APUNTE DE CLASES

BOLILLA 6

AÑO 2020

Daniel G. Zarlenga

Bibliografía:

Ondulatoria Elemental (Larrondo-Avalos)

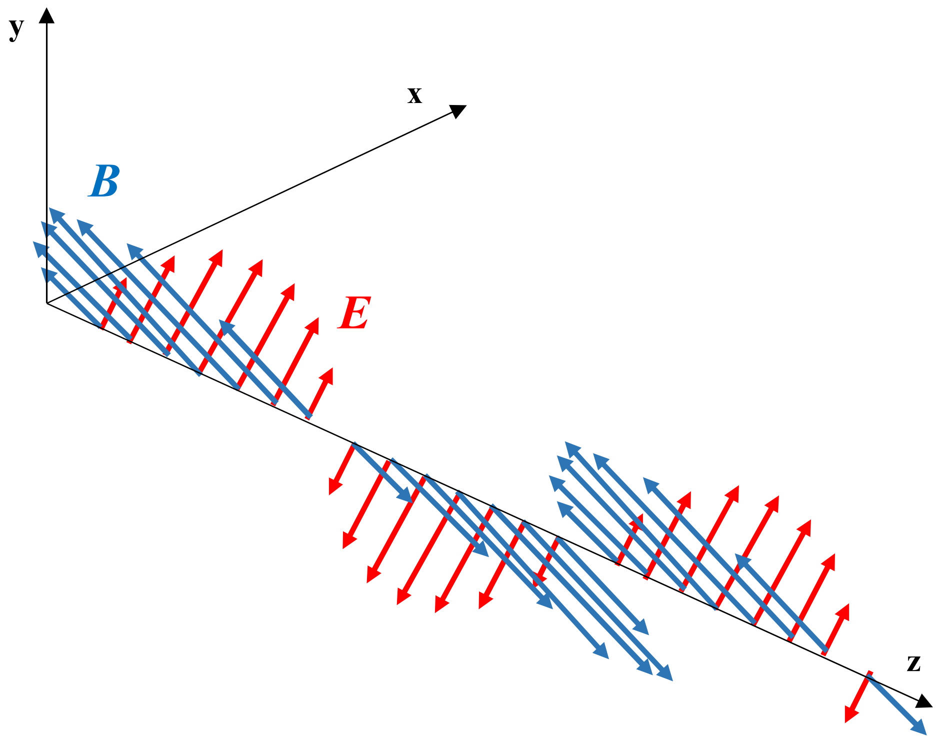
Libro “Optica” (Hecht)

POLARIZACION DE ONDAS ELECTROMAGNETICAS

En la bolilla #2 de la materia vimos que en una onda plana los campos $\vec{E}$ y $\vec{B}$ eran transversales a la propagación.
Por ejemplo si la onda se propagaba en la dirección de “x”, $\vec{E}$ apuntaba en la dirección del eje “y” mientras que $\vec{B}$ apuntaba en la dirección del eje “z”. Si bien no lo aclaramos en ese momento, ése era un caso particular de tipo de polarización: polarización lineal. En la polarización lineal el campo eléctrico siempre apunta en la misma dirección. No aclaramos que existían otros tipos de polarización para no complicar aún más el tema. Por supuesto que para una onda plana el campo eléctrico es transversal, pero eso no significa que necesariamente deba apuntar siempre en la misma dirección.
Los distintos tipos de polarización son:

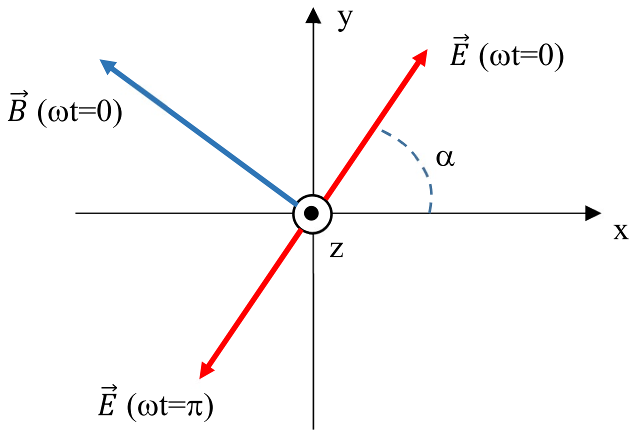
POLARIZACION LINEAL:

El campo eléctrico $\vec{E}$ siempre apunta en la misma dirección, y el $\vec{B}$ apunta a 90°, y ambos apuntan a 90° respecto de la propagación. Supongamos una onda armónica linealmente polarizada que se propaga hacia +z:




Se aclara que no necesariamente una onda linealmente polarizada debe ser armónica.

Viéndolo de costado, es decir, mirando hacia (-z):




Vemos que las componentes $E_x$ y $E_y$, cuya suma vectorial da el vector $\vec{E}$ (graficado en rojo) aumentan y disminuyen con el tiempo en forma proporcional. Para que esto suceda, $E_x$ y $E_y$ deben estar en fase. Entonces las ecuaciones para los campos en una onda linealmente polarizada son:

$$E_x = E_0 \cos\alpha \;\; \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0)$$

$$E_y = E_0 \sin\alpha \;\; \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0)$$

También podría haber una onda linealmente polarizada con el $\vec{E}$ ocupando el segundo y el cuarto cuadrante del plano x-y. En ese caso, cuando $E_x$ crece positivamente, $E_y$ crece negativamente y viceversa, y la diferencia de fase es de π radianes:

$$E_x = E_0 \cos\alpha \;\; \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0)$$

$$E_y = -E_0 \sin\alpha \;\; \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0)$$

O, lo que es lo mismo:

$$E_x = E_0 \cos\alpha \;\; \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0)$$

$$E_y = E_0 \sin\alpha \;\; \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0 + \pi)$$

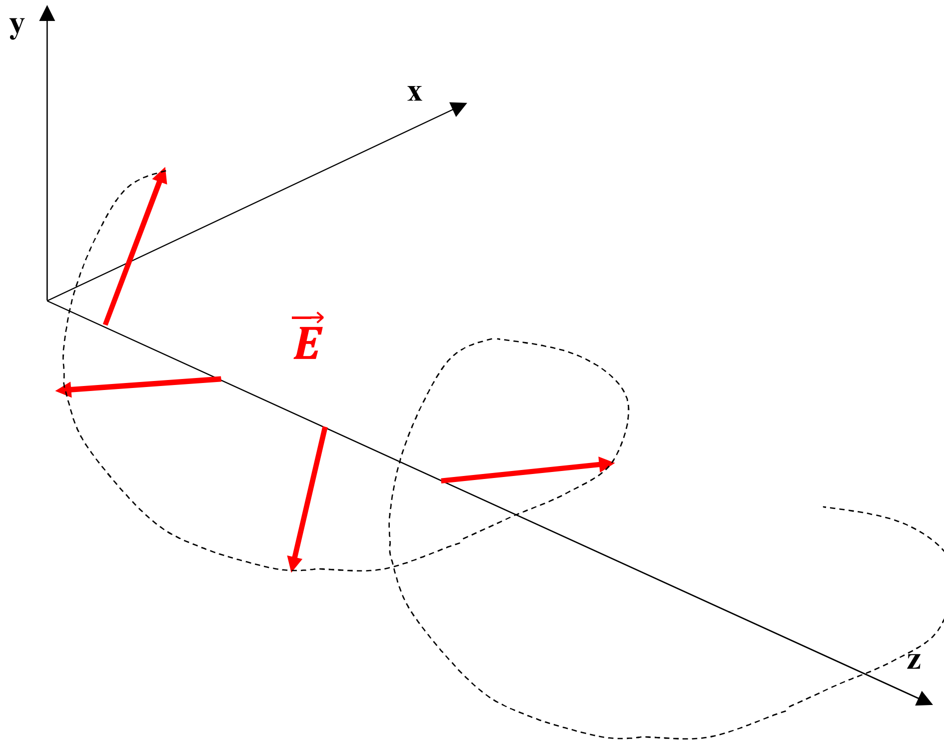
Donde si se toma el signo +kz en $E_x$ debe tomarse +kz en $E_y$, y si se toma el signo (-kz) en $E_x$ debe tomarse (-kz) en $E_y$. Esto es dependiendo si la onda va hacia +z o –z.
En cuanto a la intensidad de la onda, dado que la componente $E_x$ es perpendicular a $E_y$, entonces son incoherentes entre sí, de donde la intensidad resultante es la suma de las intensidades individuales:

$$I = I_x + I_y = \frac{(E_0 \cos\alpha)^2}{2\,\mu_0\, c} + \frac{(E_0 \sin\alpha)^2}{2\,\mu_0\, c} = \frac{E_0^2}{2\,\mu_0\, c}$$

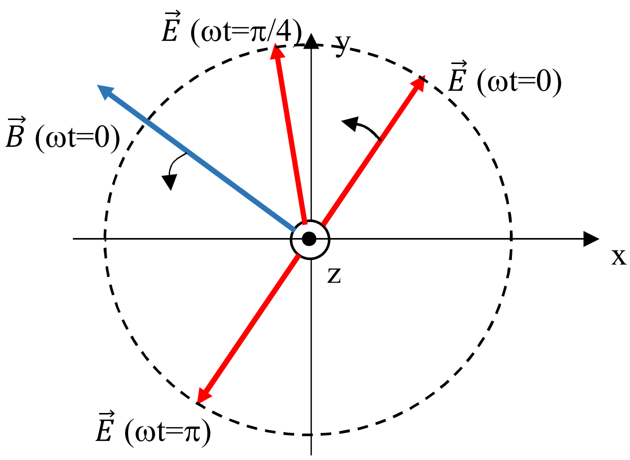
Coincidiendo con la intensidad que se vio en la bolilla 2 para una onda linealmente polarizada de amplitud de campo eléctrico $E_0$.

POLARIZACION CIRCULAR:

En este caso el $\vec{E}$ y el $\vec{B}$ giran, describiendo un círculo cada uno, en un plano perpendicular a la propagación. Por ej. Si la propagación es en “z”, $\vec{E}$ y $\vec{B}$ giran en el plano x-y. Si “tomamos una foto” del campo eléctrico, también gira, formando un tirabuzón. La “foto” se muestra en el siguiente gráfico, donde sólo se detalla el campo eléctrico. El campo $\vec{B}$ se da por hecho que también gira, y que en todo punto está a 90° del $\vec{E}$ y a 90° de la propagación.




