

CRISTALES ELECTRO-ÓPTICOS: BSO, BTO Y BGO. PECULIARIDADES DE LA BIRREFRINGENCIA INDUCIDA

R. Merlo,

Laboratorio de Física, Facultad de Humanidades, UNAF.

N. Bolognini*

Centro de Investigaciones Ópticas (CIOP), CONICET-CIC, CC. 124 (1900), La Plata.

Los cristales fotorrefractivos tipo selenitas resultan muy atractivos para su utilización en procesamiento óptico. Para este caso, se analiza cómo es afectada la birrefringencia inducida en términos de una orientación arbitraria en el corte del cristal respecto a sus ejes cristalográficos. Para ello, se obtiene la expresión general del tensor electro-óptico. A partir de allí, puede observarse que los valores óptimos de birrefringencia no ocurren necesariamente para las configuraciones clásicas. Se presentan ejemplos que permiten mostrar que una mayor flexibilidad en la elección de la configuración atiende a situaciones experimentales de interés en forma más eficiente.

Photorefractive selenites crystals are very important in image processing. In this communication is analyzed the induced birefringence in terms of an arbitrary orientation of the faces of the crystals with respect of their crystallographic axes. In this way, the general expression of the electro-optic tensor is obtained. From this point, can be observed that the optimum values of the birefringence do not occur necessarily for the classic configurations. Several situations are discussed.

I. INTRODUCCIÓN

Los cristales electro-ópticos que también presentan efecto fotorrefractivo resultan muy atractivos para su utilización en procesamiento óptico. Además teniendo en cuenta su sensibilidad, resolución espacial y respuesta temporal, es decir por su naturaleza, cubren distintos rangos de aplicación¹. Así, por ejemplo, en situaciones en que la respuesta en tiempo real sea importante serán convenientes los materiales tipos selenitas (BSO, BTO y BGO). Mientras, que en el caso de almacenar múltiples imágenes y requerir permanencia del registro serán muy útiles los ferroeléctricos (LiNbO_3).

En el caso de los materiales de respuesta rápida (selenitas), se han utilizado dos configuraciones típicas^{2,3} sin acentuar la flexibilidad que brinda la orientación en el corte del cristal respecto a sus ejes cristalográficos. En ese sentido, se analiza en esta comunicación cómo es afectada la birrefringencia inducida en términos de la orientación mencionada. Se emplea como ejemplo el cristal BSO, pero el tratamiento es similar para otras selenitas.

II. DESARROLLO OPERATIVO

En un medio cristalino dieléctrico, lineal, anisotrópico cada componente del vector de campo eléctrico \vec{E} puede expresarse como una combinación lineal de las tres componentes del vector desplazamiento \vec{D} según $\epsilon_0 \vec{E} = \delta \vec{D}$

Los nueve coeficientes de dicha combinación constituyen el tensor de segundo rango de impermeabilidad eléctrica y su valor depende de la elección del sistema de coordenadas. Además, por ser simétrico tiene como máximo seis coeficientes independientes. En el sistema de ejes principales, direcciones para las cuales \vec{E} y \vec{D} son paralelos, el tensor es diagonal.

El elipsoide de índices es la representación cuadrática del tensor impermeabilidad. Se utiliza la notación:

$$\begin{array}{ll} xx \rightarrow 1 & yz, zy \rightarrow 4 \\ yy \rightarrow 2 & zx, xz \rightarrow 5 \\ zz \rightarrow 3 & xy, yx \rightarrow 6 \end{array}$$

* Investigador del CONICET

En el sistema de ejes principales xyz , el elipsoide de índices, se expresa como:

$$\delta_1 x^2 + \delta_2 y^2 + \delta_3 z^2 = 1 \quad (1)$$

donde $\delta_i = 1/n_i^2$ ($i=1, 2, 3$) son los valores principales del tensor (eje del elipsoide) y n_i los índices de refracción principales.

La distribución de intensidad luminosa no uniforme proyectada sobre un cristal fotorrefractivo (selenitas), queda codificada en birrefringencia inducida⁴.

Considérese el caso para el cristal BSO y tén-gase en cuenta el elipsoide de índices del material. En el caso particular de este cristal, debido a que posee simetría cúbica, el elipsoide de índices se reduce a una esfera, es decir $n_1 = n_2 = n_3 = n$.

