

CAPÍTULO 3

DISPOSITIVOS ELECTRO-ÓPTICOS

3.1 Sensores optoelectrónicos

Una gran ventaja de los dispositivos electro-ópticos, es que presentan mayores velocidades de operaciones y menores voltajes, ya que la configuración es transversal y debido a que el ancho de la guía de onda es mucho más pequeño que su longitud [12].

Estos dispositivos convierten la información contenida en luz, ya sea visible o no, a una señal eléctrica, o viceversa.

Tienen la habilidad de modular la luz, es decir, alterar la intensidad de la luz en base a una señal de excitación. Dichas señales de control pueden ser de distinta naturaleza: temperatura, campo eléctrico, estrés mecánico, conjuntos químicos con diferentes índices de refracción, etc. [4].

Las principales ventajas de los dispositivos electro-ópticos es la inmunidad a interferencia electromagnética, mayores velocidades, aplicaciones versátiles.

3.2 Efecto Electro-óptico

El efecto electro-óptico consiste básicamente en el reacomodo a nivel atómico debido a la presencia de un campo eléctrico en un material, provocando cambios en sus propiedades ópticas [7].

Los materiales que presentan estas características son cristales que se conocen por ser birrefringentes, es decir, un material anisotrópico que presenta diferentes velocidades de propagación de luz dependiendo del plano de la polarización y de la dirección de propagación a través del material.

El rayo de luz que incide sobre él, se separa en dos rayos: ordinario y extraordinario, los cuales son perpendiculares entre sí y con diferentes velocidades; pueden también propagarse en direcciones diferentes dependiendo de la orientación relativa del material [13].

Sabemos que un dieléctrico es birrefringente cuando al someterlo a un campo eléctrico, el material sufre un reacomodo de sus moléculas [13]. Éste dieléctrico será ópticamente equivalente a un cristal con características de birrefringencia cuyo eje será paralelo al campo E. Los índices principales (ordinario y extraordinario) son proporcionales al cuadrado del campo eléctrico [12].

$$n_e - n_o = K\lambda E^2, \quad (\text{ec. 3.1})$$

Donde:

n_o = índice de refracción ordinario,

n_e = índice de refracción extraordinario,

K = constante de Kerr,

E = campo eléctrico al que es sometido,

λ = longitud de onda de luz utilizada.

Un ejemplo de este efecto ocurre en materiales como algunos cristales no cúbicos, algunos plásticos sometidos a tensión y materiales compuestos por polímeros con mezclas de cristales líquidos que al momento de utilizar técnicas de separación de fase, forman gotas que se comportarán de acuerdo a la ausencia o existencia de campo eléctrico.

Cuando no aplicamos campo eléctrico, estas gotas se distribuyen aleatoriamente, provocando que cuando la luz sea aplicada se disperse ya que los índices de refracción entre las gotas de cristales y el polímero no concuerdan, esto se traduce como un haz de luz transmitido muy pequeño [9].

Para una dirección de propagación, la luz mantiene una polarización lineal a través del cristal sólo para aquellas direcciones que lo permita la simetría del mismo cristal, al momento de aplicar un campo eléctrico, las gotas se alinean paralelamente al campo eléctrico que se encuentra en la parte externa, para así, tener un índice de refracción efectivo igual al índice de refracción ordinario (el de las gotas de cristal) que a su vez, es el mismo índice de refracción del polímero elegido con esa característica especial, lo que provoca que la capa parezca transparente [9].

En el caso anterior, el efecto electro-óptico sucede en un material que presenta un efecto cuadrático.

Los dos efectos electro-ópticos de gran importancia para la óptica integrada son el efecto Kerr y el efecto Pockels. El efecto Kerr tiene un factor de cambio cuadrático como se muestra a continuación [7]:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}\xi n^3 E^2, \quad (\text{ec. 3.2})$$

Donde:

n = Índice de refracción del material,

ξ = Coeficiente de Kerr (en el orden de 10^{-18} y 10^{-14} m^2/V para cristales y de 10^{-22} y 10^{-19} m^2/V en líquidos),

E = Campo eléctrico inducido.

