

# El Efecto Abanico y la Amplificación Óptica

## The Beam Fanning and Optical Enhanced

G. G. Díaz-Monroy<sup>a</sup>, J. A. Anaya-Contreras<sup>b</sup>, A. Zúñiga-Segundo<sup>b\*</sup>

<sup>a</sup>Academia de Matemáticas, Centro de Estudios Científicos y Tecnológicos "Juan de Dios Bátiz Paredes", Mar Mediterráneo 227, Col. Popotla, C.P. 11400, México D. F.

<sup>b</sup>Departamento de Física, Escuela Superior de Física y Matemáticas, Edificio 9, Unidad Profesional Adolfo López Mateos, C.P. 07730, México D. F.

Recibido: 11/1/2013; revisado: 19/2/2013; aceptado: 17/3/2013.

Díaz-Monroy, G. G., Anaya-Contreras, J. A., Zúñiga-Segundo, A.: El Efecto Abanico y la Amplificación Óptica. *Jou.Cie.Ing.* **5** (1): 25-36, 2013. ISSN 2145-2628.

### Resumen

Investigamos el acoplamiento entre dos haces en un cristal fotorrefractivo de BSO, resolviendo numéricamente las ecuaciones no lineales del material y las ecuaciones de acoplamiento. Observamos que variando la polarización del haz de bombeo y el campo aplicado, el haz de referencia puede ser modificado. También calculamos el efecto abanico.

**Palabras Claves:** Acoplamiento de ondas, cristales fotorrefractivos, efecto abanico.

### Abstract

Two-wave mixing in transmission geometry of photorefractive crystals of BSO, is investigated by solving numerically a set of nonlinear material rate equations and coupled wave equations. It has been observed that by varying the behavior of pump beam polarization and the applied field, signal beam can be modified. We also calculated the beam fanning.

**Keywords:** Two-wave mixing, photorefractive crystals, beam fanning.

## 1. Introducción

Hace casi 50 años, Arthur Ashkin y sus colaboradores en los laboratorios Bell, tuvieron las primeras experiencias con el efecto fotorrefractivo (EF). Se le consideró una "curiosidad", una "molesta" experiencia y una "demencia" óptica [1]. Actualmente, los materiales fotorrefractivos (MF) son muy importantes tecnológicamente debido a su capacidad para almacenar grandes cantidades de información, del orden de  $10^{12}$  bits/cm<sup>3</sup>, es decir, más de mil veces la capacidad de las memorias magnéticas [2]. Hoy en día existe una amplia variedad de MF que incluyen aislantes, semiconductores

y compuestos orgánicos, utilizados principalmente para la fabricación de televisores o pantallas holográficas [3], sistemas de comunicación (DWM) e hipercomputación [4]. Además, en la mayoría de los MF el cambio es semipermanente: si un cristal alterado es aislado de todas las fuentes de luz, el cambio persistirá desde milisegundos hasta años dependiendo del material. De esta manera se puede almacenar información en la forma de imágenes en un cristal [5,6].

Las propiedades ópticas de los MF pueden ser modificadas por la luz que pasa a través de ellos. Estos elementos están catalogados como medios ópticos no lineales [7]. En un medio óptico lineal tal como los pris-

\* azuniga@esfm.ipn.mx

mas, las lentes, y los filtros polarizados, los haces de luz pasan de un lado a otro sin cambiar las propiedades del material. La luz que incide en un MF, afecta su propia rapidez. Más específicamente, el EF es un proceso en el cual la luz altera el índice de refracción del material como respuesta a la iluminación. El índice de refracción es la relación de la velocidad de la luz en el medio con respecto al vacío.

Para tener una idea clara de la “respuesta” de un MF, consideremos la siguiente comparación: La luz es una onda electromagnética cuya intensidad de campo eléctrico es proporcional a la raíz cuadrada de su intensidad. Por ejemplo, un rayo con intensidad de 100 millones de  $W/cm^2$ , tendrá aproximadamente un campo eléctrico de 100 kV/cm. Cuando dicha luz es dirigida a un material transparente, la “posición” de sus átomos es modificada, cambiando su índice de refracción algunas partes por millón. En los MF, un rayo tan débil como una milésima de  $W/cm^2$ , puede alterar el arreglo de átomos cambiando su índice de refracción en algunas partes por diez mil. Entonces, el término “fotorrefractivo” estará reservado para materiales cuyo índice de refracción cambia en respuesta a la luz de baja intensidad [5,6].