Es posible describir las variaciones de las propiedades ópticas que se producen al someter al cristal a acciones externas admitiendo que los coeficientes del tensor de índices se modifican y dan lugar a la ecuación del nuevo elipsoide.

Así, la acción de un campo eléctrico local (exterior o generado por la redistribución de portadores por efectos de una intensidad luminosa no uniforme) modifica los elementos del tensor de índices, en la forma:

$$\Delta\delta_i = r_{ix}E_x + r_{iy}E_y + r_{iz}E_z \quad i: 1, 2, \dots, 6 \quad (2)$$

donde E_j representa las componentes del campo eléctrico y r_{ij} los elementos del tensor electro-óptico, en notación reducida.

La ecuación (2) describe el efecto electro-óptico que consiste en una variación de los índices de refracción del cristal en términos del campo eléctrico local.

Para el cristal BSO, en el sistema x, y, z dicho tensor resulta:

$$r_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{vmatrix} \quad (3)$$

donde $r_{41} = 5 \cdot 10^{-12} \text{m/volt}^2$. Es decir, los coeficientes no nulos son r_{4x} , r_{5y} y r_{6z} que toman el mismo valor y usualmente en la literatura se lo llama r_{41} .

La orientación del cristal en el sistema óptico, su corte y tallado, respecto a los ejes cristalográficos condicionarán, entonces, la birrefringencia inducida. Ésto es así, ya que los elementos del tensor electro-óptico cambiarán en términos de dicha orientación. Asimismo, la expresión (2) sigue siendo válida en la medida que r_{ij} y E_j se expresen convenientemente, en un nuevo sistema de coordenadas, en términos de la orientación elegida.

En el tratamiento que sigue, (ver Fig. 1), se elige al sistema de coordenadas (x', y', z') con sus ejes perpendiculares a las caras del cristal tallado. La luz incide en la dirección y' . Por lo tanto los $\Delta\delta_i$ de la ecuación (2) deben ser evaluados en este sistema y es necesario calcular la matriz (r'_{ij}) mediante:

$$r'_{ijk} = \sum_{l=1}^3 \sum_{m=1}^3 \sum_{n=1}^3 \alpha_{il} \alpha_{jm} \alpha_{kn} r_{lmn} \quad (4)$$

$$i, j, k: x', y', z' \quad l, m, n: 1 \rightarrow x, 2 \rightarrow y, 3 \rightarrow z$$

donde $\alpha_{il} \alpha_{jm} \alpha_{kn}$ representan los cosenos directores de pasar del sistema (x, y, z) al (x', y', z') y r_{lmn} al r'_{ijk} representan los elementos tensoriales en notación no reducida.

Consideremos entonces un corte o tallado tal que los ejes x', y' perpendiculares a las caras respectivas del cristal, formen un ángulo β ($0 < \beta < \pi/2$) respecto a los ejes x, y . Los ejes z y z' son

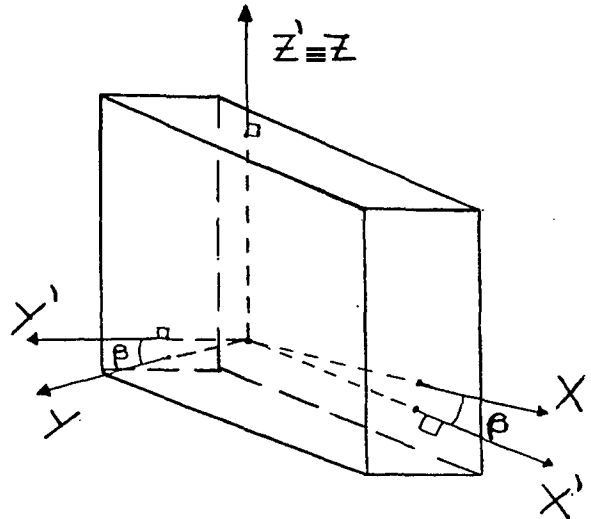


Fig. 1: Sistema x', y', z' perpendicular cada eje a las caras del cristal. Sistema x, y, z (ejes cristalográficos).

