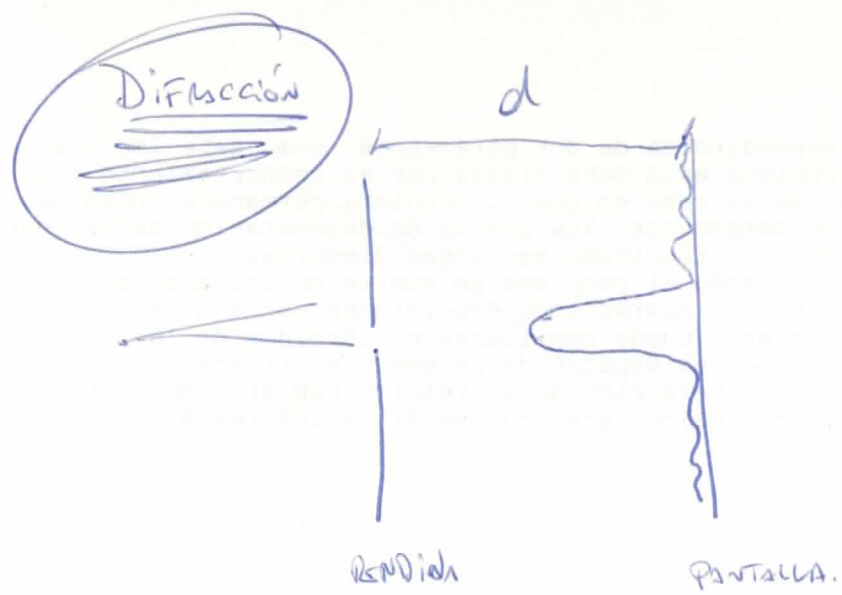




esto, en vez de
y sombras de los rendidos



obs. 1
Al crecer y rendir
Aparece máx. secund.
Se produce por mínima
Al crecer +,
el patrón se abre
con máx. Tercera int.
Disminuye el ancho
del centro

obs. 2: Al aumentar la Pantalla el patrón crece ~ luz
con d (similar al exp. de Young) → máx. siguen

obs. 3: may crece de la anchura ya de los luz se se se

obs 4: Resumen muy fino → el patrón se dispersa unif.
(Resumen de la energía se es repartida
y la int. de la luz).

En sistemas dependientes de dos parámetros, como éste (μ y w), la integrabilidad del problema está determinada por el comportamiento frente a las degeneraciones. En el caso en que el problema permanece integrable para todo valor de los parámetros, los puntos de degeneración determinan curvas continuas dando como resultado secciones diedricas.

Por otro lado, cuando el problema se vuelve no integrable, las degeneraciones son evitadas, apareciendo repulsiones entre niveles que se acercan. Este comportamiento puede explicarse en términos de los "puntos diabólicos" que aparecen en el espacio de parámetros. Existe una analogía entre este fenómeno y la interacción de un fermión con un campo externo, en el que los niveles se repelen para todo valor de los parámetros (ver Sakurai, 1994).

Esto no va

Ya vimos un fenómeno en el ϕ tenía un máx. principal y máx. secundarios $\rightarrow$ interf. de N fuentes.

Recordando la forma $\rightarrow$ esto porque $N \rightarrow \infty$ (un máx. prin y muchos máx. secundarios), la part. si λ dist. entre fuentes es pequeña (el patrón se abre) $\left[\frac{\lambda}{d} \gg 1 \right]$
la intensidad viene dada por

$$|E|^2 = |A|^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\phi N}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad \text{con } \phi = k d \sin\theta$$

~~Si d es chico~~

si $\frac{\lambda}{d} \gg 1 \Rightarrow k d \ll 1 \Rightarrow k d \sin\theta \ll 1$

$d \gg \lambda$

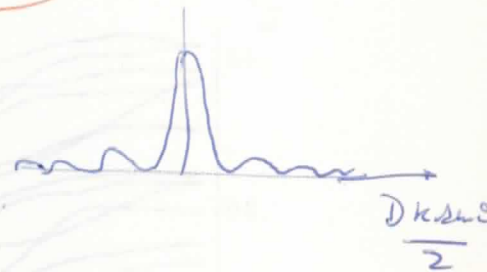
$\Rightarrow \sin \frac{\phi}{2} \approx \frac{\phi}{2}$

$$\Rightarrow |E|^2 = |A|^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{k d \sin \theta}{2} \cdot N \right)}{\left(\frac{k d \sin \theta}{2} \right)^2}$$

NOTA q' en el NUM. APARECE $N \cdot d = D$ → ANCHO TOTAL DE LAS FUENTES
y multi. y div. por N^2 QUEDAS.

