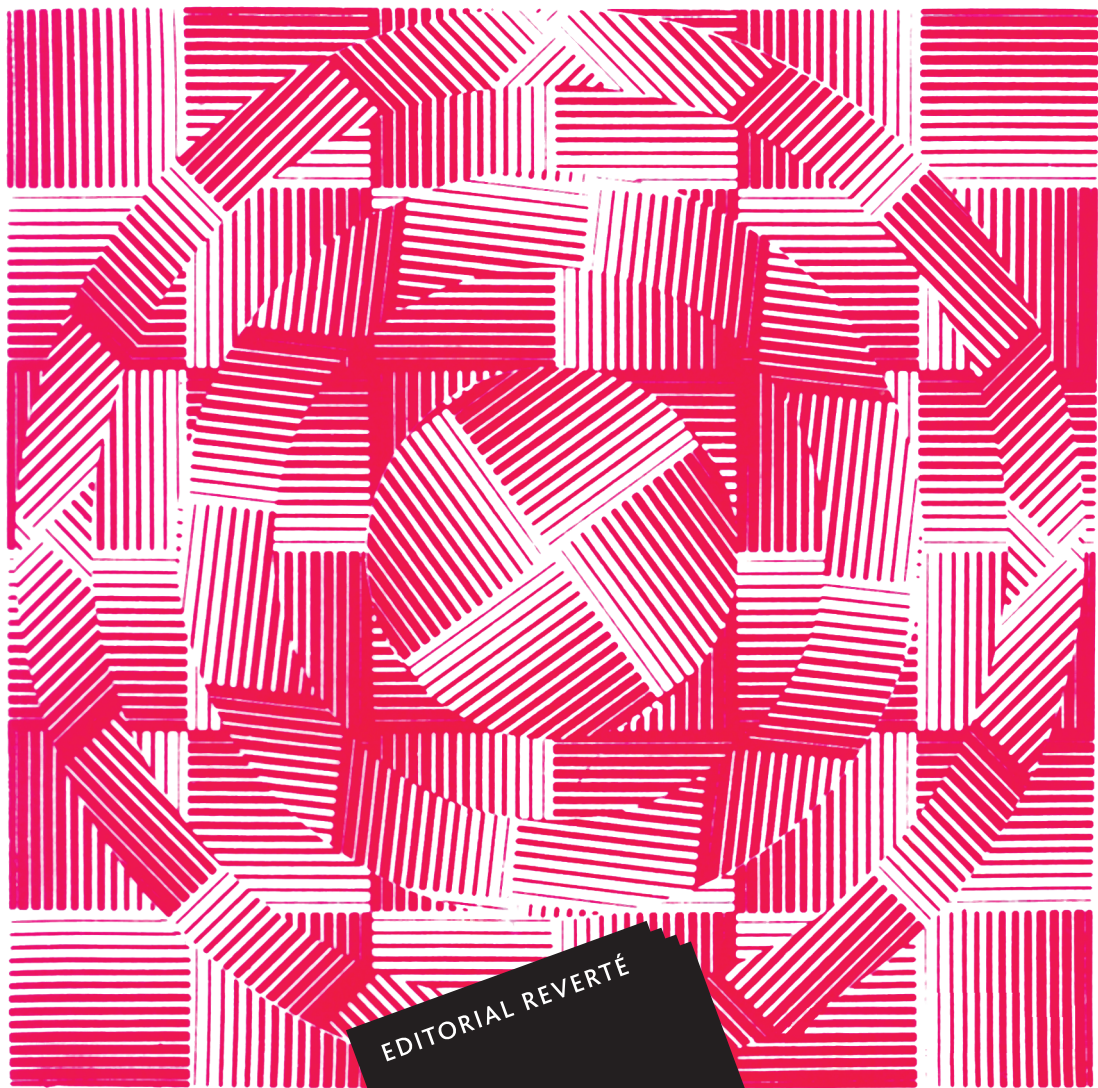


Curso de ciencias físicas

R. ANNEQUIN Y J. BOUTIGNY

OPTICA 2



EDITORIAL REVERTÉ

Curso de ciencias físicas

OPTICA 2

R. ANNEQUIN Y J. BOUTIGNY

agrégés de sciences physiques

Para uso de los alumnos de las clases
de matemáticas superiores y del primer
ciclo universitario



