

Aplicaciones del Control de la Elipticidad de la Luz Transmitida en un Medio Fotorrefractivo

M. C. LASPRILLA*, L. M. ZERBINO† y N. BOLOGNINI‡

Centro de Investigaciones Ópticas, CIOp, (CONICET, CIC)

C.C. 124, 1900 La Plata, Argentina

e-mail: postmaster@ciop.edu.ar

Resumen

Se presentan en esta comunicación aplicaciones al procesamiento de imágenes que resultan de proyectar la distribución espectral de una transparencia objeto en un medio fotorrefractivo. Para ello se emplea un procesador óptico 4-f en cuyo plano de transformada de Fourier se ubica un cristal BSO en configuración transversal. El proceso de registro-lectura lo realiza un único haz luminoso. En correspondencia con la intensidad luminosa recibida por el cristal se induce en el birrefringencia local. Así el control de elipticidad de la luz transmitida permitir modificar la salida del sistema. Un arreglo de polarizadores así como una iluminación uniforme del plano de Fourier se emplean como parámetros de control.

El método implementado permite discriminar una imagen filtrada en planos severamente desenfocados.

Abstract

The intensity distribution received by a photorefractive BSO crystal modulates its induced birefringence and the ellipticity of the transmitted light is then modified as it propagates through the crystal.

To describe the processor, a 4-f optical system is used and the write-in and readout process requires a single polarized laser beam. The bias illumination, and the applied voltage or the light wavelength employed are a specific filtered output. This approach allows the recovering of hidden images or defocused output.

Introducción

El procesamiento óptico basado en la manipulación del contenido espectral de una transparencia objeto constituye una forma clásica de modificar una imagen. En las técnicas convencionales dicha manipulación se realiza mediante el bloqueo de los distintos ordenes de difracción. En esta comunicación se utiliza como elemento de registro un medio fotorrefractivo de respuesta en tiempo real y reversible¹. Mediante el control del estado de polarización de la luz transmitida por un cristal fotorrefractivo puede modificarse la distribución de la intensidad de las frecuencias espaciales de la imagen de salida del sistema. A diferencia de otros métodos que utilizan amplificación o mezclado de ondas^{2,3}, en este caso se emplea un haz para registro y lectura.

Modelo físico y procesador óptico

La Figura 1 muestra un procesador óptico 4-f formado por las lentes L_1 y L_2 . La transparencia O_1 se ubica a la entrada del sistema. Un cristal fotorrefractivo BSO se coloca en el plano de Fourier del sistema. Las direcciones $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ y $\langle 110 \rangle$ del cristal coinciden con los ejes XYZ respectivamente.

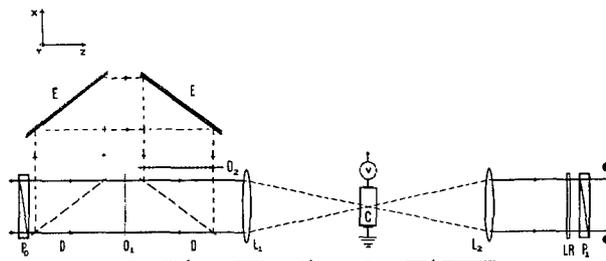


Figura 1. Esquema experimental.

* Becaria del CONICET. Ayuda de COLCIENCIAS de Colombia.
Dirección permanente: UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER, Colombia.

† Investigadora del CONICET. Docente Fac. de Ingeniería. UNLP.

‡ Investigador del CONICET. Docente Fac. de Ciencias Exactas, UNLP.

Si se aplica una diferencia de potencial V entre las caras (110) del cristal BSO (separadas una distancia D_x), se induce en él birrefringencia uniforme, ya que el cristal exhibe efecto electro-óptico. En este caso, las direcciones principales inducidas (ejes rápido y lento del cristal) forman un ángulo de $\pm 45^\circ$ con respecto al eje Y .