$$|E|^2 = N^2 |A|^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{D k \sin \theta}{2} \right)}{\left(\frac{D k \sin \theta}{2} \right)^2}$$

⇒ el Proble. ya no dep. de d sino de D
Esta función $\left(\text{sinc} \left(\frac{D k \sin \theta}{2} \right) \right)^2$



y esto vale si la función está dif. entre las rendijas y las fuentes muy cercanas.

los mínimos de la func. ocurren cuando $k \sin \theta$ ANULA el seno, o sea

$$D k \sin \theta = 2 m \pi$$

$$\sin \theta = \frac{m \lambda}{D}$$

• SEA q' (OBS 2) el ángulo de las fringes oscuras no dep. de λ (la dist. a pantalla)

si creces D, las fringes se separan (OBS. 1).

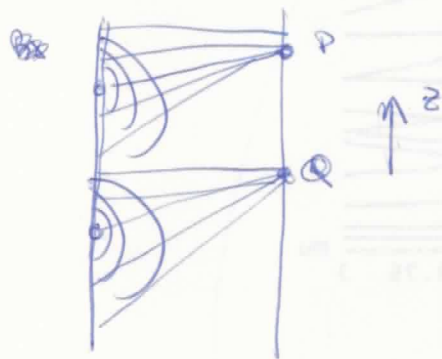
Si $D \approx \lambda \Rightarrow$ No hay efecto de difracción.

→ APERTURAS, o rendijas:

D  N FOCOS PUNTUALES q' INTERFEREN EN UNA PUNTA
 $\text{tg } d \rightarrow 0$ y $N \rightarrow \infty$ con $N \cdot d = D = \text{cte.}$

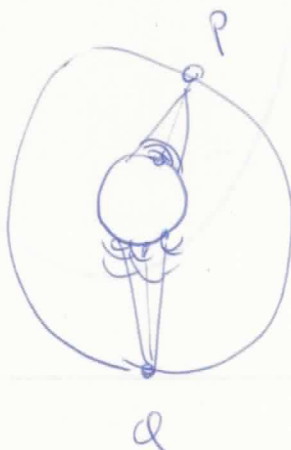
Esto puede verse mejor si uno coloca agua, ya q' el frente de onda visible y es posible hacer rendijas con $D \approx \lambda$ o con $D < \lambda$

OBS. como eso llevamos a Huygens a puntual q' c/punto del frente de onda se comporta como una fuente de ondas esféricas. Por eso la interferencia entre esas ondas es la q' define el frente.



P y Q son equiv., entonces la superposición no puede ser de $z \rightarrow$ todos los puntos como P y Q tendrían = Amplitud y fase = frente de onda

Simil



o sea q' el tipo de onda "Posterior" después del frente "Punto"

¿Qué pasa si una onda plana incide sobre una ranura, en direcc.
 $\perp$ a su superficie?

→ Huygens: C/punto de la abertura emite ondas esféricas cuya superposición da lugar a la intensidad observada luego de la ranura.

Si la fuente incide inclinada u. cierto ángulo No todos los puntos de

la abertura están a un mismo frente de ondas



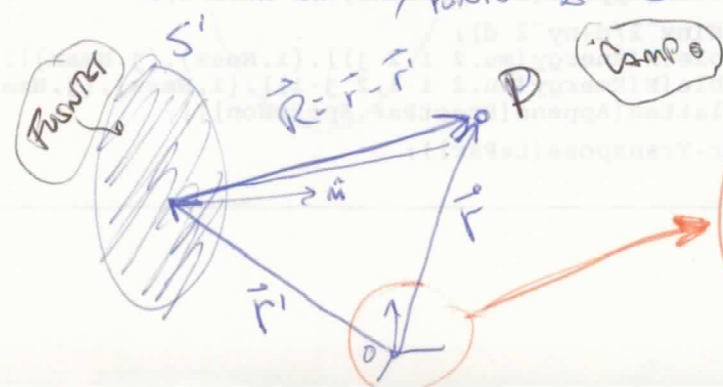
→ Generalizado por Fresnel: Todo punto de una superf. en q' incide una onda emite ondas hemisf. hacia adelante, de amplitud $\propto$ a la onda incidente en ese punto y en fase con la misma.

→ lo importante es conocer la onda incidente en el punto de la ranura y luego poder evolucionar c/punto como un frente de ondas esférico.

Digamos entonces q' tenemos una sup. S' (ranura) sobre la que incide una onda $\psi_{inc}(\vec{r})$, los puntos de la sup. son $\vec{r}'$

→ ~~la onda en el punto P es~~ $\psi(\vec{r}', t) = \psi_{inc}(\vec{r}') e^{i\omega t}$ es

la función de onda en c/punto de S'



Esto va a estar luego en el centro de la ranura, donde es el obs.