EDITORIAL
REVERTÉ

Barcelona · Bogotá · Buenos Aires · México

Título de la obra original:

Cours de sciences physiques. Optique 2

Edición original en lengua francesa publicada por:

Librairie Viubert, Paris

Copyright © by Librairie Viubert, Paris

Edición en papel:

© Editorial Reverté, S. A., 1976

ISBN: 978-84-291-4008-8 **Tomo 2**

ISBN: 978-84-291-4000-2 **Obra completa**

Edición e-book (PDF):

© Editorial Reverté, S. A., 2020

ISBN: 978-84-291-9036-3

Versión española por:

Dr. José Aguilar Peris

Catedrático de Termología de la Universidad Complutense de Madrid

y

Dr. Angel Osorio Sainz

Prof. Adjunto de la Universidad Complutense de Madrid

Propiedad de:

EDITORIAL REVERTÉ, S. A.

Loreto, 13-15, Local B

08029 Barcelona

Tel: (34) 93 419 33 36

reverte@reverte.com

www.reverte.com

Reservados todos los derechos. La reproducción total o parcial de esta obra, por cualquier medio o procedimiento, comprendidos la reprografía y el tratamiento informático, queda rigurosamente prohibida, salvo excepción prevista en la ley. Asimismo queda prohibida la distribución de ejemplares mediante alquiler o préstamo públicos, la comunicación pública y la transformación de cualquier parte de esta publicación (incluido el diseño de la cubierta) sin la previa autorización de los titulares de la propiedad intelectual y de la Editorial. La infracción de los derechos mencionados puede ser constitutiva de delito contra la propiedad intelectual (Art. 270 y siguientes del Código Penal). El Centro Español de Derechos Reprográficos (CEDRO) vela por el respeto a los citados derechos.

Índice analítico

Capítulo 1. INTERFERENCIAS ENTRE DOS ONDAS EN LUZ COHERENTE

1.1. Presentación de dos experiencias de interferencias	1
1.2. El ojo como receptor cuadrático	4
1.3. Noción de fuentes coherentes	7
1.4. Figuras de interferencias obtenidas a partir de dos fuentes puntuales coherentes entre sí	9
1.5. Cálculo de la diferencia de trayecto en las proximidades del centro de la figura de interferencias	12
1.6. Utilización de una rendija como fuente	14
Ejercicios	15

Capítulo 2. INTERFERENCIAS ENTRE DOS ONDAS DE LUZ PARCIALMENTE COHERENTE

Coherencia espacial parcial

2.1. La experiencia de Young con una rendija ensanchada	23
Ejercicio	26
2.2. Espejos de Fresnel con una rendija ancha	27

Coherencia temporal parcial

2.3. Noción de incoherencia temporal	29
2.4. Figuras de interferencias con dos luces monocromáticas de frecuencias próximas	30
Ejercicio	33
2.5. Figuras de interferencias con una fuente pequeña. Anchura espectral	34
Ejercicios	36
2.6. Noción de tren de ondas	40
Ejercicios	41

Capítulo 3. INTERFERENCIAS PRODUCIDAS POR LÁMINAS DELGADAS

3.1.	Los distintos tipos de franjas de interferencia	47
3.2.	Utilización de una fuente monocromática extensa	48
3.3.	Consideraciones generales sobre la localización de franjas	49
3.4.	Cálculo de la diferencia de camino	52
	Ejercicio	55
	Franjas de igual espesor	
3.5.	La cuña de aire	56
	Ejercicio	62
3.6.	Los anillos de Newton	66
	Ejercicio	68
	Franjas de igual inclinación	
3.7.	Formación de anillos en el infinito mediante una lámina de caras planoparalelas	71
	Interferómetro de Michelson	
3.8.	Descripción	75
3.9.	Obtención de anillos en el infinito	76
3.10.	Obtención de las franjas de la cuña de aire	77
3.11.	La lámina compensadora	78
	Ejercicio	79