Se utiliza como fuente de iluminación un láser de Argón (longitud de onda $\lambda=514\text{nm}$) debido a la gran fotoconductividad que el cristal BSO presenta para la región verde del espectro. Considérese una onda plana linealmente polarizada en dirección Y que incide sobre la transparencia O_1 de entrada: la lente L_1 proyecta sobre el cristal la distribución correspondiente a la transformada de Fourier de la transparencia O_1 . En estas condiciones se fotogeneran portadores de cargas que se desplazan, debido al campo externo aplicado $E_0=V/D_x$, hacia regiones no iluminadas donde son atrapados. Se produce así un campo de carga espacial E_{sc} que compensa parcialmente al campo E_0 . De esta manera la birrefringencia uniforme es modulada localmente por efecto electro-óptico según la distribución luminosa recibida, produciéndose así un cambio local en la elipticidad de la luz transmitida.

Para obtener el campo eléctrico interno total E se parte de una versión simplificada unidimensional del modelo fotorrefractivo de Kukhtarev⁴:

- La generación de fotoportadores se supone proporcional a la distribución luminosa $I(x)$ recibida por el cristal.
- Las contribuciones por difusión de cargas se desprecian.
- En el estado estacionario la densidad de corriente J se supone constante.

Si además se utiliza la condición:

$$\int_0^{D_x} E_{sc}(x) dx = 0$$

se obtiene para el campo total interno:

$$E(x) = E_{sc}(x) + \frac{V}{D_x} = \frac{V}{Kn(x)} \quad (1)$$

$$K = \int_0^{D_x} \frac{dx}{n(x)} \quad (2)$$

$$n(x) = n_D [1 + \beta I(x)] \quad (3)$$

donde $n(x)$ y n_D son la concentración total de portadores de carga libres y de portadores en la oscuridad, respectivamente, siendo β una constante.

Considérese entonces la amplitud luminosa transmitida por el cristal: será necesario analizar los cambios producidos en la elipticidad de la luz debida a la modulación en la birrefringencia.

Luego de analizar el efecto electro-óptico aplicado al cristal BSO en la configuración dada⁵ y teniendo en cuenta que, debido al campo externo aplicado, puede despreciarse cualquier contribución que origina componentes en dirección Y , la expresión de la birrefringencia se reduce a:

$$\delta n = n_0^3 r_{41} E(x) \quad (4)$$

donde $r_{41}=5 \times 10^{-12}$ m/V es el coeficiente electro-óptico y $n_0=2,523$ (para $\lambda=514\text{nm}$) es el índice de refracción sin campos aplicados ó inducidos.

El cristal BSO tiene un poder rotatorio por unidad de longitud $\rho_0=45^\circ/\text{mm}$ (para $\lambda=514\text{nm}$) que se combina con la birrefringencia lineal inducida, de manera que, para el cálculo del estado de polarización de la luz emergente del cristal siguiendo el formalismo de Jones⁶ se obtiene la matriz de transferencia:

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Delta - i \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \Delta & -\cos \psi \operatorname{sen} \Delta \\ \cos \psi \operatorname{sen} \Delta & \cos \Delta + i \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

donde A_1 y A_2 representan las componentes de amplitud de la luz que entra al cristal en la dirección de los ejes principales; A'_1 y A'_2 representan las respectivas amplitudes de salida. Además;

$$\Delta(x) = D_z \sqrt{\rho_0^2 + \frac{\varphi_0^2(x)}{4}}$$

$$\psi(x) = \tan^{-1} \left(\frac{\varphi_0(x)}{2\rho_0} \right) \quad (6)$$

$$\varphi_0(x) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} E(x)$$

siendo D_z del espesor del cristal en dirección Z .

Obsérvese nuevamente la Figura 1: los polarizadores P_0 y P_1 se orientan de forma tal que el ángulo entre sus direcciones de polarización sea $\pi/2 + \Delta_0$ ($\Delta_0 = \rho_0 D_z$). $A_1 = A_2 = 1/\sqrt{2}$. Así, cuando no hay voltaje externo

aplicado ($V=0$), no pasa luz a través de P_1 y el sistema está en extinción.