Evaluando entonces la superposición de todas las ondas que salen de S' (esféricas) y convergen en un punto P arbitrario (cuyas coord. son $\vec{r}$)

$$\rightarrow \Psi(\vec{r}, t) = \sum_m A_m \frac{e^{-ikR_m}}{R_m} e^{i\omega t}$$

con $R_m = |\vec{r} - \vec{r}_m|$ ~~dist.~~ Dist. del punto fuente al punto campo

Antes hay dos suposiciones implícitas:

1) todos los puntos que emiten ondas un elemento de sup. ΔS_m , lo hacen ~~con~~ en fase $\Rightarrow \Delta S' < \lambda^2$

2) A_m debe ser $\propto$ a la onda incidente según el postulado de Fresnel y además ser $\propto$ a ΔS_m ($\propto$ energía)
 $\Rightarrow A_m \propto \Psi_{inc}(\vec{r}_m') \cdot \Delta S_m$

Aunque no sabemos cuál es el coef. de proporcionalidad.

Reempl. en la suma:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_m \Psi_{inc}(\vec{r}_m') \frac{e^{-ikR_m}}{R_m} e^{i\omega t} \cdot \Delta S_m'$$

que en el límite de $\Delta S_m' \rightarrow 0$ es

$$\vec{R} = |\vec{r} - \vec{r}'|$$

$$\iint_{S'} \Psi_{inc}(\vec{r}') \frac{e^{i(\omega t - kR)}}{R} dS'$$

$$R = |\vec{R}|$$

la const. fue obt. por KIRCHHOFF con herramientas matemáticas

que existía este caso y obtuvo:

(Ver 5to)

$$\psi(\vec{r}, t) = -\frac{e^{i\omega t}}{2\pi\lambda} \iint_{S'} \frac{1 + \cos\theta}{2} \psi(\vec{r}') \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} ds'$$

alg. con la normal $-ik|\vec{r}-\vec{r}'|$

→ P/alg. Rayleigh $\rightarrow \cos\theta \approx 1$ ambas coinciden.
(Approx. Paraxial)

En realidad, hay una superficie física, ya q' Kirchhoff usa $\psi(\vec{r})$ y no $\psi_{inc}(\vec{r})$, tenemos entonces q' asumamos q' la onda en la sup. de la abertura es exactamente la onda incidente si no estuviera la q' sería

la abertura. → (Podría haber interferido con el material.)

Una modificación fácil de implementar si uno coloca un obj. simétricamente a la apertura, con coef. $t(\vec{r}')$ conocido, es q'

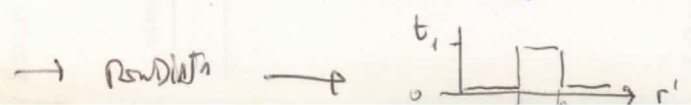
$$\psi(\vec{r}') = t(\vec{r}') \psi_{inc}(\vec{r}') \quad (\text{sin objeto, } t=1)$$

con la q'

$$\psi(\vec{r}, t) = -\frac{e^{i\omega t}}{2\pi\lambda} \iint_{S'} \frac{1 + \cos\theta}{2} t(\vec{r}') \psi_{inc}(\vec{r}') \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} ds'$$

Form de la apertura $t=0$ y entonces (si es q' simétrica) podemos

Realizar la integral hasta ∞



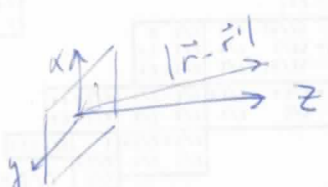
Aprox. de Campo Lejano - Difer. de Fraunhofer

Sup. de ψ_{inc} , la integral de Kirchhoff es muy difícil de resolver

Avances $\Rightarrow$ Aprox

Una de ellas $\rightarrow$ Campo Lejano (Fraunhofer) $\rightarrow$ P es lejano como
 P/Pensar q' los rayos
 q' provienen de la
 apertura son ||

Elige una sup. plana (para z y z') y el origen en el centro de la apertura



$$\Rightarrow |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{z^2 + (x-x')^2 + (y-y')^2} =$$

$$= \sqrt{\underbrace{z^2 + x^2 + y^2}_{r^2} - 2(x x' + y y') + x'^2 + y'^2}$$

Campo lejano $\Leftrightarrow |\vec{r}| \gg |\vec{r}'| \quad \forall x', y'$

$$\Rightarrow |\vec{r} - \vec{r}'| \approx r \sqrt{1 - \frac{2(x x' + y y')}{r^2} + \frac{x'^2 + y'^2}{r^2}} \approx$$

$$\approx r \left(1 - \frac{x x' + y y'}{r^2} + \frac{x'^2 + y'^2}{2r^2} \right) =$$

$$= r - \frac{x x' + y y'}{r} + \frac{x'^2 + y'^2}{2r}$$

Este término es cuadrático en $\vec{r}' \rightarrow$ se desprecia.

