INVERTIDA

$$\frac{X_{im}}{X_{OBJ}} = \frac{Z_{im}}{Z_{OBJ}}$$

$$m_{OBJ} = -\frac{g}{f_{OBJ}}$$ → ES IGUAL AL COC. DE LA ALTURA DE LA IMAGEN PRIMARIA SOBRE ~~LA~~ DEL OBJETO

POSIC. DE VISIÓN RELAJADA – PUNTO PRÓXIMO (≈ 25 cm)

$$m_{OCULAR} = \frac{Z_P}{f_{OC}}$$

↓ LUPA

$$\Rightarrow \boxed{M = -\frac{g\, Z_P}{f_1\, f_2}}$$

POLARIZACIÓN

ONDAS VEC. → ESCALARES → PRESIÓN, DENSIDAD
→ VECTORIALES → ONDAS EN CUERDAS, ARCOS, ETC.

SIN EMB. SIEMPRE ANALIZAMOS UNA COMPONENTE PUES LA DIRECCIÓN DE LA MAGNITUD RELEVANTE NO TENÍA NINGUNA INFLUENCIA.

↳ ¿Q' DIF. A LAS ONDAS VEC. DE LAS ESCALARES?

¿CÓMO VEREMOS Q' LO Q' OSCILA ES UN CAMPO $\vec{E}$ Y/O $\vec{B}$?

VAMOS A CONC. EN → ¿CÓMO SABER SI LA ONDA ES O NO VECTORIAL?
→ ¿CÓMO IDENTIFI. SI ES TRANSVERSAL?

1º PREGC. LA LUZ ¿ES ESCALAR Ó VECTORIAL?

DEBEMOS DISEÑAR UN EXP. EN DONDE ~~SE~~ EVIDENCIEN DIFERENCIAS ENTRE LOS 2 CASOS.

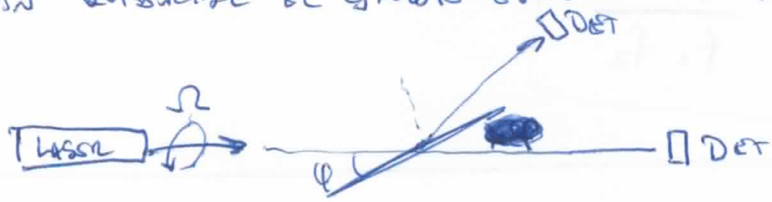
Sup. q' $\vec{h}$ está en la dir. $\hat{z}$ → vector de propagación

⇒ x e y son $\perp$ a $\vec{h}$ aunque aún son arbitrarios

Vibrac. longitudinal → en $\hat{z}$

Vibrac. transv. → en $\hat{x}$ o $\hat{y}$ → usaremos $\hat{x}$ y así que hay una ruptura de simetría transversal arbitraria.

Si la onda fuese vectorial y transv. a $\hat{z}$ ⇒ las rotac. alr. de $\hat{z}$ deberían evidenciar el cambio en el exp. q' propagamos.

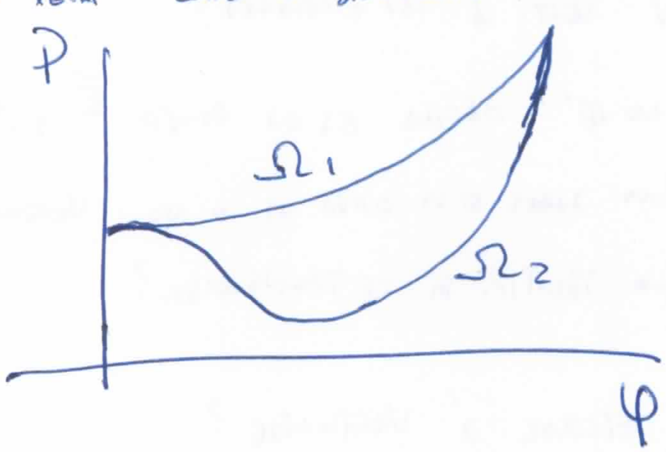


- Si variamos φ ($\Omega = cte$) ⇒ la potencia detectada cambia en ambos det.
- Si variamos Ω ($\varphi = cte$) ⇒ la pot. cambia también

El resultado, para 2 valores de $\Omega = \Omega_1$ y Ω_2

Se verá como lo siguiente:

($\varphi_{max} \approx$ … $< 90^\circ$)