Cuando se aplica la diferencia de potencial V , la amplitud de la luz transmitida por el analizador P_1 será proporcional a:

$$A_A(x) = \frac{I_A(x)}{\lambda f} \mathfrak{F}\{u_0(x)\} \quad (7)$$

donde

$$I_A(x) = \sin^2 \Delta_0 \cos^2 \Delta(x) - 2 \cos \psi(x) \sin \Delta_0 \cos \Delta_0 \sin \Delta(x) \cos \Delta(x) + \cos^2 \Delta_0 \sin^2 \Delta(x) \quad (8)$$

y f es la distancia focal de la lente L_1 y donde $u_0(x)$ es la transmitancia en amplitud de la transparencia de entrada. El operador indica transformada de Fourier. Se supone una amplitud unitaria para la onda plana incidente en el sistema.

La amplitud de la distribución luminosa en el plano imagen S , resulta proporcional a:

$$a_A(x) = \mathfrak{F}^{-1}\{A_A(x)\} \quad (9)$$

Finalmente, considérese la rama lateral de la Figura 1. Los divisores de haz D y los espejos E permiten agregar otra entrada para la transparencia O_2 . Ésta variante permite implementar reconocimiento de caracteres por inhibición de la señal de entrada O_1 en presencia de otra señal semejante O_2 . Se supone que la diferencia de camino óptico entre ambas señales es suficiente para considerar que las transformadas de Fourier de O_1 y O_2 se suman en forma incoherente en el cristal.

Resultados experimentales

El formalismo descrito se ilustra mediante un ejemplo típico. Se elige un objeto de transmitancia $u_0(x)=\text{rect}(x/a)$ ($a=2\text{mm}$): la intensidad $I(x)$ que recibe el cristal (plano de Fourier) sigue una distribución correspondiente al cuadrado de una seno cardinal. La Figura 2 representa $u_0(x)$. El campo eléctrico $E(x)$ que modulará la birrefringencia está dado por la ecuación (1) y se representa en la Figura 3 como Curva 1. Puede verse que en la región central del cristal $E \approx 0$. Esta región corresponde al orden cero del plano de Fourier. De acuerdo con la

ecuación (4) la birrefringencia resultante en dicha región es nula y por lo tanto la luz emerge de ella sin cambiar su estado de polarización, es decir, en nuestro caso, linealmente polarizada. Esto significa que la luz que atraviesa el cristal en esta región será bloqueada por el polarizador P_1 y estará en extinción a la salida del sistema. El módulo al cuadrado de la expresión (9) describe la imagen de salida filtrada y su representación para el ejemplo considerado se observa en la Figura 4(a). Es evidente que la componente de onda plana de orden cero ha sido filtrada.

TRANSPARENCIA DE ENTRADA $u_0(x)$

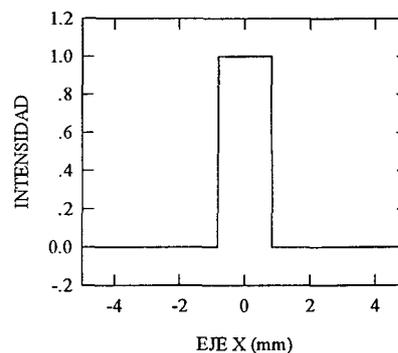


Figura 2. Distribución de intensidad a la entrada.

DISTRIBUCION DEL CAMPO ELECTRICO INTERNO $E(x)$ EN EL CRISTAL

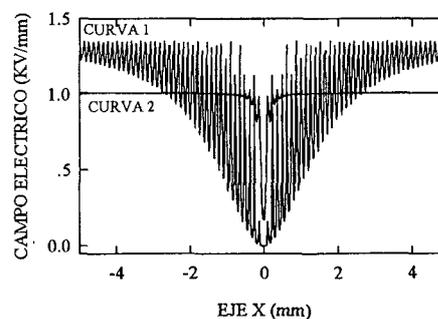


Figura 3. $V=1\text{KV/mm}$. Curva 1: con $I_f=0$; Curva 2: con $I_f \neq 0$.