Para además necesario que $\frac{k(x'^2 + y'^2)}{2r} \ll \pi$ Para no

inducir un desfase de π en el momento de ψ

~~scribble~~
~~scribble~~
~~scribble~~
 D | ①

S. D es el "diámetro" o alguna dimensión de la apertura

⇒ $x'^2 + y'^2 < D^2$ (con la apertura circular)

⇒ la condición para escribirse $kD^2 \ll 2\pi r$

! $D^2 \ll \lambda r$ → Aprox. de campo lejano.

Usamos la relación obt. $P/|r-r'|$ es la integral

→ el término ϕ' aparece en el denomin. lo desarrollamos a orden cero y el de la fase (+ sensible a cambios por oscila) → 1º orden. (en r')

⇒
$$\psi(\vec{r}, t) = -\frac{1}{2\pi\lambda} \frac{e^{-i(\omega t - kr)}}{r} \frac{(1 + \cos\theta)}{2} \times$$

$$\times \iint_{S'} t(\vec{r}') \psi_{inc}(\vec{r}') e^{ik \frac{x x' + y y'}{r}} dx' dy'$$



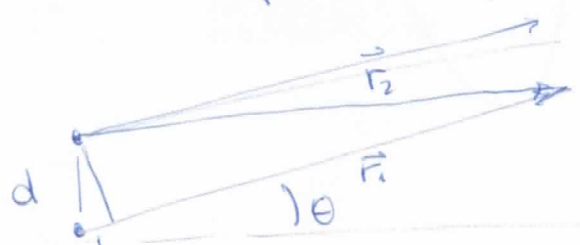
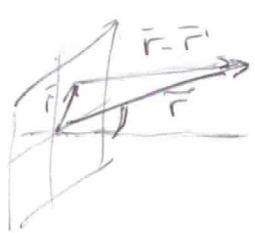
NOTAR ϕ' $x x' + y y' = \vec{r} \cdot \vec{r}'$

⇒ $\frac{x x' + y y'}{r} = \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r}$

($z'=0$, lejana) en dif. $|r-r'|$

Solo sobrevive la comp. de $\vec{r}'$ en la dirección de $\vec{r}$

es sobre ϕ' los rayos ϕ' van a $\vec{r}$ de modo $\vec{r}'$ son ||



$d \sin\theta \approx |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \leftarrow$

SAVES, ET EXPLICATION
PHOTO SIGUIENTES

$$F(k) = \int f(x') e^{i k x'} dx'$$

↳ $\psi_{inc.}$

Si $\vec{k} \Rightarrow \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{r}}{r} \right) \rightarrow$ VECTOR con UNID. de k , DIRECCION de $\vec{r}$
que es la DIR. de Prop. de c/ONDITA.

$\Rightarrow F(\vec{k})$ y es la TDF. de la ~~onda~~ POPULA de
ENTRADA.



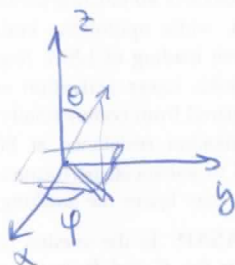
VEN en el dominio TEMPOREL.

⇒ Dada la D.P. en los exponentes, la integral

90

No se puede $\vec{r}$ sino solo su dirección. (θ, φ)

→ En coord. esféricas $\frac{x}{r} = \sin\theta \cos\varphi$ $\frac{y}{r} = \sin\theta \sin\varphi$



o sea q' $\psi(\vec{r}, t) = -\frac{1}{2\pi\lambda} \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} S(\theta, \varphi)$

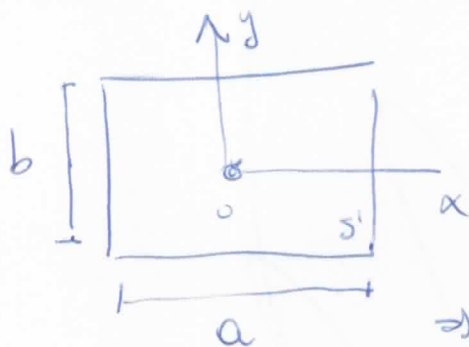
con $S(\theta, \varphi) = \frac{(1 + \cos\theta)}{2} \iint_{S'} t(\vec{r}') \psi_{inc}(\vec{r}') e^{ik(x' \sin\theta \cos\varphi + y' \sin\theta \sin\varphi)} dx' dy'$

Usa asociación
NOTA ~~SE~~
(anti.)