Vista de costado, una onda armónica, en un punto fijo $z=z_0$:



Para armar las ecuaciones del campo eléctrico, tengamos en cuenta, viendo el gráfico, que cuando $E_x$=0, entonces $E_y$ es máximo positivo o máximo negativo. Y viceversa. Entonces si $E_x$ es un coseno, $E_y$ es un seno y viceversa. Es decir que desfasan en π/2, o en (-π/2). Si la onda es armónica:

$$E_x = E_0 \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0)$$

$$E_y = E_0 \cos(\pm k\, z - \omega\, t + \delta_0 \pm \pi/2)$$

Tenga en cuenta que el módulo de $\vec{E}$ es constante en una onda armónica circularmente polarizada. El campo eléctrico gira, siempre con módulo $E_0$.
Hay una convención: nos ponemos mirando venir a la onda en un punto fijo $z=z_0$ (si es que la onda se propaga en el sentido de +z o –z). Si la onda se propaga hacia +z, nos ponemos mirando hacia (-z) de modo de ver venir la onda (entonces dibujamos el eje z saliente de la hoja). Si la onda se propaga hacia (-z), nos ponemos mirando hacia +z de modo de ver venir la onda (entonces dibujamos el eje z entrante a la hoja). En $z=z_0$ dejamos transcurrir el tiempo. Si el campo eléctrico rota a favor del reloj la onda es dextrógira, y si rota en contra del reloj la onda es levógira (de dextro=derecha, y levo=izquierda).
La intensidad será:

$$I = I_x + I_y = \frac{E_0^2}{2\,\mu_0\, c} + \frac{E_0^2}{2\,\mu_0\, c} = \frac{E_0^2}{\mu_0\, c}$$

En la onda linealmente polarizada, el factor "2" del denominador aparecía porque se promediaba el coseno al cuadrado de (kx-ωt) que estaba presente en el vector de Poynting, a causa de que el campo eléctrico aumentaba y disminuía con el tiempo. En la polarización circular, en cambio, el valor del campo eléctrico es siempre $E_0$, independientemente del tiempo. Entonces, al promediar |S(t)| para hallar I, el factor ½ no aparece:

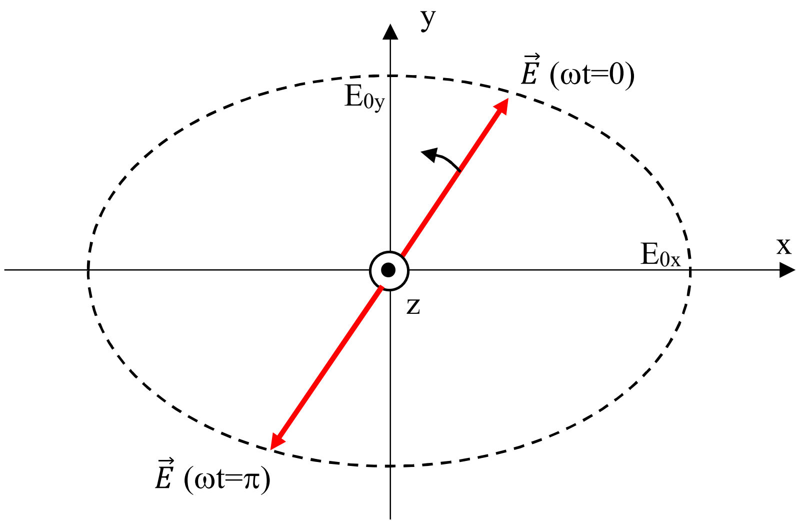
$$u(x,t) = 2\, u_B(x,t) = 2\frac{1}{2\mu_0}\, |B|^2 = \frac{E_0^2}{\mu_0\, c^2}$$

$$S(x,t) = \pm u(x,t)\, c = \frac{E_0^2}{\mu_0\, c}$$

$$I = \frac{1}{T}\int_0^T |S|\, dt = \frac{E_0^2}{\mu_0\, c}$$

POLARIZACION ELIPTICA:

En este caso el $\vec{E}$ y el $\vec{B}$ giran, pero en lugar de describir un círculo, describen una elipse cada uno, en un plano perpendicular a la propagación. Por ej. Si la propagación es en "z", $\vec{E}$ y $\vec{B}$ giran en el plano x-y. Visto de costado:



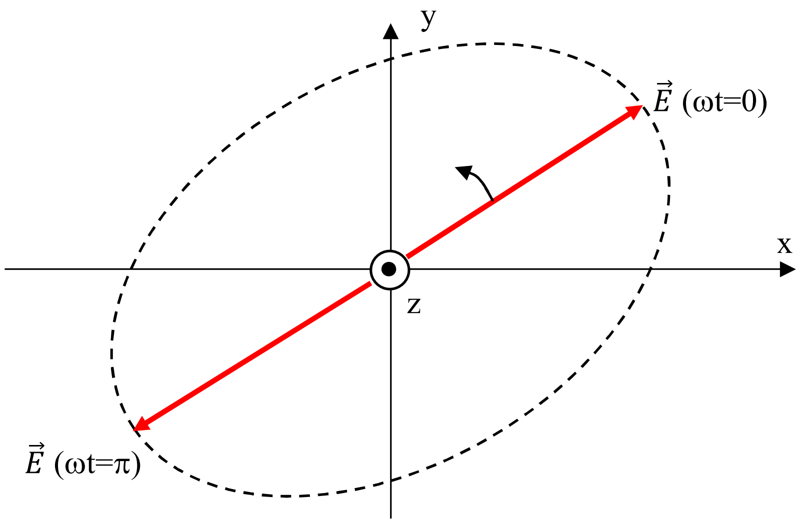

En este caso las ecuaciones son similares a las de la polarización circular, pero las amplitudes de los campos eléctricos de $E_x$ y de $E_y$ son distintos entre sí. Para una onda armónica:

$$E_x = E_{x0}\,\cos(\pm k\,z - \omega\,t + \delta_0)$$

$$E_y = E_{y0}\,\cos\left(\pm k\,z - \omega\,t + \delta_0 \pm \frac{\pi}{2}\right) \qquad (1)$$

Si por ejemplo para un desfasaje de π/2 resultara onda dextrógira, sería levógira para desfasaje de (-π/2), y viceversa.

La elipse también puede ser oblicua. Visto de costado:

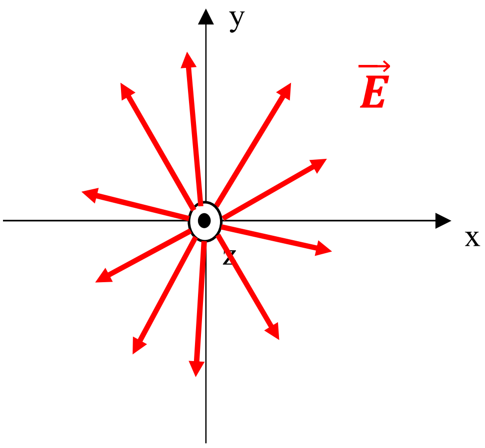


Esta onda armónica elíptica no responde a la ecuación (1), sino que resulta de la combinación de dos ondas armónicas $E_x$ y $E_y$ que están desfasadas en una cantidad que no es múltiplo de π/2, no importa la relación entre los módulos $E_{x0}$ y $E_{y0}$.
La intensidad es:

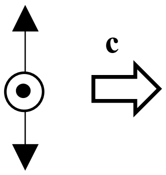
$$I = I_x + I_y = \frac{E_{x0}^2}{2\,\mu_0\,c} + \frac{E_{y0}^2}{2\,\mu_0\,c} = \frac{\left(E_{x0}^2 + E_{y0}^2\right)}{2\,\mu_0\,c}$$

ONDA NO POLARIZADA:

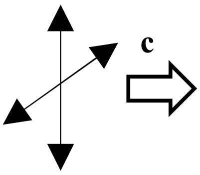
Imaginemos una onda formada por trenes de pulsos, y cada uno de ellos posee campo eléctrico apuntando en dirección aleatoria, de modo que la energía en cualquier dirección del plano x-y sea la misma (si la onda se propaga en el sentido +z o -z). Visto de costado:




Simbología: supongamos una onda no polarizada viajando hacia la derecha. Un símbolo posible es:

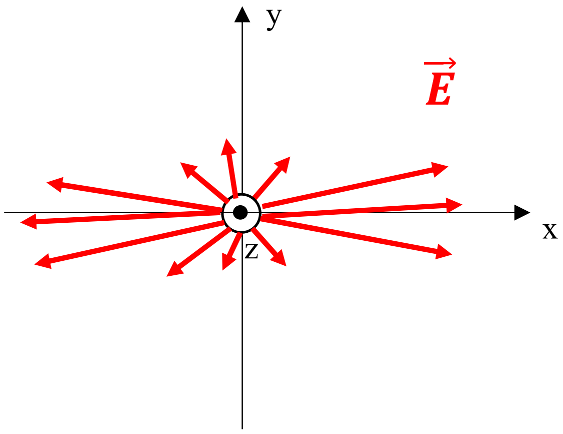



Ya que un $\vec{E}$ en el plano de la hoja más un $\vec{E}$ en la dirección perpendicular a la hoja indican la presencia de cualquier componente del plano x-y que puede descomponerse en una componente en "x" más una componente en "y".
Otra simbología similar a la anterior, donde ahora la componente perpendicular a la hoja es dibujada en perspectiva, es:



ONDA PARCIALMENTE POLARIZADA:

Similar a la onda no polarizada, pero ahora hay más energía en una determinada dirección. Por ejemplo, visto de costado:




Así es la luz cuando la vemos reflejada en una superficie brillante, ya que al reflejarse tiende a predominar la componente de $\vec{E}$ paralela a la superficie. Así también es la luz que vemos cuando miramos el cielo, ya que por dispersión las partículas de aire de la atmósfera emiten luz parcialmente polarizada con predominio horizontal. Por eso los lentes de sol poseen un polarizador que elimina la componente horizontal, y hacen que el brillo, que ocasiona molestias a la vista, se vea muy atenuado.

# DETERMINACION DEL TIPO DE POLARIZACION

A primera vista puede saberse cuál es el tipo de polarización de una onda, examinando el desfasaje entre componentes: Dada una onda que se propaga según el eje “x”, por ejemplo, y cuyos campos $E_y$ y $E_z$ son:

$$E_y = E_{y0}\ \cos\left(\pm\, k\, x - \omega\, t + \delta_{0y}\right)$$

$$E_z = E_{z0}\ \cos(\pm\, k\, x - \omega\, t + \delta_{0z})$$

Entonces se analiza la diferencia de fase.

$$\varphi_y - \varphi_z = \left(\pm\, k\, x - \omega\, t + \delta_{0y}\right) - (\pm\, k\, x - \omega\, t + \delta_{0z}) = \delta_{0y} - \delta_{0z}$$

Como ya vimos, si:

$$\varphi_y - \varphi_z = 0 + N\pi \qquad N\ entero$$

Entonces la polarización es lineal.

Si $E_{y0}\neq 0$, $E_{z0}=0$
O bien si $E_{y0}=0$, $E_{z0}\neq 0$
Entonces la polarización es lineal, porque el campo eléctrico apunta en la dirección de uno de los ejes de coordenadas, y por lo tanto apunta en dirección única.

Si:

$$\varphi_y - \varphi_z = \frac{\pi}{2} + N\pi \qquad N\ entero$$

Y $E_{y0}=E_{z0}$, la polarización es circular.
Pero si $E_{y0}\neq E_{z0}$, la polarización es elíptica no rotada.

Por último, si:

$$\varphi_y - \varphi_z \neq \frac{N\pi}{2} \qquad N\ entero$$

Entonces la polarización es elíptica oblicua, independientemente de la relación entre $E_{y0}$ y $E_{z0}$.

Muchas veces se nos requiere conocer detalles de la polarización. Por ejemplo, si es polarización lineal, deseamos conocer el ángulo de $\vec{E}$ respecto a los ejes y-z (si la onda se propaga según x). O si es polarización circular o elíptica queremos saber si es dextrógira o levógira y la forma de la elipse. En esos casos podemos hacer un gráfico de la polarización de la onda, que nos ayudará a conocer esos detalles.

