Todas las imágenes en los espejos son izquierdas.

Si un letrero legible se dice tener orientación derecha, entonces una imagen con orientación izquierda no es legible.

La palabra LEER aparece con orientación derecha y es legible; puede colocarse en cualquier orientación como

8337

LEER

LEER

y aun puede leerse al girar la página.

La misma palabra LEER sera mapeada por un solo espejo como

8337

Se ha tornado izquierda, por lo que era derecha. No importa cuanto giremos la página, seguirá siendo izquierda. Para leerla correctamente se debe usar un espejo, o darle la vuelta a la página y verla por el otro lado.

La imagen de una única reflexión siempre tiene orientación izquierda. La imagen puede aparecer en cualquier orientación dependiendo de la posición del espejo; pero siempre será izquierda. Esto se ilustra en la figura B6. Se muestra la palabra LEER como se vería si el espejo se colocara en posiciones diferentes.

Es fácil demostrar que un número impar de reflexiones produce una imagen con orientación izquierda. Si el número de reflexiones es par, entonces se conserva la orientación derecha del objeto. Así, un sistema doble de espejos puede usarse para rotar una imagen en cualquier orientación necesaria sin cambiar su propiedad de orientación derecha o izquierda, cualquiera que sea la original.

Como ejemplo, consíderese una lente que forma una imagen sobre un vidrio despulido, como en una cámara; forma una imagen "de cabeza" (invertida). Si la imagen se ve desde el lado alejado de la lente, aparecerá con orientación derecha, pero invertida. Para ver esta imagen como verdaderamente es, es decir, derecha, es necesario verla con un número par de reflexiones para conservar su orientación derecha. Si se mira con un doble espejo, las orillas intersecantes de los espejos deben ser horizontales para girar la imagen (figura B7).

Utilizando el prisma mostrado en la figura B7, es necesario voltearse al vidrio despulido para mirar en el doble espejo. Usando un segundo sistema de dos espejos, ahora, con la orillas intersecantes verticales, la dirección de la vista puede redirigirse tal que el observador puede ver de frente hacia el vidrio despulido y la lente. Esto también se ilustra en la figura B7.

Otro ejemplo clásico para describir la orientación de las imágenes es el retro-proyector, tan usado hoy día.

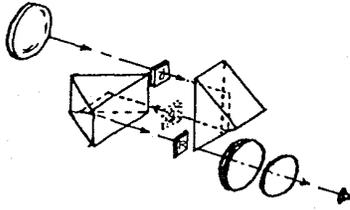


Fig. B7. Un sistema óptico mostrando cómo el sistema de espejos dobles puede ser usado para enderezar una imagen formada por un objetivo.

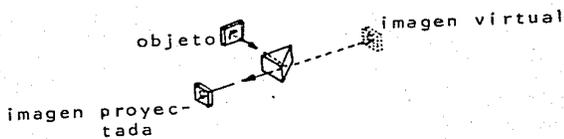
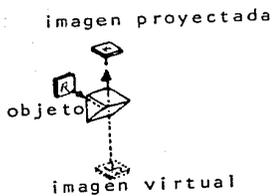
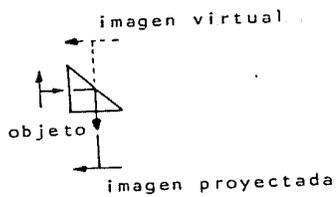


Fig. B8. El prisma 45°- 90°-45°mostrado en tres orientaciones diferentes.

Uno coloca un objeto orientado derechamente sobre la parte superior, iluminada, del proyector. Entonces se proyecta sobre una pantalla por medio de una lente y un solo espejo que dirige la luz sobre la cabeza del operador. La lente produce una imagen con orientación derecha, el espejo una con orientación izquierda.

Debido a que la imagen que se ve sobre la pantalla está reflejada; esta reflexión debe aumentarse a la del espejo y, así, tener un sistema de dos espejos.

La mayoría de los sistemas pueden diseñarse satisfactoriamente con los conceptos esbozados, si la línea óptica permanece en planos ortogonales; el problema de espejos puede solucionarse fácilmente dibujando las proyecciones en dos planos mutuamente perpendiculares.

Cuando el problema involucra líneas de vista que no son perpendiculares, entonces el diseño basado en prismas de reflexión resulta más importante. Para este tipo de problemas es preferible utilizar métodos matemáticos.

B2 - SISTEMAS COMUNES CON PRISMAS.

a) PRISMAS DE 45° - 90° - 45° .

Un prisma simple puede usarse en muchas formas. Pueden darle la vuelta a un haz a través de 90° o 180° ; también puede invertir la imagen.

Para girar un haz 90° , el prisma se usa como en la figura B8. Como solo se ha producido una reflexión, la imagen resultante tiene orientación izquierda. Si la normal a la hipotenusa es un plano horizontal, el objeto de orientación derecha es columpiado alrededor del eje vertical. La letra R aparecerá como . Si la normal a la hipotenusa está en el plano vertical, entonces la imagen aparecerá rotada alrededor del eje horizontal. La letra R aparecerá como .

Cuando se usa un sistema doble de espejos, el prisma se coloca como lo indica la figura B9. Si la normal a la cara de la hipotenusa cae en el plano vertical, la letra aparecerá como . Cuando la normal está en el plano horizontal, la imagen aparecerá como .

El prisma de Dove debe siempre usarse con luz colimada; si se usa con luz convergente o divergente se introduce astigmatismo (figura B10).

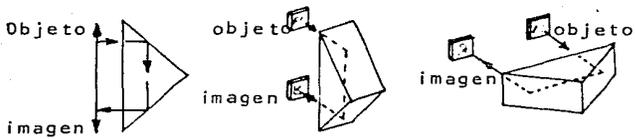


Fig. B9. El prisma 45° - 90° - 45° usado como un arreglo de espejos dobles.



Fig. B10. El prisma 45° - 90° - 45° usado como un prisma Dove.

(b) PRISMAS DE TECHO.

Uno de los principales usos de los prismas es proporcionar una orientación adecuada a la imagen de los telescopios. La imagen de un solo telescopio, el cual consiste de un objetivo y un ocular, es derecha, pero de cabeza. Para conservar la imagen derecha el sistema de prismas que debe emplearse para enderezar la imagen debe tener un número par de reflexiones; siendo dos el número mínimo de superficies reflectoras. Tal sistema se ilustra en la figura B11.

El prisma ilustrado en la figura B11 es el prisma de Amici (vea capítulo II). Es esencialmente un prisma 45° - 90° - 45° con la cara de la hipotenusa convertida en un techo y, por esta razón, se llama prisma de techo.