Es similar a la EXP. y obt. los coef. de Fourier de $t \psi_{inc}$.

Reo. Ahora para una Func. Bidimensional.

↓
Ejemplo: Abertura rectangular



Sup. q' No hay MAT. Transp. $\frac{1}{2} t = 1$

y es onda incidente en plano.

⇒ $\psi_{inc}(\vec{r}') = A e^{i(k_{ox} x' + k_{oy} y')}$

↓ en $z' = 0$ (Plano)

↙ estas comp. representan el ángulo de incidencia

⇒ $S(\theta, \varphi) = \frac{1 + \cos\theta}{2} A \iint_{S'} e^{-i(k_{ox} x' + k_{oy} y')} e^{ik(x' \sin\theta \cos\varphi + y' \sin\theta \sin\varphi)} dx' dy'$

es la superficie de la apertura

Q' Puntos separados en:

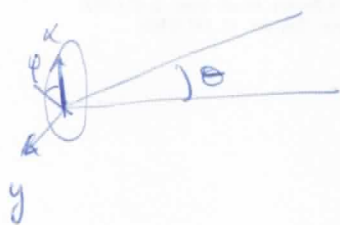
$$S(\theta, \varphi) = \frac{(1 + \cos \theta)}{2} A \int_{-a/2}^{a/2} e^{i x' (k \sin \theta \cos \varphi - k_{0x})} dx' \cdot \int_{-b/2}^{b/2} e^{i y' (k \sin \theta \sin \varphi - k_{0y})} dy'$$

Es una expresión 1D con $k = k \sin \theta \cos \varphi - k_{0x}$

$$\rightarrow S(\theta, \varphi) = \frac{A' a b (1 + \cos \theta)}{2} \frac{\sin \left[(k \sin \theta \cos \varphi - k_{0x}) \frac{a}{2} \right]}{(k \sin \theta \cos \varphi - k_{0x}) \frac{a}{2}} \frac{\sin \left[(k \sin \theta \sin \varphi - k_{0y}) \frac{b}{2} \right]}{(k \sin \theta \sin \varphi - k_{0y}) \frac{b}{2}}$$

P/condición con el caso de N puntos en la línea $N \rightarrow \infty$

Tomamos incidencia normal $\Rightarrow k_{0x} = k_{0y} = 0$ y $\varphi = 0$ (No Falso, No es evidente)



$$\Rightarrow S(\theta, \varphi) = \frac{A' a b (1 + \cos \theta)}{2} \frac{\sin \left[(k \sin \theta) \frac{a}{2} \right]}{k \sin \theta \frac{a}{2}}$$

(N puntos) $E_p = \frac{A' N \sin \left(\frac{k d \sin \theta N}{2} \right)}{\frac{k d \sin \theta N}{2}}$ $\begin{matrix} N \rightarrow \infty \\ d \rightarrow 0 \\ N \cdot d = a \end{matrix}$

↓
avg.
pico.
↓
OTD.



o sea que cualitativamente es lo mismo que el $\frac{1 + \cos \theta}{2}$

Q' es la dif. entre Huygens - Fresnel / Kirchhoff

¡Guste P/θ << 1 coinciden!

En el caso $\varphi = \frac{\pi}{2}$ se aplica el $\cos \varphi$ con $\frac{a}{2}$ y sobre el eje z .



Gustar de la luz

NOTAR q' $S(\theta, \varphi)$ No DEP. DEL ORIGEN DE COORD.

$\Rightarrow$ P/campo lejano, PER. DESPLAZ. LONGITUD DE LA ABERTURA

No producen cambios en la distrib. de intensidad, solo cambios en el origen de la onda esférica q' multiplica a $S(\theta, \varphi)$

$\Rightarrow$ Un desplaz. de la apertura sólo produce un cambio de fase en la onda q' sale de ella. y llega a un dado punto campo

Aprox. Praximal

Al analizar la imagen a través de una lente, surgen q' si hay una onda plana, esa onda se convierte en ondas en esféricas y no depende del tamaño de la lente.

