

## **Capítulo 2 Instrumentos ópticos. Características generales**

### **2.1 Clasificación**

Si no se cuentan entre los instrumentos ópticos los aparatos que tienen por objeto el estudio de la luz, espectrógrafos (determinación de longitudes de onda), fotómetros (medida de intensidades luminosas) i refractómetros (medida de los índices de refracción), el resto se puede clasificar en dos grupos principales.

#### **2.1.1 Instrumentos objetivos o de proyección**

Son instrumentos que dan imágenes reales y se caracterizan por su aumento lineal. Estos instrumentos son: el sistema de proyección y la cámara fotográfica.

#### **2.1.2 Instrumentos subjetivos u oculares**

Son instrumentos de observación que dan imágenes virtuales de objetos reales o de imágenes intermedias reales proporcionadas por los objetivos.

Estos instrumentos de observación se caracterizan por su potencia y su poder separador.

- a) Las lupas y los microscopios están destinados a aumentar las dimensiones aparentes de los objetos cercanos.
- b) Los anteojos de larga vista y los telescopios permiten observar objetos que se encuentran en el infinito (astros) o simplemente alejados.

### **2.2 Parámetros característicos**

Antes de abordar el estudio particular de cada instrumento, conviene definir de manera general los parámetros característicos propios de todos los instrumentos ópticos. Estos parámetros se pueden clasificar de la siguiente manera:

**1. Aumento lateral, potencia y aumento visual:** Estos parámetros permiten comparar las dimensiones lineales o angulares de la imagen y del objeto, independientemente de la limitación de los haces útiles.

**2. Campo:** Define la porción de espacio objeto del que el instrumento da imágenes satisfactorias, dependiendo de la limitación de los haces útiles.

**3. Claridad:** Permite comparar las magnitudes fotométricas de la imagen y del objeto, dependiendo de la limitación de los haces útiles.

**4. Poder separador:** Mide la capacidad de un instrumento para percibir los pequeños detalles de un objeto, dependiendo de la limitación de los haces útiles.

Veamos con más detalle cada uno de estos parámetros característicos:

## 2.3 Aumento

En el caso en el que el objeto está a una distancia finita, se definen los parámetros siguientes:

### 2.3.1 Aumento lateral

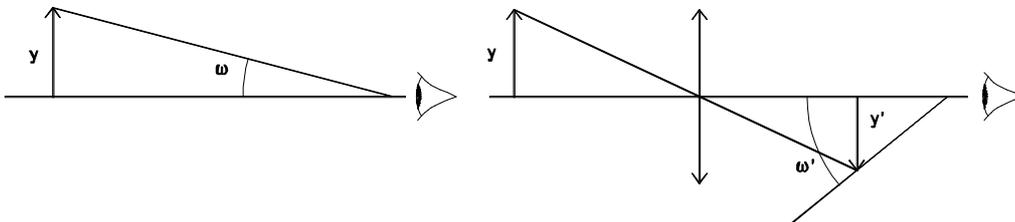


Fig. 2.1

Es la relación entre una dimensión lineal de la imagen y la dimensión correspondiente al objeto. El resultado es un número sin dimensiones que se utiliza sobre todo en los sistemas ópticos objetivos:

$$m' = \frac{y'}{y} \quad (2.1)$$

### 2.3.2 Potencia

Es el cociente entre los números que miden las dimensiones aparentes de la imagen y los que miden la longitud real y del objeto. No se debe confundir con el concepto de potencia difundido en óptica geométrica (inversa de la distancia focal).

$$P = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{y}$$

La potencia mide, por lo tanto, las dimensiones aparentes de la imagen de un objeto de longitud unitaria. Se expresa en dioptrías cuando las longitudes se miden en metros y  $\omega'$  en radianes.

### 2.3.3 Aumento visual

Es la relación entre las dimensiones aparentes de la imagen, obtenidas a través del instrumento, y las del objeto observado por el ojo:

$$M = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega}$$

$$\text{si } \operatorname{tg} \omega' = P y \quad \text{y} \quad \operatorname{tg} \omega = \frac{y}{d}$$

entonces obtenemos:

$$M = \frac{P y}{\frac{y}{d}} = P d$$

El aumento visual, como la potencia, interviene en los instrumentos subjetivos (lupas, oculares positivos, microscopios...). El aumento visual (número sin dimensiones) representa el beneficio que tiene para el ojo hacer uso del instrumento, ya que  $\operatorname{tg} \omega$  y  $\operatorname{tg} \omega'$  son proporcionales a las magnitudes lineales retinianas correspondientes. Es un número abstracto que depende del instrumento y del observador. Este es un número no intrínseco, mientras que la potencia  $P$  es constante. Por ello y para tener valores de  $M$  comparables para los distintos instrumentos, es necesario fijar un valor determinado para  $d$ , que suele ser el de las mejores condiciones de visión para el ojo desnudo emélope.

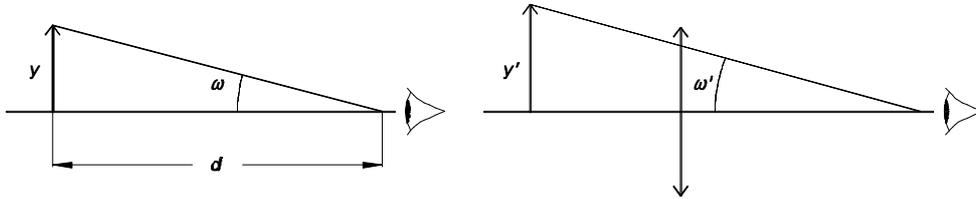


Fig. 2.2

Se toma convencionalmente  $d = 0,25 \text{ m}$ , lo que da lugar a la definición de aumento visual comercial o convencional:

$$M = P \cdot 0,25 = \frac{P}{4}$$

Si la distancia  $d$  entre el ojo y la imagen es igual a la distancia a que se observaría el objeto con el ojo desnudo, el aumento visual se confunde con el aumento lateral, (Fig. 2.3):

$$m = \frac{y'}{y} = \frac{d' \operatorname{tg} \omega'}{d' \operatorname{tg} \omega} = M$$

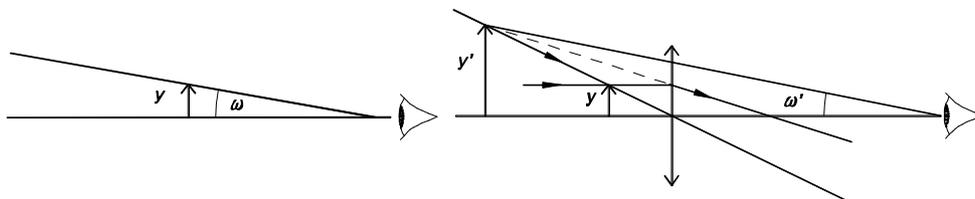


Fig. 2.3

Pero, en general, no se debe confundir nunca estos dos términos.

En el caso de que el objeto está en el infinito (telescopio), evidentemente solo se puede definir el aumento visual como la relación entre las dimensiones aparentes de la imagen vista a través del instrumento y del objeto, visto por el ojo desnudo.

$$M = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega}$$

Es el más adecuado ya que los ángulos  $\omega$  y  $\omega'$  son proporcionales a las magnitudes lineales retinianas correspondientes.

## 2.4 Campo

Es importante, antes de utilizar un instrumento óptico, el saber cómo intervienen las aperturas de dimensiones y posiciones conocidas para poder:

1. Limitar el tamaño del haz luminoso útil que se examina emitido por un punto del objeto (pupilas).
2. Limitar el espacio o campo que comprende los puntos ópticamente reproducidos por el instrumento (lucarnas).
3. Definir la calidad de las imágenes observadas.

A causa de los diafragmas y las monturas dispuestas en el instrumento, el haz imagen efectivo del trayecto de la luz es el único que se utiliza y es más estrecho que el haz original incidente. Para conocer el diámetro del haz útil, procedente de  $A$  y que va a parar a su conjugado  $A'$  después de haber atravesado el sistema, se buscará por el principio de reversibilidad de la luz las imágenes (reales o virtuales) en el espacio objeto de todas las aperturas de los diafragmas que puedan limitar el haz luminoso.