De lo anterior surge la siguiente pregunta, ¿Cómo puede un rayo de luz tan débil causar un cambio tan grande en el índice de refracción del cristal? Para responder a esta pregunta, es natural e inevitable empezar con el primer modelo del EF formulado entre los años 1971-1976, y entenderlo como una extensión del modelo de transporte de banda de los semiconductores [8]. Desde su primera publicación en 1976 [9], el modelo del EF ha revolucionado y dado vida a muchas aplicaciones de la óptica no lineal. Sin embargo, de manera similar a la historia de muchos modelos “estándar”, éste no fue aceptado en un principio en las revistas fuera de la Unión Soviética. Después de al menos tres años de extensas discusiones y negativas reiteradas de los árbitros, finalmente el modelo fue publicado en 1979. Hoy en día, la referencia [10] es uno de artículos más citados de acuerdo con el SCI (Science Citation Index). Para su publicación, el modelo estándar del EF fue respaldado con resultados experimentales y un análisis de “gratings” o rejillas de difracción holográficas, donde la explicación del funcionamiento o grabado de estas “memorias” holográficas, se basó en la introducción de los centros de compensación, que permiten la distribución y duración del campo eléctrico formado dentro del cristal, llamado campo de carga espacial.

Aunque, F. S. Chen, *et. al.* [11] y M. F. Deigen, *et. al.* [12], propusieron el primer modelo del EF, su defecto más grande fue precisamente la falta de los centros de

compensación. La introducción de los centros de compensación en el modelo estándar del EF en los primeros trabajos de N. V. Kukhtarev *et. al.* [9,10] y en el de Krumis *et. al.* [13], probó ser exitosamente útil en la descripción del grabado de gratings en Niobato de Litio ( $LiNbO_3$ ) y Niobato de Potasio ( $KNbO_3$ ). Además, predijo las propiedades ópticas como son la auto difracción [14] y el intercambio de energía (bases del efecto abanico) [15], así como la relación entre la corriente eléctrica y el grating holográfico [16].

El modelo del EF puede explicarse de una manera muy inteligente, que fue elaborada en las playas de Hawái, por David M. Peper, *et. al.*, [17], y así contestar a la pregunta pendiente. Justo como las hormigas mueven una gran cantidad de arena, un rayo débil puede gradualmente construir un fuerte campo eléctrico al mover cargas eléctricas una por una. En los cristales fotorrefractivos, las cargas se difunden de las regiones iluminadas a las regiones oscuras donde se acumulan. Conforme más y más cargas son desplazadas, el campo eléctrico dentro del cristal se incrementa, alcanzando una intensidad tan alta como 10 kV/cm”. El campo eléctrico modificará el índice de refracción por efecto electro-óptico. Cabe mencionar que en algunos MF este campo eléctrico puede ser de 100 kV/cm [5,6].

La fuente de estas cargas eléctricas aparentemente se debe a defectos en la red cristalina del material. Los defectos son generalmente producidos por átomos ajenos enclavados entre átomos nativos. Muy pequeñas cantidades de estos defectos, del orden de partes por millón, pueden causar el EF. Cada defecto del cristal puede ser la fuente de ambas cargas adicionales; electrones o huecos dependiendo de la particularidad del cristal [8]. Si la luz ilumina las cargas en una región del cristal, ellas se difunden a las regiones oscuras donde se acumulan, “de la misma manera que las cucarachas se escurren debajo de las rendijas de los muebles para evitar la luz” [17]. Esta difusión de carga genera una densidad de corriente llamada de difusión [5]. Cada carga que se mueve dentro del cristal, deja atrás una carga inamovible de signo opuesto. En la región entre estas cargas positivas y negativas, el campo eléctrico es intenso y la “estructura” del cristal se distorsionará. Un rayo de luz que pase a través de esta región del cristal experimentará un índice de refracción distinto al de las regiones no afectadas.