Ejemplo #1: sea la siguiente onda:

$$E_x = 200 \;\; \cos(k\,z - \,\omega\,t + \,\pi/6)$$

$$E_y = 100 \;\; \cos(k\,z - \,\omega\,t - \,\pi/2)$$

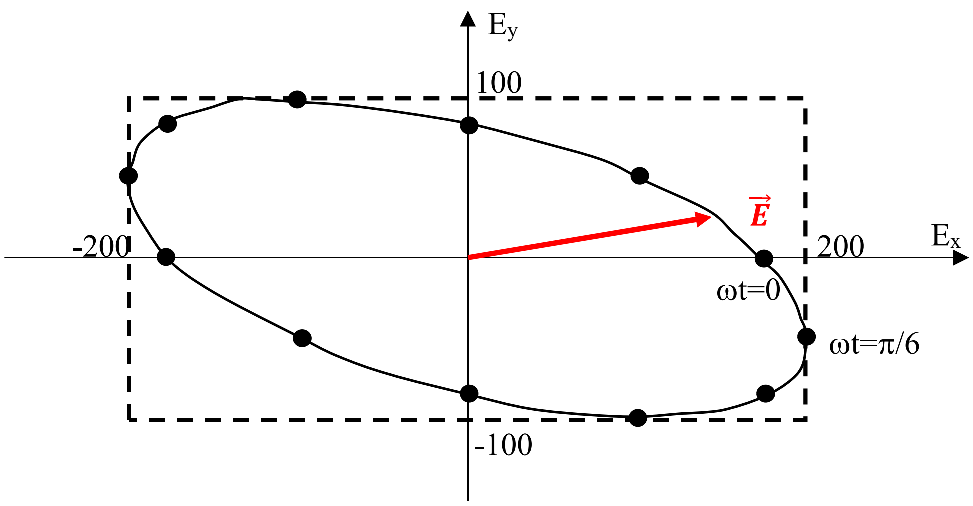
¿Qué tipo de polarización tiene? A simple vista, el desfasaje es $\varphi_x$-$\varphi_y$=2π/3. No es múltiplo entero de π/2. Por lo tanto, es polarización elíptica rotada.
Pero veamos con más detalle la forma de la elipse y si es dextrógira o levógira. Para eso, armamos una tabla con (ωt) como entrada, y con $E_x$ y $E_y$ como salida. Para hacer más fácil los cálculos, y sin perder generalidad, calculamos para el punto z=0:

$$E_x(0) = 200 \;\; \cos(-\,\omega\,t + \,\pi/6)$$

$$E_y(0) = 100 \;\; \cos(-\,\omega\,t - \,\pi/2)$$

| ωt | $E_x$ | $E_y$ |
|---|---|---|
| 0 | 173 | 0 |
| π/6 | 200 | -50 |
| 2π/6=π/3 | 173 | -87 |
| 3π/6=π/2 | 100 | -100 |
| 4π/6=2π/3 | 0 | -87 |
| 5π/6 | -100 | -50 |
| 6π/6=π | -173 | 0 |
| 7π/6 | -200 | 50 |
| 8π/6=4π/3 | -173 | 87 |
| 9π/6=3π/2 | -100 | 100 |
| 10π/6=5π/3 | 0 | 87 |
| 11π/6 | 100 | 50 |
| 12π/6=2π | 173 | 0 |

Tenga en cuenta que los puntos cuyos (ωt) difieren en π poseen valores opuestos de Ex y Ey.Entonces, sólo hay que calcular hasta llegar a ωt=5π/6, ya que para ωt=π los valores son los opuestos que para ωt=0, y así sucesivamente.
Ahora, dado que las funciones son de (+kz-ωt), entonces la onda va hacia +z. Entonces, para ver venir la onda, el eje +z debe estar saliente de la hoja. Si ahora dibujamos el eje +y hacia arriba, entonces el eje +x debe estar hacia la derecha, de forma que la terna x-y-z sea positiva (giramos los dedos de la mano derecha desde el eje +x



hacia el +y por el camino más corto, y el pulgar nos debe marcar el eje +z). Ahora dibujamos un marco entre (-200) y +200 para Ex, y entre (-100) y +100 para Ey, ya que esos son los valores límites. Finalmente, en la figura de la derecha, dibujamos los puntos que hemos calculado en la tabla.
Como vemos, entre los instantes (ωt)=0 y (ωt)=π/6 el E giró a favor de las agujas del reloj, por lo tanto la polarización es elíptica oblicua dextrógira. De esto se deduce que si lo único que se desea hacer es determinar si la elipse es dextrógira o levógira, y no importa conocer su forma, basta con llenar la tabla con dos instantes de (ωt).
Tampoco habría sido necesario tomar tantos instantes de tiempo para llenar la tabla si la onda hubiera sido circularmente polarizada, no. Esto es porque ya sabríamos que la forma del tipo de polarización es un círculo de radio $E_0$. Con tomar dos instantes, por ejemplo (ωt)=0 y (ωt)=π/6, ya habría alcanzado para determinar si es dextrógira o levógira.

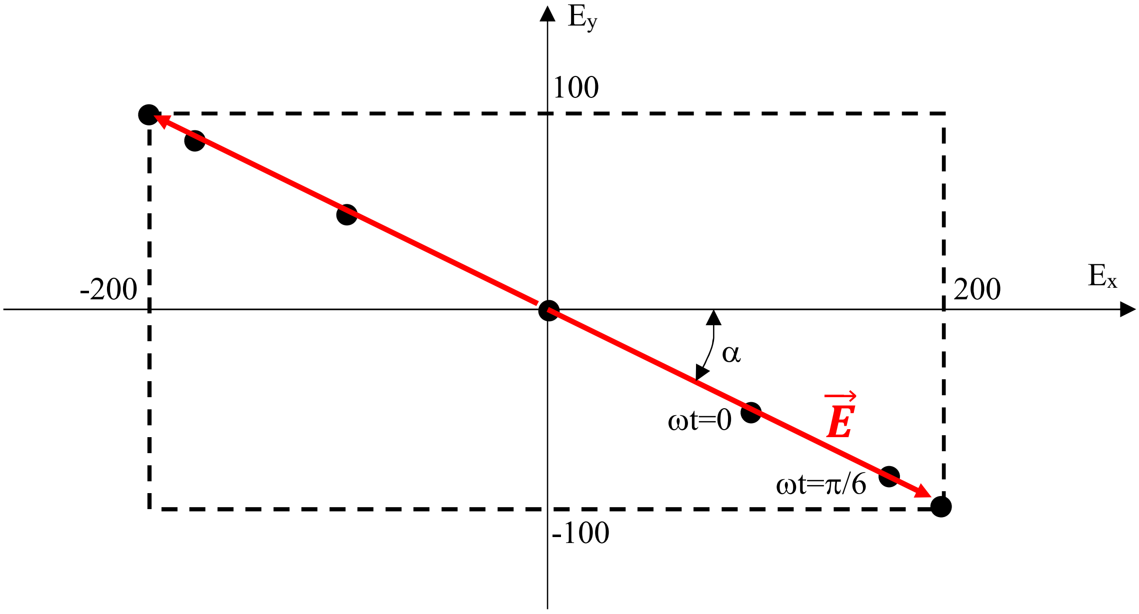
Ejemplo #2: sea la siguiente onda:

$$E_x = 200 \;\; \cos(k\,z - \;\omega\,t + \;\pi/3)$$
$$E_y = 100 \;\; \cos(k\,z - \;\omega\,t - \;2\pi/3)$$

¿Qué tipo de polarización tiene? A simple vista, el desfasaje es $\varphi_x$-$\varphi_y$=π. Por lo tanto la polarización es lineal. Podemos armar una tabla como en el caso del ejemplo #1:

$$E_x(0) = 200 \;\; \cos(-\,\omega\,t + \;\pi/3)$$
$$E_y(0) = 100 \;\; \cos(-\,\omega\,t - \;2\pi/3)$$

| ωt | $E_x$ | $E_y$ |
|---|---|---|
| 0 | 100 | -50 |
| π/6 | 173 | -87 |
| 2π/6=π/3 | 200 | -100 |
| 3π/6=π/2 | 173 | -87 |
| 4π/6=2π/3 | 100 | -50 |
| 5π/6 | 0 | 0 |
| 6π/6=π | -100 | 50 |
| 7π/6 | -173 | 87 |
| 8π/6=4π/3 | -200 | 100 |
| 9π/6=3π/2 | -173 | 87 |
| 10π/6=5π/3 | -100 | 50 |
| 11π/6 | 0 | 0 |
| 12π/6=2π | 100 | -50 |




El ángulo α podría haberse obtenido sólo planteando un par de puntos, por ejemplo para (ωt)=0 y (ωt)=π/6. Entonces:

$$\alpha = arc\tan\left(\frac{50}{100}\right) = 26.6°$$

También se podría haber hallado α sin recurrir al método de la tabla. Por el desfasaje entre $\varphi_x$ y $\varphi_y$ ya sabemos que la polarización es lineal. Entonces dividimos $E_y$ por $E_x$. Sabiendo que α está en el cuarto cuadrante (por ser el desfasaje de π), tal como está marcado en el gráfico anterior, dividimos $(-E_y/E_x)$:

$$\alpha = arc\ tan\left(-\frac{E_y}{E_x}\right) = arc\ tan\left[-\frac{100\ \ \cos(k\,z - \ \omega\,t - \ 2\pi/3)}{200\ \ \cos(k\,z - \ \omega\,t + \ \pi/3)}\right]$$

$$\alpha = arc\ tan\left[-\frac{-100\ \ \cos(k\,z - \ \omega\,t + \ \pi/3)}{200\ \ \cos(k\,z - \ \omega\,t + \ \pi/3)}\right] = arc\ tan\left(\frac{1}{2}\right) = 26.6°$$

# IMPETU ANGULAR

En la bolilla #2 vimos que las ondas electromagnéticas transportan ímpetu lineal (cantidad de movimiento).
Pero si además la onda está circularmente polarizada o elípticamente polarizada también transporta ímpetu angular.
Recordemos de física 1: el ímpetu angular de un cuerpo está dado por su momento de inercia multiplicado por su velocidad angular:

$$L = I\,\omega \qquad\qquad [Newton\ metro\ segundo]$$

Una onda circularmente polarizada o elípticamente polarizada con frecuencia angular ω y energía media por unidad de volumen <u> poseerá un ímpetu angular <u>por unidad de volumen</u> que vale:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{\langle u \rangle}{\omega} \qquad\qquad \left[\frac{Nms}{m^3}\right]$$

Si esta onda monocromática incide sobre un cuerpo que la absorbe, el ímpetu angular pasará a tenerlo el cuerpo (dada la conservación del ímpetu angular). En un diferencial de tiempo dt, al cuerpo le llega un volumen de onda (c A dt), y por lo tanto un diferencial de ímpetu angular:

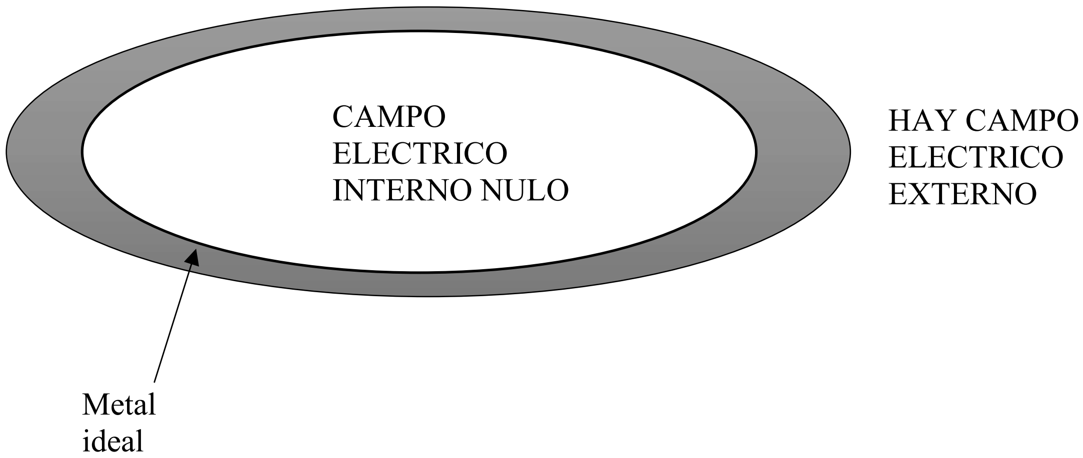
$$dL = \langle \mathcal{L} \rangle\, dVol = \langle \mathcal{L} \rangle\, c\, A\, dt = \frac{\langle u \rangle}{\omega} c\, A\, dt = \frac{I\, A}{\omega}\, dt$$

El torque o cupla que recibirá el cuerpo será:

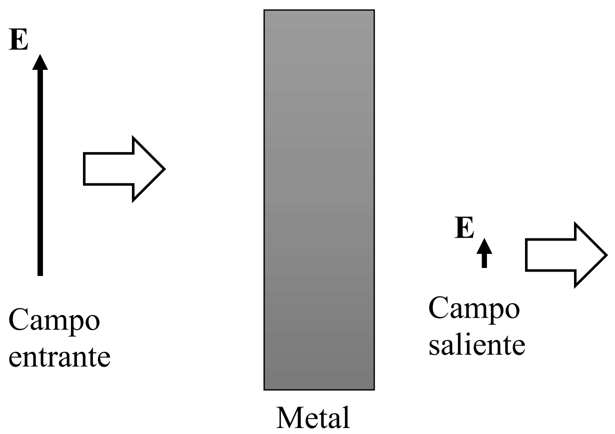
$$\tau = \frac{dL}{dt} = \frac{I\, A}{\omega}$$

# POLARIZADORES

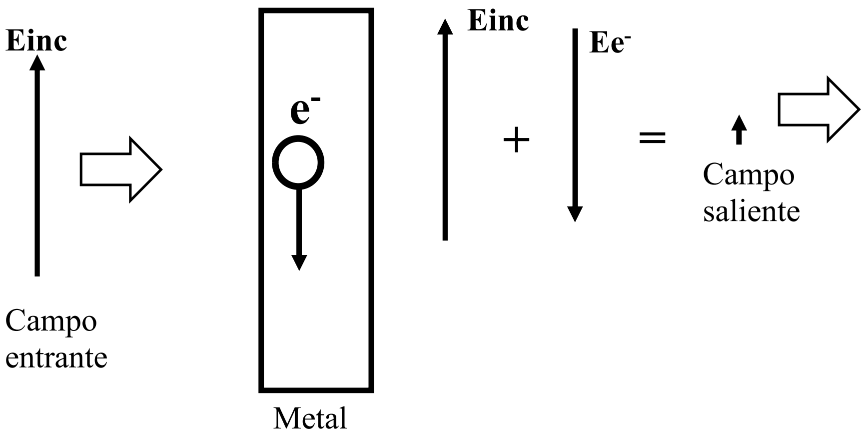
Ahora empezaremos a estudiar los dispositivos que son capaces de cambiar el tipo de polarización que posee una onda.
Para empezar, estudiaremos los llamados "polarizadores lineales", que dejan pasar ondas linealmente polarizadas paralelamente a su eje de transmisión, y bloquean ondas linealmente polarizadas perpendicularmente a su eje de transmisión.
Principio de funcionamiento: en física 2 han visto que los metales ideales no permiten el paso de campos eléctricos, de modo que todo lo que esté encerrado en una jaula de metal queda aislado de los campos eléctricos externos:



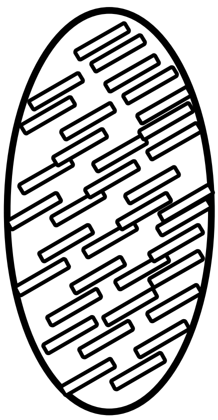

Pero si ahora el metal no es ideal, y el campo eléctrico no es estático sino variable como lo es en una onda, entonces el $\vec{E}$ estará muy atenuado, pero el blindaje no será 100% efectivo.



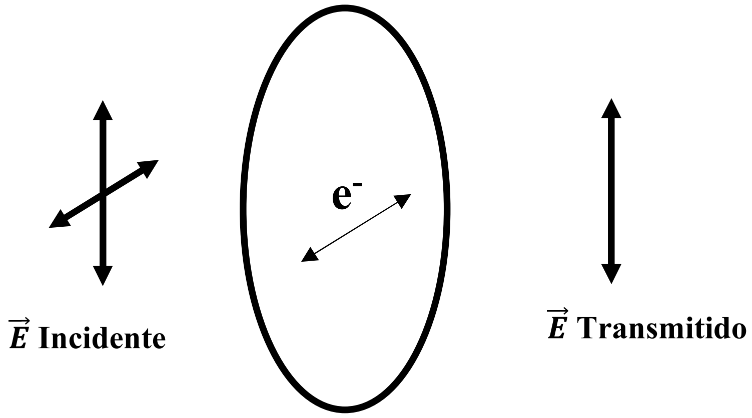

¿Por qué ocurre dicha atenuación? El campo eléctrico de la onda incidente hace mover a los electrones del metal en la misma dirección (y sentido contrario) a dicho campo eléctrico. Estos electrones producen una onda que se resta con la onda incidente, resultando así a la salida un campo eléctrico muy atenuado:



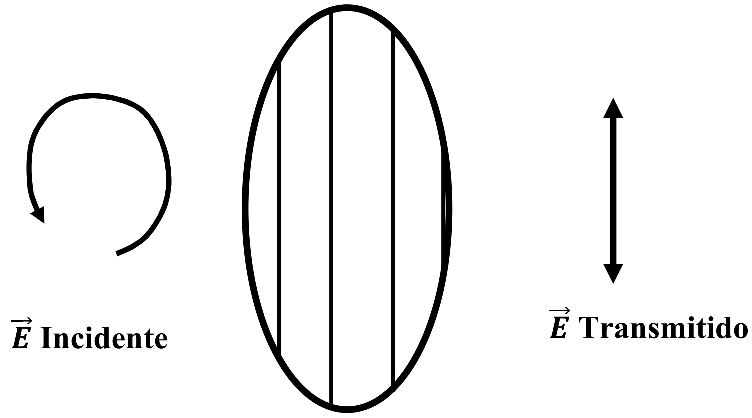

El polarizador consiste en una lámina hecha de un polímero cuyas moléculas apuntan todas en la misma dirección, o bien de micro tiras metálicas. Supongamos que todas apuntan horizontalmente (en el siguiente gráfico están en perspectiva y por eso aparecen como si estuvieran oblicuas):



Los electrones pueden moverse solamente a lo largo de cada molécula o tira metálica, no pudiendo saltar de una a la otra. Así, en este caso, los electrones pueden moverse sólo horizontalmente.
Si ahora incide una onda con las dos componentes de campo eléctrico (horizontal y vertical), como por ejemplo una onda no polarizada, o circularmente polarizada, o elípticamente polarizada, o bien linealmente polarizada en un plano oblicuo, entonces los electrones de este ejemplo sólo podrán reaccionar frente a la componente horizontal de $\vec{E}$, resultando ésta muy atenuada. La componente vertical, en cambio, no sufrirá atenuación debido a que los electrones no pueden moverse en dirección vertical.



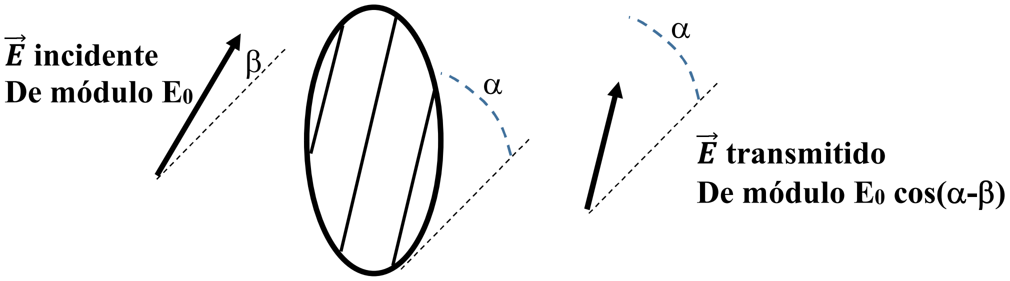

Cuando dibujamos un polarizador lineal, ¿cuál es la convención? Se dibujan rayas que representan el eje de transmisión, es decir la dirección para la cual la onda pasa sin atenuarse. El eje de transmisión es perpendicular a la dirección en que los electrones tienen libertad de moverse. En el siguiente gráfico, las rayas representan el eje de transmisión, que es vertical:



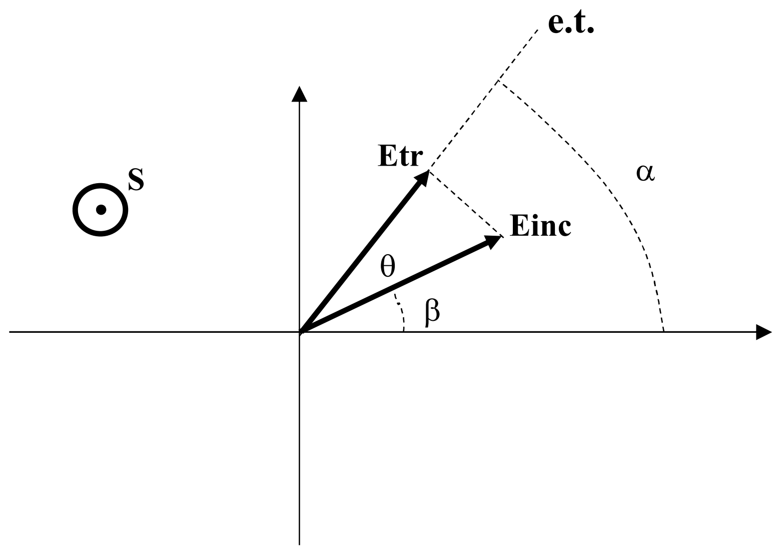

En este caso la onda incidente fue circularmente polarizada. Igualmente a la salida del polarizador obtuvimos una onda polarizada linealmente. Esto es porque <u>siempre</u> a la salida de un polarizador se obtiene una onda linealmente polarizada, salvo el caso en que no se obtenga onda de salida en absoluto por estar la onda incidente linealmente polarizada a 90° del eje de transmisión.