Considérese que en el ejemplo analizado se adiciona una iluminación uniforme I_f sobre la superficie del cristal. La dirección de incidencia de este haz es tal que no se propaga hacia la salida del sistema. Dicha iluminación debe ser completamente incoherente respecto al frente de onda que ilumina la transparencia O_1 , y además estar en un rango de longitud de onda para el cual el cristal sea fotoconductor. Esto implica

agregar un término constante en la expresión de $n(x)$, modificándose también la integral de normalización K . Como consecuencia se obtiene una versión "suavizada" del campo interno (Curva 1) cuya representación se muestra en la Curva 2 de la Figura 3. Obsérvese en particular que el valor de $E(x)$ en la región del orden cero ha aumentado y la luz transmitida en esta región será ahora elípticamente polarizada. Así, la elipticidad de la luz transmitida por el cristal, correspondiente a las zonas de altas y bajas frecuencias espaciales tiende a ser similar. Por lo tanto el espectro de la transparencia será transmitido por el arreglo formado por la lámina cuarto de onda Q y el polarizador P_1 en forma más uniforme. Incluso luz proveniente del orden cero es transmitida. La imagen resultante se muestra en la Figura 4(b).

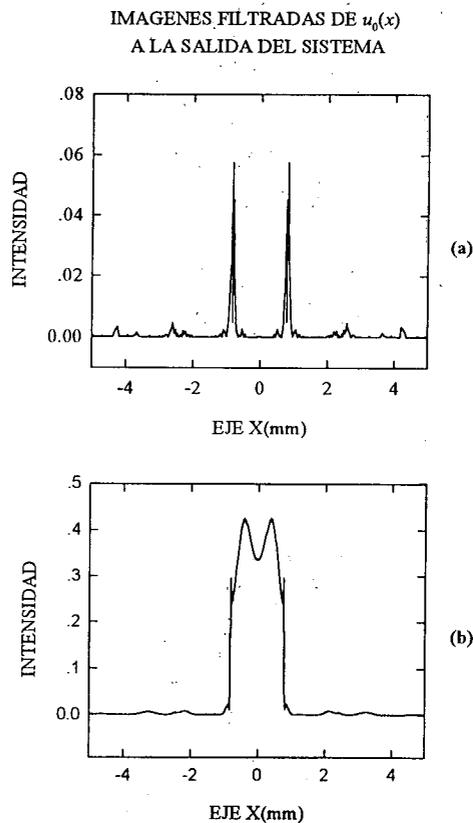
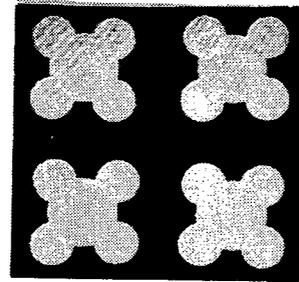
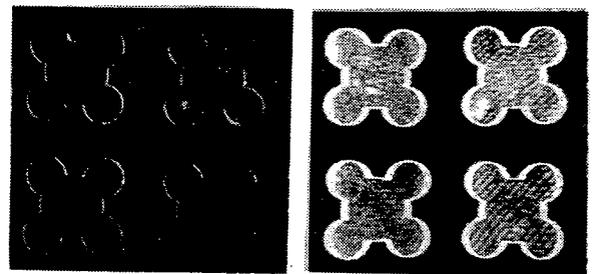


Figura 4. Distribución de intensidad a la salida: a) con $I_f=0$; b) con $I_f \neq 0$.

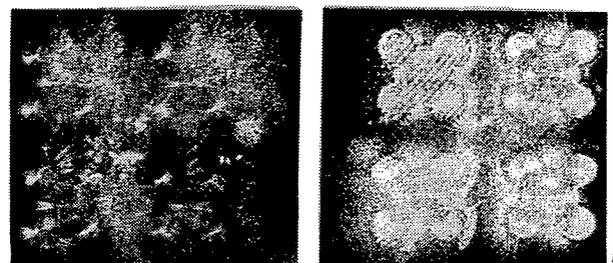


(a)



(b)

(c)



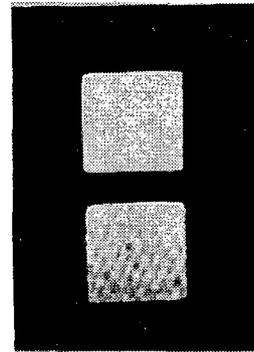
(d)

(e)

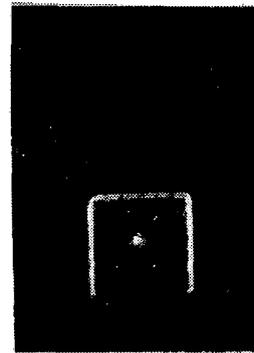
Figura 5. Transparencia de entrada. Imágenes filtradas a la salida: (b) en el plano focal, $I_f=0$; (c) en el plano focal, $I_f \neq 0$; (d) fuera del plano focal, $I_f=0$; (e) fuera del plano focal, $I_f \neq 0$.