El tiempo que le toma a la luz reorganizar las cargas en un cristal, depende de la intensidad de iluminación y también de la rapidez de migración de las cargas en el cristal. El cambio del índice de refracción es linealmente proporcional a la intensidad de campo eléctrico, y está calculado por medio del efecto electro-óptico Poc-

kels [7]. El campo eléctrico permanecerá largo tiempo en el cristal después de que la luz haya sido removida, “justo como un montículo de arena permanece en su nueva ubicación después de que las hormigas lo han dejado” [17].

En la Fig.1, mostramos la esencia de EF. Si dos haces de la misma frecuencia se intersecan, ellos interfieren y producen un patrón estacionario de regiones brillantes y oscuras, o más específicamente, un patrón de interferencia cuya intensidad varía sinusoidalmente con la posición en el cristal, ver Fig.1(a). Este patrón sinusoidal formado dentro del cristal, moverá las cargas eléctricas generando una densidad de carga dentro del cristal (Fig.1(b)). Por electrostática, esta densidad de carga, crea un campo eléctrico llamado campo espacial de carga, cuya intensidad también variará sinusoidalmente (Fig.1(c)). El campo resultante distorsionará la estructura de la red cristalina periódicamente, produciendo cambios en el índice de refracción. Finalmente, se formará dentro del cristal un “grating” de índice de refracción (Fig.1(d)), también llamado holograma de volumen de índice de refracción.

Una de las consecuencias más útiles del EF es el intercambio de energía entre dos haces, conocido también como acoplamiento de dos haces. Se considera que el patrón de interferencia y el grating de índice de refracción, tendrán la misma periodicidad, pero ellos estarán desfasados un cuarto de periodo, es decir, tendrán una diferencia de fase de 90 grados, (ver  $\phi$  en la Fig.1), que resulta ser la configuración más óptima para el intercambio de energía entre los dos rayos láser [5,6].

Como objetivo principal de este trabajo, nos proponemos simular numéricamente un transistor óptico basándonos en la propagación de dos ondas en un MF, que al acoplarse en su interior, un rayo puede transferirle energía o amplificar al segundo rayo. Estas propagaciones están acompañadas del más fascinante fenómeno de la óptica no lineal, llamado efecto abanico [15], que es un cambio en la estructura de un haz al propagarse en un MF. Para este objetivo en la Secc. II, describimos la estructura de las ecuaciones del material [9], nuestro arreglo experimental y el algoritmo de propagación que incluye las ecuaciones de acoplamiento, y en la Secc. III presentamos nuestros resultados numéricos, que incluyen efectos de la polarización y campo aplicado. Finalmente, en la Secc. IV damos las conclusiones.

## 2. Metodología

La respuesta fotorrefractiva a la iluminación es descrita por las ecuaciones del material [10]:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta + sI)(N_D - N_D^+) - \gamma n_e N_D^+ \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x} \quad (2)$$

$$j = e\mu n_e(E_{SC} + E_A) + \mu k_B T \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{SC}}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} (N_D^+ - N_A - n_e) \quad (4)$$

donde  $\beta$  es la constante de generación térmica,  $s$  la sección eficaz de fotoionización,  $\gamma$  la velocidad de recombinación de los portadores de carga,  $e$  la carga del electrón y  $\mu$  la movilidad de los portadores de carga,  $N_D$  la densidad de donadores,  $N_D^+$  la densidad de donadores ionizados,  $N_A$  la densidad de aceptores,  $n_e$  la densidad de portadores de carga,  $j$  la densidad de corriente eléctrica,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura,  $t$  el tiempo,  $\varepsilon$  la constante dieléctrica,  $\varepsilon_0$  la permitividad del vacío,  $E_a = \sqrt{2}E_0 \cos(\Omega t)$  el campo sinusoidal externo aplicado, aquí  $E_0$  y  $\Omega$  son sus amplitudes y frecuencias, respectivamente,  $E_{SC}$  el campo espacial de carga,  $I$  es la intensidad de la luz. Suponemos un cristal iluminado con un patrón de interferencia oscilante formado por dos ondas planas de luz de longitud de onda  $\lambda$ , una de las cuales es la de fase modulada con frecuencia  $\omega$  y amplitud  $\Delta$ , es decir,