Capítulo 4. DIFRACCIÓN EN EL INFINITO POR UNA RENDIJA

4.1.	El fenómeno de la difracción hacia el infinito	81
4.2.	Principio de Huygens-Fresnel	82
4.3.	Caso de una abertura rectangular	84
4.4.	Figuras de difracción con una rendija	87
	Ejercicio	89
4.5.	Las rendijas de Young	90
4.6.	El espectrógrafo de prisma	93
4.7.	Límite y poder de resolución del espectrógrafo de prisma	99

Capítulo 5. LAS REDES

5.1.	Figura de difracción de una red	105
5.2.	Estudio matemático de la figura de difracción	108
5.3.	Redes por transmisión. Redes por reflexión	111
5.4.	Formación de un espectro mediante una red	113
5.5.	Dispersión por una red	115
5.6.	Límite y poder de resolución de una red	116
5.7.	Medida de una longitud de onda	120
	Ejercicios	121

Capítulo 6. DIFRACCIÓN DE RAYOS X POR CRISTALES

6.1. La producción y el origen de los rayos X	129
Ejercicio	132
6.2. Nociones sobre estructuras cristalinas	132
6.3. Ley de Bragg	136
6.4. Aplicaciones de la ley de Bragg	138
Ejercicios	139
6.5. Análisis cristalino mediante difracción de rayos X	142
Ejercicios	145

Capítulo 7. EMISIÓN FOTOELÉCTRICA

7.1. La experiencia de Hertz (1887)	153
7.2. La célula fotoeléctrica	154
7.3. Propiedades generales de las células fotoemisivas	155
7.4. Interpretación de resultados	157
Ejercicio	163

Capítulo 8. ONDAS DE MATERIA

8.1. Aspecto corpuscular de una onda luminosa	165
8.2. Aspecto ondulatorio de un haz de partículas. La relación de Louis de Broglie	166
8.3. Difracción de electrones en sólidos	168
8.4. Velocidad de fase y velocidad de grupo	172
Ejercicio	175

Índice alfabético

Interferencias entre dos ondas en luz coherente

El estudio de las interferencias luminosas conduce a aplicaciones tan numerosas como variadas, tales como las medidas de longitudes o índices, el estudio de láminas delgadas, la determinación precisa y la variación de longitudes de onda, el estudio de dilataciones, el de deformaciones por efecto de la temperatura o de tensiones...

Todos los fenómenos de interferencias pueden interpretarse sin más que tener en cuenta el carácter ondulatorio de la luz. En consecuencia su estudio comienza por el de la propagación y superposición de ondas sinusoidales.

1.1. PRESENTACIÓN DE DOS EXPERIENCIAS DE INTERFERENCIAS

Numerosos dispositivos permiten la obtención de interferencias luminosas; nosotros describiremos aquí dos modelos sencillos.

1.º *Los espejos de Fresnel*

(M_1) y (M_2) son dos espejos planos. La intersección de sus planos en una línea recta, Δ , perpendicular en O' al plano de la figura 1-1-1; el ángulo α que forman los espejos es muy pequeño, del orden de algunos minutos.

(S) es una rendija muy fina (de anchura igual, como máximo, a 0,1 mm), de

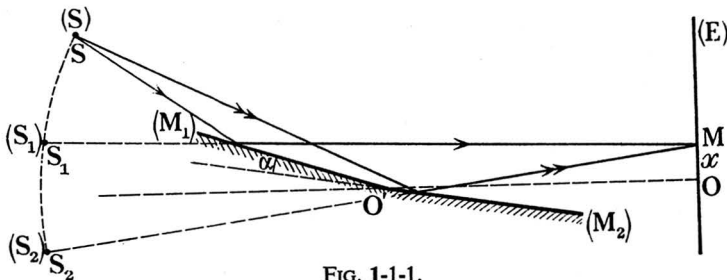


FIG. 1-1-1.

bordes paralelos a Δ e iluminada mediante una fuente de luz monocromática. La distancia entre (S) y Δ es del orden de 0,50 a 1 m.