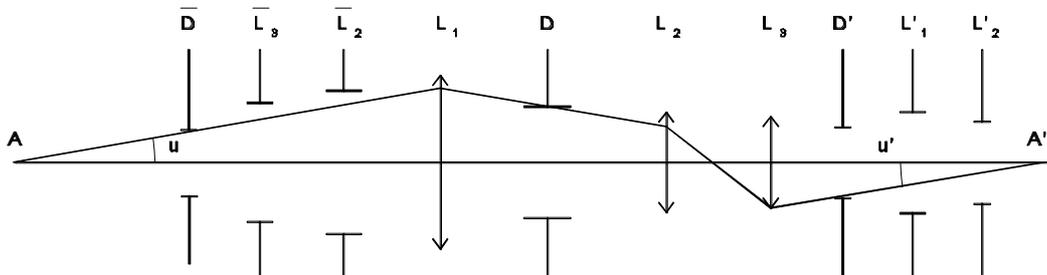


Fig. 2.4

Por ejemplo, en la figura 2.4,  $\bar{O}$  es la imagen (denominada pupila objeto) del diafragma  $D$ , formada en el espacio objeto por la parte del sistema situado delante de  $D$ . Dicho de otro modo, un diafragma idéntico a  $\bar{O}$ , situado en el espacio objeto, tiene su imagen formada en  $D$  por las partes del sistema que se encuentran entre el espacio objeto y  $D$ .

Un rayo luminoso que pasa por el extremo de  $\bar{O}$  pasa también por el extremo de  $D$ . El haz, que se supone de revolución alrededor del eje, se define generalmente en el espacio objeto e imagen por los semiángulos de apertura  $\bar{\alpha}$  y  $\bar{\alpha}'$ .

Cuando las imágenes de todos los diafragmas se han formado en el espacio objeto, se puede encontrar la apertura efectiva del haz que, procedente de  $A$ , será transmitido a través del sistema. La apertura efectiva será la más pequeña vista desde  $A$ , o sea, la que subtiende el ángulo  $\bar{\alpha}$  más pequeño. A este diafragma ficticio se le denomina pupila de entrada,  $PE$ , del instrumento respecto al punto objeto  $A$ .

Todos los rayos que provienen de  $A$  y que atraviesan la  $PE$  son transmitidos por todos los diafragmas intermedios.

#### 2.4.1 Diafragma de apertura. Pupila de entrada. Pupila de salida

La pupila de entrada  $PE$  es, por lo tanto, la pupila objeto vista desde el punto  $A$ , bajo el ángulo más pequeño. Esta corresponde al diafragma de apertura  $DA$  (los rayos incidentes que pasan por la  $PE$ , pasan por todas las pupilas objeto).

Si la  $PE$  es real, el haz útil no se modifica por la supresión del diafragma de apertura y la adición en el espacio objeto de un diafragma que substituye idénticamente la  $PE$ ; este diafragma es, al mismo tiempo, diafragma de apertura y  $PE$ .

Cada diafragma tiene también una imagen, denominada pupila de salida, formada en el espacio imagen a través de la parte del sistema situado detrás de este. Esta imagen que se ve de  $A'$ , bajo el ángulo más pequeño  $u'$ , es la pupila de salida  $PS$ . Si el diafragma de apertura está en el espacio objeto se confunde con la pupila de entrada; si, en cambio, está en el espacio imagen se confunde con la  $PS$ .

La pupila de salida  $PS$  del espacio imagen es evidentemente la imagen conjugada de la pupila de entrada  $PE$  del espacio objeto y es la imagen más pequeña de todos los diafragmas cuando se miran desde el punto axial  $A'$ , que es la imagen de  $A$ .

Si nos alejamos del eje en el plano de  $A$ , la longitud del haz útil decrece por la influencia de los otros diafragmas. Sin embargo, cada punto de un objeto envía sobre el instrumento un cono luminoso que llega a la  $PE$  y cada punto de la imagen continúa recibiendo un cono luminoso que pasa por la  $PS$ .

La  $PE$  y la  $PS$ , y en consecuencia el diafragma de apertura, dependen en general de la pareja de puntos  $A$  y  $A'$  considerados.

Si una pupila está determinada en posición y tamaño ( $u$  conocida), el otro semiángulo de apertura  $u'$  viene

determinado en aproximación paraxial por la relación de Lagrange-Helmholz:

$$n y u = n' y' u'$$

Y, si los medios y los extremos son idénticos,  $n = n'$ , obtendremos la relación:

$$u = u' m$$

Si  $A$  está en el infinito, el radio de la  $PS$  es

$$R' = f' u'$$

Si  $A'$  está en el infinito, el radio de la  $PE$  es

$$R = f u$$

Una magnitud importante es la apertura relativa  $AR$ , que se define así:

$$AR = \frac{2R}{f'}$$

Algunos órdenes de magnitud de la apertura relativa son:

-Ojo con  $2R = 4 \text{ mm}$  para la pupila del ojo, y  $f' = 22,22 \text{ mm}$ :

$$AR = \frac{1}{5,5}$$

- Objetivos de anteojos:

$$AR \text{ de } \frac{1}{6} \text{ a } \frac{1}{8}$$

- Objetivos-espejos de telescopios:

$$AR \text{ de } \frac{1}{2} \text{ a } \frac{1}{6}$$

- Objetivos fotográficos: la  $AR$  es regulable. Puede alcanzar a la unidad.

Otra magnitud importante es la apertura numérica  $AN$ .

Para rayos no paraxiales en un sistema aplanático, se utiliza la relación de Abbe:

$$n \operatorname{sen} u = n' \operatorname{sen}' u'$$

donde  $n \operatorname{sen} u$  es la apertura numérica  $AN$  (puede sobrepasar la unidad en los objetivos de microscopios, ya que  $n > 1$  cuando se utilizan objetivos de inmersión).

Existen relaciones importantes entre el aumento visual y la potencia de los instrumentos visuales, con los diámetros  $D$  y  $D'$  de las pupilas:

para la lupa y el microscopio,

$$D' = \frac{2n \operatorname{sen} u}{P} = \frac{2 AN}{P} \quad (2.7)$$

para los anteojos,

$$D' = \frac{D}{M} \quad (2.8)$$

#### 2.4.2 Diafragma de campo. Lucarna de entrada. Lucarna de salida

Existe un diafragma que impide más que cualquier otro que los rayos de luz procedentes de puntos objeto fuera del eje lleguen al diafragma de apertura del sistema. Este diafragma se denomina diafragma de campo,  $DC$ .

Se denomina lucarna de entrada,  $LE$ , a la imagen del diafragma de campo en el espacio objeto a través de la parte del instrumento que lo precede; es decir, es la lucarna objeto (imagen en el espacio objeto de un diafragma visto desde el centro de la pupila de entrada bajo el ángulo más pequeño).

La  $LE$  se ve desde el punto objeto  $A$  bajo un ángulo superior al ángulo en que se ve la pupila de entrada.

Si el diafragma de campo estuviera en el espacio objeto, coincidiría con la lucarna de entrada; ello es frecuente en los oculares que tienen como  $LE$  su primera lente que, a su vez, hace de diafragma de campo para todo el instrumento del que forma parte.

El campo de iluminación plena es el que está limitado por el círculo de radio  $Q_p A$  (Fig. 2.5 (a)), situado en el plano objeto. El punto  $Q_p$  (Fig. 2.5 (a)), situado sobre un rayo que pasa por un mismo lado del eje por el borde de la pupila de entrada y por el de la lucarna de entrada, es el último punto que permitirá que el sistema funcione con plena apertura. Todos los rayos provenientes de todo punto de este campo, contenidos en el cono que tiene por base el contorno de la  $PE$ , pasan a través de la  $LE$ . El sistema funcionará con plena apertura.

El campo de iluminación media es el que está limitado por el círculo de la  $AQ_m$  (Fig. 2.6 (b)), donde  $Q_m$  está sobre el rayo principal, que pasa por el centro de la pupila de entrada y por el extremo de la lucarna de entrada; el sistema funcionará, entonces, con media apertura.

El campo de iluminación límite es el que está limitado por el círculo de radio  $Q_p A$  situado en el plano objeto. El punto  $Q_p$  (Fig. 2.6 (c)), situado sobre un rayo por una y otra parte del eje, por el borde de la pupila de entrada y por el de la lucarna de entrada, corresponde a un haz útil de amplitud nula. Este haz determina, en longitud y en el plano objeto, el campo utilizable de visión límite. El círculo de radio  $AQ_p$  limita el campo total donde debe encontrarse un punto para poder ser visto.