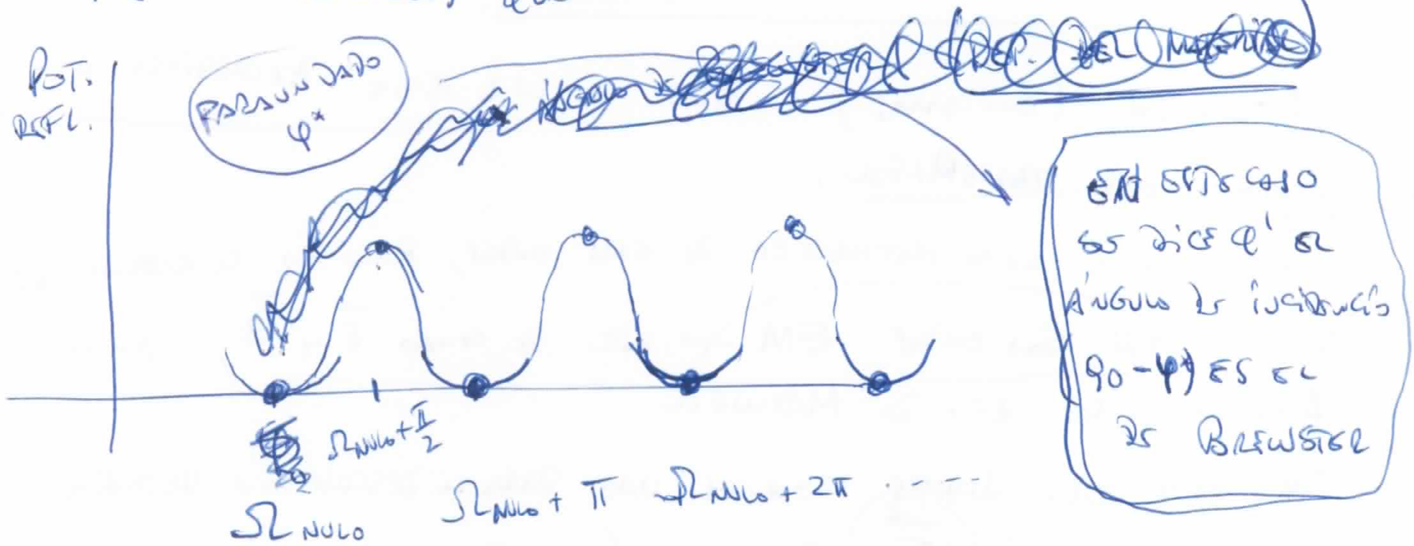


Esto nos asegura q' (al haber 2 curvas $\neq$) la simetría alr. de $\hat{z}$ está roto ⇒ no puede ser longitudinal ni escalar

↳ Debe haber al menos una componente transversal

Si analizamos con + detalle el mínimo, veremos que es posible prácticamente anular la potencia detectada en el detector de la onda reflejada. (∃ un φ^* q' cumple eso)

Además veremos que ocurre lo siguiente



Pregunta: ¿la onda es transversal pura ó puede tener una componente longitudinal?

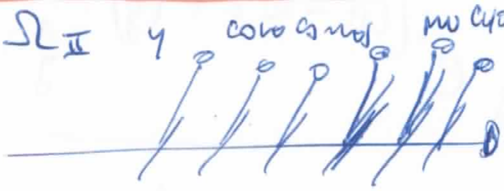
Sup. q' la luz es una onda long. y transv.

~~Si para el áng. de Brewster no hay reflexión (q' un dado Ω)~~

la comp. long. no puede dep. de Ω por su simetría

Eso quiere decir q' en la condición en q' no hay pot. detectada (Ω_I adecuado, φ corresp. al ángulo de Brewster) ∴ la comp. long., si existe, no es reflejada ⇒ es transmitida aún cuando se rote el láser para obtener pot. máxima (otro Ω_{II} a 90° del inicial). Pues no dep. de Ω

Si mantenemos Ω_{II} y colocamos muchos vidrios con el mismo áng. de incidencia (Brewster)



⇒ la comp. long. no sufrirá variaciones, mientras q' la transv. se irá atenuando (por las sus. refl.) hasta ser desprec. ⇒ onda long. pura → experiencia: ond. transm. decae a cero ⇒ no hay long.

⇒ WZ: no es escalar ni puede ser descripta sólo como long.

pero esto no asegura que es transversal.

Ondas (WZ) linealmente polarizadas

Mostramos (contamos) que la WZ debe describirse al menos como una onda transversal.

No entraremos en la naturaleza de esas ondas, pero en la actualidad se sabe que son ondas EM → osc. de campo $\vec{E}$ y $\vec{B}$, pues responden a las ec. de Maxwell

Como ambos osc. juntos tomamos uno para la descripción vectorial de las ondas → $\vec{E}$, pues interactúa + fuertemente con la materia que $\vec{B}$

Analizaremos ondas una sola frecuencia → monocromáticas

Ya q' la ec. de ondas es lineal, podremos superponerlas en caso de necesitar pulsos con una dep. arbitraria.