En la figura B12 se ha dibujado un haz mostrando como este prisma refleja un cilindro de luz. El esquema muestra vistas plana y de altura del prisma; también se ilustran un panorama a lo largo de la orilla del techo y un cuadro tri-dimensional. La selección de rayos trazados a través del prisma muestran como se rota la imagen 180° . La línea punteada muestra que este prisma se ha cortado a lo largo de un prisma de Amici.

Se puede ver que el cilindro de luz pasa a través del prisma; el cilindro completo primero golpea una cara del techo y entonces cruza sobre el otro techo. Si el ángulo del techo no es exactamente 90° , entonces los ángulos de entrada y salida no permanecen más en planos paralelos.

Este método permite tolerancias en su manufactura, pero no es muy usado porque requiere de un tejo de vidrio demasiado grande que limita mucho el espacio y peso de la mayoría de las aplicaciones.

Un método más común que también emplea el prisma de Amici, se ilustra en la figura B13. Este permite pasar un haz de luz cilíndrico más grande, a través de un prisma del mismo tamaño, o permitirá un cilindro de luz del mismo tamaño; pero con un prisma mucho más pequeño que el mostrado en la figura B12.

Existe una diferencia fundamental entre las dos aplicaciones; en la figura B13 el haz se divide en dos por la orilla del techo, así, si hay un error en el ángulo de 90° de la orilla del techo, al entrar el haz y dividirse en dos haces, se forma una imagen doble. Esto significa que si se usa un prisma de Amici de esta manera, el ángulo de 90° debe hacerse con mucha precisión; en la mayoría de las aplicaciones, la tolerancia aceptada es de tres o cuatro segundos de arco.

Los prismas de techo, utilizados como se indica en la figura B13, son muy eficientes en cuanto a tamaño; pero muy caros por la alta precisión que se necesita.

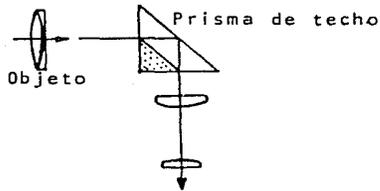


Fig. B11. Un prisma de Amici utilizado en un telescopio para dar una imagen derecha y erecta.



Fig. B12. Un prisma de Amici para mostrar cómo los rayos pasan a través de él.

Es instructivo ilustrar el techo de estos prismas y mostrar la trayectoria de los rayos que pasan a través de ellos. En la figura B12 el prisma puede cortarse un poco más y reducir aun más el peso del vidrio.

¿Cómo se puede decidir cuanto cortar sin interferir con el haz que debe pasar a través de él?

En los telescopios, el objetivo es generalmente más grande que el ocular, de forma tal que el prisma debe dejar pasar una sección cónica, en lugar de cilíndrica; esto significa que los círculos de entrada y salida son de tamaño diferente.

Es un ejercicio bueno construir un prisma de tamaño mínimo y entonces determinar como las esquinas pueden cortarse y reducir su peso. Esto es: diseño de prismas.

El prisma de Amici es el método más simple de enderezar una imagen de un telescopio; pero tiene la dificultad que se debe ver alrededor de una esquina.

Un prisma de Dove se ilustra en la figura B14, este prisma tiene su techo sobre la cara de la hipotenusa; usa el principio de doble espejo del prisma de Amici. Este prisma debe situarse enfrente del objetivo en luz paralela; si se localiza entre el objetivo y el ocular origina aberraciones, principalmente astigmatismo a causa de la refracción de las superficies.

Si es necesario tener el eje óptico del objetivo del telescopio y ocular paralelos, entonces se puede usar un prisma de Amici para doblar la luz 90° ; en cuyo caso, es necesario utilizar dos reflexiones para conservar la imagen con orientación derecha. La figura B15 muestra un penta-prisma con las dos reflexiones que deben usarse con un prisma de Amici.

(c) EL PRISMA DE PORRO.

El sistema más común para enderezar la imagen en un telescopio es el sistema de prisma de porro; esta hecho de dos prismas $45^\circ-45^\circ-90^\circ$ como se indicó en la figura B7. El primer prisma se posiciona de tal manera que la orilla del techo es perpendicular a la correspondiente orilla del otro prisma.

El sistema de Porro es diseño popular porque los prismas $45^\circ-45^\circ-90^\circ$ pueden hacerse con un amplio margen de tolerancia razonable en la construcción de los ángulos. El haz óptico no se divide como se hace con el prisma techado, entonces los errores en los ángulos de los prismas no originan ninguna imagen doble. Los errores en los ángulos meramente causan una desviación en el eje óptico que pasa a través del prisma y, el eje óptico emergente no termina exactamente paralelo al eje incidente.

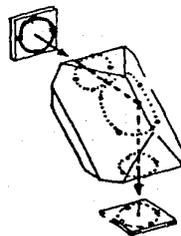
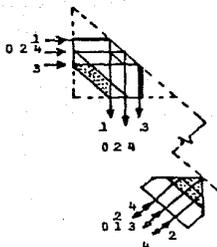


Fig. B13. Un prisma de Amici mostrando cómo el rayo puede separarse por el prisma de techo.

(d) TUNEL CON PRISMAS DE ANGULOS RECTOS.

Es conveniente extender prismas para "doblar" los prismas alrededor de las superficies reflectoras; esto genera los llamados diagramas de tunel.

Considere el prisma de la figura B16. La cara de la hipotenusa BC actua como espejo. Las caras AB y AC son imágenes en este espejo, como se muestra por las líneas punteadas. El rayo de luz que pasa a través del prisma puede también considerarse como una imagen. Un observador mirando sobre la cara AB, por tanto, ve la cara AC en A'C. Aparece como si estuviera viendo directamente a través de un tejo de vidrio de grosor BA'.

Se puede verificar inmediatamente que el ángulo ABC es igual al ángulo ACB; por consiguiente la cara imagen A'C es paralela a la cara BA. Ópticamente, entonces, el prisma introduce un tejo de vidrio en el sistema óptico. En cuanto a consideraciones de diseño se refiere, el prisma puede considerarse meramente como una inserción de un tejo grueso de vidrio y puede tratarse como dos planos ordinarios paralelos, donde los rayos se trazan como líneas rectas dentro del prisma.

Los diagramas de tunel ayudan a darse cuenta que cualquier sistema de prismas usado para enderezar imágenes o hacer que la luz dé vuelta a las esquinas debe "doblar" en un diagrama de tunel en que las caras de entrada y salida sean paralela y perpendicular al eje óptico. Si terminan sin paralelismo el prisma producirá dispersión cromática.