El material del sensor debe ser considerado una celda Pockel para que ésta nos permita modular en fase manteniendo la linealidad de la señal.

El efecto Pockels mantiene la linealidad del sistema como se puede observar en su fórmula donde se expresa que el cambio de índice de refracción con respecto al campo eléctrico tiene características lineales [12]:

$$n(E) \approx n - \Delta n, \quad (\text{ec. 3.3})$$

Siendo:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}\Gamma n^3 E, \quad (\text{ec. 3.4})$$

Obtenemos entonces:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}\Gamma n^3 E. \quad (\text{ec. 3.5})$$

Donde:

n Índice de refracción del material,

Γ Coeficiente Pockels (en el orden de 10^{-12} y 10^{-10} m/V) a temperatura ambiente con campos eléctricos en el orden de $20kV/cm$ es únicamente de 10^{-4} ,

E Campo eléctrico inducido.

Explicado de otra manera, la fórmula anterior quiere decir que el cambio en el índice de refracción se modificará proporcionalmente al campo eléctrico aplicado, lo cual, es una característica deseable para cualquier sistema.

Aunque el cambio que se menciona a temperatura ambiente puede parecer muy pequeño, es el suficiente para lograr retardos que permitan modular la fase y la intensidad de la luz.

El coeficiente Pockels no es único para un cristal ya que existen varios y se obtienen de las componentes de una matriz donde se relacionan los incrementos del índice de refracción con el campo eléctrico aplicado que por ser un material anisotrópico, depende de la posición del cristal [17]. Dicha matriz se muestra en la Figura 3.1 a continuación:

$$\begin{pmatrix} \Delta \frac{1}{n_{xx}} \\ \Delta \frac{1}{n_{yy}} \\ \Delta \frac{1}{n_{zz}} \\ \Delta \frac{1}{n_{yz}} \\ \Delta \frac{1}{n_{xz}} \\ \Delta \frac{1}{n_{xy}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

Figura 3.1 Matriz de coeficientes Pockels de 6x3. [14]

La importancia de los efectos Kerr y Pockels llegan a ser significativos cuando la onda óptica se propaga a distancias mucho mayores a su longitud de onda, lo cual es muy probable que suceda.

En la tabla 3.2 se muestra una tabla con los valores de coeficientes Pockels para los cristales más característicos. Estos tipos de materiales tienen usos en la fabricación de componentes como: lentes de focal variable (debido a que la distancia focal está en función del índice de refracción), sistemas ópticos de barrido por desviación del haz emergente de un prisma, moduladores de intensidad, acopladores direccionales y fijadores de modo en dispositivos láseres, entre otros [17].

Cristal	Simetría	Constantes [10 ⁻¹² m/V]	Índices de refracción
LiNbO ₃	3 m	r ₁₃ =8.6 r ₂₂ =3.4 r ₃₃ =30 r ₄₂ =28	n _o =2.29 n _e =2.20
LiTaO ₃	3 m	r ₁₃ =7 r ₂₂ =1 r ₃₃ =30.3 r ₄₂ =20	n _o =2.176 n _e =2.180
BaTiO ₃	4mm	r ₁₃ =19 r ₃₃ =28 r ₅₁ =820	n _o =2.41 n _e =2.36
ADP	$\bar{4}2m$	r ₄₁ =28 r ₆₃ =8.5	n _o =1.52 n _e =1.48
KDP	$\bar{4}2m$	r ₄₁ =8.6 r ₆₃ =10.6	n _o =1.51 n _e =1.47
GaAs	$\bar{4}3m$	r ₄₁ =1.2	n _o =3.6
BSO	23	r ₄₁ =2.54	n _o =5

Tabla 3.2 Coeficientes Pockels.^[12]

3.3 Niobato de Litio

El Niobato de Litio es un cristal anisotrópico que presenta un efecto electro-óptico lineal cuando se es sometido a un campo eléctrico externo. A continuación se explicarán las principales características de operación y modulación de dicho cristal.