Los campos definidos en el plano objeto son reales y están determinados por los radios  $R$  ( $R_p$ ,  $R_m$ ,  $R_p$ ) de los respectivos círculos (campos lineales) cuando el plano objeto está a una distancia finita, o por los radios angulares o semiángulos de apertura  $\omega$  ( $\omega_p$ ,  $\omega_m$ ,  $\omega$ ), si está en el infinito o muy alejado.

El sistema trabaja con apertura reducida para los puntos comprendidos entre  $Q_p$  y  $Q_e$ . Estos puntos se encuentran en el campo de contorno, donde la claridad disminuye progresivamente a medida que nos alejamos de  $Q_p$ .

En el campo del contorno  $Q_p Q_e$ , la iluminación del plano imagen disminuye rápidamente hacia cero, y es muy molesto en la observación visual y para las imágenes fotográficas. Se suprime este campo cuando la  $LE$  está en el plano objeto, o más frecuentemente cuando en el plano de una imagen real intermedia se coloca un diafragma de campo del radio que nos convenga.

La lucarna de salida del instrumento,  $LS$ , es la imagen de la lucarna de entrada a través del instrumento; por tanto, es la imagen del diafragma de campo a través de la parte del sistema posterior a él. El ojo, situado en la lucarna de salida, ve el plano imagen como a través de una ventana.

En los instrumentos fotográficos, por ejemplo, se coloca el  $DC$  sobre la misma placa fotográfica; en

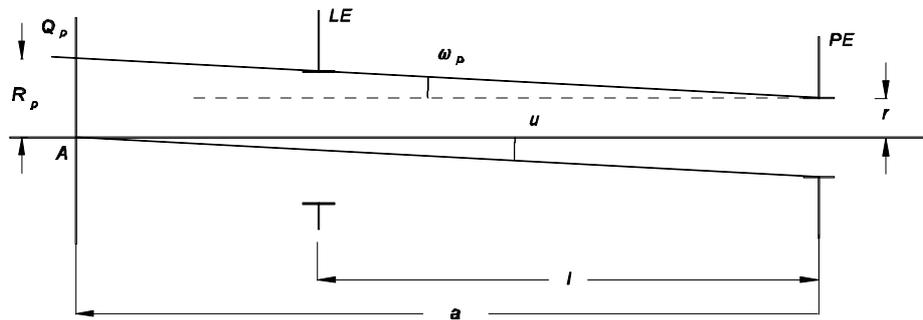


Fig. 2.5a

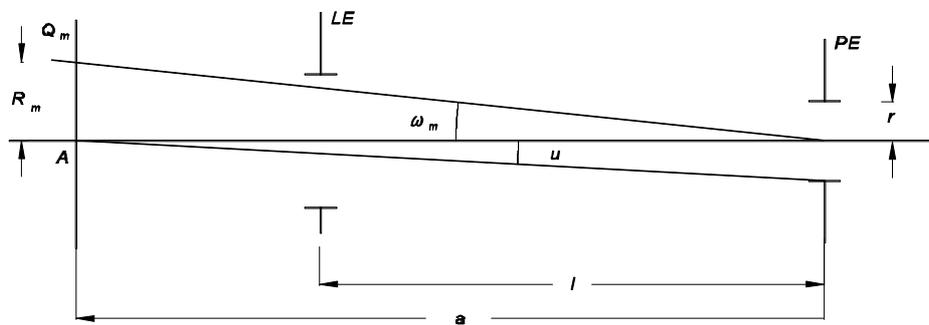


Fig. 2.5b

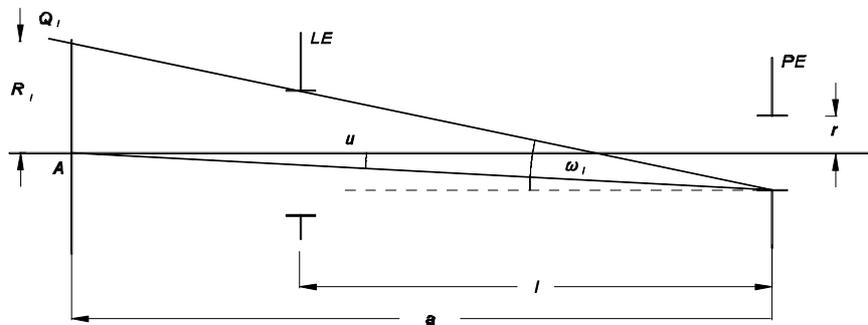


Fig. 2.5c

los proyectores de diapositivas, el objeto es el DC; y en los sistemas de observación directa se acostumbra a colocar un diafragma, con esta finalidad, sobre la posición de la imagen intermedia.

Los diafragmas de campo pueden ser circulares o rectangulares, dependiendo de la forma de campo

deseada. Se estudiarán con más detalle en cada tipo de instrumento.

Los campos aparentes del espacio imagen son los conjugados de los campos reales que acabamos de definir. Estos campos aparentes (de iluminación plena, total y media) se definen igualmente por los radios de sus círculos, cuando la imagen está a una distancia finita, o por sus radios angulares cuando el plano objeto está situado en el infinito.

### 2.4.3 Cálculo de campos

Si se designa por  $R$  el radio de la LE,  $r$  el radio la PE, por  $a$  la distancia del plano objeto a la PE y por  $l$  la distancia de la LE a la PE, en las figuras del espacio objeto triangulando (Fig. 2.5 (a,b y c)) se obtienen los radios lineales y angulares de los campos de iluminación plena, límite y media (los cálculos son análogos en el espacio imagen).

$$\frac{R_p - r}{a} = \frac{R - r}{l} \rightarrow R_p = r + (R - r) \frac{a}{l}; \quad R_l = (r + R) \frac{a}{l} - r; \quad R_m = R \frac{a}{l}$$

Si el plano objeto está situado en el infinito:

$$\operatorname{tg} \omega_p = \frac{R - r}{l}; \quad \operatorname{tg} \omega_l = \frac{R + r}{l}; \quad \operatorname{tg} \omega_m = \frac{R}{l}$$

Para el problema de la limitación de haces, hay dos ángulos que tienen una importancia capital: el ángulo de apertura  $u$  y el ángulo de campo total de visión  $\omega$ . Estos ángulos condicionan las aberraciones. Mientras que el ángulo de apertura depende de la posición del objeto, el ángulo de campo de visión es independiente de éste.

En el caso de los instrumentos subjetivos, igualmente se debe tener en cuenta la limitación de los haces luminosos por el ojo. Se puede considerar que la apertura central del iris es PE y PS del ojo. En función de la luz incidente su diámetro es de unos 2 mm durante el día, (luminancia superior a  $10^4$  nt); y de 8 a 10 mm para la luz débil (telescopio de noche, etc.); (luminancia  $\approx 10^{-5}$  nt).

Para la construcción de instrumentos que trabajan en condiciones de luz débil, se intentará hacer coincidir en un mismo plano la pupila de salida del aparato (denominada círculo ocular), con la pupila de entrada del ojo, de forma que no limite el campo del instrumento.

Sin embargo, la mayoría de veces la pupila de salida del conjunto instrumento-ojo es la pupila del ojo o el círculo ocular, según éste cubra entera o parcialmente la pupila del ojo. En el segundo caso, todo ocurre como si el ojo estuviese diafragmado artificialmente.

Si el radio del círculo ocular (disminuye si el aumento visual  $M$  aumenta) es igual al radio de la pupila del ojo, el aumento subjetivo del instrumento se denomina normal o equipupilar,  $M_e$ .

Si  $M > M_e$ , la pupila de salida es el círculo ocular (más pequeño que la pupila del ojo).

Si  $M < M_e$ , la pupila de salida es la pupila del ojo (más pequeña que el círculo ocular).

Si no se puede llevar a un mismo plano el círculo ocular y la pupila del ojo, uno se convierte en la pupila de salida del conjunto instrumento-ojo, mientras que el otro se comporta como una lucarna y se reduce el campo de visión. Este es el caso del anteojo de Galileo para el cual la pupila de salida, situada entre el objetivo y el ocular, evidentemente no puede hacerse coincidir con la pupila del ojo.