$$I(x, t) = I_0 [1 + m \cos(K_G x + \Delta \cos(\omega t))], \quad (5)$$

donde,  $I_0$  es la intensidad promedio de la luz,  $m$  es la modulación,  $K_G = 2\pi/\Lambda$  es el vector de la rejilla del patrón de interferencia y  $\Lambda$  es la separación entre las franjas. Nos restringimos a considerar que el modelo de transporte de bandas tiene en cuenta sólo un tipo de portadores de carga, electrones, y un nivel de impurezas fotoactivo. Los parámetros utilizados para el BSO se tomaron de la Ref. [18];  $\mu\tau = 1,2 \times 10^{-10}$  m<sup>2</sup>/V,  $\gamma = 1,6 \times 10^{-17}$  m<sup>3</sup>/S,  $\beta = 0$ ,  $\Delta = 0,05$ ,  $s = 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/J,  $\Omega = 6$  kHz,  $N_D = 10^{25}$  m<sup>-3</sup>,  $N_A = 10^{22}$  m<sup>-3</sup>,  $\varepsilon = 56$ .

La configuración experimental para propagación de dos haces láser  $R$  y  $S$  (llamados de bombeo y referencia), de color rojo  $\mu\text{m}$ , es mostrada en la Fig.2. Cada haz tiene una intensidad  $I_0$  de 15 mW/cm<sup>2</sup>, con cinturas de 50  $\mu\text{m}$ , localizados en  $x = \pm 100\mu\text{m}$  y ángulos de incidencia  $\theta$  de 0.573 grados. Cabe mencionar que en todo momento se cumple la condición de Bragg  $\Lambda = \lambda/2n_0 \sin \theta$ . Las polarizaciones son indicadas por

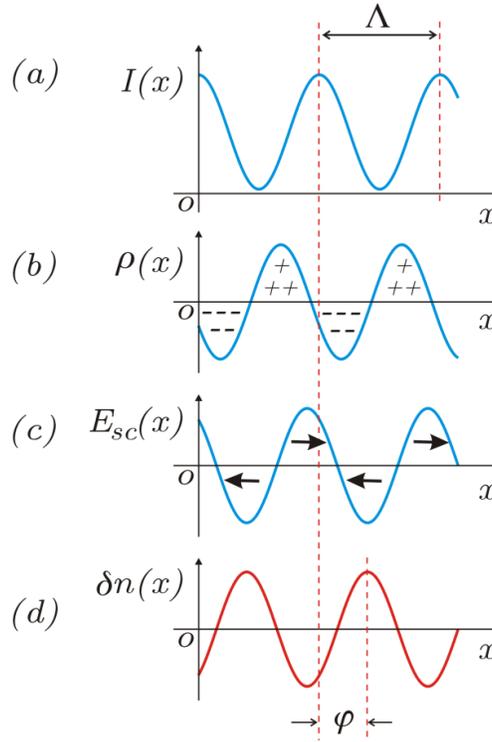


Figura 1. Esencia del Efecto Fotorrefractivo (EF). (a) Formación del patrón de interferencia. (b) Redistribución de las cargas. (c) Formación del campo espacial de carga eléctrica. (d) cambios en el índice de refracción (electro-óptica). Observe que hay una diferencia de fase entre el patrón de interferencia (a) y el cambio en el índice de refracción (d). Cuando esta fase es de 90 grados se tendrá el máximo intercambio de energía.

las direcciones  $u_M$  y  $u_e$ , llamadas paralela y transversal al campo aplicado, respectivamente, definidos por los ángulos  $\Phi_p = \pi/2, 0.0$ .

Resolvimos numéricamente las ecuaciones no lineales del material (1-4), y obtuvimos los valores para el campo de carga espacial  $E_{SC}(x, t)$ , los portadores ionizados  $N_D^+(x, t)$  y la densidad de electrones  $n_e(x, y)$ , (con el método de colocación sobre elementos finitos, descrito en la Ref. [18]), para un campo aplicado  $E_0 = 0.0, 5.0$  y  $8.0$  kV/cm.