coincidentes. En este caso resulta:

$$\begin{aligned}\alpha_{x'x} &= \alpha_{y'y} = \cos \beta \\ \alpha_{y'x} &= \alpha_{x'y} = \sin \beta \\ \alpha_{x'z} &= \alpha_{z'x} = \alpha_{z'y} = \alpha_{y'z} = 0 \\ \alpha_{z'z} &= 1\end{aligned}$$

y teniendo en cuenta la expresión (3), se obtiene según la expresión (4), para cada elemento, en notación no reducida:

$$r'_{ijk} = r_{41} = (\alpha_{i1}\alpha_{j2}\alpha_{k3} + \alpha_{i1}\alpha_{j3}\alpha_{k2} + \alpha_{i2}\alpha_{j1}\alpha_{k3} + \alpha_{i2}\alpha_{j3}\alpha_{k1} + \alpha_{i3}\alpha_{j1}\alpha_{k2} + \alpha_{i3}\alpha_{j2}\alpha_{k1})$$

Así, la expresión del tensor electro-óptico resulta nuevamente, en notación reducida:

$$r'_{ij} = r_{41} \begin{vmatrix} 0 & 0 & -C1 \\ 0 & 0 & C1 \\ 0 & 0 & 0 \\ C2 & C1 & 0 \\ -C1 & C2 & 0 \\ 0 & 0 & C2 \end{vmatrix} \quad (5)$$

$$C1 = \sin(2\beta) \quad C2 = 2\sin^2\beta - 1$$

Ahora, se está en condiciones de escribir la birrefringencia inducida Δn a partir de la expresión (2) re-escrita en el sistema x', y', z' .

Para ello se utiliza la expresión (1) en la forma:

$$\delta'_1 x'^2 + \delta'_2 y'^2 + \delta'_3 z'^2 + 2 \cdot [\delta'_4 y'z' + \delta'_5 z'x' + \delta'_6 x'y'] = 1$$

donde $\delta'_i = \delta_i + \Delta\delta'_i$.

Fijando $y' = 0$ (la luz se propaga en dirección y'), se obtienen dos modos de propagación en el cristal, cuya diferencia de índices de refracción Δn , resulta ser:

$$\Delta n = n^3 r_{41} \sqrt{\left(C1 E_{x'} - C2 E_{y'}\right)^2 + \left(C1 \frac{E_{z'}}{2}\right)^2} \quad (6)$$

donde n es el índice de refracción del material no perturbado.

La expresión (6) reproduce en particular los

dos casos usuales tratados en la literatura^{2,3}:

$$\beta = 0 \text{ ó } \beta = \pi/2 \quad \Delta n = n^3 r_{41} E_{y'} \quad (\text{modulador PROM})$$

$$\beta = \pi/4 \quad \Delta n = \frac{1}{2} n^3 r_{41} \sqrt{4 E_{x'}^2 + E_{z'}^2} \quad (\text{config. TRANSVERSAL}).$$

III. DISCUSIÓN DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

La gráfica de la Fig. 2, muestra Δn en función de β para valores típicos del campo eléctrico local: $E_{x'} = E_{y'} = E_{z'} = 2.10^5$ Volt/m. Las ordenadas se miden en unidades de 10^{-4} .

Obsérvese que el valor óptimo de Δn no ocurre para $\beta = 0$ ó $\beta = \pi/4$. El caso $\beta = 0$ elimina las contribuciones de $E_{x'}$ y $E_{z'}$, mientras que $\beta = \pi/4$ no contiene a $E_{y'}$. El valor mínimo ocurre para $\beta = 0.45$ radianes, mientras que la birrefringencia óptima ocurre para $\beta = 1.15$ radianes.

La expresión (6) mantiene las contribuciones de las tres componentes. En determinadas situaciones experimentales puede ser muy importante.