#### 2.4.4 Profundidad de enfoque

El enfoque es una operación preliminar a la observación de imágenes nítidas, que se consigue con la ayuda de instrumentos subjetivos. Consiste en llevar una imagen, por modificación de la posición del objeto o del objetivo o del ocular, a una distancia del ojo comprendida entre el punto remoto y el punto próximo del observador, considerando al ojo con todo el poder de acomodación. La distancia entre las posiciones extremas correspondientes al objeto, en estas condiciones, es la profundidad de enfoque o profundidad de campo del instrumento asociado al ojo.

Esta magnitud mide, por lo tanto, exactamente el desplazamiento sobre el eje que un espectador dado puede dar al objeto sin dejar de verlo nítido; esta profundidad se mide en milímetros para la lupa y en micras para el microscopio.

Sin embargo, interesa que la imagen definitiva, dada por los instrumentos subjetivos, se forme en el punto remoto del ojo que observa (en el infinito para un ojo emétrope), para evitar la acomodación.

#### 2.4.5 Profundidad de campo

Se define también para los instrumentos objetivos (fotográficos o de proyección) la profundidad de campo, que es la zona del espacio para la cual el aparato da una imagen aceptable. Esta definición es posible puesto que las tolerancias permitidas por el plano imagen conllevan las tolerancias de posición del objeto.

### 2.5 Claridad

#### 2.5.1 Magnitudes fotométricas

Antes de estudiar la luminosidad de los instrumentos, es necesario recordar algunas definiciones:

*Flujo radiante,  $N$ .* Energía emitida por un objeto en forma de radiación en la unidad de tiempo. Se mide en vatios.

*Eficiencia luminosa,  $V_\lambda$* . El ojo tiene distintas sensibilidades para las diferentes longitudes de onda. La longitud de onda que el ojo detecta mejor corresponde a 555 nanómetros (millonésimas de milímetro =  $10^{-9}$  metros) lo que da un color verde amarillento.

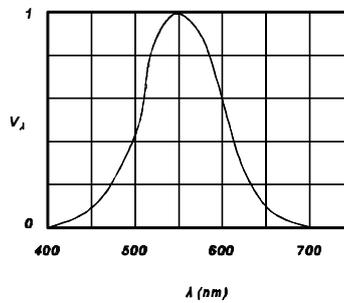


Fig. 2.6

Así, sobre un cuerpo blanco se envía, por ejemplo, 100 W de luz de 555 nm y 100 W de luz roja de 650 nm veremos el amarillo con más claridad (más luminoso). Para conseguir igual sensación de claridad se debe enviar 935 W de luz roja. Esto indica que el rojo es  $100/935 = 0,107$  veces menos luminoso que el amarillo.

Si se repite la misma experiencia para diferentes longitudes de onda, se puede establecer la curva de la eficiencia luminosa, como en la figura 2.6.

Tabla 2.1 Eficiencias luminosas para diferentes longitudes de onda

Longitud de onda ( $\lambda$ )	Eficiencia luminosa ( $V_\lambda$ )
400	0,0004
450	0,0380
500	0,3230
550	0,9950
600	0,6310
650	0,1070
700	0,0041
750	0,0001

*Flujo luminoso,  $F$* . Flujo energético multiplicado por la eficiencia luminosa, para la longitud de onda de que se trate, y multiplicado por 680:

$$F = 680 \phi V_g$$

La unidad es el lumen, *lm*. Una fuente que emite un vatio de luz de 555 nm corresponde a 680 lm de flujo luminoso. Con esta definición se asegura que una cierta cantidad de lúmenes de cualquier color producirá la misma sensación de claridad.

*Ángulo sólido, S*. Se supone una superficie pequeña de área *S* situada a una distancia *r* de un punto *O*. Sea  $\alpha$  el ángulo que forma *r* con la normal a la superficie. El ángulo sólido que subtiende la superficie *S* desde el punto *O* se define de la manera siguiente:

$$\Omega = \frac{S \cos \alpha}{r^2} \quad (2.10)$$

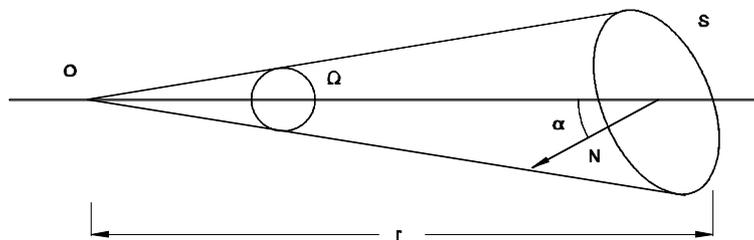


Fig. 2.7

El ángulo sólido se mide con estereoradianes (sr), y esta unidad es igual al ángulo sólido que subtiende la unidad de área ( $1 \text{ m}^2$ ) a la unidad de distancia (1 m).

*Intensidad luminosa, I*. Flujo emitido por un punto luminoso por unidad de ángulo sólido. Su unidad es la candela.  $1 \text{ cd} = 1 \text{ lm}/1 \text{ sr}$ :

$$I = \frac{F}{\Omega} \quad (2.11)$$

Por ejemplo, la intensidad de  $1 \text{ cm}^2$  de la superficie de un cuerpo negro llevado a la temperatura de fusión del platino de 2046 K es de 60 cd. Esta es la definición más habitual de candela en el laboratorio.

*Iluminación, E*. Flujo recibido por unidad de superficie. Su unidad es el lux.  
 $1 \text{ lx} = 1 \text{ lm}/1 \text{ m}^2$ :

$$E = \frac{F}{S} \quad (2.12)$$

Tabla 2.2 Valores comunes de iluminaciones

Superficies	Iluminación
S. normal a los rayos solares con atmósfera transparente	10 <sup>5</sup> lx
Salas de operaciones	10 <sup>4</sup> a 2·10 <sup>4</sup> lx
Interior en pleno día	50 a 100 lx
Lugares de trabajo (dibujo, lectura, etc.)	100 lx
Vías de gran comunicación	10 lx
S. normal a los rayos lunares con atmósfera transparente	0,2 lx
S. normal a una estrella de primera magnitud	8·10 <sup>-7</sup> lx

*Luminancia, L.* Intensidad emitida por una fuente extensa por unidad de superficie según una dirección dada.

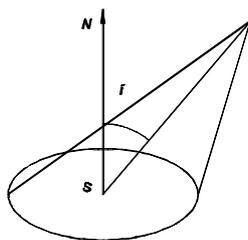


Fig. 2.8

Si  $i$  es el ángulo que forma la dirección escogida con la normal a la superficie, entonces:

$$L = \frac{I}{S \cos i} \quad (2.13)$$

Se mide en nits.  $1 \text{ nit} = 1 \text{ cd}/1 \text{ m}^2$ . Otra unidad es el stilb.  $1 \text{ stilb} = 1 \text{ cd}/1 \text{ cm}^2$ , o en el mundo anglosajón el *footcandle* =  $1 \text{ cd}/\text{foot}^2$ .

Tabla 2.3 Valores comunes de luminancias

<i>Fuente extensa</i>	<i>Luminancia</i>
Sol en el cenit	$1,6 \cdot 10^9$ nit
Lámpara de filamento	$5 \cdot 10^5$ nit
Exteriores de día	$10^4$ nit
Luna	$4 \cdot 10^3$ nit
Vela	$5 \cdot 10^3$ nit
Interiores de día	10 a 100 nit
Cielo nuboso oscuro	0,4 nit
Exteriores de noche	$10^{-2}$ nit
Cielo nocturno	$10^{-5}$ nit
Mínimo perceptible	$10^{-7}$ nit

La luminancia tiene gran importancia en optometría pues está estrechamente relacionada con la sensación de claridad. Dos superficies de la misma luminancia aparecen al ojo como de la misma claridad, independientemente de su forma y color.

### 2.5.2 Leyes de la fotometría

#### 1. Ley del cuadrado de la distancia

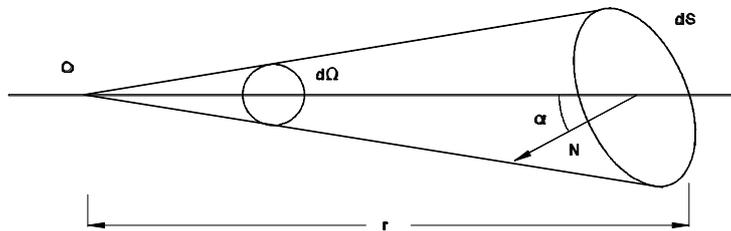


Fig. 2.9

Supongamos un punto objeto  $O$  que emite una intensidad  $I$  en la dirección de una pequeña superficie  $dS$ , situada a una distancia  $r$ . Si la superficie recibe los rayos luminosos perpendicularmente, subtiende desde  $O$  un ángulo sólido  $d\Omega$ , dado por

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2}$$

El flujo luminoso recibido por la superficie, si no hay pérdidas, es

$$dF = I d\Omega = \frac{I dS}{r^2} \quad (2.14)$$

La iluminación que recibe  $dS$  vale:

$$E = \frac{dF}{dS} = \frac{I}{r^2} \quad (2.15)$$

Luego la iluminación  $E$  es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia.