(S₁) y (S₂) son las imágenes de (S) en los espejos (M₁) y (M₂).

(E) es una pantalla paralela al plano determinado por las rendijas imágenes y situado a algunos metros de ellas.

Consideremos un punto S de (S) del cual (M₁) y (M₂) dan las imágenes S₁ y S₂. En un punto M de la pantalla convergen todas las parejas de rayos que surgen de todos los puntos S de (S), los cuales parecen venir de las parejas imagen S₁ y S₂. El plano de la figura pasa por el centro de (S). (Reservamos la notación (S) para la rendija y S para uno cualquiera de sus puntos.)

Se observa entonces que *la iluminación de la pantalla no es uniforme* sino que en cada punto, M, es función de la distancia x de M al plano mediatriz de S₁S₂, la cual puede expresarse mediante

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \left(1 + \cos 2\pi \frac{x}{x_0} \right)$$

donde x_0 es una constante que depende del equipo experimental. Ulteriormente, demostraremos tal expresión (1-3, 1-4). En la figura 1-1-2 se representa la función $\mathcal{E}(x)$.

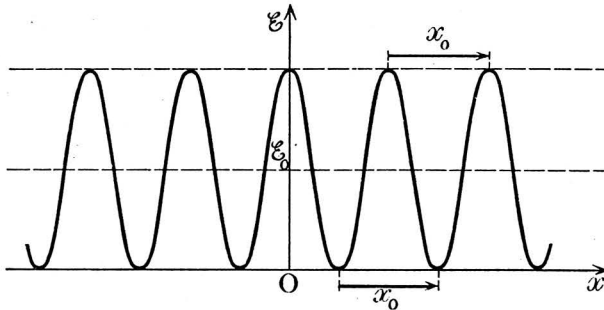


FIG. 1-1-2.

Sobre la pantalla se observa una *figura de interferencias* formada por la yuxtaposición de líneas, alternativamente claras y oscuras, llamadas *fránjas de interferencias* (fig 1-1-3).

La distancia x_0 existente entre dos franjas brillantes consecutivas o dos franjas oscuras, igualmente consecutivas, la llamaremos *interfranja*. (También se dice que x_0 es el período de la figura de interferencias).

La observación de las franjas es mucho más nítida si se utiliza un visor (V), es decir, un instrumento intermedio entre el microscopio (Optica 1, 5-11) y la lupa, el cual está constituido por un objetivo de algunos centímetros de distancia focal

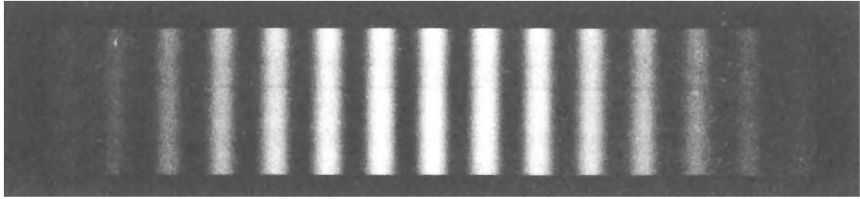


FIG. 1-1-3.

y un ocular (*fig. 1-1-4*). El ojo, colocado tras el conjunto, examina la imagen definitiva que forma en el infinito con objeto de evitar la fatiga de acomodación: tal elección impone a la imagen objetivo la condición de estar situada en el plano focal objeto del ocular, es decir, en un plano determinado llamado *plano visión (P)*, perpendicular a OO' (por ejemplo a 0,50 m delante del objetivo).

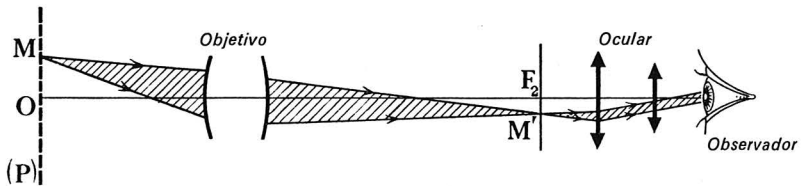


FIG. 1-1-4.