¿Cómo es la intensidad a la salida?

1) Si en la entrada se aplica una onda linealmente polarizada, se obtendrá una proyección de ésta sobre el eje de transmisión:



Para que quede más claro, vemos venir la onda:



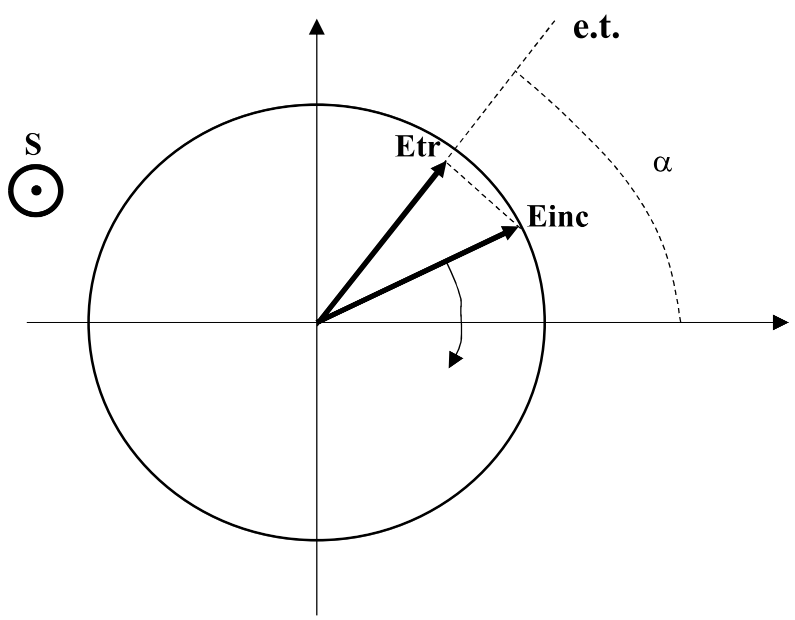

Donde e.t. significa "eje de transmisión".
Sea θ=α-β el ángulo entre el $\vec{E}_{inc}$ y el eje de transmisión. Entonces:

$$E_{tr0} = E_{inc} \quad \cos\theta$$

De donde la intensidad es:

$$\boxed{I_{tr} = I_{inc}\ \cos^2\theta} \qquad \textit{Ley de Malus}$$

2) Si la onda incidente es circularmente polarizada, se obtiene a la salida en todo momento la proyección del campo eléctrico sobre la dirección del eje de transmisión. Hacemos el siguiente gráfico viendo venir la onda:



Si el módulo del campo eléctrico incidente es $E_0$, la intensidad de la onda incidente es:

$$I_{inc} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c}$$

Ya que la onda incidente es circularmente polarizada, y el módulo de su campo eléctrico es siempre $E_0$.
En cambio, la onda transmitida está linealmente polarizada, y su campo eléctrico oscila con el coseno de ($\omega t$). Por lo tanto, la intensidad, que es el promedio, resulta como vimos en la bolilla #2:

$$I_{tr} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}$$

De modo que:

$$I_{tr} = \frac{I_{inc}}{2}$$

3) Si la onda incidente posee una forma genérica:

$$E_x = E_{x0} \cos\left(kz - \omega t + \delta_{ox}\right)$$

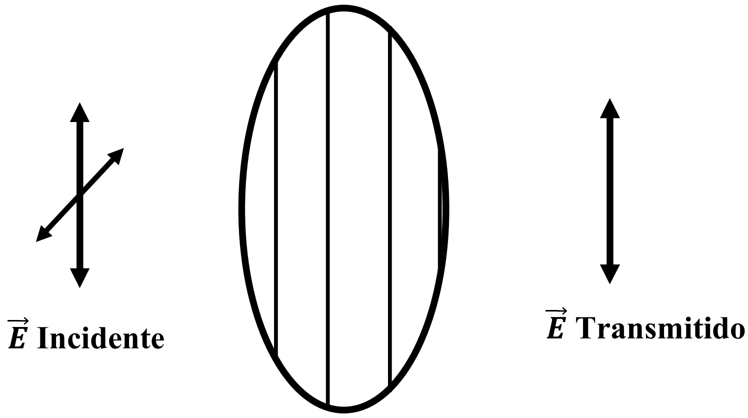
$$E_y = E_{y0} \cos\left(kz - \omega t + \delta_{oy}\right)$$

Y se coloca un polarizador cuyo eje de transmisión coincida con "x" tendremos:

$$I_{inc} = I_x + I_y = \frac{\left(E_{x0}^2 + E_{y0}^2\right)}{2\,\mu_0\,c}$$

$$I_{tr} = I_x + I_y = I_x + 0 = \frac{E_{x0}^2}{2\,\mu_0\,c}$$

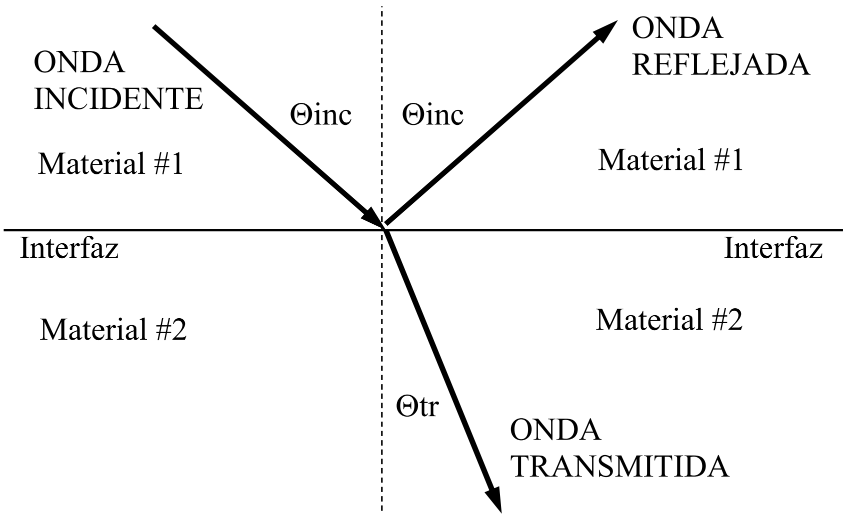
4) Si la onda incidente es no polarizada, por supuesto a la salida sale linealmente polarizada. La intensidad de salida será la mitad de la intensidad de entrada, no importa hacia qué ángulo apunte el eje de transmisión.




$$I_{tr} = \frac{I_{inc}}{2}$$

POLARIZACION POR REFLEXION

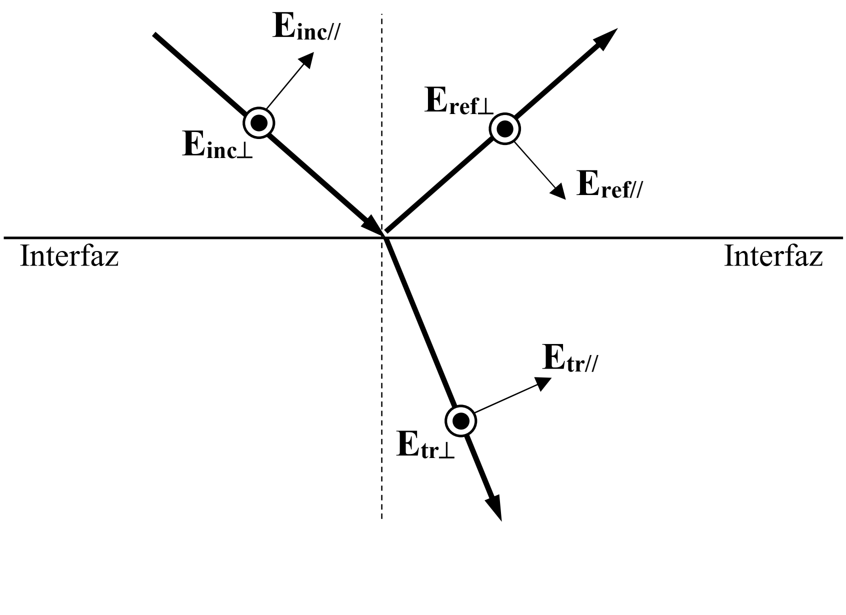
Vimos que con el uso de polarizadores se puede obtener una onda linealmente polarizada a partir de una onda incidente que posea cualquier tipo de polarización.
Pero un efecto similar se puede obtener haciendo reflejar una onda incidente sobre una superficie que separa dos materiales, que podemos llamar material #1 y material #2. Supongamos que una onda incide desde el material #1 con un ángulo $\Theta_{inc}$ hacia el material #2:




En el material #2 la onda transmitida tendrá un ángulo $\Theta_{tr}$ respecto a la normal. La relación entre $\Theta_{inc}$ y $\Theta_{tr}$ está dada por la ley de Snell:

$$n_1 \ \sin \Theta_{inc} = n_2 \ \sin \Theta_{tr}$$

Donde $n_1$ y $n_2$ son los índices de refracción del material #1 y del material #2, respectivamente.
Ahora supongamos que la onda incidente posee ambas componentes de campo eléctrico: el campo $E_{inc\perp}$, perpendicular al plano de incidencia, y el campo $E_{inc//}$, contenido en el plano de incidencia:



Los campos reflejado y transmitido tendrán en general también componentes paralela y perpendicular al plano de incidencia.
Se puede definir la reflectancia paralela como el cociente de intensidades entre el rayo reflejado paralelo y el rayo incidente paralelo:

$$R_{//} = \frac{I_{ref//}}{I_{inc//}} = \left(\frac{E_{0ref//}}{E_{0inc//}}\right)^2$$

Y la reflectancia perpendicular se define como:

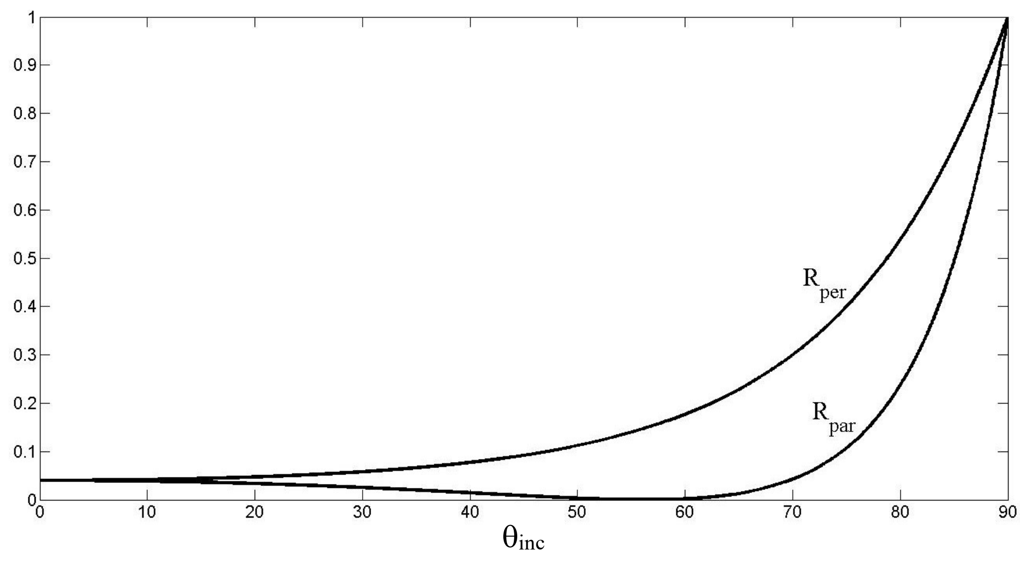
$$R_{\perp} = \frac{I_{ref\perp}}{I_{inc\perp}} = \left(\frac{E_{0ref\perp}}{E_{0inc\perp}}\right)^2$$