En el caso (Fig. 2.9) en que los rayos no sean normales a la superficie  $dS$ , la fórmula se convierte en

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2} \quad (2.16)$$

Donde  $\alpha$  es el ángulo que forma con la normal a la superficie.

## 2. Ley de Lambert

Hay objetos cuya luminancia no depende de la dirección en que se observa este objeto. Se denominan difusores perfectos y cumplen que

$$L = \frac{I}{S \cos i} = ct$$

La intensidad en la dirección normal ( $i = 0^\circ$ ) es el valor máximo alcanzable y viene dado por una cantidad  $I_0$ .

La intensidad en una dirección dada  $I_i$ , determinada por el ángulo  $i$ , viene dada por

$$I_i = I_0 \cos i$$

Esta es la ley de Lambert de los difusores perfectos.

### 3. Ley de la cuarta potencia del coseno

Supongamos una fuente  $O$ , que cumple la ley de Lambert y que ilumina un plano normal a la dirección de máxima intensidad, a una distancia  $r$ . La iluminación en una pequeña superficie  $Ds$ , situada en la dirección  $i = O$ , es

$$E_o = \frac{I_o}{r^2}$$

En una superficie  $dS'$ , situada en una dirección  $i$ , el ángulo sólido subtendido vale

$$d\Omega' = \frac{dS' \cos i}{\frac{r^2}{\cos^2 i}} = \frac{dS'}{r^2} \cos^3 i \quad (2.18)$$

y la iluminación sobre esta superficie es

$$E_i = \frac{I_o \cos i d\Omega'}{dS'} = \frac{I_o}{r^2} \cos^4 i = E_o \cos^4 i \quad (2.19)$$

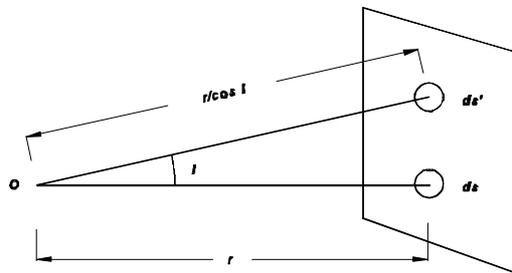


Fig. 2.10

Luego, la iluminación en una superficie plana disminuye al alejarnos de la normal con la cuarta potencia del coseno del ángulo formado.

### 2.5.3 Factores de reflexión y transmisión

Cuando la luz incide sobre una superficie que separa dos medios, parte de la energía incidente se transmite, otra parte se refleja y parte es absorbida por la superficie. Para definir cuantitativamente el comportamiento de la luz se definen los factores de reflexión y transmisión.

Sea un flujo de luz incidente  $F_i$  del que se absorbe una parte  $F_a$ , otra se refleja  $F_r$  y el resto se transmite  $F_t$ . Por la ley de conservación de la energía se cumple que

$$F_i = F_a + F_r + F_t$$

Se denomina factor de reflexión  $R$  el cociente entre el flujo reflejado y el incidente:

$$R = \frac{F_r}{F_i} \quad (2.20)$$

Se denomina factor de transmisión  $T$  el cociente entre el flujo transmitido y el incidente:

$$T = \frac{F_t}{F_i} \quad (2.21)$$

Si se supone que la superficie de separación no absorbe luz,  $F_a = 0$ , entonces,

$$T = 1 - R$$

A partir del estudio de la luz, desde el punto de vista de la óptica ondulatoria, se puede demostrar que para una superficie de separación de dos medios de índices  $n$  y  $n'$ , el factor de reflexión vale

$$R = \left( \frac{n - n'}{n + n'} \right)^2 \quad (2.23)$$

En las superficies que separan dos vidrios, el numerador es muy pequeño respecto al denominador y el factor de reflexión es prácticamente nulo. En cambio, en las superficies que separan un vidrio del aire, la diferencia de índices es notable y para un índice de 1,5 las pérdidas por reflexión son aproximadamente un cuatro por ciento.

Si en un sistema óptico hay  $k$  superficies vidrio-aire, el flujo transmitido será

$$F_t = F_i (1 - R)^k$$

Se pueden reducir las pérdidas por reflexión mediante las denominadas láminas antirreflejantes que consisten en un recubrimiento de la superficie del vidrio con una lámina muy delgada de otro material.

Por ejemplo, si se quiere anular el factor de reflexión para una longitud de onda  $\lambda$  en un vidrio de índice  $n$ , se debe depositar una capa de índice  $n_L = \sqrt{n}$  con un espesor ( $d_L = \lambda / (4n_L)$ ).

Para un vidrio de índice 1,5 se deberá depositar una capa de índice 1,225 y 102 nm de espesor para la longitud de onda de 500 nm. La solución es siempre aproximada porque es difícil encontrar el material con  $n = 1,225$  que valga además para una sola longitud de onda.

Los sistemas ópticos tratados para que se transmita la luz amarilla presentan un aspecto violáceo ya que se reflejan más el rojo y el azul, y se denominan sistemas con óptica azul.

En las cámaras fotográficas, sobre todo si se destinan a fotografía en color, se deben tratar las diferentes partes o lentes de manera que cada una suprima la reflexión en una zona distinta del espectro, para que la imagen no resulte cromáticamente descompensada. También se ha generalizado el uso de capas múltiples en lugar de monocapas para ampliar la zona del espectro de muy baja reflexión.

En conjunto, se puede considerar que las pérdidas de luz debidas a la reflexión en una superficie con tratamiento antirreflejante son inferiores al 1% del flujo incidente.

En cuanto a la absorción, se puede conseguir que sea prácticamente nula en las superficies de separación si se hace un buen pulido y una limpieza perfecta. Por otra parte, el vidrio óptico absorbe la luz que lo atraviesa, aproximadamente un 1% por cada centímetro de vidrio recorrido.

Teniendo en cuenta todos estos factores, se puede calcular el factor de transmisión total  $T$  de un sistema óptico, que es el valor supuesto en las definiciones de las magnitudes fotométricas. Dicho valor varía mucho de un sistema óptico a otro, dependiendo del número de lentes, de su grosor, del tipo de vidrio y de que se use o no el tratamiento antirreflejante.

#### 2.5.4 Luminosidad

Si delante de un sistema óptico se coloca un objeto  $O$  sobre el eje óptico, al sistema entrará la radiación emitida dentro de un ángulo sólido  $S$ .

Sea  $S$  el área del objeto y  $L$  su luminancia. El flujo luminoso que entra al sistema es

$$F = L S \Omega = \pi L S \sin^2 u$$

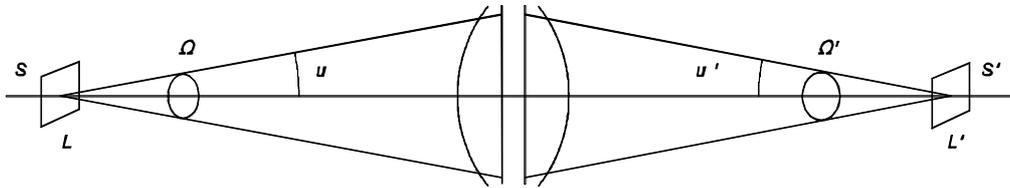


Fig. 2.11

donde  $u$  es el ángulo de la figura 2.11 denominado ángulo de apertura, que determina el ángulo sólido del haz incidente. De este flujo incidente se transmitirá a través del sistema una cierta cantidad proporcional. Se denomina  $T$  al coeficiente de transmisión del instrumento (flujo transmitido / flujo incidente) y, entonces, el flujo transmitido  $F'$  es

$$F' = T F$$

La iluminación de la imagen, que se supone de área  $S'$ , será

$$E' = \frac{F'}{S'} = \pi T L \frac{S}{S'} \text{sen}^2 u$$

Como

$$\frac{S'}{S} = m^2$$

donde  $m$  es el aumento lateral, queda:

$$E' = \frac{\pi T L \text{sen}^2 u}{m^2}$$

Según si el instrumento es objetivo o subjetivo, se define la luminosidad de manera diferente.