3.3.1 Características Generales

Un material anisotrópico es aquél en el que los índices de refracción dependen de la dirección de los ejes del cristal [7]. De igual manera, la birrefringencia que se presenta en este tipo de materiales, en específico para el cristal LiNbO₃, los índices de refracción tienen la asociación según los ejes como se muestra en la Tabla 3.3.

	Eje	Índices
n_o = índice ordinario n_e = índice ordinario	x	$n_x = n_o$
	y	$n_y = n_o$
	z	$n_z = n_e$

Tabla 3.3 Relación de ejes e Índices de refracción en LiNbO_3 . [17]

En el caso de cristales anisotrópicos como el Niobato de Litio, los cambios en las propiedades ópticas (en respuesta al efecto electro-óptico) se reflejan en un cambio de índices de refracción guardando una relación lineal entre el campo eléctrico inducido y el cambio en el índice de refracción como se explica en el efecto Pockels.

La modificación de los índices de refracción se refleja como modulación de luz gracias al efecto de los electrodos metálicos co-planarmente situados (como se observa en la Figura 3.2) y al campo eléctrico externo que es inducido al modulador.

La característica de respuesta lineal del efecto electro-óptico hace mucho más fácil la recuperación de la información. Otra virtud de este cristal es que su guía de onda es monomodal y con pocas pérdidas [6]. La magnitud del campo eléctrico no requiere ser grande debido al arreglo co-planar y no debe atravesar el material completo, ya que las líneas de inducción son casi inmediatas como se puede observar en la Figura 3.2.

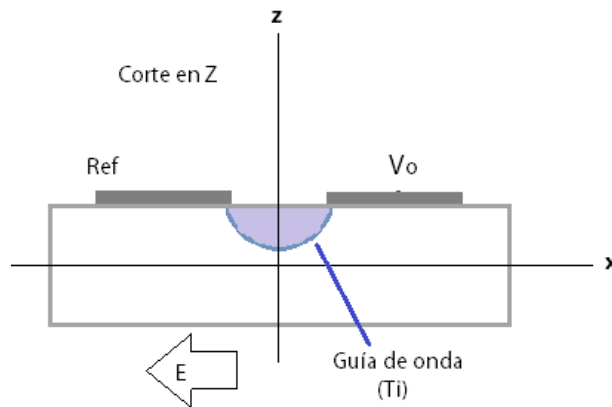


Figura 3.2 Estructura del cristal Niobato de Litio

La principal razón por la que se elige al LiNbO_3 es por el mencionado efecto electro-óptico lineal. Sin embargo, también presenta una muy buena transmitividad de luz infrarroja (utilizada en este proyecto) y su coeficiente electro-óptico permite crear moduladores con una respuesta rápida [6].

La guía óptica de este modulador, como se mencionó, es monomodal y con pocas pérdidas ya que se trata de titanio difundido en el LiNbO₃ lo que permite que el índice de refracción del titanio varíe conforme penetra en el sustrato de manera no lineal [10].

La diferencia de camino óptico (d_m) puede ser calculada a partir de la longitud física del cristal y sus índices de refracción (ordinario y extraordinario) con la siguiente fórmula [8]:

$$d_m = (n_o - n_e) L \quad (\text{ec. 3.6})$$

Ese valor nos indica la distancia que existe desde el máximo de la franja central hasta el lugar donde se encuentra el retardo que imprime el sensor electro-óptico.

3.3.2 LiNbO₃ como modulador de fase

Los cambios en los índices de refracción dependen de la interacción entre el campo eléctrico aplicado y los campos ópticos propagados en la guía de onda óptica, es decir, los índices cambiarán de acuerdo a los ejes x, y, z de manera proporcional a los coeficientes electro-ópticos asociados a cada dirección [7].