En realidad habrá
Difracción por la Abertura

Sup. lente es $f = 10 \text{ cm}$ y $D = 1 \text{ cm}$

la cond. de campo lejano no se cumple pues (cond. $D^2 \ll \lambda f$)

$$D^2 = 1 \text{ cm}^2 \quad \text{y} \quad \lambda f = 5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$\Rightarrow D^2 \gg \lambda f \quad \times$$

la Aprox. Praxial, por su parte, si es válida pues

$$\underline{D \ll f}$$

Aproximaciones de onda plana $|\vec{r} - \vec{r}'|$:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| \approx z + \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z} = z + \frac{x^2 + y^2}{2z} - \frac{xx' + yy'}{z} + \frac{x'^2 + y'^2}{2z}$$

Con $z > 0$ y $\frac{1 + 0 + 0}{2} \approx 1$

Es la integral de Kirchhoff:

$$\psi(\vec{r}, t) = -\frac{1}{2\pi\lambda} \cdot \frac{e^{i(\omega t - kz)}}{z} e^{-ik \frac{(x^2 + y^2)}{2z}} \times \int_{S'} t(\vec{r}') \psi(\vec{r}') e^{ik \frac{(xx' + yy')}{z}} e^{-ik \frac{(x'^2 + y'^2)}{2z}} dx' dy'$$

ONDA ESFÉRICA EN ΔPOX. PARAXIAL (NOTA 134) (NOTA 135)

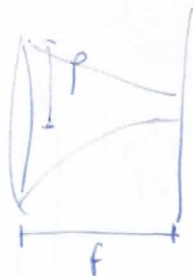
EN CUALQUIER TIEMPO ESTO

INTEGRAL SOBRE LA SUPERFICIE S'

Si se $\rightarrow$ una onda esférica que multiplica a la integral.

Usamos la para estudiar cómo focaliza una lente:

SUP. una ONDA PLANA que incide sobre una lente de radio R



$$\psi_{inc}(\vec{r}) = A$$

La idea es ver que TAN "PUNTO" es el foco

Un buen coef. de Transmisión de una lente es (lo que define)

$$t(p) = e^{ik \frac{p^2}{2f}} = e^{ik \frac{(x'^2 + y'^2)}{2f}}$$

NOTA 135

Donde converge es onda

⇒ REEMPLAZO ZANDO z E USUANDO EN $z = f$

$$\psi(\vec{r}, t) = - \frac{A}{2\pi\lambda} \frac{e^{i(\omega t - kz)}}{z} e^{-ik \frac{x^2 + y^2}{2f}} \iint_{S'} e^{ik \frac{(x' + y')}{z}} dx' dy'$$

¡¡
t se cancela con la otra EXP

Esto hace innecesario la aprox. de campo lejano que se usaba para cancelar este término (caso A.T.).

Si fuere una lente rectangular, la integral ya la resolvimos antes. En la aproximación rectangular (Aprox. modificada por la lente) suponemos q' la lente tiene un radio $\frac{D}{2}$ y restringimos la integral en coord. polares:

para $x = \rho \cos \varphi$ $x' = \rho' \cos \varphi'$
 $y = \rho \sin \varphi$ $y' = \rho' \sin \varphi'$
 Cambio Fusión

⇒ $xx' + yy' = \rho\rho' \cos \varphi \cos \varphi' + \rho\rho' \sin \varphi \sin \varphi' = \rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')$

⇒ $\psi(\vec{r}, t) = - \frac{A e^{i(\omega t - kz)}}{2\pi\lambda} e^{-ik \frac{(x^2 + y^2)}{2f}} \int_0^{\frac{D}{2}} \int_0^{2\pi} e^{i \frac{k}{f} \rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')} \rho' d\rho' d\varphi'$

[9] J. Mizusaki, K. Amano, S. Yamachi, K. Fuchi, Solid State Ionics 22 (1987) 313
 [10] J. Mizusaki, K. Amano, S. Yamachi, K. Fuchi, Solid State Ionics 22 (1987) 323
 [11] J.H. Kuo, H.U. Anderson, D.M. Sparlin, J. Solid State Chem. 89 (1988) 52
 [12] J. Mizusaki, H. Tagawa, K. Naraya, T. Sasamoto, Solid State Ionics 49 (1991) 111
 [13] B.C.H. Steel, S. Carter, J. Kojda, I. Kononidis, J.A. Kilner, in: Proc. 2nd Int. Symp. on SOFC, Athens, Greece, 1991, p. 517.
 [14] J. Mizusaki, H. Tagawa, T. Saito, H. Naito, in: Proc. of the 14th Riso Int. Symp. on Material Science, Roskilde, Denmark, 1993, p. 343.