Se suprime la pantalla y se coloca el visor de forma que el plano de visión ocupe la posición de (E): entonces el ojo observa las imágenes de las franjas sobre las que se efectúan las medidas; mediante un calibrado previo del visor se deduce el valor de x_0 .

2.º Las rendijas de Young

(S) es una rendija fuente, como en el dispositivo anterior (*fig 1-1-5*), iluminada por una fuente de luz monocromática.

(S₁) y (S₂) son dos rendijas muy delgadas cortadas en una placa (A) y *paralelas*

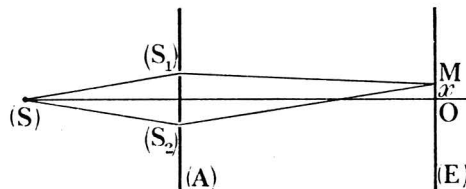


FIG. 1-1-5.

a (S). Ambas difractan la luz que reciben de (S), comportándose como dos fuentes que emiten rigurosamente la misma luz que (S).

Consideremos un punto M de la pantalla (E) que reciba los rayos emitidos por los puntos S_1 , de (S_1) y S_2 de (S_2). Al igual que en el caso de los espejos de Fresnel se constata que en el plano de (E) la iluminación en M depende de la posición de M ($OM = x$) según una expresión de la forma

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \left(1 + \cos 2\pi \frac{x}{x_0} \right),$$

lo cual se pone de manifiesto mediante una figura de interferencia constituida por franjas alternativamente claras y oscuras, paralelas a (S).

Por supuesto, se puede suprimir (E) y observar las franjas en el plano de (E) mediante un visor.

A título indicativo incluimos a continuación algunos valores numéricos correspondientes a la geometría de la instalación:

distancia de (S) a (A)	50 cm,
distancia de (A) a (E)	2 m,
anchura de la rendija fuente (S):	0,1 mm,
anchura de las rendijas (S_1) y (S_2):	0,1 mm,
distancia entre las rendijas (S_1) y (S_2):	2 mm.

En los párrafos que siguen nos proponemos poner de manifiesto como «un modelo sencillo» permite interpretar los fenómenos observados. Sin embargo, tal modelo posee sus limitaciones y no permite explicar la desaparición de franjas al separarse demasiado del eje OO' . En tal sentido, será necesario modificar el modelo, lo cual se abordará en el capítulo 2.

1.2. EL OJO COMO RECEPTOR CUADRÁTICO

1.º *El caso de una vibración sinusoidal*

Consideremos una onda luminosa plana que ilumina una pantalla en incidencia normal y sea

$$\vec{e}(t) = \vec{E}_0 \cos \omega t$$

el campo eléctrico de la onda sobre la pantalla. Si v es la velocidad de propagación del campo en el medio en que se encuentra inmersa la pantalla, el vector de Poynting en M (fig. 1-2) es (cf: *Electricidad 2*, 14-8)

$$\vec{R} = \frac{e^2}{\mu_0 v} \vec{n};$$

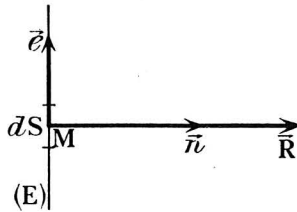


FIG. 1-2.

el flujo de \vec{R} a través del elemento de superficie dS que rodea a M es la potencia energética, $d\mathcal{P}$, recibida por esta superficie, de valor:

$$d\mathcal{P} = \frac{e^2}{\mu_0 v} dS.$$

La iluminación \mathcal{E} del elemento dS de la pantalla está definida por (*Optica 1, 7-2*)

$$d\mathcal{P} = \mathcal{E} dS,$$

de donde

$$\mathcal{E} = \frac{E_0^2}{\mu_0 v} \cos^2 \omega t.$$

Estas variaciones de \mathcal{E} en función del tiempo son muy rápidas dado que el período de las ondas luminosas en la región visible es del orden de $2 \cdot 10^{-15}$ s. Como la persistencia de las imágenes en la retina es del orden de 0,1 s, el ojo es incapaz de seguir las variaciones de \mathcal{E} en función del tiempo; sólo percibe su valor medio, dado por

$$\overline{\mathcal{E}} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 v}.$$