(e) TUNEL CON PRISMA DE PORRO.

La figura B17 ilustra el diagrama de tunel para el prisma 45° - 45° - 90° , usado en un sistema de Porro. El Porro original, ABC, ha sido doblado alrededor de AB para que la imagen de C sea C' y alrededor de BC' para que la imagen de A sea A'. El diagrama de tunel, figura B17, es entonces un cuadrado con AC', A'C' y A'C como imágenes de AC, mientras que A'B y BC' son imágenes de AB y BC respectivamente; sin embargo, ya que el prisma ahora se considera reemplazado por un tejo de vidrio y como AB, BC, A'B y B'C' todas están dentro del tejo, se pueden ignorar.

Fácilmente se puede, ahora, poner los rayos que entran al tejo por la cara AC, calculando su refracción y extendiendo el rayo refractado en una línea recta a través del prisma.

El diagrama de tunel es particularmente útil para detectar la presencia de reflexiones indeseables. Nótese en la figura B17 que el rayo R_3 que entra al prisma cerca de A, pasa por el diagrama del tunel muy cerca de la cara de la hipotenusa. Una inclinación ligera de este rayo podría causar que se reflejara fuera de la hipotenusa como se indica con el rayo R_3 ". Este rayo se enfrentaría con tres reflexiones al pasar por el prisma, las cuales originarían una imagen con orientación izQUIERDA.

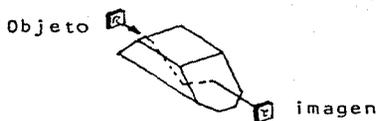
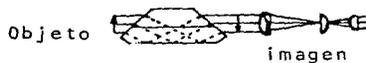


Fig. B14. Un prisma de Dove con un prisma de techo en su cara de su hipotenusa.

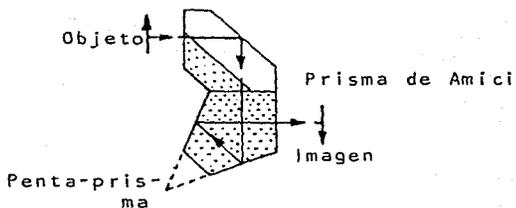


Fig. B15. Un prisma utilizando un penta-prisma y un prisma de Amici, para dar una imagen orientada apropiadamente en un telescopio.

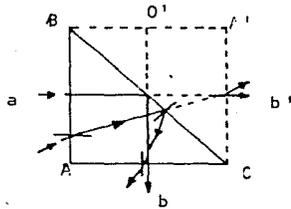


Fig. B16. El diagrama de túnel de un prisma.

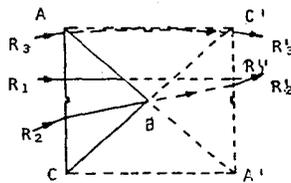


Fig. B17. El diagrama de túnel para un sistema de Porro.

Debido a que el prisma se piensa utilizar con dos reflexiones, estos rayos con la reflexión extra se llaman rayos fantasma. La reflexión fantasma puede eliminarse cortando un pedacito en el prisma como se indica en la figura B17.

(f) ABERRACIONES INTRODUCIDAS POR PRISMAS.

Los prismas de reflexión, generalmente, se diseñan para que las caras de entrada y salida sean paralelas y la cara de entrada sea perpendicular al eje óptico. Las aberraciones introducidas por el tejo de vidrio, orientado de la forma que se acaba de mencionar, se pueden corregir por el sistema normal de lentes. Sin embargo, el prisma añade aberraciones cuando se encuentra con rayos convergentes o divergentes.

Si el prisma recibe luz paralela que es perpendicularmente incidente sobre las caras de entrada o salida, no ocurre ninguna refracción y por tanto no se introducen aberraciones.

(g) CLASIFICACION DE PRISMAS.

Muchos sistemas de prismas se han descrito en la literatura. Se pueden clasificar de acuerdo a como dirigen el eje óptico.

En todos los prismas mostrados en la figura B18, el eje óptico emerge del prisma a lo largo del mismo eje de entrada. Los prismas 1, 3, 5, 7 y 9 tienen un número impar de reflexiones. Estos prismas producen imágenes con orientación izquierda; a veces reciben el nombre de rotadores. Todos ellos, excepto el prisma de Dove, pueden usarse con haces convergentes.

Es importante notar que si los prismas se utilizan para introducir imágenes rotadas, el eje de rotación debe ser paralelo y coincidente con los rayos que entran y los que salen. Si esta condición no se cumple, el campo de visión del sistema óptico girará dos veces la rotación del prisma; pero el centro de esta rotación no será un punto fijo en el campo y se moverá alrededor de un círculo.

Si este efecto se observa en un instrumento, el prisma se debe trasladarse perpendicularmente al eje de rotación para reducir el radio del círculo trazado por el centro de rotación. Si el prisma está en un haz colimado, entonces la traslación no producirá ningún efecto y el círculo debe reducirse en tamaño, inclinando el eje del prisma.

En un rayo convergente la inclinación y la traslación producen algún efecto, entonces, es necesario, primero trasladar y reducir, tan bajo como sea posible, el radio del círculo y, después, corregir más, inclinando el prisma.

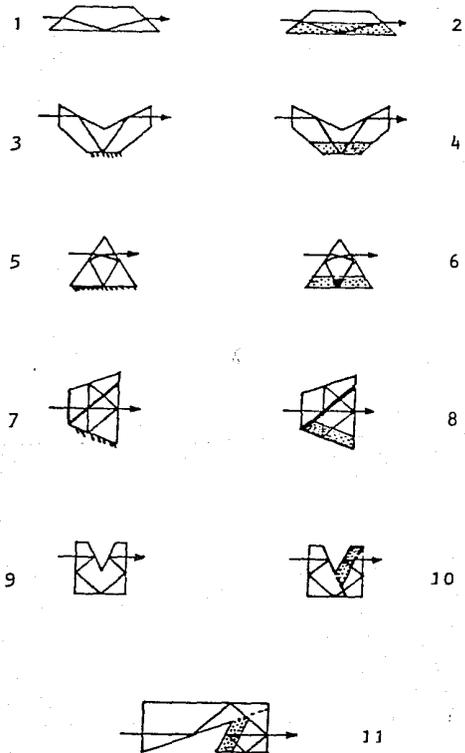


Fig. B18. El eje óptico para los rayos emergentes de estos prismas es paralelo y coincidente con el de los rayos incidentes.