Aplicando las ecuaciones de Fresnel, quien las dedujo por primera vez, aplicando la condición de que tanto la componente tangencial del campo eléctrico como la del vector ***H*** son la misma a ambos lados de una interfaz, se llega a las siguientes expresiones:

$$R_{//} = \left[\frac{n_1 cos(\Theta_{tr}) - n_2 cos(\Theta_{inc})}{n_1 cos(\Theta_{tr}) + n_2 cos(\Theta_{inc})}\right]^2$$

$$R_{\perp} = \left[\frac{n_1 cos(\Theta_{inc}) - n_2 cos(\Theta_{tr})}{n_1 cos(\Theta_{inc}) + n_2 cos(\Theta_{tr})}\right]^2$$

Si graficamos en función de $\Theta_{inc}$ (recordando que $\Theta_{tr}$ surge, conociendo $\Theta_{inc}$, a partir de la ley de Snell), llegamos al siguiente gráfico, para el caso $n_1=1$, $n_2=1.5$ (interfaz aire-vidrio), donde el eje horizontal es $\Theta_{inc}$:




Vemos que para $\Theta_{inc}$ =56.31° (este valor numérico corresponde al caso $n_1=1$, $n_2=1.5$) la reflectancia paralela $R_{//}$ se hace cero. Eso significa que desaparece el rayo reflejado que apunta

paralelamente al plano de incidencia. De donde **el rayo reflejado queda linealmente polarizado en la dirección perpendicular al plano de incidencia**.
El ángulo de incidencia para el cual esto se produce se llama **ángulo de Brewster**.
Hay que tener en cuenta que si el ángulo no es exactamente el de Brewster pero sí es más o menos próximo a él, el cociente $R_{//}$ sobre $R_{\perp}$ se hace muy bajo, resultando en una gran atenuación de la componente paralela. Es por esto que los rayos provenientes de los reflejos en las superficies (por ejemplo en la superficie de un lago, en la superficie del asfalto, etc.) llegan al ojo con una predominante polarización horizontal. El uso de lentes de sol, con polarizadores orientados verticalmente, reduce en gran medida el resplandor de estos reflejos. Cuando observamos el cielo en un día de sol, la luz de color celeste que nos llega también posee polarización predominantemente horizontal, pero en este caso a causa de la dispersión de la luz a medida que ésta va atravesando el aire.
Para encontrar el valor del ángulo de Brewster, tengamos en cuenta que es el valor de $\Theta_{inc}$ para el cual $R_{//}$=0:

$$n_1 cos(\Theta_{tr}) - n_2 cos(\Theta_{inc}) = 0$$

$$n_1\sqrt{1 - sin^2(\Theta_{tr})} - n_2 cos(\Theta_{inc}) = 0$$

Aplicamos la ley de Snell:

$$n_1\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} sin^2(\Theta_{inc})} - n_2 cos(\Theta_{inc}) = 0$$

Tengamos en cuenta que el $\Theta_{inc}$ en este caso es el ángulo de Brewster $\Theta_{BR}$:

$$n_1\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} sin^2(\Theta_{BR})} - n_2 cos(\Theta_{BR}) = 0$$

$$n_1\sqrt{\frac{1}{cos^2(\Theta_{BR})} - \frac{n_1^2}{n_2^2} tan^2(\Theta_{BR})} - n_2 = 0$$

$$n_1\sqrt{[1 + tan^2(\Theta_{BR})] - \frac{n_1^2}{n_2^2} tan^2(\Theta_{BR})} - n_2 = 0$$

Se llega entonces a la ecuación para el ángulo de Brewster:

$$\boxed{tan(\Theta_{BR}) = \frac{n_2}{n_1}}$$

Cuando $\Theta_{inc}=\Theta_{BR}$ el rayo reflejado forma exactamente un ángulo de 90° con el rayo transmitido. Este hecho puede ser usado también como regla para llegar a la ecuación de $\Theta_{BR}$.

En el caso en que $n_1>n_2$, por ejemplo interfaz vidrio-aire, existirá un ángulo de incidencia llamado "ángulo crítico" $\Theta_C$ tal que si $\Theta_{inc}>\Theta_C$ no hay onda transmitida. La totalidad de la luz se refleja. Esto se deduce a partir de la ley de Snell:

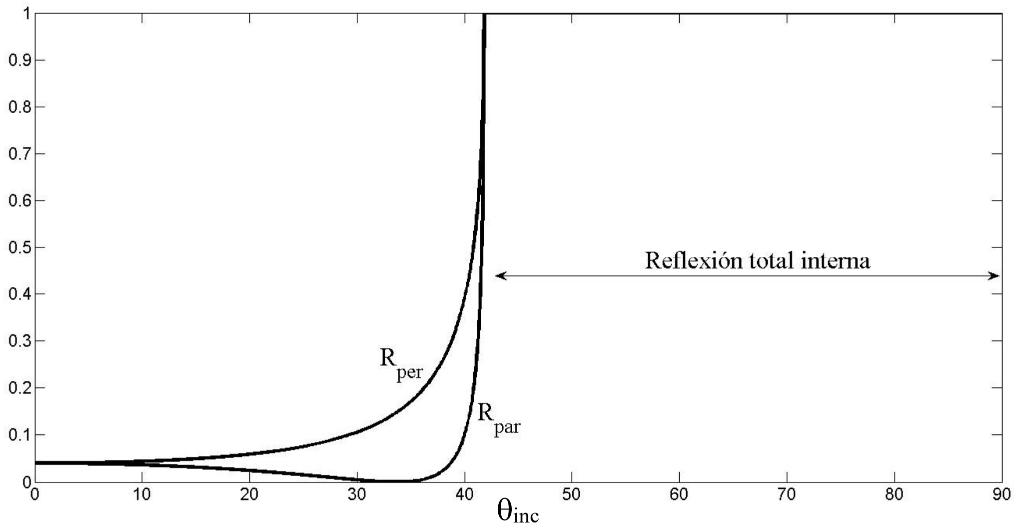
$$\sin \Theta_{tr} = \frac{n_1}{n_2} \sin \Theta_{inc}$$

Si $n_1>n_2$ existirá un valor de $\Theta_{inc}$ a partir del cual $\sin(\Theta_{tr})>1$. Ese es el ángulo crítico $\Theta_C$:

$$1 = \frac{n_1}{n_2} \sin \Theta_C$$

$$\boldsymbol{\Theta_C = arc \sin \left(\frac{n_2}{n_1}\right)}$$

Cuando $\Theta_{inc}>\Theta_C$ se produce lo que se llama reflexión total interna: no hay onda transmitida. Las reflectancias son iguales a 1. Esto se ve para el siguiente gráfico, para el caso $n_1=1.5$, $n_2=1$:




Como vemos, aun así existe un ángulo de Brewster, ya que siempre $\Theta_{BR}<\Theta_C$.

# MATERIALES ANISOTROPOS

Primero veamos qué es un material isótropo. En materiales eléctricamente isótropos, el vector desplazamiento $\vec{D}$ está relacionado con el vector campo eléctrico $\vec{E}$ por medio de:

$$\vec{D} = \varepsilon\,\vec{E}$$

Cuando un vector es igual a una constante escalar multiplicada por el otro, como en este caso, los vectores resultan paralelos para todo $x$, $y$, $z$. En los casos en que, además, la constante $\varepsilon$ es positiva, $\vec{D}$ y $\vec{E}$ poseen el mismo sentido. En el curso de Física 2, se vieron sólo materiales isótropos. En la gran mayoría de los casos, la constante $\varepsilon$ era positiva. En materiales ferroeléctricos, $\varepsilon$ podía ser negativo si el ciclo de histéresis entre $\vec{D}$ y $\vec{E}$ estaba en el segundo cuadrante o en el cuarto cuadrante, pero aún así $\vec{D}$ y $\vec{E}$ eran paralelos en dirección.
Algo similar ocurre con los materiales magnéticamente isótropos. En éstos, el vector $\vec{B}$ y el vector $\vec{H}$ son paralelos, y están relacionados por medio de:

$$\vec{B} = \mu\,\vec{H}$$

En materiales eléctricamente anisótropos, en cambio, el vector desplazamiento $\vec{D}$ se relaciona con el vector campo eléctrico $\vec{E}$ por medio de un tensor permitividad:

$$\vec{D} = \overleftrightarrow{\varepsilon}\vec{E}$$

Ecuación que en realidad significa:

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \qquad (1)$$

Y de la cual se deduce que $\vec{D}$ y $\vec{E}$ no son en general paralelos. Para que lo fueran, el tensor permitividad debería ser una matriz diagonal, con $\varepsilon_{11}=\varepsilon_{22}=\varepsilon_{33}$. Es decir que la simbología de tensores puede aplicarse también a los materiales isótropos, sólo que, en ese caso:

$$\overleftrightarrow{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}$$

Volviendo al caso del material anisótropo, en general, cuya ecuación es la (1), dichos materiales pueden subclasificarse en (a) birrefringentes puros, (b) girotrópicos puros, y (c) materiales con propiedades birrefringentes y girotrópicas a la vez.
Los materiales girotrópicos producen la rotación espacial del campo eléctrico de una onda, a medida que dicha onda lo va atravesando. El tensor permitividad de un material puramente girotrópico es antisimétrico, con los elementos de la diagonal iguales a cero. Estos materiales no serán analizados en este curso.
Entonces concentrémonos en los materiales (a) anisótropos puramente birrefringentes. En ellos, el tensor permitividad es una matriz simétrica:

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

Para simplificar los análisis, y a la vez comprender mejor la situación, en lugar de los ejes *x*, *y*, *z* elegidos arbitrariamente, elijamos una nueva terna de ejes *x'*, *y'*, *z'*, ya no arbitraria sino cuyos sentidos dependen del material, para la cual el tensor permitividad se convierta en una matriz diagonal:

$$\begin{pmatrix} D_{x'} \\ D_{y'} \\ D_{z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon'_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon'_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \\ E_{z'} \end{pmatrix} \qquad (2)$$

A partir de la (2), los materiales anisótropos birrefringentes se pueden subdividir en:

a) Uniáxicos, para los cuales dos de las permitividades de la diagonal son iguales y una distinta
b) Biáxicos, para los cuales las tres permitividades de la diagonal son distintas

En los materiales uniáxicos, supongamos que $\varepsilon'_{11}=\varepsilon'_{22}$, y que la distinta sea $\varepsilon'_{33}$. Dado que en este caso $\varepsilon'_{33}$ corresponde al eje *z'*, dicho eje, el de permitividad distinta, se denomina "eje óptico". Todo campo eléctrico, o toda componente de campo eléctrico, que apunte según la dirección del eje óptico, se propaga a una velocidad que llamaremos velocidad "extraordinaria" (es decir, la velocidad "distinta del resto"):