Como ya se comentó anteriormente, la distribución del campo de carga espacial que aparece dentro del cristal, genera una modulación en la variación del índice de refracción debido al efecto electro-óptico lineal de manera que

$$\begin{aligned} \delta n(x, z) &= \frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} E_1(x, m(z)) \\ &= \frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} E_1(x, z) \end{aligned} \quad (6)$$

donde  $E_1$  es la primera componente de Fourier del campo de carga espacial,  $n_0$  el índice de refracción promedio  $n_0 = 2,34, \delta_n$  la variación del índice de refracción y  $r_{eff}$  el coeficiente electro-óptico ( $r_{eff} =$

$4,7 \times 10^{-12}$  m/V).

Una vez calculados los cambios del índice de refracción, realizamos las propagaciones y utilizamos el algoritmo del método de propagación de haces (Beam Propagation Method B.P.M) para un medio fotorrefractivo, propuesto en la referencia [19], cuyo algoritmo está representado en Fig. 3. Este algoritmo se aplica a un elemento del cristal de longitud  $\Delta z$ , cuyos resultados finales son los iniciales de otro elemento de longitud y así sucesivamente hasta completar la longitud total del cristal. Los MF son birrefringentes, es decir, poseen dos índices de refracción y por tanto dos modos de propagación de la luz a través de él, el modo lento y el rápido que corresponden también a los dos estados de polarización, paralelo y perpendicular. En la primera mitad ( $\Delta z/2$ ) se aplica un propagación libre, denotado por *Prop*, en cada uno de los modos de propagación. Para poder aplicar el propagador es necesario utilizar la transformada rápida de Fourier (FFT) directa e inversa, denotadas por  $\hat{\phi}$  y  $\hat{\phi}^{-1}$ , respectivamente.

Los MF presentan actividad óptica (en nuestro caso fue de 21 grados por mm), es decir, la polarización de la luz rota conforme se propaga en el interior del cristal; coeficiente electro-óptico que produce los cambios en

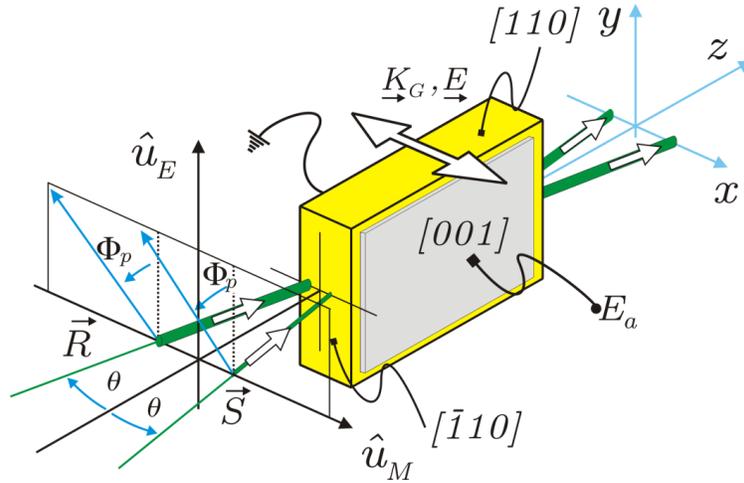


Figura 2. Configuración experimental de transmisión, utilizada para la propagación de los haces R y S. La componente del vector de la rejilla  $\vec{K}_G$  se encuentra en la dirección de los electrodos donde se aplica el campo externo  $E_a$ .

el índice de refracción; “empatamiento” de fase (phase mismatch) y coeficiente de acoplamiento entre los dos modos. Los parámetros anteriores están representados por una matriz de  $2 \times 2$ , denotada por **mod** [20] o modulación que es controlada por una no linealidad fotorefractiva denotada  $N(E^2)$  es decir, cómo evoluciona la primera componente de Fourier del campo de carga espacial. Finalmente, en la última mitad ( $\frac{\Delta z}{2}$ ) se aplica nuevamente una propagación libre.