Considérese un filtro interferencial realizado en un cristal fotorrefractivo⁶, obtenido por incidencia directa de dos haces coherentes (uno en cada cara del cristal) en la dirección y' . En este caso, tanto la componente $E_{y'}$ inducida tiene un papel preponderante en el control del filtro, como el campo externo aplicado $E_0 = E_{x'}$. La expresión (6) mediante una elección adecuada de β permitirá poten-

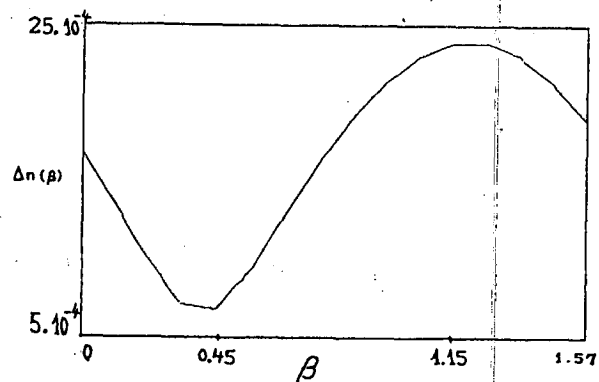


Fig. 2: Representación gráfica de la expresión (6) $\Delta n = F(\beta)$. Parámetros empleados: $n=2.54$ ($\lambda = 514$ nm) $r_{41} = 5.10^{-12}$ m/volt. La birrefringencia óptima ocurre para $\beta = 1.15$ rad.

ciar el efecto de dichas componentes, no siendo así en los casos particulares $\beta = 0$ ó $\beta = \pi/4$.

Otra situación en la cual la dependencia de las tres componentes E_x , E_y , E_z , es importante, tiene lugar al registrar un holograma. Para ello un haz láser expandido y colimado después de pasar por un divisor de haz y por medio de la reflexión de dos espejos se hace interferir en el cristal. Uno de los haces estará modulado por el objeto del cual se registrará el holograma de volumen. El número de portadores fotoexcitados en un punto del cristal es directamente proporcional a la intensidad luminosa de los haces que interfieren en dicho punto. Así, el gradiente de portadores causante de la difusión de los mismos es proporcional al gradiente de la luz. Si además, no hay campo externo aplicado que arrastre las cargas fotogeneradas en una dirección particular, el holograma quedará registrado en régimen de difusión puro⁷. En este caso los campos locales inducidos pueden ser del orden del kilovolt/cm en cualquier dirección. (Para frecuencias espaciales de más de 300 líneas/mm). Así, una elección adecuada de β que mantenga una contribución importante para las tres componentes, favorecerá una reconstrucción eficiente del holograma.

Cabe mencionar que desde un punto de vista técnico, el corte para un ángulo β arbitrario no presenta dificultades especiales respecto a los casos $\beta = 0$ ó $\beta = \pi/4$.

La expresión (6) describe una curva que muestra un comportamiento periódico de período $\beta = \pi/2$. Por lo tanto sólo es necesario considerar la situación $0 < \beta < \pi/2$.

Puede concluirse, entonces que la birrefringencia óptima no necesariamente ocurre para las configuraciones $\beta = 0$ ó $\beta = \pi/4$.

Debe enfatizarse que para las dos situaciones experimentales consideradas, bien podría la gráfica de la Fig. 2 representar la birrefringencia para un punto cualquiera del cristal.

La expresión (6) brinda la flexibilidad mayor que atiende a situaciones experimentales de interés en forma más eficiente al permitir optimizar la birrefringencia.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue financiado mediante el PID 3-147200/8 del CONICET y el Subsidio a la Investigación A-12576/1 de la Fundación Antorchas.

REFERENCIAS

1. *Photorefractive Materials and Their Applications II* - cap. 6. Editores: P. Günter, J. P. Huignard-Springer (1989).
2. B. A. Horwitz, F. J. Corbett; *Opt. Eng.*; **17**, 353-364 (1978).
3. A. Marrakchi, J. P. Huignard, J. P. Herriau; *Opt. Commun.*; **34**, 15 (1980).
4. A. G. Apostolidis, S. Mallak, D. Rouede, J. P. Herriau, J. P. Hignard; *Opt. Commun.* **56**, 141-144 (1985).
5. R. E. Aldrich; *J. Appl. Phys.*; **44**, 493-494 (1971).
6. A. Rakuljic, A. Yariv; *Photorefractive System and Methods International Patent Classification*. PCT/US92/06080 (1992).
7. J. P. Huignard, F. Micheron; *Appl. Phys. Lett.* **29**, 591-593 (1976).