Usaremos $\hat{z}$ a la dir. de propag. ⇒ $\vec{E}$ tendrá comp. $\hat{x}$ e $\hat{y}$

→ Como esto es arbitrario ⇒ elegimos $\hat{x}$ como $\parallel$ a $\vec{E}$

$$\Rightarrow \vec{E}_1(x,y,z,t) = A_x e^{i(wt - k\cdot z + \varphi_x)}\,\hat{x}$$

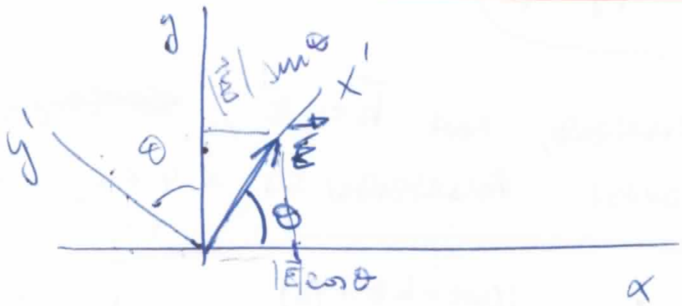
Si $\vec{k}$ no tiene sólo $\hat{z}$ ó $\vec{E}$ tuviera + de 1 comp. la descripción se complica, pero siempre (en este caso) podemos elegir $\hat{z}$ como la dir. de prop.

Si agregamos

$$\vec{E}_2(x,y,z,t) = A_y e^{i(wt - kz + \varphi_y)}\,\hat{y}$$

Podemos describir cualq. onda transv. q' se propaga en $\hat{z}$.

Tanto $\vec{E}_1$ como $\vec{E}_2$ son ondas linealm. polariz.
↳ vistas de frente → línea.



Si quisiera describir una onda q' forma un áng. θ con el eje $\hat{x}$
⇒ puedo def. un nuevo sist. de coord. $\perp$ a $\hat{z}$ → $\hat{x}', \hat{y}'$
y la relación con el sistema $\hat{x}, \hat{y}$ es:

$$\vec{E}(x', y, z, t) = A_0\, e^{i(wt - kz + \varphi_0)}\, \hat{x}'$$

$$\text{con}\quad \boxed{\begin{aligned} x &= x'\cos\theta - y'\,\text{sen}\,\theta \\ \hat{y} &= x'\,\text{sen}\,\theta + y'\cos\theta \end{aligned}}$$

o en notación matricial (rotac. en θ) → $R(-\theta)$

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\,\theta \\ \text{sen}\,\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}$$

Notar q' $R(\theta) \cdot R(-\theta) = \mathbb{I}$

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\,\theta \\ -\text{sen}\,\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

→ $R(\theta)$

⇒ para pasar $\vec{E}$ a $\hat{x}, \hat{y}$ tengo q' rotar en $(-\theta)$ el sist.

$$\boxed{\begin{aligned} \Rightarrow \vec{E}(x, y, z, t) &= R(-\theta) \begin{pmatrix} E_{x'} \\ 0 \end{pmatrix} = \text{o escribir } \hat{x}' \text{ en la base } \hat{x}, \hat{y} \\ &= A_0\, e^{i(wt - kz + \varphi_0)} \left(\cos\theta\, \hat{x} + \text{sen}\,\theta\, \hat{y} \right) \end{aligned}}$$

$$\Rightarrow \quad A_x = A_0 \cos\theta \qquad \varphi_x = \varphi_0$$
$$A_y = A_0 \,\text{sen}\,\theta \qquad \varphi_y = \varphi_0$$

⇒ una onda linealm. polarizada, con $\vec{k}$ en $\hat{z}$, con polariz. arbitraria, se obt. superp. ondas polarizadas en $\hat{x}$ y en $\hat{y}$ con la misma fase:

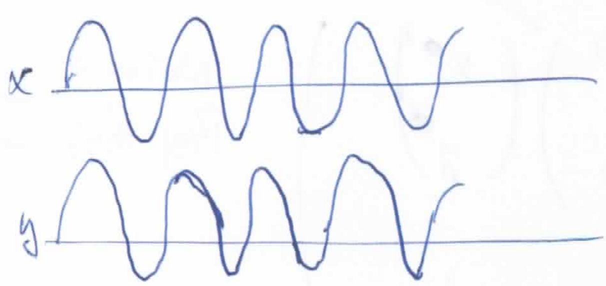
$$\vec{E}(x,y,z,t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0\, e^{i(\omega t - kz + \varphi_0)} \cos\theta \\ A_0\, e^{i(\omega t - kz + \varphi_0)} \,\text{sen}\,\theta \end{pmatrix} =$$
$$= A_0\, e^{i(\omega t - kz + \varphi_0)} \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \text{sen}\,\theta \end{pmatrix}$$

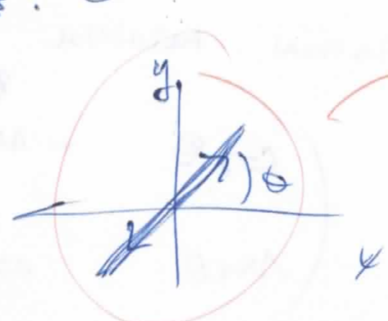
→ Proyecto el vector $\vec{E}$ en $\hat{x}$ e $\hat{y}$