### 3. Resultados

En la Fig.4, mostramos por medio de una simulación numérica en una gráfica de tonos de gris, la formación del patrón de interferencia, producido por dos haces láser colocados simétricamente y con la misma polarización (paralela). Esta gráfica representa la intensidad total, es decir, la suma de las intensidades con polarización paralela y perpendicular al campo aplicado, a menos que se indique lo contrario en todas nuestras simulaciones consideramos la intensidad total. Consideramos que el campo aplicado es cero, para simular un medio lineal. La longitud de cristal fue de 20mm, y el espesor de 0.6 mm. La escala en el eje vertical esta amplificada para observar los detalles de formación de patrón de interferencia. Observamos claramente en esta gráfica cómo se forman las regiones claras y oscuras de periodo  $\Lambda$ , definido por la ley de Bragg.

En la Fig.5, mostramos una imagen tridimensional de los dos haces de la Fig.4. Aquí claramente se ve la evolución de la “estructura” de la intensidad total. La proyección superior de esta gráfica corresponde a la de tonos de gris de la Fig.4. Cabe mencionar que estamos

utilizando el hecho que un haz láser se puede representar con una gaussiana con cintura determinada y enfoque [7], que en nuestro caso fue de 0.05mm y 20mm, respectivamente. Con el haz láser enfocado a la salida del cristal.

Nos podríamos preguntar lo siguiente, ¿Cómo afecta la polarización de los haces a la formación del patrón de interferencia?

En la Fig.6, mostramos la misma propagación de la Fig.4, pero ahora consideramos que las polarizaciones de los haces son ortogonales. Aquí ya no se forma el patrón de interferencia, ya que la intensidad de un haz pasa sobre la intensidad del otro. Entonces, aparentemente hemos encontrado una violación a la ley de Bragg, pero esto tiene una explicación muy sencilla. Consideremos la imagen tridimensional de la polarización paralela, representada en la Fig.7. Observamos que cuando  $z=0$ , tenemos únicamente un haz localizado en  $x=0.1$ mm, ya que consideramos la componente con polarización paralela. Conforme la coordenada  $z$  se incrementa, aparece polarización paralela en el otro haz debido a la actividad óptica del cristal. Alrededor de los 6mm, ambos haces tiene ahora la misma polarización e “interfieren” formando el patrón de interferencia. Observamos en la proyección superior, que se forman “islas” de intensidad, que son consecuencia de la actividad óptica. En la polarización paralela se observa algo muy parecido, pero al sumarlas recuperamos la Fig.6.

Resumiendo nuestros resultados anteriores, podríamos decir que se tiene interferencia de dos haces cuando éstos tienen la misma longitud de onda y la misma polarización. Surge otra pregunta ¿Cómo afecta el campo aplicado y la polarización de los haces a