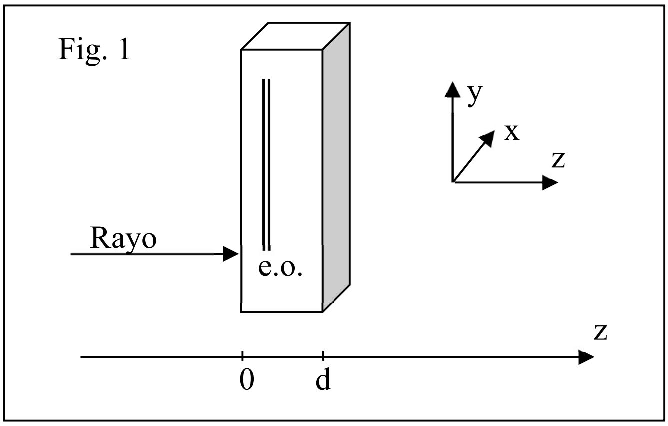
$$c_{EXT} = \sqrt{\frac{1}{\mu \cdot \varepsilon'_{33}}} = \sqrt{\frac{1}{\mu \cdot \varepsilon_{EXT}}} \qquad (3)$$

Y todo campo eléctrico, o componente de campo eléctrico, que apunte perpendicularmente a la dirección del eje óptico se propaga a la velocidad "ordinaria" (es decir, la velocidad "común y corriente"):

$$c_{ORD} = \sqrt{\frac{1}{\mu \cdot \varepsilon'_{11}}} = \sqrt{\frac{1}{\mu \cdot \varepsilon'_{22}}} = \sqrt{\frac{1}{\mu \cdot \varepsilon_{ORD}}} \qquad (4)$$

Dejemos claro una vez más que, para el ejemplo que ilustramos recién, el eje óptico coincide con el eje *z*'.
Nuestro propósito es utilizar los materiales anisótropos para producir efectos sobre la luz, entre ellos el de cambiar el tipo de polarización de un rayo de luz.

# LAMINAS RETARDADORAS




Es otro de los dispositivos que es capaz de cambiar el tipo de polarización de una onda.
Son láminas cuyo eje óptico está contenido en el plano x-y de la Fig. 1, es decir en el plano perpendicular a la dirección del rayo incidente. Podemos usarlas para cambiar el tipo de polarización de una onda.
Supongamos que incide luz desde la izquierda y se propaga según el eje z, tal como en la Fig. 1. Y supongamos que el campo eléctrico $\vec{E}$ de dicho rayo tuviera simultáneamente una componente horizontal $E_x$ y una vertical $E_y$. Por simplicidad matemática, hemos definido $z$=0 sobre la cara izquierda de la lámina. Las ecuaciones para la onda incidente en el intervalo z<0 son:

$$E_x = E_{0x} \cos(kz - \omega t + \delta_{0x})$$
$$E_y = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \delta_{0y})$$

Como hemos visto en las clases anteriores, el tipo de polarización de la onda incidente está determinado principalmente por la diferencia de fase:

$$\varphi_x - \varphi_y = (kz - \omega t + \delta_{0x}) - (kz - \omega t + \delta_{0y}) = \delta_{0x} - \delta_{0y}$$

Una vez que ambas componentes ingresaron a la lámina, vemos que la componente $E_y$ apunta según el eje óptico (en este caso), y entonces se propagará a la velocidad $c_{EXT}$, mientras que la componente $E_x$ viajará a la velocidad $c_{ORD}$. Pero no es la velocidad de propagación lo que más nos interesa, ya que estamos considerando un caso de estado estacionario, donde las ondas están establecidas desde hace tiempo para toda $z$. Lo que más nos concierne es la diferencia en valores entre el número de onda $k_x$ y el de $k_y$:

$$k_x = k_{ORD} = n_{ORD} k_0 = \frac{c_0}{c_{ORD}}\ k_0$$

$$k_y = k_{EXT} = n_{EXT} k_0 = \frac{c_0}{c_{EXT}}\ k_0$$

Donde $k_0$ es el número de onda en el vacío. De modo que en el intervalo 0<z<d, es decir, dentro de la lámina, las ecuaciones para los campos eléctricos son:

$$E_x = K_1\, E_{0x} \cos(k_{ORD} z - \omega t + \delta_{0x})$$

$$E_y = K_1\, E_{0y} \cos(k_{EXT} z - \omega t + \delta_{0y})$$

Procediendo del mismo modo que en la bolilla 5 respecto a la adición de desfasajes, encontramos que las ecuaciones para $E_x$ y $E_y$ en el intervalo z>d, es decir para la onda obtenida a la salida, son:

$$\begin{aligned} E_x &= K_{at} E_{0x} \cos\left[k(z-d) - \omega t + \delta_{0x} + k_{ORD} d\right] \\ E_y &= K_{at} E_{0y} \cos\left[k(z-d) - \omega t + \delta_{0y} + k_{EXT} d\right] \end{aligned} \qquad (5)$$

Donde la constante $K_{at}$ representa un factor de atenuación que suponemos idéntico para ambas componentes. Pero concentrémonos en la nueva diferencia de fase:

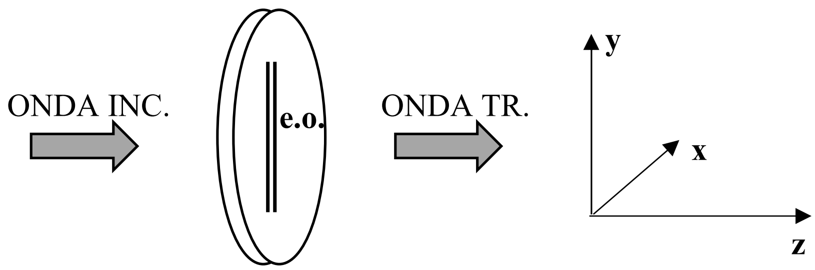
$$\varphi_x - \varphi_y\Big|_{salida} = \left(\delta_{0x} - \delta_{0y}\right) + \left(k_{ORD} - k_{EXT}\right)d$$

La cual determinará un nuevo tipo de polarización para la onda saliente, tal cual hemos visto en clases anteriores.
La diferencia ($\delta_{0x}$-$\delta_{0y}$) ya existía en la onda incidente. Pero la lámina retardadora agregó una nueva diferencia de fase:

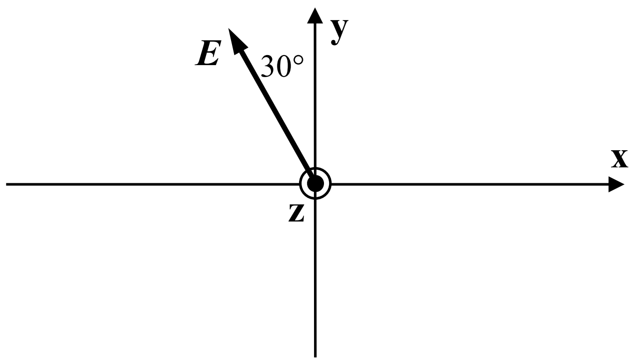
$$\Delta\varphi_{lam} = \left|k_{ORD} - k_{EXT}\right|d = \left|n_{ORD} - n_{EXT}\right|k_0 d$$

La cual expresamos como valor absoluto, ya que es la ecuación que a partir de ahora tendremos en cuenta para calcular el desfasaje que introduce una lámina retardadora. Por supuesto que, en cada caso particular, hay que tener en cuenta si $k_{EXT}$ es mayor o no que $k_{ORD}$, y por lo tanto a cuál componente de campo eléctrico se le debe sumar el nuevo desfasaje.
Hay dos casos particulares de láminas de onda: aquellas donde $\Delta\varphi_{lam}=\pi/2$ radianes que se llaman láminas "de cuarto de onda", y las que $\Delta\varphi_{lam}=\pi$ radianes que se denominan "de media onda". Esta denominación se debe a que la introducción de $\Delta\varphi_{lam}$ equivale a desplazar relativamente $E_x$ respecto de $E_y$, en la dirección $z$.
Resumiendo, las láminas de onda consiguen cambiar el tipo de polarización de una onda que incida poseyendo simultáneamente una componente paralela al eje óptico y otra componente perpendicular al mismo. Si la onda incidente careciera de alguna de esas componentes, la lámina de onda sólo produciría un atraso de fase (sumaría fase si ωt es negativo) en la componente existente, sin por eso cambiar el tipo de polarización, que continuará siendo del tipo lineal.
Si por otro lado la onda incidente fuera no polarizada, dicha onda poseería un desfasaje aleatorio entre componentes. La lámina agregaría un ángulo de desfasaje adicional fijo a ese desfasaje aleatorio. El desfasaje a la salida seguiría siendo aleatorio, y la onda de salida seguiría sin estar polarizada.

Ejemplo #1: sea una luz de longitud de onda $\lambda$=600nm que se propaga hacia "+z", que incide sobre una lámina retardadora. La luz posee polarización lineal apuntando en el sentido a 30° del eje "+y" y a 120° del eje "+x". El eje óptico de la lámina coincide con el eje "y". La lámina tiene un espesor d=1μm, y posee índices de refracción $n_{ORD}$=1.5, $n_{EXT}$=1.2. Esta lámina no produce atenuación. ¿Qué clase de polarización se obtiene en la salida?




Solución: primero escribamos la ecuación para la onda incidente: para esto dibujamos el campo eléctrico tal como lo ve un observador que mira hacia la fuente:




Dado que la polarización es lineal, escribiremos los campos eléctricos en fase. Pero notemos que cuando el campo apunta hacia las "y" positivas, también apunta hacia las "x" negativas. En base a todo esto, escribimos las ecuaciones para la onda incidente:

$$E_{INCx} = -E_0 \sin(30°) \cos(kz - \omega t)$$

$$E_{INCy} = E_0 \cos(30°) \cos(kz - \omega t)$$

Ahora veamos cuánta diferencia de fase suma la lámina:

$$\Delta\varphi_{LAM} = (n_{ORD} - n_{EXT})\, k_0\, d = \ (n_{ORD} - n_{EXT})\, \frac{2\pi}{\lambda_0}\, d$$

$$\Delta\varphi_{LAM} = (1.5 - 1.2)\, \frac{2\pi}{600nm}\, 1\mu m = \ \pi\, rad$$

La lámina es de media onda entonces. La lámina producirá un atraso relativo de fase (sumará fase si ωt es negativo) sobre la componente que viaje con mayor valor de k, es decir con mayor valor de índice de refracción "n". Dado que en este caso $n_{ORD}$>$n_{EXT}$ y que el e.o. coincide con el eje "y", la lámina producirá un atraso relativo de π radianes sobre la componente "x". Las ecuaciones para los campos eléctricos transmitidos son:

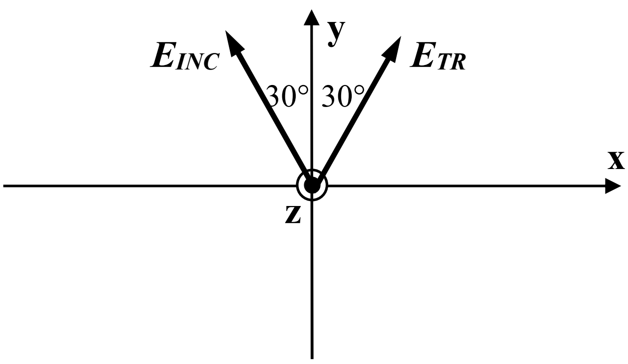
$$E_{TRx} = -E_0 \sin(30°) \cos(kz - \omega t + \pi + \delta_1)$$

$$E_{TRy} = E_0 \cos(30°) \cos(kz - \omega t + \delta_1)$$

Donde $\delta_l$ es la fase que la lámina suma en común a ambas componentes. Como $\delta_l$ no cambia el tipo de polarización que debemos determinar, su valor no es de importancia y es por eso que no hace falta considerarlo.
Ya estamos en condiciones de determinar el tipo de polarización de la onda transmitida. Armamos la tabla para el caso z=0, $\delta_l$=0:

| $\omega t$ | Ex | Ey |
|---|---|---|
| 0 | 0.5 $E_0$ | 0.866 $E_0$ |
| $\pi/6$ | 0.433 $E_0$ | 0.75 $E_0$ |
| $\pi/3$ | 0.25 $E_0$ | 0.433 $E_0$ |
| $\pi/2$ | 0 | 0 |

Si graficamos $E_{TR}$, veremos que apunta como en la siguiente figura:




¿Qué hizo la lámina de media onda? Produjo una rotación espacial del campo eléctrico, de modo que el campo transmitido quedó "espejado" del incidente, respecto al eje óptico. Esto siempre se produce cuando una onda linealmente polarizada incide sobre una lámina de media onda.
Tenga en cuenta que esta lámina no produce atenuación de las componentes transmitidas respecto a las componentes incidentes. **Es por eso que la intensidad transmitida es igual a la intensidad incidente**, no importa el tipo de polarización a la entrada ni el $\Delta\varphi_{LAM}$.