Notar q' es fundamental que estén en fase ①

¿Q' ocurre si no están en fase? ②

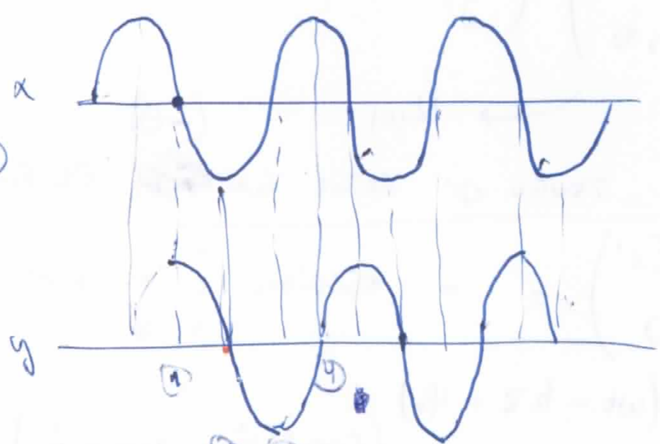
①

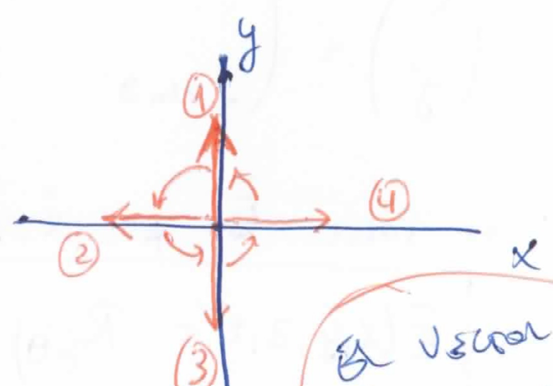




$$\boxed{\frac{A_y}{A_x} = \text{tg}\,\theta}$$

②





El vector $\vec{E}$ rota en el plano xy

Polarización elíptica y circular

Veamos entonces q' ocurre si las ondas q' se superponen no están en fase:

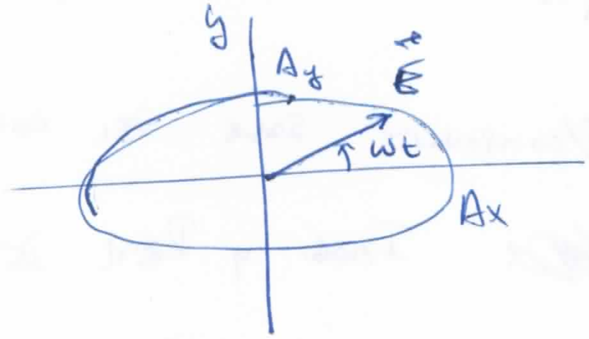
$$\vec{E}(x,y,z,t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \\ A_y e^{i(\omega t - kz + \varphi_y)} \end{pmatrix} =$$

$$= e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y e^{i(\varphi_y - \varphi_x)} \end{pmatrix}$$

ó tomando la parte real

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \begin{pmatrix} A_x \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \\ A_y \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \end{pmatrix}$$

la cual es la ec. paramétrica de una elipse, en part. cuando $\varphi_y - \varphi_x = \pm \pi/2$ y $A_x \neq A_y$, la punta del vector describe una elipse centrada en los ejes x e y



el signo de la dif. de fase indica en q' sentido gira el vector

Si $\varphi_y - \varphi_x = +\frac{\pi}{2}$

$$\Rightarrow \vec{E}(x,y,z,t) = e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y e^{i\pi/2} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} A_x \\ i A_y \end{pmatrix}$$

cuya parte real es $\vec{E} = \begin{pmatrix} A_x \cos(\omega t \cdots) \\ -A_y \operatorname{sen}(\omega t \cdots) \end{pmatrix}$

visto de frente.

$\Rightarrow$ al pasar t el vector $\vec{E}$ gira en sentido horario

$\longrightarrow$ se dice "a derecha"

~~Supongamos~~ Para encontrar la forma del vector que describe una onda elíptica cuyo eje mayor forma un ángulo θ con el eje x aplicamos la matriz de rotación R_θ

$$\begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \end{pmatrix} = R_\theta \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = R_\theta\, e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} A_x \\ iA_y \end{pmatrix} =$$

$$= e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} \cos\theta\, A_x + i \operatorname{sen}\theta\, A_y \\ -\operatorname{sen}\theta\, A_x + i\cos\theta\, A_y \end{pmatrix}$$

y la fase de c/componente sale del cociente de las partes ~~[illegible]~~ Imag. y Real de c/u: $\left(z = \rho e^{i\varphi} \right)$ complejo

$$\operatorname{tg} \varphi_{x'} = \frac{\operatorname{sen}\theta\, A_y}{\cos\theta\, A_x} = \operatorname{tg}\theta \frac{A_y}{A_x}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{y'} = -\frac{\cos\theta\, A_y}{\operatorname{sen}\theta\, A_x} = \frac{\operatorname{sen}\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) A_y}{\cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) A_x} = \operatorname{tg}\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \frac{A_y}{A_x}$$