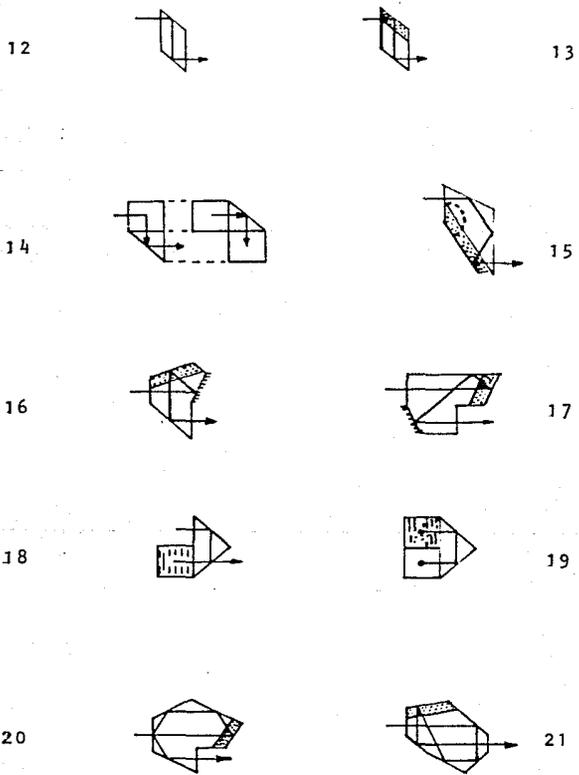


Fig. B19. El eje óptico para los rayos emergentes de estos prismas es paralelo, pero no coincidente con el de los rayos incidentes

Los prismas 2, 4, 6, 8, 10 y 11 tienen un número par de reflexiones; estos prismas, consecuentemente, forman imágenes con orientación derecha que no giran cuando el prisma se rota. Estos prismas pueden usarse con un objetivo de telescopio y ocular para enderezar imágenes. Los prismas de Wirth (2) y Delta (6) deben usarse con luz colimada.

Los ejes ópticos de los prismas de la figura B19 emergen y entran paralelos, pero desplazados. Los prismas 12 y del 15 al 21 tienen un número par de reflexiones; por tanto, forman imágenes con orientación diestra. Los prismas 13 y 14 proporcionan imágenes con orientación siniestra.

Los prismas de la figura B20 desvían los ejes 180° . Los prismas 22, 24 y 25 forman imágenes con orientación izquierda; el 23 con orientación derecha.

Los prismas de la figura B21 desvían los ejes 90° . Los números 26, 29 y 33 forman imágenes siniestras. Los 27, 28, 30, 31 y 32 forman imágenes diestras.

Los prismas de la figura pueden usarse todos para cambiar el eje óptico hasta 45° . Los prismas numerados 34, 37 y 38 forman imágenes con orientación izquierda; los numerados 35, 36 y 39 forman imágenes con orientación derecha.

Existe considerable confusión en los nombres usados para los prismas, debido a la dificultad de rastrearlos hasta su diseñador original. Los datos en las páginas anteriores provienen, principalmente, del *Handbuch der Experimentalphysik*, volumen 20 pp 200-212. Akad. Verlagsges, Leipzig (1924).

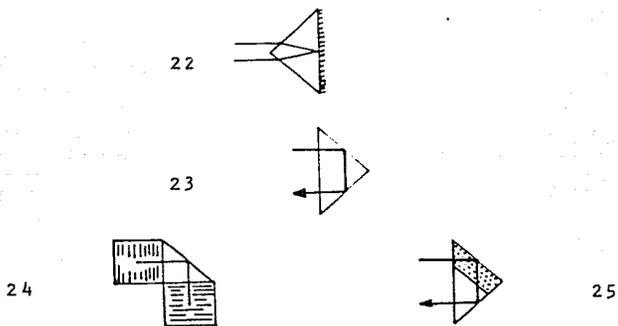


Fig. B20. Estos prismas desvían al eje óptico 180°

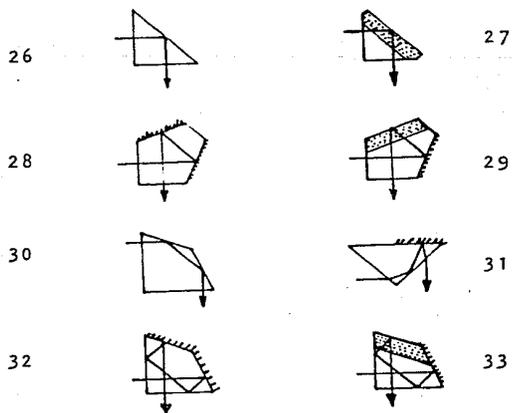


Fig. B21. Estos prismas pueden usarse para deflecar al eje óptico 90°.

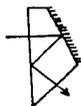
34



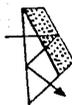
35



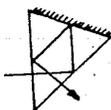
36



37



38



39

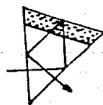


Fig. B22. Los prismas de este diagrama "doblan" al eje óptico 45° .

APENDICE C

LUZ POLARIZADA Y ACTIVIDAD OPTICA

C1 - NATURALEZA DE LA LUZ POLARIZADA.

La experiencia acumulada con los experimentos sobre la difracción y la interferencia de la luz conduce a la conclusión que la luz es un movimiento ondulatorio. Los resultados de otro tipo de experimento, añaden a este cúmulo de evidencia la demostración que el movimiento de la luz es transverso.

La vibración de una onda transversa toma lugar en una dirección perpendicular a la dirección de propagación y no existe simetría rotacional alrededor de la dirección de propagación. Esta falta de simetría se llama "polarización". El fenómeno de polarización, al existir, es la evidencia que las ondas de luz son ondas transversales.

Si, verdaderamente, cada onda de luz es una vibración transversa, es razonable preguntar si existe tal cosa como "luz sin polarizar". Tomando una por una, cada onda resulta completamente polarizada; pero la totalidad de una fuente que produce millones de tales ondas, cada una con una orientación al azar de su polarización, tiene simetría rotacional; consecuentemente actúa, como uno se puede imaginar, un haz de luz sin polarización.

El fenómeno de polarización aparece cuando se introduce algún elemento que produce, en el rayo, una asimetría cerca de la dirección de propagación.

En la representación formal de ondas de luz, por la teoría electromagnética de radiación, la vibración transversa se construye de dos vibraciones mutuamente perpendiculares: una vibración eléctrica y una vibración magnética. El plano definido por la vibración eléctrica y la dirección de propagación es el "plano de polarización".

La polarización se presta a una representación vectorial en que la dirección de la vibración eléctrica puede considerarse como un vector perpendicular a la dirección de propagación. La luz normal, "sin polarización", puede considerarse con resolución en dos vectores de polarización, perpendiculares entre sí.