Las Figuras 5(b) y 5(c) muestran distintas condiciones de filtrado de la transparencia de entrada (ver Figura 5(a)). En la Figura 5(b) se muestra un marcado efecto de refuerzo de bordes. Sólo las altas frecuencias son transmitidas por el analizador P_1 , mientras que las bajas frecuencias y el orden cero permanecen en extinción debido a que el campo interno es prácticamente nulo para esa región. En la Figura 5(c) se muestra la situación del caso 5(b) pero se ha iluminado el cristal con luz uniforme a partir de una fuente extensa. Como fue discutido más arriba en relación a la Figura 3, el campo interno tiende a ser más uniforme en todo el cristal y su valor en el centro de éste aumenta. De esta forma, la imagen filtrada presenta contribuciones que corresponden a las bajas frecuencias. La Figura 5(d) se corresponde con la Figura 5(b) pero en un plano de registro tal que la imagen filtrada está muy desenfocada (casi irreconocible). Si se proyecta iluminación uniforme sobre el cristal, en el mismo plano de registro donde se obtuvo el "desenfoco" anterior, se observa la imagen de la Figura 5(e), manifiestamente más reconocible. Otra vez el campo interno y por lo tanto la birrefringencia tienden a ser más uniformes en las distintas regiones del plano de Fourier. Como consecuencia las componentes de bajas frecuencias espaciales son transmitidas por el sistema lámina-analizador, contribuyendo a definir la imagen.

La Figura 6 muestra la implementación del reconocimiento de caracteres. La Figura 6(a) muestra las transparencias O_1 y O_2 a reconocer. La figura 6(b) muestra la salida del sistema cuando sólo O_2 esta presente. La Figura 6(c) muestra el plano imagen cuando ambas transparencias están presentes. La superposición de ambos espectros aumenta la intensidad luminosa local, disminuyendo el campo interno y por lo tanto la birrefringencia. Prácticamente se inhibe así la transmisión de ambas señales, aproximándose el punto de trabajo del sistema a la situación de extinción para esa distribución de frecuencias espaciales.



(a)



(b)



(c)

Figura 6. (a) Transparencias O_1 y O_2 a reconocer. (b) respuesta individual del sistema para O_2 . (c) respuesta del sistema agregando O_1 .

En todos los casos la potencia utilizada fue del orden de 10mW para $\lambda=514\text{nm}$ y el tiempo de registro del orden de 10^{-2} segundos. Se empleo un cristal de dimensiones $D_x=D_y=10\text{mm}$, $D_z=3\text{mm}$ y la distancia focal de las lentes L_1 y L_2 fue de $f=25\text{cm}$

Conclusiones

Se ha implementado un filtrado óptico mediante la modulación de la birrefringencia inducida en un cristal fotorrefractivo BSO a partir de proyectar sobre el mismo la transformada de Fourier de la señal de entrada.

Los resultados obtenidos sugieren que el sistema puede extenderse para implementar reconocimiento de caracteres y operaciones lógicas por inhibición de la señal de entrada en presencia de otra señal semejante.

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado mediante el PID 3974/92 del CONICET.

Referencias

- 1- G.C. Valley and J. Lam in "Photorefractive Materials and Their Applications I", P. Günter and J. P. Huignard Eds., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (1989).
- 2- A. Khoury, G. Hussain, R. W. Eason, Opt. Comm., **70**, 272 (1989).
- 3- J. Joseph, K. Singh, P.K.C. Pillai, Opt. Comm., **85**, 389 (1991).
- 4- M. G. Moharam, T.K. Gaylord, R. Magnusson, J. Appl. Phys. **50**, 5642 (1979).
- 5- F. Vachss, L. Hesselink, Opt. Commun. **62**, 159 (1987).
- 6- J.P. Huignard and P. Günter in "Photorefractive Materials and Their Applications II", P. Günter and J. P. Huignard Eds., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (1989).