$\frac{A_y}{A_x}$ → DETERMINA LA DIF. DE FASE

EN EL CASO PARTICULAR $A_x = A_y$ EL GRÁFICO ES UN CÍRCULO

Y ENTONCES $tg\,\varphi_{x'} = tg\,\theta$ y $tg\,\varphi_{y'} = tg\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)$

$\Rightarrow \varphi_{y'} - \varphi_{x'} = \frac{\pi}{2}$ → EL DESFASAJE NO DEPENDE

DEL SISTEMA DE COORD. ELEGIDO Y EL CAMPO $\vec{E}$ SIEMPRE DESCRIBE UNA CIRCUNFERENCIA DE RADIO $R = A_x = A_y$ → POLARIZ. CIRCULAR DERECHA

DE FORMA TOTALMENTE ANÁLOGA, SI $\varphi_y - \varphi_x = -\frac{\pi}{2}$

$$\Rightarrow \vec{E} = e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} A_x \\ -iA_y \end{pmatrix}$$

O SU PARTE REAL $\vec{E} = \begin{pmatrix} A_x \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \\ A_y \operatorname{sen}(\omega t - kz + \varphi_x) \end{pmatrix}$

RÁPIDO

LO CUAL DESCRIBE UN VECTOR QUE GIRA EN SENTIDO ANTIHORARIO O "A IZQUIERDA"

SI VOLVEMOS A PONER $A_y = A_x \Rightarrow$ LLEGAREMOS TB. A $\varphi_{y'} - \varphi_{x'} = -\frac{\pi}{2}$, INDEP. DEL SIST. DE COORD.

→ POLARIZACIÓN CIRCULAR IZQUIERDA

NOTAR QUE LO Q' DEFINE "A DERECHA" O "A IZQUIERDA" ES EL SENTIDO DE PROPAGACIÓN, SI LA ONDA SE PROPAGARA EN EL SENTIDO CONTRARIO, UN DESFASAJE DE $-\frac{\pi}{2}$ CORRESPONDE A UNA ONDA Q' GIRA A DERECHA Y VICEVERSA.

ASÍ COMO CUANDO HABLAMOS DE COORD. POLARES Y CARTESIANAS, AQUÍ PODEMOS ENCONTRAR UNA TRANSFORMACIÓN QUE LLEVE NUESTRA BASE $(\hat{x}, \hat{y})$ DE ONDAS LINEALM. POLARIZADAS A OTRA $(\hat{r}, \hat{l})$ DE ONDAS POLARIZADAS A DERECHA E IZQ.

A DER. $\longrightarrow$ $\vec{E} = A e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \rightarrow \vec{r}$

A IZQ. $\longrightarrow$ $\vec{E} = A e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \rightarrow \vec{l}$

ESTOS 2 VECTORES CARACTERIZAN A UNA ONDA CIRCULAR "A D." Y "A I." RESPECT. Y SON ORTOGONALES (P/VECT. COMPLEJOS EL 1º SE CONJUGA)

$$\hat{r} \cdot \hat{l} = (1 \ \ i)^* \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = 1 - 1 = 0$$

$$\hat{r} \cdot \hat{r} = (1 \ -i) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = 2$$

$$\hat{l} \cdot \hat{l} = 2$$

COMO SU MÓDULO ES 2, SI LOS MULT. POR $\frac{1}{\sqrt{2}}$ FORMAN UNA BASE ORTONORMAL:

$$\hat{e}_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{r} \qquad \hat{e}_l = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{l}$$

~~$\hat{e}_r = \frac{1}{\sqrt{2}}$~~

Dado que tenemos la base $\hat{x}, \hat{y}$ y la $\hat{e}_r, \hat{e}_l$

$\exists$ una matriz q' lleva de una base a la otra

Caso q' es $\begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix}$

Notar que

$$\begin{bmatrix} E_r \\ E_l \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$$

comp. en la base $\hat{e}_r, \hat{e}_l$

T_{LC}

comp. en la base $\hat{x}, \hat{y}$

Análogamente

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_r \\ E_l \end{bmatrix}$$

T_{CL}

Caso q' es $\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix}$

Verificar

Ver bien esto

Notar q' $T_{CL} \cdot T_{LC} = \mathbb{I}$

al ser matrices inversas.

¿Qué representan estas matrices / vectores?

Si yo tengo una onda expresada en la base de ondas polarizadas linealmente $(\hat{x}, \hat{y})$ al transformar con la matriz la proyecto en la base de ondas circularmente polarizadas $(\hat{r}$ y $\hat{l})$.