C2 - PRODUCCION DE LUZ POLARIZADA.

(a) POLARIZACION POR REFLEXION.

La fracción de luz transmitida y reflejada en una interfase de dos dieléctricos depende el ángulo de incidencia, del ángulo de refracción y la orientación del vector de polarización relativa al plano de incidencia. El vector de polarización puede ser paralelo al plano de incidencia (un vector-p o un vector- π), o perpendicular al plano de incidencia (un vector-s o un vector- σ , del alemán senkrecht).

En un pasaje individual de un medio dieléctrico a otro, las intensidades de las componentes paralela y perpendicular se dan por las ecuaciones de Fresnel:

Reflectancia de la componente perpendicular:

$$R_{\sigma} = \frac{\text{sen}^2(i-r)}{\text{sen}^2(i+r)} \quad \dots (C1)$$

Transmitancia de la componente perpendicular:

$$T_{\sigma} = 1 - \frac{\text{sen}^2(i-r)}{\text{sen}^2(i+r)} \quad \dots (C2)$$

Reflectancia de la componente paralela:

$$R_{\pi} = \frac{\text{tan}^2(i-r)}{\text{tan}^2(i+r)} \quad \dots (C3)$$

Transmitancia de la componente paralela:

$$T_{\pi} = 1 - \frac{\text{tan}^2(i-r)}{\text{tan}^2(i+r)} \quad \dots (C4)$$

En estas ecuaciones, i es el ángulo de incidencia; r el ángulo de refracción; y además i y r se relacionan con la ley de Snell.

De la ecuación (C3) se ve que cuando $i+r = 90^\circ$, la reflectancia de la componente paralela vale cero. Por tanto, en este ángulo, llamado ángulo de Brewster, se elimina la componente paralela de la luz incidente sin polarización; en este ángulo, entonces, la luz se refleja como luz polarizada plana.

Cuando la luz pasa de un medio con índice de refracción n a otro con índice n_2 , el ángulo de Brewster se da por:

$$\text{tan } i = \frac{n_2}{n_1} \quad \dots (C5)$$

La mayoría de la luz reflejada en el ángulo de Brewster esta polarizada elípticamente, en aparente desacuerdo con la teoría; la elipse resultante es muy alargada, pero la luz no esta polarizada linealmente.

Cuando se usan superficies líquidas recién formadas, la elipse es aun mas delgada, es decir, los resultados estan mas cercanos a la teoría. Este ligero residuo elíptico se achaca al efecto de tensión superficial en el arreglo molecular cerca de la superficie. El estudio de la polarización en el ángulo de Brewster ha sido la base de investigaciones sobre las propiedades de películas; el instrumento usado es el elipsómetro.

Vemos, de la ecuación (1), que en el ángulo de Brewster la reflectancia es mayor para una diferencia mas grande entre el ángulo de incidencia y el ángulo de refracción. Esto significa que la reflectancia en el ángulo de Brewster es mayor para un índice de refracción más grande. Para un medio incidente compuesto de aire, el ángulo de Brewster y la reflectancia se tabulan para medios con índices de refracción diferentes en el cuadro C1.

Se puede ver, por medio de la ecuación (C4) que la transmitancia de la componente paralela a través de una ventana es 1.0 en el ángulo de Brewster. La transmitancia de la componente perpendicular es menor por una pequeña cantidad; pero nunca es cero (vea cuadro C1).

Así, si se hace incidir luz no polarizada sobre una placa dieléctrica en el ángulo de Brewster, la luz transmitida sera parcialmente polarizada. Para una placa individual el efecto sera pequeño; sin embargo, para un número mayor de placas, el efecto aumenta considerablemente.

El cociente de intensidades de las componentes perpendicular y paralela por m placas se da por:

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \left(\frac{2n}{n^2+1} \right)^{4m} \dots (C6)$$

Para un monton de placas separadas muy poco, la ecuación C6 da un pronóstico optimista de funcionamiento, porque el cálculo ignora reflexiones multiples.

(b) POLARIZACION POR DICROISMO.

Existen muchos minerales que exhiben un fenómeno llamado pleocroismo. Estos minerales son cristales de los sistemas tetragonal, hexagonal (uniaxial), ortorhombicos, monoclinicos y triclinicos (biaxiales) que cuando se ven en luz polarizada muestran un cambio en color de acuerdo a la orientacion del plano de vibracion relativa al cristal. En algunos casos, la luz vibrando en una direccion puede ser sin color, mientras que la luz vibrando en ángulo recto puede ser de color. En otros ejemplos, la luz vibrando en una direccion transmite un color completamente diferente de la luz vibrando en la direccion perpendicular; este fenómeno se llama dicroismo o absorción selectiva.

CUADRO C1

INDICE DE
REFRACCION

ANGULO DE
BREWSTER

REFLECTANCIA EN
EL ANGULO DE BREWSTER

1.5	56°19'	0.148
1.6	58°00'	0.192
1.7	59°32'	0.236
1.8	60°57'	0.282
1.9	62°14'	0.321
2.0	63°26'	0.360
2.2	65°33'	0.432
2.4	67°23'	0.496
2.6	68°58'	0.551
2.8	70°21'	0.599
3.0	71°34'	0.640
3.2	72°39'	0.676
3.4	73°37'	0.707
3.6	74°29'	0.734

CUADRO C1

INDICE DE REFRACCION	ANGULO DE BREWSTER	REFLECTANCIA EN EL ANGULO DE BREWSTER
1.5	56° 19'	0.148
1.6	58° 00'	0.192
1.7	59° 32'	0.236
1.8	60° 57'	0.282
1.9	62° 14'	0.321
2.0	63° 26'	0.360
2.2	65° 33'	0.432
2.4	67° 23'	0.496
2.6	68° 58'	0.551
2.8	70° 21'	0.599
3.0	71° 34'	0.640
3.2	72° 39'	0.676
3.4	73° 37'	0.707
3.6	74° 29'	0.734

El dicroísmo suministra un modo de conseguir luz polarizada. El mineral dicroico mas conocido es la turmalina. Cuando luz ordinaria pasa por una tajada delgada de turmalina, se encuentra que la luz transmitida esta polarizada. La intensidad de la luz puede variarse girando un segundo cristal enfrente del primero. Cuando un cristal es perpendicular al otro, no se transmite ninguna luz.

Debido a que los cristales de turmalina son de color, y estan limitados en tamaño, no se usan en los instrumentos ópticos como polarizadores.