1. La luminosidad de un instrumento objetivo. Se define como la relación entre la iluminación de la imagen y la luminancia del objeto; entonces,

$$C = \text{claridad} = \text{luminosidad} = \frac{E'}{L} = \frac{\pi T \operatorname{sen}^2 u}{m^2}$$

Se ve que la luminosidad es directamente proporcional al cuadrado del seno del ángulo de apertura  $u$ . Recordando la definición de apertura relativa,  $AN = n \cdot \operatorname{sen} u$ , se deduce que, para objetos a distancia finita, la luminosidad es directamente proporcional al cuadrado de la apertura numérica.

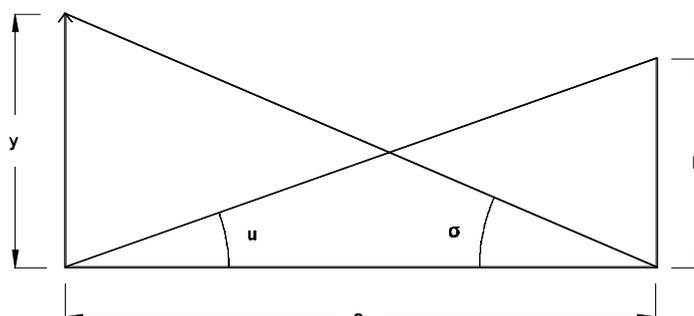


Fig. 2.12

Para objetos en el infinito, se puede transformar la ecuación anterior de acuerdo con la figura 2.12. El ángulo  $u$  tiende a cero, por lo tanto,

$$\operatorname{sen} u = \tan u = \frac{h}{s}$$

Para el semicampo  $\sigma$  se cumple que

$$\tan \sigma = -\frac{y}{s}$$

Por lo tanto, sustituyendo en la ecuación de la luminosidad, queda:

$$C = \frac{E'}{L} = \frac{\pi T \operatorname{sen}^2 u}{m^2} = \frac{\pi T h^2 y^2}{s^2 y'^2} = \frac{\pi T h^2 \tan^2 \sigma}{y'^2}$$

Para índices extremos iguales, se puede substituir, cuando  $u$  tiende a cero,

$$\tan \sigma = - \frac{y'}{f'}$$

Si  $D_{PE}$  es el diámetro de la pupila de entrada ( $= 2 h$ ), queda:

$$C = \frac{E'}{L} = \frac{\pi T}{4} \left( \frac{D_{PE}}{f'} \right)^2$$

Por lo tanto, para objetos en el infinito, la luminosidad es directamente proporcional al cuadrado de la apertura relativa.

El haz de rayos que entra en el sistema óptico desde el pie del objeto está limitado por la pupila de entrada del instrumento, en ambos casos de objeto próximo y lejano.

Aquí se ve la gran importancia de los diafragmas y las pupilas en lo que respecta a la iluminación de la imagen.

2. *Luminosidad de los instrumentos subjetivos.* En los instrumentos subjetivos, la claridad  $C$  se define como la relación entre la iluminación de las imágenes retinianas en la visión a través del instrumento  $E'$  y la visión a ojo desnudo  $E$ :

$$C = \frac{E'}{E} \quad (2.28)$$

Según si el objeto es extenso o puntual el análisis es diferente:

La iluminación de la imagen retiniana de un objeto extenso es proporcional a la luminancia  $L$  del objeto y a la superficie útil de la pupila del ojo.

Se acepta que en la pupila del ojo se confunden prácticamente el diafragma de apertura y las pupilas de entrada y de salida.

Además, teniendo en cuenta incluso que la iluminación debida a los rayos que pasan por el borde de la

pupila suficientemente abierta es más pequeña que la debida a los rayos próximos al eje; este es el efecto Stiles-Crawford, que sería debido al hecho de que los rayos marginales no llegasen íntegramente a las terminaciones nerviosas:

$$E = A L p_u^2 \chi$$

$$\chi = f(p_u)$$

donde  $A$  es una constante dada para el ojo, y es variable de un ojo a otro y  $p_u$  es el radio de la pupila del ojo.

Si  $R'$  es el radio del círculo ocular y  $R' = p_u$  (la pupila del ojo es la pupila de salida del conjunto instrumento-ojo) (figura 2.13), como  $F' = TF$ , siendo  $F = L u^2 y^2 B^2$  y  $F' = L' u'^2 y'^2 B'^2$ , se obtiene

$$L' u'^2 y'^2 = L u^2 y^2 T$$

Por la relación de Lagrange-Helmholz,  $n y u = n' y' u'$ , se llega a

$$\frac{L'}{L} = \frac{n'^2}{n^2} T \quad (2.26)$$

Considerándolo con instrumento,

$$E' = A L' p_u^2 X$$

Y a ojo desnudo,

$$E = A L p_u^2 X$$

Por lo que,

$$C = \frac{E'}{E} = \frac{L'}{L} = T \left( \frac{n'}{n} \right)^2 \quad (2.27)$$

Si  $n' = n = 1$ ,  $C = T$ .

Como  $T \leq 1$ , la imagen que da el instrumento es igual o menos clara que el mismo objeto observado a ojo desnudo.

La relación de Kirchoff de la fotometría se justifica a partir del principio de la conservación de la luminancia en un instrumento, la transmitancia del cual es  $T$ .

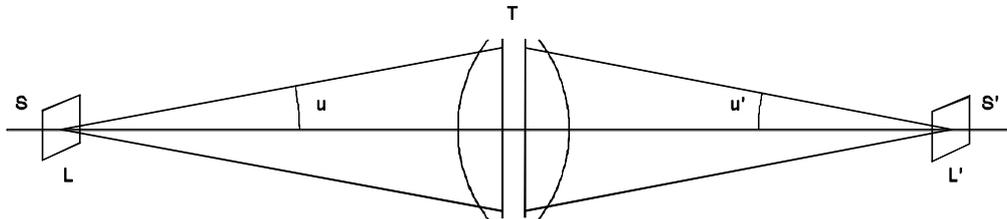


Fig. 2.13

Si  $R' < p_u$ , el círculo ocular es la pupila de salida del conjunto instrumento-ojo, donde:

$$E' = A L' R'^2 ; \quad E = A L p_u'$$

Por lo tanto,

$$C = \frac{E'}{E} = \frac{L'}{L} \left( \frac{R'}{p_u} \right)^2 = T \frac{n'}{n} \left( \frac{R'}{p_u} \right)^2 \quad (2.28)$$

con  $n' = n = 1$ :

$$C = T \left( \frac{R'}{p_u} \right)^2 < T \quad (2.29)$$

Además, si el objeto observado es puntual (una estrella, una partícula en el ultramicroscopio), los razonamientos precedentes no tienen ningún sentido, puesto que en la imagen, al no tener dimensiones perceptibles, el mismo concepto de iluminación ya no se puede definir. La sensación de claridad no depende, entonces, del flujo enviado por el otro punto objeto (y recibido por un sol elemento sensible de la retina) sobre la pupila en la visión a ojo desnudo o sobre el objetivo en la visión a través del instrumento.

La claridad, entonces, está definida como la relación entre los flujos luminosos que llegan al ojo, recibidos por la imagen retiniana, en la visión a través de un instrumento y en la visión con el ojo desnudo:

$$C = \frac{F'}{F} \quad (2.30)$$

Esto equivale a la relación entre la dimensión de los haces luminosos útiles en los dos casos, multiplicada por el factor de transmisión  $T$  del instrumento:

$$C = T \left( \frac{R}{p_u} \right)^2 \quad (2.31)$$

considerando  $R$  el radio de la pupila del instrumento.

La claridad puede ser muy superior a 1 y a la claridad del mismo instrumento (anteojos astronómicos y terrestres), respecto a la observación de objetos de diámetro aparente notable. Por ello es posible incluso observar estrellas durante el día.

## 2.6 Límites de resolución. Poder separador

El objetivo de la construcción de instrumentos ópticos es poder distinguir los detalles más pequeños de los objetos; es decir, percibir como distintas las imágenes de dos puntos cada vez más próximos. No hay ningún interés por aumentar el diámetro aparente de la imagen obtenida si esta no es nítida.