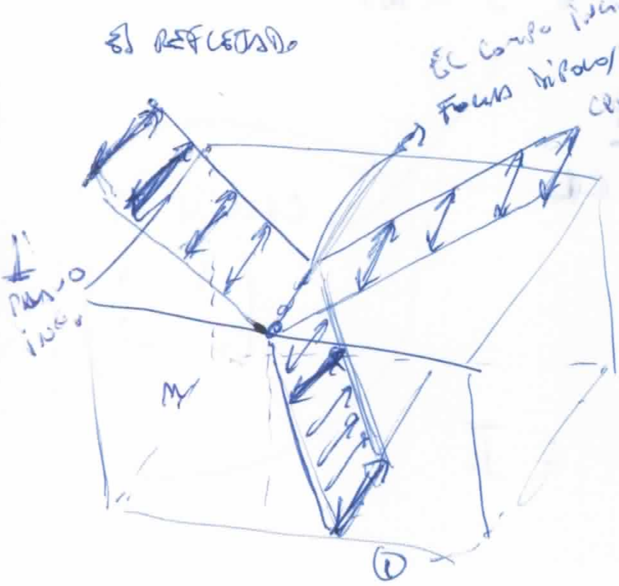
~~Como consecuencia~~ En part., si tengo una onda linealm. polarizada y aplico TLC puedo ver si esa transformación afecta su polarización ⇒ será interesante hallar dispositivos que sean representados por ese tipo de matrices.

Por ej. $\begin{bmatrix}1 & i\\ 1 & -i\end{bmatrix}\begin{bmatrix}E_x\\ 0\end{bmatrix} = E_x \hat{e}_r + E_x \hat{e}_l$

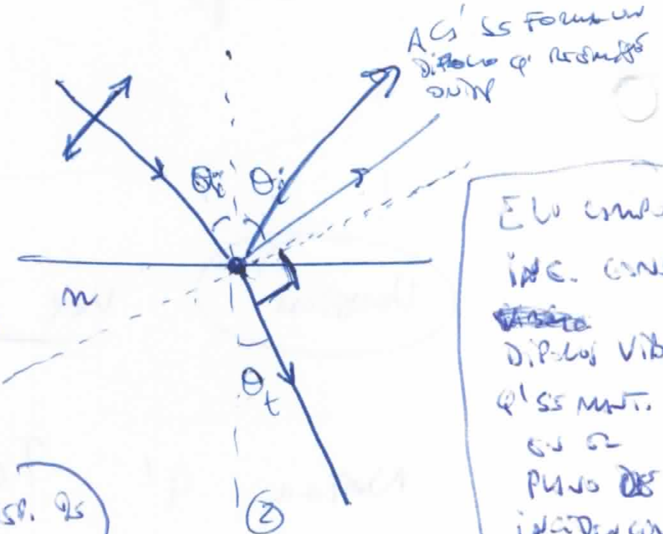
Ángulo de Brewster y polarizador

Recordemos el caso analizado al principio de polarización

→ ∃ una condición en que sólo 1 estado de polariz. transversal es reflejado



Los ángulos quedan determinados por Snell → dep. de m



El campo inc. genera dipolos vibrant. q' se mant. en el plano de incidencia

② El dipolo q' se forma en la sup. y re emite las ondas. Emite ondas transv. al rayo refractado y al reflejado.

Cuando el rayo refl. y el refractado forman 90°.

El rayo reflejado está en la dirección del dipolo ⇒ desap. la componente transversal

No ∃ comp. transv. en esa direcc.

⇒ Si hay luz con una polariz. arbitraria, la componente ⊥ al plano óptico será reflejada sin variaciones, mientras que la contenida en el plano es más atenuada hasta anularse cuando $\theta_i + \theta_t = \pi/2$ (cond. de Brewster)

Por Snell

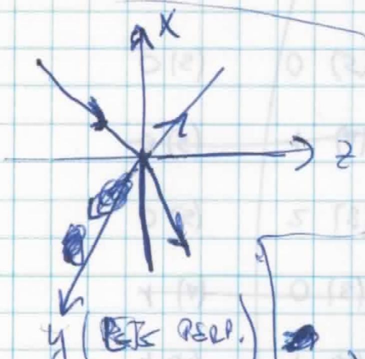
$$n_1 \operatorname{sen}\theta_i = n_2 \operatorname{sen}\theta_t = n_2 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right)$$

$$\Rightarrow n_1 \operatorname{sen}\theta_i = n_2 \cos\theta_i$$

$$\Rightarrow \boxed{\operatorname{tg}\theta_B = \frac{n_2}{n_1}}$$

Este es el ángulo de Brewster

Notar q' para este ángulo, cualq. sea la polariz. de la radiac. incidente, la luz reflejada estará linealmente polarizada en la dirección ⊥ al plano de incidencia.



y (perp. a x y z)

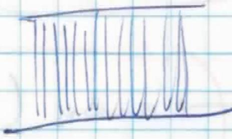
Como sólo parte de la onda es reflejada según el coef. de reflexión "r"

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{\text{reflejada}} = \underset{(P/\theta_B)}{\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & r \end{bmatrix}} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{\text{incidente}}$$

Cualquier elemento con alguna componente ≠ 0 y la reflectante < 1 se llama polarizador, pues la onda incidente es transformada en una onda con polarizada linealmente, indep. de la polariz. incidente.