Un cristal sintético que exhibe dicroísmo es el descubierto por Herapath: sulfato de quinina periodida, ahora llamado herapatita. Herapath dedico' algun tiempo intentando hacer crecer cristales lo bastante grandes para ser útiles en instrumentos ópticos. Obtuvo algunos; pero muy delgados y frágiles.

Un invento de Land permite obtener grandes hojas polarizadoras incorporando cristales sintéticos, microscópicos, de herapatita, dentro de hojas de plástico. Los cristales normalmente quedarían distribuidos al azar; pero Land también descubrió que los cristales podrían orientarse en una dirección común en las hojas de plástico, estirando las hojas de plástico que contienen los cristales o "arrugando" las hojas. Los cristales dentro de la hoja son de un micrón de largo y una pequeña fracción de micrón de ancho.

Para que los polarizadores dicroicos sean útiles, debe ser muy diferente el coeficiente de absorción de los dos polarizadores. En los modernos, el cociente entre ellos ha llegado a ser tan grande como cien. La transmitancia de un polarizador como función de la longitud de onda se exhibe en la figura C1.

(c) POLARIZACION POR DOBLE REFRACCION.

Los materiales transparentes caen en dos categorías:

- i) Medios isotrópicos en los cuales la velocidad de transmisión, es decir, el índice de refracción, es independiente del plano de polarización.
- ii) Medios anisotrópicos en los cuales el índice de refracción, en general, depende del plano de polarización. Se dice que los medios anisotrópicos son birefringentes.

Los medios isotrópicos incluyen gases, sólidos no cristalinos (sin propiedades "elásticas"), líquidos y cristales de sistemas cubicos. Los anisotrópicos incluyen cristales de los sistemas tetragonal, hexagonal, ortorhombico, monoclinico y triclinico, y materiales "elásticos".

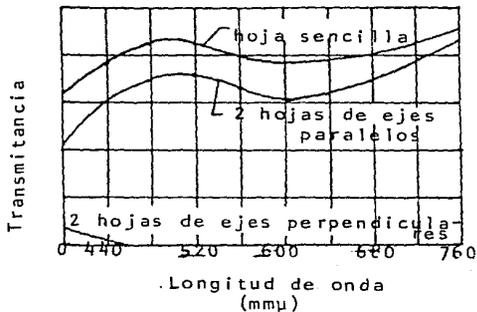


Fig. C1. Transmittancia de la hoja Polaroid HN - 38

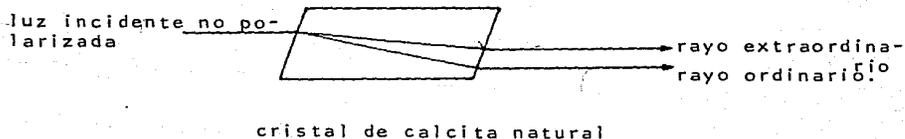


Fig. C2. Doble refracción a través de un cristal anisotrópico.

En general, un haz de luz transmitido por un cristal anisotropico se refracta dos veces, asi, el haz se divide en dos haces, cada uno de los cuales esta polarizado linealmente en angulo recto con respecto al otro. La figura C2 ilustra como ocurre esto.

En tales medios anisotropicos existen una o dos direcciones en las que la luz se transmite sin sufrir doble refraccion. Una substancia que tiene una de tales direcciones se dice que es uniaxial. Estos materiales son cristales tetragonales o hexagonales. Las substancias que tienen dos direcciones donde no se efectua la doble refraccion se dice que son biaxiales. La(s) direccion(es) en que no hay doble refraccion se llama el eje optico; debe enfatizarse que el eje optico no es una linea, sino una direccion.

En un medio anisotropico, uno de los rayos en los cuales se divide el haz de luz, obedece la ley de refraction de Snell; este rayo se llama rayo ordinario. El otro rayo no obedece la ley de Snell y se llama rayo extraordinario, por lo mismo. Este rayo extraordinario puede tener un indice de refraccion mayor o menor que el del rayo ordinario.

El indice de refraccion de un material anisotropico depende del plano de polarizacion, consecuentemente, proporciona un modo de aislar una polarizacion de otra en luz incidente no polarizada; asi se puede tomar ventaja de la dependencia de la polarizacion-dispersion que en forma natural ocurre en medios anisotropicos, para obtener luz polarizada.

El metodo clasico de realizar el aislamiento de un plano de polarizacion, se basa en un invento optico hecho de un cristal de calcita, el prisma de Nicol, ilustrado en la figura C3. Los indices de refraccion para la luz de sodio, en calcita, del rayo ordinario, el extraordinario y el cemento de balsamo son 1.6585, 1.4864 y 1.54, respectivamente.

Se ve que el cemento tiene un indice de refraccion entre los valores correspondientes para los rayos ordinarios y extraordinarios, asi, el rayo extraordinario se refractara en la capa de cemento de balsamo para pasar al cristal; pero, el rayo ordinario, sobre un rango angular apreciable, sera totalmente reflejado fuera de la direccion del haz. El angulo critico para reflexion total del rayo ordinario corresponde a un angulo de quince grados, poco mas o menos, fuera del prisma; lo cual significa que el prisma de Nicol no es un polarizador efectivo cuando el haz es muy convergente o muy divergente.

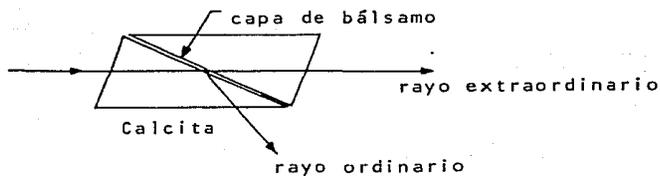
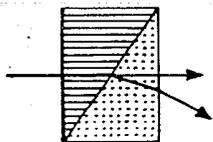
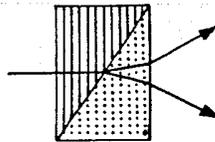


Fig. C3. Prisma de Nicol



Prisma de Rochon



Prisma de Wollaston

Fig. C4. Prismas de Rochon y Wollaston

Tambien el rayo extraordinario tiene un limite, mas alla del cual es totalmente reflejado. Esto se debe a que el indice de refraccion de la calcita varia con la direccion; en cierto angulo al balsamo tendra un indice de refraccion menor que el del rayo extraordinario. Por esto, el prisma se corta de tal forma que el angulo externo limite, para los rayos extraordinario y ordinario, es aproximadamente igual a 15°. La direccion de la luz incidente sobre un prisma de Nicol esta limitada por un lado, para evitar la transmision del rayo ordinario y, por el otro, para evitar tener un rayo extraordinario totalmente reflejado.