En resumen, en el caso de una onda luminosa, descrita mediante el campo eléctrico $\vec{e}(t) = \vec{E}_0 \cos \omega t$, que ilumina una pantalla, el ojo percibe una iluminación media proporcional a E_0^2 , es decir,

$$\overline{\mathcal{E}} = kE_0^2;$$

en consecuencia, *el ojo es sensible al cuadrado de la amplitud.*

En notación compleja, la onda incidente se escribe,

$$e = E_0 e^{j\omega t}.$$

La magnitud compleja e^* , conjugada de e y de valor $e^* = E_0 e^{-j\omega t}$, permite escribir la iluminación media de la imagen que percibe el ojo en la forma

$$\boxed{\bar{\mathcal{E}} = kee^*}.$$

En consecuencia, se dice que *el ojo es un receptor cuadrático.*

2.º *El caso de dos vibraciones sinusoidales defasadas*

Supongamos la pantalla iluminada en dirección normal mediante dos ondas luminosas planas de la misma frecuencia, defasadas en φ , representadas por

$$\begin{aligned} e_1(t) &= E_1 \cos \omega t, \\ e_2(t) &= E_2 \cos (\omega t - \varphi). \end{aligned}$$

Además, se supone que los campos eléctricos e_1 y e_2 son colineales. En notación compleja, se pueden escribir en la forma

$$e_1 = E_1 e^{j\omega t} \quad \text{y} \quad e_2 = E_2 e^{j\omega t} e^{-j\varphi},$$

siendo el campo eléctrico total $e = e_1 + e_2$.

La iluminación media percibida por el ojo es

$$\bar{\mathcal{E}} = kee^*,$$

es decir

$$\bar{\mathcal{E}} = k(E_1 e^{j\omega t} + E_2 e^{j\omega t} e^{-j\varphi})(E_1 e^{-j\omega t} + E_2 e^{-j\omega t} e^{j\varphi}),$$

o bien

$$\bar{\mathcal{E}} = k[E_1^2 + E_2^2 + E_1 E_2 (e^{j\varphi} + e^{-j\varphi})]$$

con lo que en definitiva se obtiene

$$\boxed{\bar{\mathcal{E}} = k(E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \varphi)}.$$

1.3. NOCIÓN DE FUENTES COHERENTES

1.º Fuente puntual incoherente

Consideremos una fuente puntual que contenga un gran número de átomos los cuales, bajo la acción de una excitación, emiten luz monocromática. Cada átomo emite una onda sinusoidal. Supongamos, para simplificar, que estas ondas elementales tengan todas la misma amplitud, siendo por el contrario, cualesquiera los defasajes existentes entre ellas.

La onda emitida por el átomo A_i es de la forma

$$a_i(t) = Ae^{j\omega t}e^{-j\varphi_i}$$

cuando llega a un punto M. La vibración resultante en M es entonces

$$a(t) = \sum_{i=1}^{i=n} Ae^{j\omega t}e^{-j\varphi_i} = Ae^{j\omega t} \sum_{i=1}^{i=n} e^{-j\varphi_i}.$$

Además,

$$a^*(t) = Ae^{-j\omega t} \sum_{h=1}^{h=n} e^{j\varphi_h}.$$

Si se coloca una pantalla en M, el ojo percibe una iluminación media dada por

$$\bar{\mathcal{E}} = ka(t)a^*(t)$$

es decir

$$\bar{\mathcal{E}} = kA^2 \left(\sum_{i=1}^{i=n} e^{-j\varphi_i} \right) \left(\sum_{h=1}^{h=n} e^{j\varphi_h} \right).$$