Se denomina límite de resolución de un instrumento óptico subjetivo a la distancia mínima ( $r$  si es lineal,  $\alpha$  si es angular) que debe separar dos fuentes puntuales para que el ojo pueda verlas diferentes una de la otra.

Para caracterizar la distancia mínima que un instrumento permite separar, podemos también utilizar el poder separador que corresponde a la inversa del límite de resolución:

$$\frac{1}{AB} \quad \text{o} \quad \frac{1}{\alpha} \quad (2.32)$$

Para caracterizar la aptitud de distinguir detalles, es decir, para ver separados los elementos geométricos (puntos y líneas) de una figura, se utiliza una mira de Foucault y se busca el paso mínimo que debe tener una de estas miras para que pueda ser reconocida su estructura periódica y, especialmente, la dirección de sus trazos.

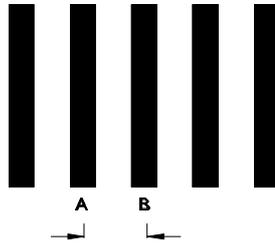


Fig. 2.14

La figura 2.14 representa una mira de Foucault; la distancia entre dos trazos consecutivos se denomina paso lineal ( $AB$  sobre la figura 2.14). El ángulo bajo el cual esta distancia es vista, se denomina paso angular.

El paso mínimo se denomina límite angular de resolución, si se trata de paso angular, o límite lineal de resolución, si es de paso lineal.

El poder de resolución es la aptitud para reconocer la estructura periódica de una mira de Foucault. Por lo tanto, es más grande cuanto más pequeño sea el límite de resolución y se acostumbra a expresar en líneas por milímetro. Así, si el límite lineal de resolución para un ojo es de 0,1 mm, su poder de resolución es de 10 líneas/mm.

$$\frac{1}{0,1 \text{ mm}} = 10$$

El poder separador depende del estudio de las causas de alteración del astigmatismo, que son:

- a) Los fenómenos de difracción (ligados a la naturaleza ondulatoria de la luz).
- b) Las aberraciones de la óptica geométrica.
- c) Características específicas del receptor de la imagen.

Estudiemos detalladamente cada una de ellas.

### 2.6.1 Difracción

En la óptica geométrica se ha supuesto que la propagación de la luz es rectilínea en los medios homogéneos y esta suposición es cierta mientras los frentes de onda no son fuertemente interceptados.

Sin embargo, cuando limitamos el frente de onda mediante un diafragma se altera la estructura de manera que no se cumple la afirmación anterior.

Si se coloca un diafragma entre un punto emisor de luz y una pantalla, se ve que el haz produce una mancha circular en la pantalla.

Al reducir la dimensión del diafragma (Fig. 2.15), disminuye el radio de la mancha de luz; pero cuando se llega a diámetros muy pequeños, se produce un círculo luminoso rodeado de anillos alternativamente claros y oscuros. Cuanto más pequeño sea el diafragma, más patente se hace la presencia de este fenómeno, al aumentar el radio y el número de los anillos.

Este fenómeno recibe el nombre de difracción y la mancha imagen formada se denomina mancha de difracción. En la vida cotidiana hay muchos fenómenos que se pueden explicar conociendo la difracción. Si se observa una luz lejana a través de una tela muy tupida y próxima al ojo, se ve una especie de cruz.

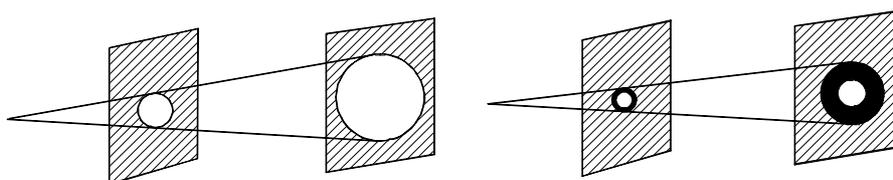


Fig. 2.15

Cuando se miran las estrellas o luces lejanas, en lugar de imágenes puntuales más o menos nítidas, se ven imágenes estrelladas debido a la difracción en las irregularidades del borde de la pupila del ojo. A través de la niebla se observan halos alrededor de luces lejanas, etc.

Como consecuencia de la difracción, los sistemas ópticos perfectos no dan imágenes puntuales, sino que producen la llamada mancha de Airy, típica de la difracción a través de una apertura circular.

Si se representa la intensidad de la luz en el eje de ordenadas y la distancia al centro de la mancha en el de abscisas, se obtiene una gráfica como la figura 2.16, que representa un máximo de intensidad central rodeado de una serie de máximos secundarios de intensidad decreciente. Entre los máximos existen mínimos correspondientes a los anillos oscuros, en los que la intensidad es nula.

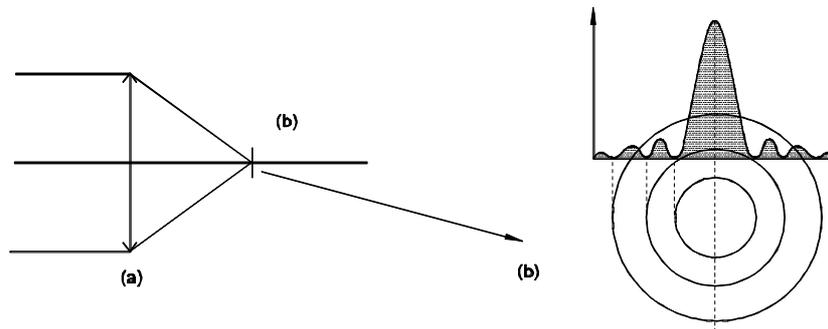


Fig. 2.16

La separación de las imágenes de dos puntos será posible si las manchas de difracción suministradas por el objetivo no se solapan demasiado una sobre otra; es decir, si están separadas por un intervalo oscuro suficientemente grande; entonces se dice que la imagen del objeto, constituido por dos puntos, está resuelta.

Se admite que dos manchas de difracción aparecen separadas en el ojo cuando el máximo central de una coincide con el primer mínimo nulo de la otra (criterio arbitrario propuesto por Lord Rayleigh). Este criterio convencional está bastante de acuerdo con los resultados de las determinaciones experimentales (con las estrellas dobles, las miras de Foucault, etc.) de los límites de resolución.

Se toma como medida del poder separador de un instrumento compuesto el poder separador de su objetivo, que acostumbra a ser una apertura circular cuyo diámetro se reduce generalmente al de la su montura, ya que el ocular está concebido para dar imágenes diferentes para los puntos ya separados por el objetivo.

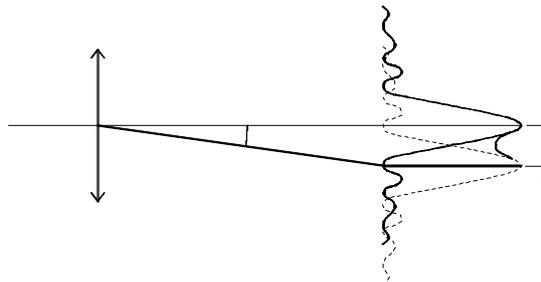


Fig. 2.17

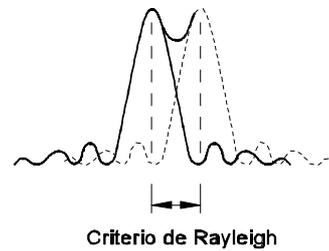


Fig. 2.18

La distancia mínima de las imágenes separadas de dos puntos debe ser igual al radio del disco de Airy, que tiene el valor

$$r' = 1,22 \frac{\lambda}{2n' \sin u'} \quad (2.33)$$

calculado por la teoría de la difracción, de donde:

$$n' r' \sin u' = 1,22 \frac{\lambda}{2} \quad (2.34)$$

Se considera que  $\lambda$  es la longitud de onda y  $n'$  el índice de refracción en el espacio imagen del objetivo.

Como que la distancia  $r$  de los puntos objeto conjugados la da la relación de Abbe (condición de los senos).

$$n r \sin u = n' r' \sin u'$$

El límite de resolución lineal  $r$  del instrumento (objetivo del microscopio, por ejemplo) vale

$$r = \frac{1,22 \lambda}{2n \sin u}$$

donde  $n \sin u$  es la apertura numérica del objetivo.