⊛ → la soluc. a estas integrales se escribe en términos de las funciones de Bessel

$$J_m(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(x \sin \phi - m\phi)} d\phi$$

En Prct. , Aquí para $m=1$ y dando el conveniente argumento a ϕ :

$$\textcircled{*} = \left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{J_1\left(\frac{Dkp}{2f}\right)}{\left(\frac{Dkp}{2f}\right)}$$

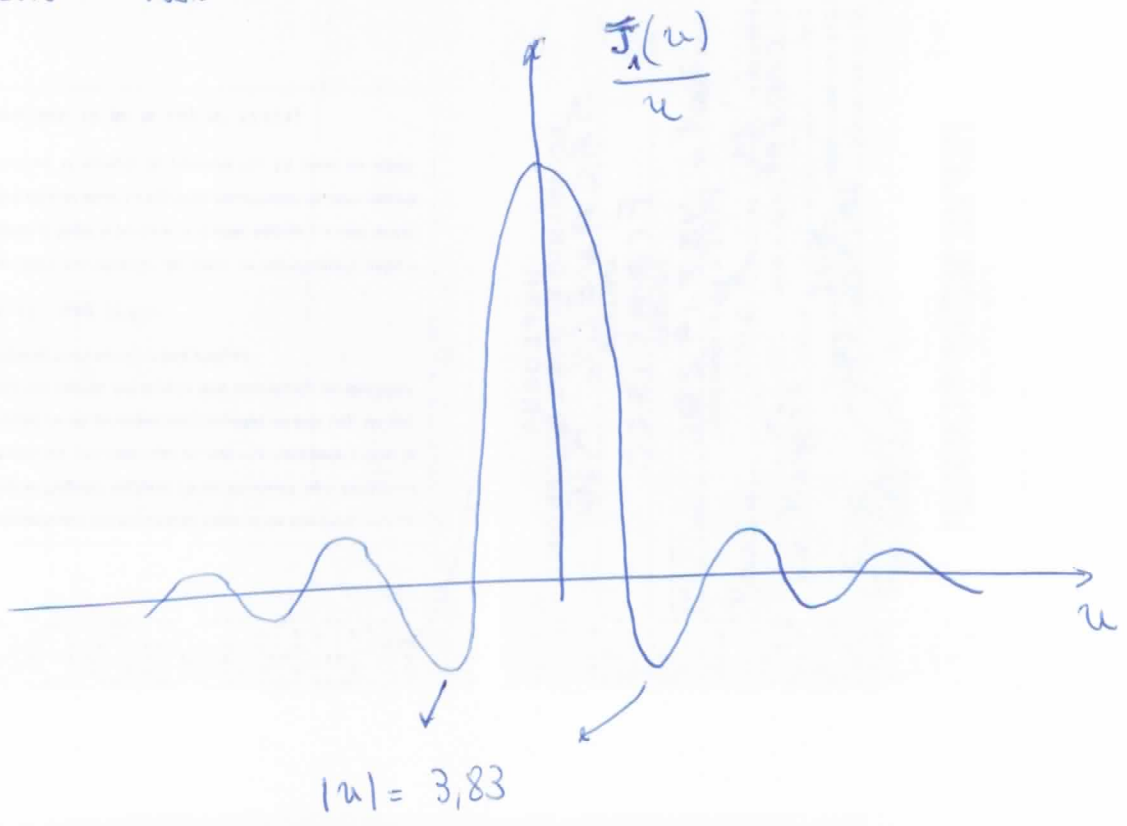
f es la variable en la Prctica

$$J_1(x) \approx \frac{x}{2} - \frac{x^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} - \frac{x^7}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} \dots$$

Notar q' la soluc. tiene simetría de revolución.

→ No dep. de ϕ → Anillo

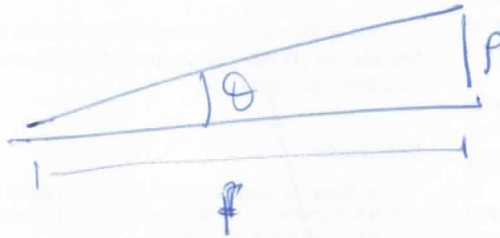
con el resultado o con un Programa.



$$\Rightarrow \frac{kD P_{\text{máx}}}{2f} = 3,83 \Rightarrow$$

$$P \approx 1,22 \frac{\lambda f}{D}$$

Disco de Airy
(radio de disco de Airy)



Notar que $\frac{P}{f} = \sin \theta$

$\Rightarrow$ esta expresión es mínima.

$$\sin \theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{D} \text{ para el } 1^{\circ}$$

En el caso que analizamos (el 1º m) $\left| \sin \theta = \frac{m \lambda}{D} \right|$, 0

es $\frac{\lambda}{D}$ el 1º mínimo. Aparece el 1,22 pero todo

lo demás es igual.