Si $r = 1$ ⟶ polarizador ideal.

∃ materiales que son anisótropos ⟹ es posible construir polarizadores aprovechando esta propiedad → Dicroísmo

Ej. 

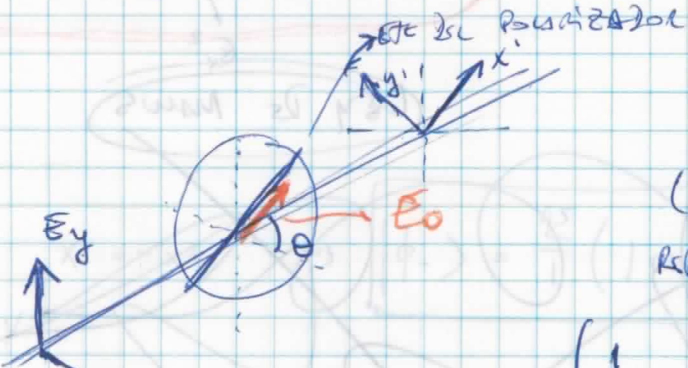
Como $\vec{E}$ afecta a los e^- (los acelera) la componente $\parallel$ a los alambres será mayormente absorbida. y sólo pasa la transversal.

Hay materiales con esta propiedad y se usan en los polarizadores

Notar q' el eje de polarización (la componente que deja pasar) no es nec. uno de los ejes de la base, entonces hay q' rotar los ejes q' definimos la matriz del polarizador o bien rotar a aquellos en los θ

La matriz del polarizador a la nueva base.

~~En la base ...~~



En la base del polarizador $(\hat{x}', \hat{y}')$, la matriz que representa al polarizador es

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

pues mult. por cualquier $\begin{bmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \end{bmatrix}$, sólo deja pasar $E_{x'}$.

A tenemos q' conocemos $\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$.

Entonces p/rotar la matriz

$$R(-\theta)\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} R(\theta)$$

Aplico una $R(\theta)$ a $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ y desp. aplico el polarizador. A ese resultado lo vuelvo a los ejes $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ con $R(-\theta)$

Pues rotamos $\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$ a la base del polarizador $(\hat{x}', \hat{y}')$, aplicamos la matriz del polarizador y volvemos a la base original $R(-\theta)$ $(\hat{x}, \hat{y})$

$$\to \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{\text{TRANSMITIDO}} = R_{(-\theta)} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} R_\theta \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$$

→ campos (inc. y transm.) en la base original.

Si queremos el campo transmitido en el sistema del polarizador,

$$\begin{bmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \end{bmatrix}^{P}_{\text{TRANSMITIDO}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} R_\theta \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} =$$

$= \cos\theta \, E_x \, \hat{x} + \sin\theta \, E_y \, \hat{y}$ → o sea, proyecto $\vec{E}_0$ en $\hat{x}$ e $\hat{y}$ → la intensidad transmitida, para un haz linealm. polarizado en $\hat{x}$, es $\left(\begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix} \right)$

$$I(\theta) = \underbrace{I_{inc}}_{E_x^2} \cos^2\theta$$

Ley de Malus

Comentar importancia p/identif. ondas linealm. polarizadas.

↓

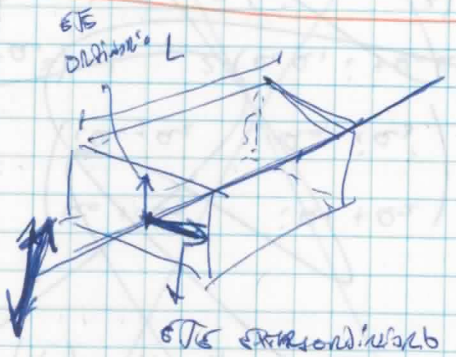
La interacción de ondas lin. pol. con medios mat. es predecible

MATERIALES BIRREFRINGENTES - LÁMINAS DE ONDA

Ya vimos cómo obt. luz linealm. polarizada (la luz natural es una colección de polarizac. incoherentes), ahora uno podría ir + lejos.

∃ materiales que refractan las ondas de luz de forma ≠ en distintos ejes, son otro tipo de materiales anisótropos, que tienen un índice de refracción ≠ para cada componente de la polarización ⟶ "retrasan" una componente respecto de la otra ⟶ podemos obt. luz circular ó elíptica desfasando una comp. en $\frac{\pi}{2}$ resp. de la otra.

$$n = \frac{c}{v} = \frac{ck}{\omega}$$



Luego de recorrer el mat. una distancia "L" cada componente acumula un kL con el k corresp. a esa dirección

Al salir del material ya no cambia la dif. de fase entre las comp. ⇒ la luz sale con la polariz. corresp. al desfasaje dado.