En el caso en que los puntos objeto estén muy alejados, el ángulo  $u$  será más pequeño ( $n=1$ ,  $\text{sen } u \approx u$ )

$$r u = 1,22 \frac{\lambda}{2} \quad (2.35)$$

Si  $\alpha$  es el diámetro aparente de  $r$ , visto del centro de la pupila de entrada, y  $D$  el diámetro de la pupila de entrada (Fig. 2.19), donde los ángulos son pequeños, entonces:

$$\alpha = \frac{r}{A C_0} \quad u = \frac{\frac{D}{2}}{A C_0}$$

de donde,

$$r u = \frac{D}{2} \alpha$$

y el límite de resolución angular  $\alpha$  del instrumento (objetivo del anteojo, por ejemplo) es

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.36)$$

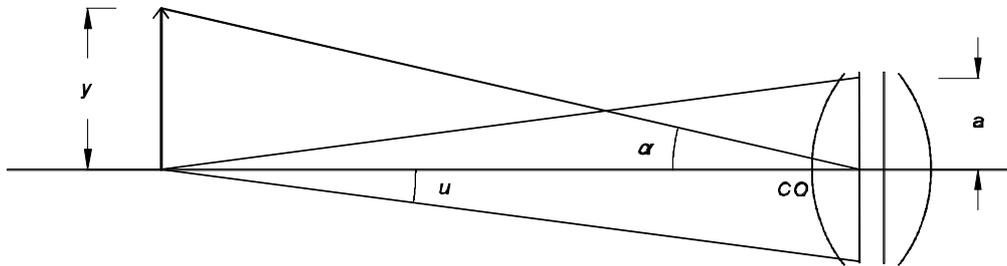


Fig. 2.19

La relación precedente, aplicable al ojo donde la pupila, por ejemplo, no esté dilatada (diámetro del orden de 2 mm) y donde la dimensión de las manchas imagen esté casi determinada completamente por la difracción, (para una longitud de onda de 550 nm (amarillo) y para  $D/2 = 1 \text{ mm}$ ) da un diámetro angular de la mancha de difracción.

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{2a} = 1,22 \frac{0,55}{2 \cdot 10^{-3}} \text{ rad.} = 3,355 \cdot 10^{-4} \text{ rad.} =$$

$$= 3,355 \cdot 10^{-4} \cdot 206264'' \approx 69,2''$$

Este ángulo del espacio objeto (el ángulo correspondiente al espacio imagen se obtiene dividiendo por el índice 1,336) coincide prácticamente con el límite de resolución obtenido experimentalmente para el ojo.

En el caso de objetos no puntuales, la influencia de la difracción sobre las imágenes se calcula haciendo en diversos puntos del espacio imagen la suma de las intensidades que son debidas a todos los puntos objeto, si estos puntos constituyen fuentes de luz no relacionadas entre sí (incoherentes).

### 2.6.2 Aberraciones de la óptica geométrica

Las aberraciones de la óptica geométrica ya han sido analizadas en el capítulo 1, dedicado al estudio de los sistemas ópticos.

### 2.6.3 Características específicas del receptor de imagen

En los instrumentos de observación directa, la capacidad de resolución del ojo impone límites a la resolución del instrumento.

a) Se ha visto anteriormente que el límite angular de resolución del ojo, que se denominará  $\Psi_0$ , es constante y próximo a  $1'$  o a  $3 \cdot 10^{-4}$  radianes, pero entonces se trataba del ojo desnudo en el cual el radio pupilar varía de 1 a 4 mm. Entonces se dice que el ojo trabaja con una pupila natural.

Cuando el ojo está colocado detrás de un instrumento, no es su pupila natural la que limita los haces que recibe, sino la pupila de salida del instrumento, es decir, el círculo ocular, porque este último es más pequeño que la pupila natural. Entonces, el ojo funciona como una pupila artificial en la que el radio puede ser bastante inferior a 1 mm. Se verá que, entonces,  $\Psi_0$  deja de ser constante.

b) Una serie de experiencias hechas por Arnulf y sus colaboradores en el Instituto Óptico de París ha dado los resultados siguientes:

- Considerando una mira bien iluminada y muy contrastada,  $\Psi_0$  solo depende del radio pupilar  $p$  tanto si la pupila es natural como si es artificial.

- Si se hace una gráfica con el producto  $p\Psi_0$  en las ordenadas y  $p$  en las abscisas, se encuentra la curva representada a la figura 2.20, la curva de Arnulf. Esta curva es tangente en  $A$  a la recta  $OA$ , que pasa por el origen y fundiéndose prácticamente con ella cuando  $p$  es superior a 1 mm. Se encuentra siempre por encima de esta recta y tiene un mínimo.

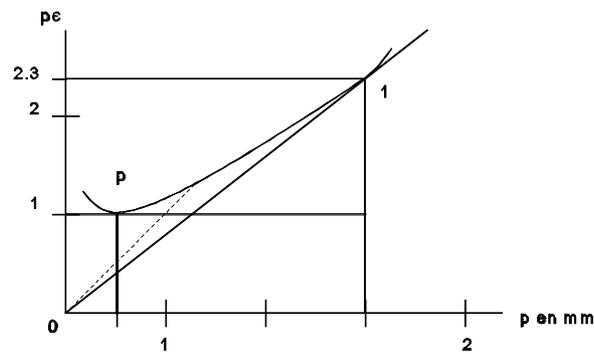


Fig. 2.20

Las coordenadas de  $A$  son  $p = 1,5 \text{ mm}$  y  $p_{\prime_0} = 2,5 \text{ mm} \times \text{min}$ . El coeficiente angular de  $OA$  es entonces:

$$\frac{2,3}{1,5} = 1,5'$$

Normalmente, se acostumbra a tomar  $1,4'$ .

El mínimo  $p\Psi_0$  es igual a  $1 \text{ mm} \times \text{min}$ , para  $p = 0,25 \text{ mm}$ .

c) De las notas precedentes se deducen las tres reglas siguientes:

- $\Psi_0$  es sensiblemente constante y igual a  $1,4'$  cuando  $p$  es superior a  $1 \text{ mm}$ .
- $\Psi_0$  es siempre superior a  $1,4'$ , poco para  $p > 1 \text{ mm}$  (regla precedente) y netamente para  $p < 1 \text{ mm}$  (pupilas artificiales).
- El producto de  $p \Psi_0$  es siempre superior o igual a  $1 \text{ mm} \times \text{min}$ .

En la práctica se suele tener

$\Psi_o = 1 \text{ min}$     visión nítida

$\Psi_o = 2 \text{ min}$     visión distinta

$\Psi_o = 4 \text{ min}$     visión cómoda

## Capítulo 3 Sistemas objetivos

### 3.1 Cámara fotográfica

#### 3.1.1 Principio de la cámara fotográfica

##### 1. Óptica fotográfica

Con una lente convergente se obtiene, de un objeto muy lejano, una imagen real, invertida, mucho más pequeña que el objeto y situada muy cerca del foco imagen.

Con un objetivo fotográfico desmontado y separado de la cámara se puede hacer la misma experiencia.

Se abre el aparato y se pone, en lugar de la placa o de la película, un vidrio esmerilado. Se dirige el aparato hacia un objeto lejano; la imagen de este objeto estará invertida y aparecerá sobre el vidrio esmerilado (Fig. 3.1).

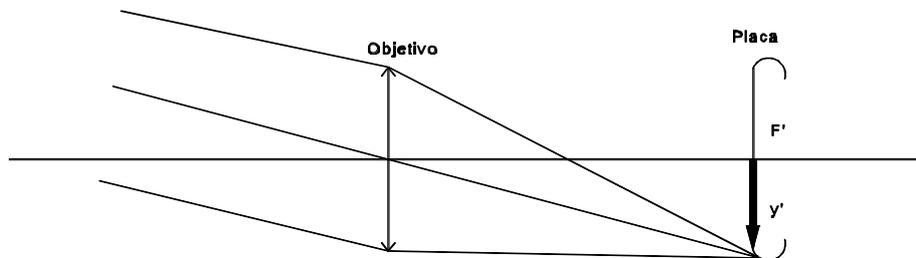


Fig. 3.1

Fotografiar un objeto es formar la imagen de este objeto dado por un sistema convergente, llamado objetivo fotográfico, sobre una placa o una película que puede conservar la reproducción de esta imagen gracias a las reacciones fotoquímicas.