Vemos que cuanto mayor es el ángulo subt. por la lente ($\propto \frac{D}{f}$)

$\Rightarrow$ más puntual es el foco. $(P \propto \frac{f}{D})$

A demás cuanto menor es $\lambda \rightarrow$ más pequeña es la mancha focal
(círculo de confusión)

Notar que esto nos da un límite de resolución, si las ondas incidentes con $\neq$ ángulo se enfocan una detrás de la P de la otra, las 2 "mezclan" se confunden y no podemos capaces de diferenciarlas.

Es claro, la esp. angular debe ser mayor que $\frac{\lambda}{D}$
para poder resolver estas long. de onda.

o sea los
rayos de luz
deben de estar
más separados

→ la situación se analiza si $\frac{D}{f}$ (donde f es λ óptico) es grande y λ lo más pequeño posible. $\left(\text{o } \frac{\lambda f}{D} \text{ pequeño} \right)$

Un probl. básico → CD: busco usar bits lo + cercano posible
→ PERO Q' entra un user en sólo uno de ellos

La lente es f muy chico y $\lambda = 780 \text{ nm}$ y funciona
(Lente enfocando lo más cerca)
Para el DVD se debe pasar a $\lambda = 640 \text{ nm}$ (problema visible)

Sistemas Formadores de imágenes

En un sist. formador de imágenes el problema es similar, se
hace un único foco la imagen en z_s' (como vimos previamente)
y el problema se resuelve de forma similar al que anterior,
C/punto ~~del objeto~~ seal una fuente y luego se pasa
por el sist. óptico, se forma su imagen → distors. de patrones
de difracción superpuestas (distors. q' fuente es incoherente p/
q' no interfieren entre sí).

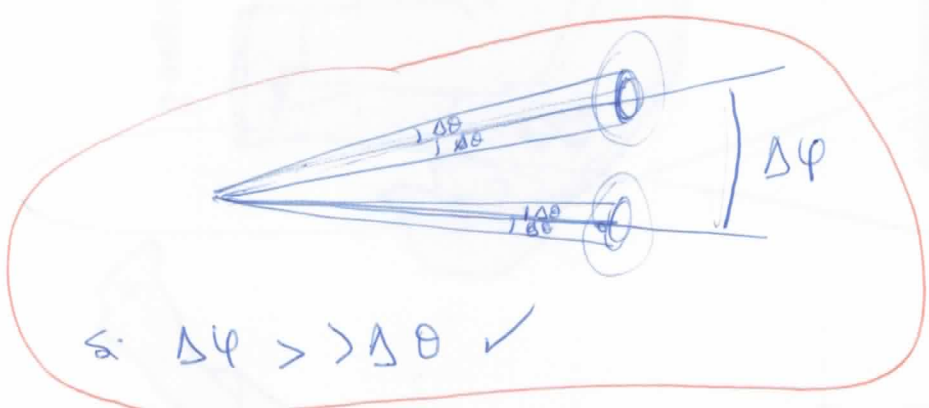
⇒ El radio de Airy nos da un límite, pues las imágenes
serán tan nítidas como pequeños sean los puntos que se forman.
(Algo así como píxeles)

P/similit. → 2 fuentes incoherentes (2 ~~objetos~~ 1 través de
un ~~objeto~~ sistema formador de imágenes q' enfocara en una pantalla).

el radio de disco de Airy es $1,22 \frac{\lambda f}{D} = p$

si $\Delta\theta$ es el ángulo subtendido → $\Delta\theta = \frac{1,22 \lambda}{D}$ $\left(\frac{p}{f} \approx \sin \Delta\theta \right)$
por el disco.

⇒ Para ~~OBJETO~~, el disco se extiende $\Delta\theta$, en ángulo, ALR.
 Si su imagen geométrica puntual.



Si $\Delta\phi \gg \Delta\theta$ ✓



Pero si No, las imágenes se superponen
Críterio (Rayleigh) → las imágenes están separadas si el centro
 del disco de Airy de un obj. cae en el 1º mínimo de Rayleigh
 de Airy del otro.

⇒ la sep. ang. mínima es $\Delta\phi)_{\min} = \frac{1,22 \lambda}{D}$

y el límite de resolución es $\Delta\ell)_{\min} = 1,22 f \lambda$

El Poder RESOLUTIVO es la inversa de esos → límites para λ

¿Cómo incrementarlo?

- ↳ Distm. λ (UV, ELECTRONES)
- ↳ Aum. D → ~~Redisc.~~ INC., menor f_{airy}

No existen más sobre a' otras muy cerca → SAMPLES

↳ Puntos de sfo → MAPA GAUSSIANO