⇒ Uno debería ajustar L p/q' el desfasaje sea $\pm\frac{\pi}{2}$

Los Nº de onda serán:
$$k_e = n_e \frac{\omega}{c}$$
$$k_o = n_o \frac{\omega}{c}$$

~~Así la q' las fases acumuladas serán~~ $\cancel{\varphi_x = k_e}$

⇒ la dif. de fase será $$\Delta\varphi = (n_e - n_o)\frac{\omega}{c}\cdot L$$

Con esa ecuación, y sabiendo ω, n_e y n_o, puedo encontrar L tq $\Delta\varphi$ sea lo q' yo busco.

si $\Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2} \longrightarrow$ lámina de cuarto de onda

$\Delta\varphi = \pm\pi \longrightarrow$ media onda $\Delta\varphi = 2\pi$ onda completa.

	$\lambda/4$	$\lambda/2$	λ
si incido con luz lineal	elíptica ó circular	lineal opuesta	nada

Las matrices corresp. a las láminas de onda son

$$M_{\lambda/2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \qquad M_{\frac{\lambda}{4}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \pm i \end{bmatrix} \qquad M_{\lambda} = \mathbb{I}$$

Para un desfasaje genérico $\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_o$ $(x \equiv o\ ;\ y \equiv e)$

$$M_{\Delta\varphi} = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_o} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_e} \end{bmatrix} = e^{i\frac{(\varphi_o+\varphi_e)}{2}} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} \end{bmatrix}$$

Notar q' p/obt. luz circular debo incidir con luz linealm. polarizada, formando un ángulo de 45° con los ejes, de tal forma q' la proyección de $\vec{E}$ sobre ellos sea =.

Sugeriz q' lean art. óptica $\longrightarrow$ 8.7 matrices
$\longrightarrow$ 8.10 Hecht.
8.11

Mult. $M_{\frac{\lambda}{4}} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix}$ p/ mostrar

LUZ NATURAL

Las fuentes de luz típicas, especialmente las generadas por calentamiento (lámparas, gases, sol) están formadas por un nº muy grande de emisores indep., sin una dirección de polarización preferencial.

c/átomo emite un tren de ondas c/aprox. 10^{-8} seg, con lo cual la polarización fluctúa en esos t característicos.

Si nuestro detector (o el ojo) es más lento ⇒ no podemos detectar esas fluctuaciones (el ojo promedia ≈ 0,1 seg)

⇒ dado q' el estado de polarización varía de esta forma, el estado en un instante es prácticamente impredecible.

→ LUZ NATURAL ó LUZ NO POLARIZADA.

Una forma de representar este estado es mediante 2 componentes con una dif. de fase que no es cte ← incoherentes y varía al azar.

(recordar q' dado q' una onda plana monocromática es ∞ ⇒ siempre debería estar polarizada)

$$\rightarrow \quad \vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A\, e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix}$$

con $\Delta\varphi$ aleatoria en el t pero tq $\langle \Delta\varphi \rangle = 0$

Si pasamos esta luz por un polarizador orientado en $\hat{x}$

$$\rightarrow \quad \vec{E}_{\text{Transm}_x} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A\, e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)}\, \hat{x}$$

o según $\hat{y}$

$$\vec{E}_{\text{Transm}_y} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A\, e^{i(\quad)}\, e^{i\Delta\varphi}\, \hat{y}$$

Ambas comp. son el mismo valor medio de intensidad ($e^{i\Delta\varphi}$ promediado es $e^{i\langle\Delta\varphi\rangle} = e^{0} = 1$)

Rotando el polarizador un ángulo θ: $R_\theta \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$

$$\begin{bmatrix} E_x' \\ E_y' \end{bmatrix}_{\text{transmitido}} = \left(E_x \cos\theta + E_y \sin\theta\right)\hat{x}' =$$

$$= A e^{i(\omega t - kz + \varphi_x)} \left(\cos\theta + e^{i\Delta\varphi}\sin\theta\right)\hat{x}'$$

Para obtener la intensidad media hay q' elevar al cuadrado y promediar en t (pues $\Delta\varphi$ varía muy rápido)

$$\Rightarrow \langle I \rangle \propto A^2 \langle \underbrace{\cos^2\theta + \sin^2\theta}_{=1} + \underbrace{2\cos\theta\sin\theta\cos\Delta\varphi}_{=0} \rangle$$

$\Rightarrow$ no dep. del ángulo

¿Cómo puedo diferenciar esto de luz polarizada circularmente?

Luego de una ~~[illegible]~~ lámina de $\lambda/4$ ~~las intensidades~~ (lineales) ~~pero la de esta sigue siendo aleatoria~~ la circular sale lineal, pero la natural sigue mant. la $\Delta\varphi$ aleatoria $\longrightarrow$ sale natural

(luego de un polarizador se verán iguales).