Ejemplo #2: sea una luz de longitud de onda $\lambda$=600nm que se propaga hacia "-z", que incide sobre una lámina retardadora. La luz posee polarización elíptica dextrógira (de semiejes paralelos a los coordenados), con amplitudes de campo eléctrico de 200V/m en el eje "x" y de 100V/m en el eje "y". El eje óptico de la lámina coincide con el eje "y". La lámina es de cuarto de onda, siendo las velocidades $c_{ORD}$>$c_{EXT}$. Esta lámina no produce atenuación. ¿Qué clase de polarización se obtiene en la salida?

Solución: primero escribimos las ecuaciones para el campo incidente: dado que la polarización es elíptica, de semiejes paralelos a los ejes coordenados, el desfasaje entre componentes es π/2:

$$E_{INCx} = 200\cos(-kz - \omega t + \pi/2)$$

$$E_{INCy} = 100\cos(-kz - \omega t)$$

Pero esta onda, ¿es dextrógira tal cual dice el enunciado? ¡Debemos comprobarlo antes de seguir resolviendo! Para eso armamos una tabla. Con sólo dos valores para ωt será suficiente (cálculo hecho para z=0, al igual que en el ejemplo 1):

| ωt | Ex | Ey |
|---|---|---|
| 0 | 0 | 100 |
| π/2 | 200 | 0 |

Ahora graficamos con el eje z entrante a la hoja (vemos venir la onda) y enseguida vemos que esta onda es levógira. Como debemos modelar una onda dextrógira, hacemos que la componente que atrase en π/2 sea la componente "y":

$$E_{INCx} = 200\cos(-kz - \omega t)$$

$$E_{INCy} = 100\cos(-kz - \omega t + \pi/2)$$

Dado que la lámina es de cuarto de onda, el $\Delta\varphi_{LAM} = \pi/2$ radianes. ¿Cuál componente recibirá la suma de fase? La componente que posea mayor "k", es decir la de mayor "n", es decir la de menor velocidad "c". En este caso la componente extraordinaria, la cual en esta oportunidad es la componente "y". El campo transmitido será:

$$E_{TRx} = 200\cos(-kz - \omega t)$$

$$E_{TRy} = 100\cos(-kz - \omega t + \pi/2 + \pi/2)$$

$$E_{TRy} = 100\cos(-kz - \omega t + \pi)$$

Ahora hacemos una tabla para distintos valores de ωt y graficamos $E_{TR}$ con el eje "z" entrante a la hoja. Comprobaremos que la polarización será lineal, con el campo eléctrico de módulo $E_0 = (200^2+100^2)^{1/2} = 224$V/m orientado formando un ángulo:

$$\alpha = arc\tan\left(\frac{100}{200}\right) = 26.6°$$

respecto del eje "x", y un ángulo de 116.6° respecto del eje "y".

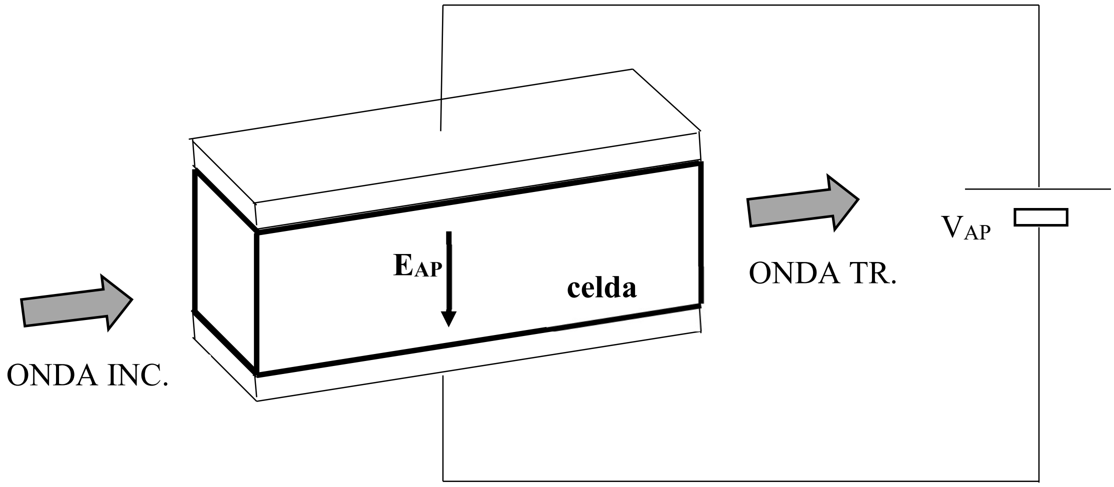
Podemos comprobar que, por supuesto, la intensidad a la entrada de la lámina retardadora es igual a la intensidad a la salida de la misma. Esto es así porque para esta lámina retardadora en particular el factor $K_{at} = 1$ -ver ecuaciones (5)-. Dado que las componentes $E_x$ y $E_y$ apuntan a 90° entre sí, son incoherentes:

$$I_{INC} = I_{INCx} + I_{INCy} = \frac{200^2}{2\mu_0 c} + \frac{100^2}{2\mu_0 c} = 66.3\,\frac{W}{m^2}$$

$$I_{TR} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} = \frac{224^2}{2\mu_0 c} = 66.3\,\frac{W}{m^2}$$

CELDAS KERR

El efecto Kerr fue descubierto por el físico escocés John Kerr en 1875. Supongamos que tenemos una sustancia transparente isótropa a la cual se le aplica un voltaje $V_{AP}$ (V aplicado) entre electrodos, el cual produce un campo eléctrico $E_{AP}=V_{AP}$/altura (no confundir $E_{AP}$ con el campo eléctrico de la onda que se propaga).



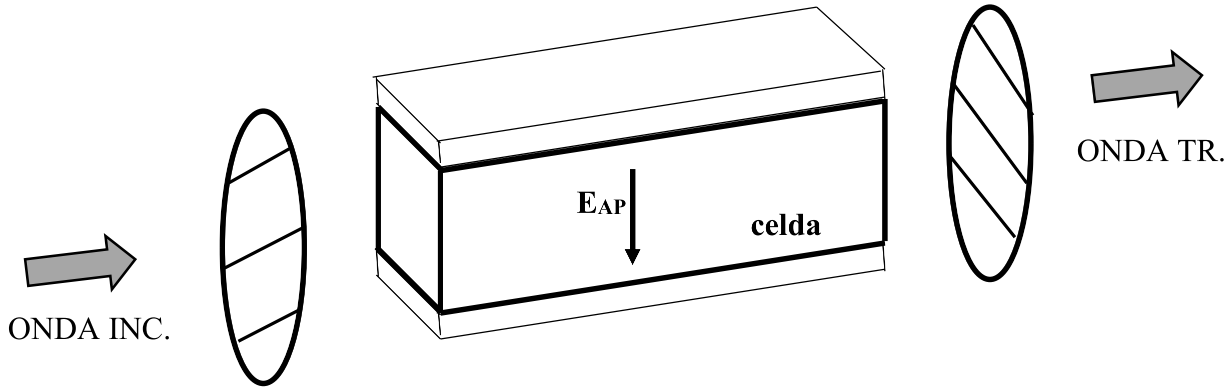

El material, que sin campo eléctrico aplicado es isótropo, ahora se ha convertido en un material uniáxico con el eje óptico coincidente con la dirección de $E_{AP}$. Llamaremos $\Delta n$ a la diferencia entre $n_{EXT}$ y $n_{ORD}$, $\Delta n= n_{EXT} - n_{ORD}$.
Entonces el $\Delta n$ es:

$$\Delta n = \lambda_0 \, K \, E_{AP}^2$$

Donde $\lambda_0$ es la longitud de onda de la luz incidente, y K es un factor que depende del material (K para algunos materiales es positivo y para otros negativo).
¿Cómo se comporta una celda Kerr entonces? **Como una lámina retardadora**, donde el $\Delta\varphi_{LAM}$ puede elegirse aplicando el valor correcto de voltaje entre electrodos.
Es muy importante recordar que $\Delta n$ es proporcional al cuadrado de $E_{AP}$. Si por ejemplo la celda se comporta como lámina de cuarto de onda para $E_{AP}$=100V/m, se comportará como lámina de media onda para $E_{AP}=2^{1/2}$ 100V/m=141V/m. De modo que si se conoce el desfasaje que produce la celda $\Delta\varphi_1$ para un voltaje aplicado $V_1$, entonces se puede hallar el desfasaje $\Delta\varphi_2$ si el voltaje aplicado es $V_2$:

$$\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2} = \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

Una aplicación muy interesante de la celda Kerr es la del obturador, el cual deja pasar o bloquea la luz a partir de un voltaje digital aplicado entre electrodos. El obturador se arma así: antes de la celda Kerr la luz pasa por un polarizador con eje de transmisión orientado a 45° respecto al eje óptico de la celda. A la salida se coloca otro polarizador a 90° respecto al primero, es decir a 45° respecto al eje óptico de la celda pero hacia el lado contrario.




Cuando el voltaje aplicado es cero (0 lógico binario) el material es isótropo. Entonces la polarización de la onda que lo atraviesa no cambia y por lo tanto el último polarizador bloquea completamente la onda que había emergido del primero. En cambio si aplicamos el voltaje justo para que la celda se comporte como lámina de media onda (1 lógico binario), el campo de la onda se espejará respecto del eje óptico, quedando alineado con el eje de transmisión del segundo polarizador. La intensidad obtenida a la salida será máxima.
En resumen la señal lógica aplicada se convertirá en una señal de encendido y apagado de luz: para el 0 binario no hay luz a la salida y para el 1 binario sí la hay.