Se pueden usar dos prismas para separar polarizacion mutuamente perpendicular, en lugar de eliminar una; por ejemplo, los prismas de Rochon y los prismas de Wollaston, mostrados en la figura C4. En el primer caso, el rayo ordinario no se desvia, mientras que el extraordinario si. En el prisma de Wollaston ambos rayos se desvian.

(d) POLARIZACION POR DESPERDIGAMIENTO.

Cuando un haz de luz se pasa por una suspension de particulas pequenas, la luz se desperdigara por las particulas. Si las particulas son mucho mas pequenas que la longitud de onda de la luz, la luz desperdigada sera plano-polarizada, con el plano de polarizacion, estando perpendicular al plano definido por la direccion de propagacion y linea de vision. Si la luz incidente esta polarizada en un plano, ninguna luz se desperdiga paralelamente al plano de polarizacion.

Para las particulas mucho mas pequenas que la longitud de onda, la polarizacion se completa en angulo recto con la direccion de propagacion y el grado de polarizacion se da por:

$$P = \frac{\text{sen}^2 \theta}{1 + \text{cos}^2 \theta} \quad \dots \quad (C7)$$

el angulo θ vale cero cuando la fuente se observa directamente y 180°, cuando el observador se encuentra en la fuente. A medida que crece el tamaño de las particulas, la direccion de maxima polarizacion, generalmente, se corre hacia 180°, para esferas transparentes y, hacia 0° para esferas absorbentes; pero, para particulas mayores, la conducta es irregular y una aplicacion exacta de la teoria es necesaria para realizar pronosticos.

Para diferentes longitudes de onda, la maxima polarizacion sucede en diferentes angulos. Cuando se observa luz desperdigada, a traves de un polarizador, se observa un fenomeno, complicado, de color, llamado policromismo. El desperdigamiento de la luz puede tambien atribuirse a pequenas fluctuaciones de densidad en gases y liquidos o a la anisotropia optica de los solidos.

El desperdigamiento de la luz solar por las moléculas del aire origina la polarización de la luz del cielo. La máxima polarización se produce a 90° lejos de la dirección del Sol; esta propiedad la usó Pfund en su invento para un instrumento de navegación, especialmente adecuado para las regiones polares con sus largos crepusculos (twilights).

Este invento ya lo habían hecho las abejas y llevado a la práctica; demostrando como usar este fenómeno en la navegación.

(e) POLARIZACION POR EMISION.

Por las leyes de Kirchhoff, la emisividad de un cuerpo es igual a sus propiedades de absorción, para cualquier longitud de onda, cualquier ángulo de incidencia y para cualquier acimut de polarización. En cualquier ángulo de incidencia, excepto la normal, la reflectancia, y por ende la absorción de un cuerpo depende del acimut de la polarización de la radiación incidente. Por consiguiente, no es sorprendente, que la luz emitida, en ángulo oblicuo, por un cuerpo caliente, sea parcialmente polarizada.

Para sustancias naturales pleocroicas, como la turmalina, la absorción depende del acimut de la polarización, de la luz incidente aun cuando esta cae normalmente, tanto que la turmalina conserva esta propiedad en incandescencia; realmente radia luz polarizada cuando se ve perpendicularmente.

Cuando los electrones se mueven, por un medio que tiene un índice de refracción n , con una velocidad mayor que c/n , entonces se observa la radiación de Cerenkov. Esta radiación se propaga dentro de un cono cuyo eje es la dirección del movimiento del electrón. El vector eléctrico de esta radiación cae en el plano definido por la dirección del movimiento del electrón y la dirección de propagación de la radiación.

En ausencia de campos externos, las líneas espectrales no están polarizadas; sin embargo, varios fenómenos de polarización se observan en los campos externos. Las líneas espectrales emiten en un campo magnético, H , y se dividen en componentes. Esta separación es el efecto Zeeman y las varias componentes Zeeman están polarizadas. Estas componentes desplazadas por el efecto Zeeman si se ven perpendicularmente al campo están linealmente polarizadas perpendicular al campo y la componente central, sin desplazamiento, está linealmente polarizada paralela al campo. Cuando las componentes Zeeman se ven paralelas al campo, las componentes desplazadas están polarizadas circularmente y falta la componente sin desplazamiento. La orientación de esta componente circular es como se muestra en el cuadro C2.

Cuando las líneas espectrales se emiten en un campo eléctrico fuerte, también se separan; este es el efecto Stark. Cuando se ven perpendiculares al campo, entonces solamente aparecen componentes polarizadas perpendiculares al campo.

CUADRO C2

ORIENTACION DE LA POLARIZACION CIRCULAR

	Campo hacia el observador	Campo alejandose del observador
Componente con la longitud de onda mas larga	derecha	izquierda
Componente con la longitud de onda mas corta	izquierda	derecha

La luz emitida como luminiscencia por gases, liquidos o solidos puede exhibir fenomenos muy complicados de polarizacion. Por ejemplo, mientras que se espera que la fluorescencia de cristales anisotropicos podria estar polarizada (a veces lo esta), es algo sorprendente que la fluorescencia de cristales cubicos excitados por luz ultravioleta polarizada tambien esta polarizada.

El grado de esta polarizacion depende de la longitud de onda excitante y la orientacion del cristal, relativa al plano de polarizacion. Esta dependencia angular del grado de polarizaion ha sido usada para establecer la orientacion de los centros de color de luminiscencia en ciertos cristales ionicos "puros". Estos fenomenos de emision polarizada han sido explicados con la mecanica cuantica clasica.

Ha sido observado que la luz de algunas estrellas tiene polarizacion plana; el grado de polarizacion es relativamente pequeno, desde un pequenisimo porcentaje hasta, mas o menos, un 8%. El medio de polarizacion es el formado por nubes interestelares de particulas sin simetria y que se encuentran uniformemente alineadas por el campo magnetico de la Galaxia. Consecuentemente, en general, la polarizacion es mayor a bajas latitudes galacticas que altas, porque el material interestelar se concentra en el plano galactico.

Las ondas perpendiculares que tienen una permanente relacion de fase, una con otra, muestran fenomenos interesantes, entre ellos la polarizacion eliptica y circular. Brevemente, para producir luz que este polarizada eliptica o circularmente, solamente es necesario establecer una diferencia permanente de fase entre dos haces polarizados que hagan un angulo recto.

C3 - ACTIVIDAD OPTICA.

Cuando un haz de luz polarizada plana pasa por alguna substancia, la luz permanece plano-polarizada, pero el plano de polarizacion gira una cantidad proporcional a la longitud de la trayectoria a traves del material. Esta propiedad es la llamada rotacion natural y es diferente de la rotacion magnetica.

