## Parte I
# Polarización

De las ecuaciones de Maxwell obtenemos que la onda electromagnética, la luz, es una onda vectorial transversal, es decir que es una onda con diferentes planos de oscilaciones posibles. En esta sección analizaremos que sucede cuando dos ondas linealmente polarizadas con fases diferentes son colineales, y por lo tanto se suman. Esto genera un cambio en el estado de polarización y veremos como se puede describir.
Para simplificar consideremos los campos eléctricos (ya que el campo magnético es perpendicular en los casos que vamos a tratar) están contenidos en un plano (que denominamos xy), es decir que en general

$$\mathbf{E} = (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y)e^{i(kz-\omega t)}$$

donde $E_x$ e $E_y$ son magnitudes complejas que permite agregarle una fase a al campo en una coordenada. Si los $E_x$ e $E_y$ son reales, la polarización es claramente lineal, girada dependiendo del valor de cada campo. Mientras si $E_y = \|E_x\|e^{i\left(-\frac{pi}{2}\right)}$, obtenemos polarización circular (ya que $E_x^2 + E_y^2 = 1$) en este caso derecha (se vueve siguiendo las agujas de reloj respecto a la fuente) y si la fase es $\frac{pi}{2}$ obtenemos una polarización circular izquierda (para analizar esto rápidamente se debe ver como cambia el campo con el tiempo).
El caso general es la polarización eliptica, que corresponde a una diferencia de fase en alguna componente y magnitud de componentes diferentes, es decir

$$E_x = \|E_x\|e^{i(kz-\omega t)}$$
$$E_y = \|E_y\|e^{i(kz-\omega t+\epsilon)}$$

Podemos escribir la siguiente expresión, que se deduce facilmente (acá tomamos la parte real de la onda y utilizamos la identidad trigonométrica de la suma de ángulos)

$$\frac{E_y}{\|E_y\|} - \frac{E_x}{\|E_x\|}\cos(\epsilon) = -\operatorname{sen}(kz-\omega t)\operatorname{sen}(\epsilon) = -\sqrt{1-\frac{E_x}{\|E_x\|}}\operatorname{sen}(\epsilon)$$

donde al final se hizo uso de la ecuación del campo en $x$ más la identidad trigonométrica de Pitágoras. Finalmente nos queda la siguiente expresión

$$\left(\frac{E_y}{\|E_y\|}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{\|E_x\|}\right)^2 - 2\left(\frac{E_y}{\|E_y\|}\right)\left(\frac{E_x}{\|E_x\|}\right)\cos(\epsilon) = \operatorname{sen}^2(\epsilon) \tag{0.1}$$

que tiene validez general (ya que para la polarización circular $\epsilon = \frac{pi}{2}$ y queda una circunferencia, mientras si es lineal $\epsilon = 0$ quedando una relación lineal). De la ecuación anterior obtenemos el ángulo del eje $x$ de la elipse respecto a la base

$$tg(2\alpha) = \frac{2\|E_x\|\|E_y\|\cos(\epsilon)}{\|E_x\|^2 - \|E_y\|^2} \tag{0.2}$$

La polarización de una fuente natural es un tema especial, ya que las fuente generan trenes de ondas con cierta longitud (que se denomina de coherencia) con una polarización definida por un tiempo determinado (tiempo de coherencia), por lo que la luz natural no tiene una polarización definida en el tiempo (denominada polarización al azar). Mientras un tren de ondas infinito, o una onda monocromática, debe estar siempre polarizado. La realidad física corresponde a ambas situaciones, lo que se denomina parcialmente polarizado.
Ahora pasamos a describir los diferentes elementos capaces de cambiar la polarización de la luz incidente, denominados polarizadores. Analizemos primeramente un polarizador lineal, del que podemos deducir ,por medio de un esquema simple, que el campo eléctrico después del polarizador es

$$E = E_0\cos(\theta)\hat{n}$$

donde $\hat{n}$ es la dirección en el plano xy del eje del polarizador, por lo que la intensidad a la salida será

$$I(\theta) = I(0)\cos^2(\theta) \tag{0.3}$$

que se denomina la ley de Malus.
Veamos algunos tipos de polarización por medio de elementos materiales, donde tenemos elementos dicroicos y bifringentes (lo que son polarizadores por transmisión). Un elemento dicroico es un material que absorbe una componente del campo eléctrico, por medio de una fuerte anisotropía de su estructura, y deja pasar la luz en un eje denominado óptico; ejemplos de elementos dicroicos son los cristales de turmalina, o las láminas polarizadoras lineales (llamadas polaroides). Un material bifringente exhibe anistropía en el indice de refracción, en general en dos ejes (uno óptico u ordinario y uno extraordinario), que permite que se generen dos imagenes; el funcionamiento de un elemento bifringente es idéntico a un material dicroico, separando de la luz que sale una componente del campo eléctrico.

Luego tenemos la polarización por reflexión en medios dielétricos, para el cual tenemos que hacer un análisis de la dinámica del problema. Al incidir una onda electromagnetica con una polarización definida logramos que los dipolos moleculares se acomplen con dicha perturbación, obteniendo una onda reflejada. Si la onda es incide justamente con el campo eléctrico perpendicular al los dipolos no se reflejará onda alguna y todo será transmitido. Ese ángulo se denomina ángulo de Brewster y es fácilmente deducible sabiendo que $\theta_t + \theta_B = 90°$ (ya que la onda transmitida va ser ortogonal a los dipolos del material)

$$\theta_B = \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{0.4}$$

Finalmente nos queda un elemento óptico importante cuando se describe la polarización, los retardadores, que básicamente agregan una fase determinada a uno de los ejes (el eje rápido), cambiando la polarización de la onda incidente. Existen retardadores de media onda, onda completa y cuarto de onda que agregan una fase de, respectivamente, $2\pi$, $\pi$ y $\frac{\pi}{2}$ a la componente del eje rápido, pudiendo obtener a la salida una polarización eliptica, circular o lineal dependiedo de cada caso.