Al efectuar este producto aparecen términos de la forma $e^{-j\varphi_i}e^{j\varphi_h} = 1$ para $i = h$. Dado que existen n de tales términos iguales a la unidad, se obtiene

$$\bar{\mathcal{E}} = kA^2 \left[n + \sum_{\substack{i, h \\ i \neq h}} e^{j(\varphi_i - \varphi_h)} \right].$$

Como el número de átomos es extremadamente elevado, el argumento $\varphi_h - \varphi_i$ toma todos los valores posibles entre 0 y 2π . En consecuencia, las imágenes, en el plano complejo, de los números $e^{j(\varphi_h - \varphi_i)}$ están uniformemente repartidas sobre un círculo de este plano de radio unidad, siendo su suma nula, con lo que se obtiene

$$\overline{\mathcal{E}} = knA^2.$$

\mathcal{E} es la suma de las iluminaciones producidas por los átomos de la fuente.

Conclusión

Las vibraciones emitidas por los átomos de una misma fuente no dan lugar a la formación de fenómenos de interferencia. Se dice que **tales vibraciones son incoherentes** o que la **fente es incoherente**. El ojo percibe en tal caso la suma de las iluminaciones producidas por los átomos.

2.º Fuentes puntuales coherentes entre sí

Supongamos que se realiza la experiencia de los espejos de Fresnel utilizando una fuente monocromática puntual, S, que contenga un gran número de átomos. El ojo percibe luz que parece provenir de dos fuentes imágenes puntuales, S_1 y S_2 . Todo sucede para él como si se hubiese *desdoblado* S en dos fuentes que emiten vibraciones idénticas a las de S, es decir, idénticas entre sí.

De la misma forma, la experiencia de Young se puede realizar mediante dos orificios difractantes S_1 y S_2 los cuales se comportan como dos fuentes puntuales que emitiesen vibraciones idénticas entre sí.

Se dice en consecuencia que los espejos de Fresnel o los orificios de Young desempeñan el papel de *divisores de ondas*. Existen muchos otros dispositivos clásicos que desempeñan el mismo papel (biprismas, bilentes, ...).

Las fuentes S_1 y S_2 que se obtienen a partir de una fuente única, S, o «fuentes secundarias» se dice que son **coherentes entre sí**.

Sea

$$a(t) = Ae^{j\omega t} \sum_{i=1}^{i=n} e^{-j\varphi_i}$$

la vibración resultante en M, procedente de S_1 .

Dado que las distancias existentes entre S_1 y S_2 y M son distintas, la vibración resultante en M, procedente de S_2 está defasada en φ respecto a la correspondiente a S_1 , escribiéndose en la forma $a(t)e^{-j\varphi}$.

La superposición en M de ambas vibraciones da lugar a otra que puede escribirse como

$$s(t) = a(t) + a(t)e^{-j\varphi} = a(t)(1 + e^{-j\varphi}).$$

Sobre una pantalla colocada en M el ojo percibirá una iluminación media dada por

$$\bar{\mathcal{E}} = ks(t)s^*(t),$$

es decir

$$\bar{\mathcal{E}} = ka(t)a^*(t)(1 + e^{-j\varphi})(1 + e^{j\varphi}).$$

Pues bien, al ser (1-3-1)

$$\begin{aligned} a(t)a^*(t) &= nA^2, \\ (1 + e^{-j\varphi})(1 + e^{j\varphi}) &= 2 + e^{-j\varphi} + e^{j\varphi} = 2(1 + \cos \varphi), \end{aligned}$$

se obtiene

$$\bar{\mathcal{E}} = 2knA^2(1 + \cos \varphi)$$

y escribiendo

$$\mathcal{E}_0 = 2knA^2,$$

resulta

$$\boxed{\bar{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_0(1 + \cos \varphi).}$$

Dado que el ángulo φ depende de la posición de M, *se puede obtener una figura de interferencias superponiendo las vibraciones emitidas por dos fuentes coherentes entre sí.*