Estas variaciones de n provocan un cambio de fase, que es logrado a través de la difusión de titanio en el Niobato de Litio y que está relacionado con la longitud del cristal. La interacción electro-óptica que sucede cuando se le aplica un voltaje en los electrodos del sensor LiNbO₃ está relacionada al hecho de que éstos se encuentran posicionados sobre el cristal y la distancia entre ellos es menor a la longitud del cristal. [6]

En este tipo de cristales, anisotrópicos, la guía de onda óptica responde diferente dependiendo de la orientación de corte y propagación. Para nuestro caso, cuando un campo eléctrico induzca un voltaje en los electrodos, éste se propagará por la longitud del cristal provocando el efecto Pockels y alterará la polarización de nuestra señal luminosa.

Para poder entender mejor el cambio de fase que ocurre en nuestra señal, tenemos la siguiente ecuación que describe el cambio de fase de la señal a la salida de la guía de onda:

$$\Delta\varphi = k_0 n(E)l + k_0 nL, \quad (\text{ec. 3.7})$$

Y se define k_0 como:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (\text{ec. 3.8})$$

En otros términos, podemos decir que el cambio de fase ($\Delta\varphi$) está en función del campo eléctrico. En la ecuación anterior sabemos que $n(E)$ se refiere al índice de refracción en función del campo eléctrico (ver ecuación 3.5), k_0 es el número de ondas en el vacío definido por la ecuación 3.8 y n corresponde al índice ordinario o extraordinario [12]. Obtenemos entonces la siguiente ecuación:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n(E)L}{\lambda}, \quad (\text{ec. 3.9})$$

Donde $\Delta\varphi$ indica el cambio de fase, $n(E)$ el cambio de índices de refracción lineal (ver ecuación 3.5), L la longitud física del material donde se propaga (en este caso el cristal LiNbO3) y λ la longitud de onda que se propaga.

La fase se definirá como:

$$\varphi \approx \varphi_0 - \pi \left(\frac{\gamma n^3 E L}{\lambda_0} \right), \quad (\text{ec. 3.10})$$

Donde:

$$\varphi_0 = \left(\frac{2\pi n L}{\lambda_0} \right). \quad (\text{ec. 3.11})$$

Si definimos:

$$V_\pi = \left(\frac{d}{L} \right) \left(\frac{\lambda_0}{\gamma n^3} \right), \quad (\text{ec. 3.12})$$

Podemos decir que la fase tiene la siguiente relación con el V_π :

$$\varphi \approx \varphi_0 - \pi \left(\frac{V}{V_\pi} \right). \quad (\text{ec. 3.13})$$

La ecuación 3.12 define la modulación en fase que ocurre en nuestro sistema. Cabe mencionar que ese valor de voltaje (V_π) se le conoce como *voltaje de media onda* y es el voltaje aplicado en el cual la fase cambia en π radianes [12] (ver Figura 3.3). Los valores típicos de este voltaje van desde 1 volt hasta algunos pocos kilo Volts para moduladores de longitud y cientos de volts para moduladores transversales

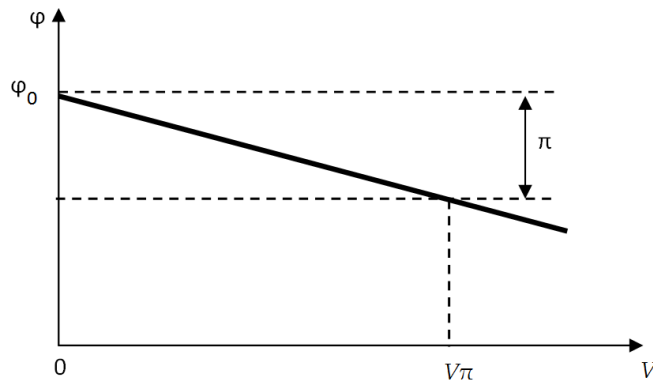


Figura 3.3 Gráfica de cambio de fase en dispositivos electro-ópticos ^[12]

El valor de $V\pi$ también puede estar definido en base a las características físicas del dispositivo como la longitud de los electrodos (l) y la separación entre ellos (S) como lo indica la ecuación 3.14 a continuación [6] :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda S}{n^3 r \Gamma l} \quad (\text{ec. 3.14})$$