Algunos materiales son activos solamente en su estado cristalino, la actividad de ellos se debe a la estructura del cristal. Otras substancias son activas en solucion, como liquidos y como gases, en estos la actividad optica se origina por la estructura asimetrica de la molecula. Por lo tanto, hay substancias opticamente activas entre los solidos, los liquidos y los gases.

Las moléculas que no tienen planos, ni centros de simetría, consecuentemente rotarán el plano de polarización. Tales moléculas pueden existir en dos formas, una siendo la imagen-espejo de la otra; las dos formas se llaman antipodas ópticas (raramente) o enantiomorfas y tienen propiedades físicas y químicas iguales, excepto las propiedades sensibles a la dirección, en esta forma, las rotaciones ópticas de las enantiomorfas son de igual cantidad, pero diferente dirección.

Las reacciones de las enantiomorfas con moléculas simétricas son iguales; pero sus reacciones con moléculas asimétricas se efectúan a diferentes tasas. Las mezclas de cantidades iguales de dos sustancias enantiomorfas se llaman mezclas racémicas y no muestran ninguna actividad óptica.

La rotación natural puede llevarse a cabo en ambos sentidos: hacia la derecha, positiva, diestra o simplemente d es una rotación en el sentido de las manecillas de un reloj, para un observador mirando en la dirección de propagación. La rotación opuesta, es izquierda, negativa, levo, o simplemente l.

Las sustancias que exhiben actividad óptica son dextrogiros o levogiros, dependiendo de que produzcan una rotación derecha o izquierda del plano de polarización.

Una sustancia que es dextrogiro a lo largo de algún eje, permanecerá dextrogiro, no importa en qué dirección se vea al eje; en este sentido, el material dextrogiro se parece al tornillo derecho. Así, invirtiendo la trayectoria de la luz, a través del grosor de la sustancia activa, se elimina la rotación.

La rotación de luz plano-polarizada puede obtenerse mecánicamente; los cilindros de gelatina retorcida exhiben actividad óptica. Los cristales líquidos del tipo nemático, no son ópticamente activos, en forma natural; pero se puede conseguir que ellos giren el plano de polarización, poniéndolos entre placas de vidrio y retorciendo una placa con relación a la otra; se produce una deformación de tornillo y el material se vuelve activo.

Los cristales líquidos del tipo esméctico son extraordinariamente activos ópticamente, capaces de producir rotaciones hasta de doscientas vueltas del plano de polarización, en un milímetro.

La cantidad de rotación en las soluciones es proporcional a la concentración de sustancia activa y a la longitud de la trayectoria. La rotación específica de una rotación es igual a la rotación producida en una trayectoria de diez centímetros de largo dividida por las concentraciones de sustancia activa, en gramos de sustancia por centímetro cúbico de solución. La rotación molecular es la rotación específica multiplicada por el peso molecular.

La proporción de rotación óptica a la concentración de substancia activa ha dado origen a la rama de análisis químico llamada polarimetría y, cuando se aplica particularmente a los azúcares: sacarimetría. La relación entre concentración y rotación óptica no es estrictamente lineal. Estos son efectos no lineales de la concentración, de los solventes, de las sales y de los efectos originados por cambios espontáneos de la estructura molecular (mutarotación).

La actividad óptica puede explicarse como la rotación progresiva del azimut de fácil constricción de un oscilador complejo en la substancia activa.

Fresnel sugirió que la luz plano-polarizada es un medio ópticamente activo que puede considerarse como descompuesto en dos componentes: un haz de orientación izquierda polarizado circularmente y otro haz de orientación derecha polarizado circularmente, cada uno de los cuales se propaga con una velocidad diferente. Al recombinarse, después de pasar por el medio, habrá una diferencia de fase entre las componentes de orientación izquierda y derecha y pareciera que el plano de polarización ha sido girado.

Muy pequeñas diferencias en velocidades, por tanto, muy pequeñas diferencias en el índice de refracción, producirán rotaciones ópticas considerables. La rotación óptica en radianes, ϕ , producida por la diferencia de índices, dn , en una trayectoria l , se da por:

$$\phi = \pi \frac{dn}{d\lambda} \dots (c8)$$

Fresnel ideó un experimento para demostrar esta diferencia en el índice de refracción, algunas veces llamada birefringencia alogrica.

En algunos materiales ópticamente activos ocurre una absorción desigual de las componentes de orientación izquierda y derecha; este fenómeno se llama dicroísmo circular y, también después de su descubrimiento: efecto "cotton" o "efecto de algodón".

Debido a la absorción diferente, la rotación óptica varía con la longitud de onda, de un modo que depende fuertemente de la estructura de la molécula activa.

El efecto "Cotton", como evidenciado por la variación de la dispersión óptica con la longitud de onda, ha sido aplicado con considerable éxito para la solución de problemas difíciles de química, como determinación estructural, asignaciones esteroquímicas y análisis.

En la ausencia de los efectos de absorción desigual descritos arriba, la rotación óptica varía inversamente como el cuadrado de la longitud de onda, consecuentemente aumenta hacia las longitudes de onda mas cortas.

CONCLUSIONES

La intención de esta tesis fue describir las propiedades de los prismas, dejando a un lado las rejillas de difracción, ya que su descripción sería muy larga y fuera del tema principal. Tres fueron las propiedades de los prismas que se describieron:

- i) como agente dispersor
- ii) como reflector
- iii) como polarizador

A la primera propiedad se le dió mayor peso, por su gran aplicación en espectrógrafos ópticos; girando la discusión en espectrógrafos astronómicos donde se vió que la principal limitación en estos instrumentos proviene de las fuentes luminosas (cuerpos celestes) por ser objetos muy débiles.

La idea que nos llamó más la atención fue la originada por Ch. Féry. Consiste en emplear un prisma cilíndrico de tal forma que esta componente óptica funciona simultáneamente como colimador, cámara y agente dispersor. Consecuentemente, con este prisma se puede construir un espectrofotómetro muy eficiente porque se minimizan las pérdidas de luz por reflexión y refracción. Si además, la placa fotográfica se substituy por un detector moderno, como el diseñado y construido en México, el MEPSICRON, un super-contador de fotones, o un CCD (charge-couple device) comercial, actualmente muy caros. Entonces el instrumento se convierte en un aparato que puede competir a nivel internacional con equipo que actualmente se está utilizando en otros centros astronómicos de todo el mundo. La ventaja de este tipo de espectrofotómetro es que se puede construir totalmente en México, a bajo precio.