1.4. FIGURAS DE INTERFERENCIAS OBTENIDAS A PARTIR DE DOS FUENTES PUNTUALES COHERENTES ENTRE SÍ

Las vibraciones procedentes de S_1 y S_2 se propagan en un medio homogéneo de índice n con una velocidad dada por $v = c/n$. Los tiempos transcurridos al

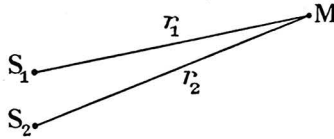


FIG. 1-4-1.

efectuar los trayectos S₁M y S₂M (fig. 1-4-1) son respectivamente

$$t_1 = \frac{r_1}{v} = \frac{nr_1}{c} \quad \text{y} \quad t_2 = \frac{nr_2}{c}$$

Cuando S₁ y S₂ emiten simultáneamente la vibración $Ae^{j\omega t}$, el punto M recibe las vibraciones

$$a_1 = Ae^{j\omega(t-t_1)} \quad \text{y} \quad a_2 = Ae^{j\omega(t-t_2)}$$

o bien

$$a_1 = Ae^{j\omega t}e^{-j\omega t_1} \quad \text{y} \quad a_2 = Ae^{j\omega t}e^{-j\omega t_2}$$

La diferencia de fase entre estas dos vibraciones es

$$\varphi = \omega|t_2 - t_1| = \frac{2\pi}{T} \frac{|r_2 - r_1|n}{c};$$

siendo T el período y $\lambda = cT$ la longitud de onda en el vacío; $\delta = n|r_2 - r_1|$ es la diferencia de camino óptico en el punto M, de donde

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

Se llama **orden de interferencia** en el punto M, en el que la diferencia de trayecto es $\delta(M)$, a la magnitud

$$p(M) = \frac{\delta(M)}{\lambda}$$

El conjunto de puntos en el que el orden de interferencia es una constante p_0 es tal que

$$\delta(M) = p_0\lambda,$$

es decir,

$$|r_2 - r_1| = \frac{p_0 \lambda}{n}$$

Tal conjunto de puntos define un hiperboloide de revolución alrededor del eje $S_1 S_2$, cuyos focos son S_1 y S_2 .

Cuando p_0 es un entero k , se tiene

$$\delta(M) = k\lambda \quad \text{y} \quad \varphi(M) = 2k\pi :$$

el conjunto de puntos M es un conjunto de máximos.

Se obtiene un conjunto de mínimos para $p_0 = k + \frac{1}{2}$.

La figura 1-4-2 representa los conjuntos de máximos en un plano meridiano que pasa por $S_1 S_2$ para los órdenes enteros de 0 a 4.

Una pantalla (E) paralela a $S_1 S_2$ corta los hiperboloides de máximos según una familia de hipérbolas que constituyen las franjas brillantes de interferencia (figura 1-4-3).

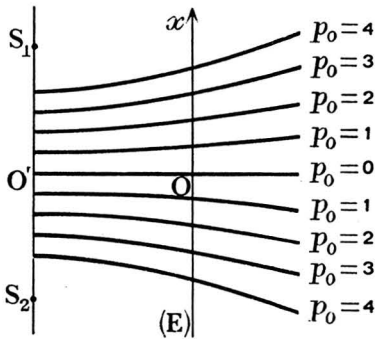


FIG. 1-4-2.

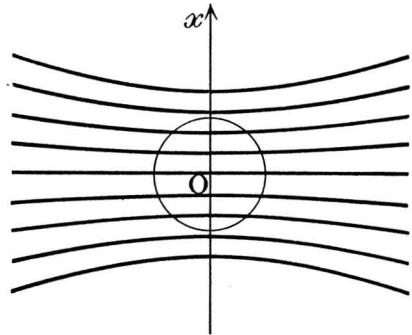


FIG. 1-4-3.

Si se limita la observación a las proximidades del centro O de la pantalla, por ejemplo en el interior del círculo que aparece sobre la figura, las franjas tienen un aspecto prácticamente rectilíneo.