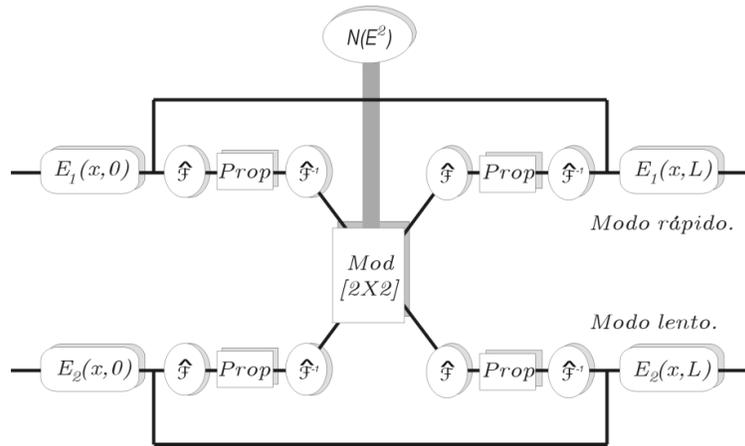


Figura 3. Algoritmo BPM para un MF

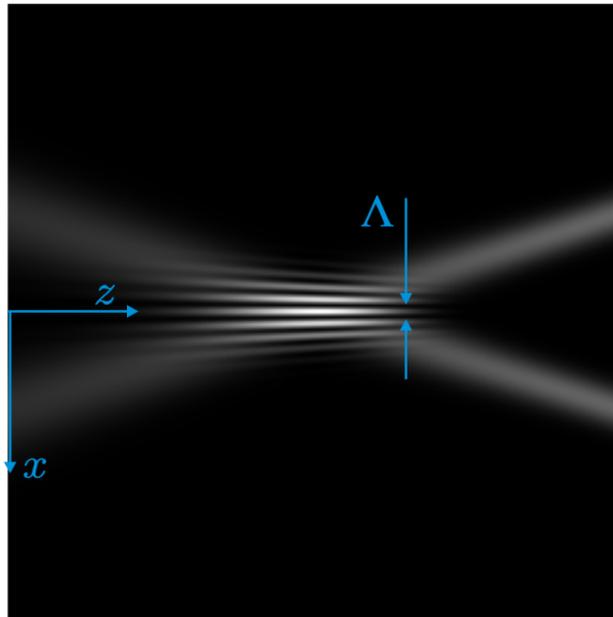


Figura 4. Simulación numérica de la formación del patrón de interferencia, producido por dos haces láser colocados simétricamente. Consideramos que el campo aplicado es cero (un medio lineal) y que la Longitud de cristal fue de 20mm, y el ancho de 0.6 mm.

la formación de patrón de interferencia?. En la Fig.8, mostramos la propagación de la Fig.6, pero ahora con un campo aplicado de 5kV/cm. Observamos ahora que se tiene formación del patrón de interferencia pero ambos haces emergen con la misma intensidad, es decir, no hay intercambio de energía de un haz al otro. La formación del patrón de interferencia es el resultado del efecto electro-óptico.

Cuando cambiamos la polarización, es decir, cuando nuestros haces tienen la misma polarización paralela al campo aplicado, se tendrá un proceso de amplificación como lo muestra la Fig.9, donde claramente un haz emerge con mayor intensidad.

Este proceso lo explicamos así: Una vez que el grating de índice de refracción se ha establecido en el cristal, una parte de la luz de un rayo será desviada o difractada por el “enrejado” en la dirección del otro rayo (y viceversa). Los dos rayos difractados interferirán con los dos rayos originales constructivamente en un caso y destructivamente en otro. En el caso de la interferencia constructiva, los máximos de las ondas de luz en uno de los rayos difractados se combinará con los máximos de uno de los haces originales, y por lo tanto ambos rayos se reforzarán entre sí. Para el caso de interferencia destructiva los máximos de las ondas del otro rayo difractado combinará con los valles de otro haz original

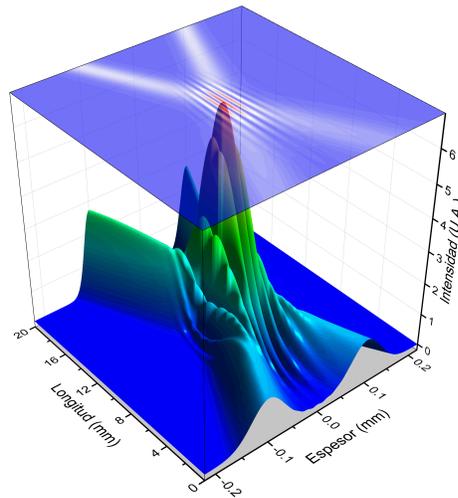


Figura 5. Imagen tridimensional correspondiente a la Fig.4. Que representa la intensidad total, la suma de las intensidades con polarizaciones paralela y perpendicular al campo aplicado.

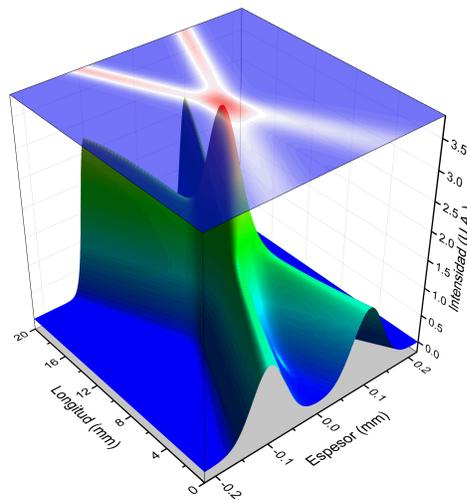


Figura 6. Imagen que muestra la propagación de dos haces láser, con polarizaciones paralela y ortogonal al campo aplicado. Observamos que cada haz "pasa" uno sobre otro sin formar un patrón de interferencia.

y estos se anularán en cierta cantidad. El rayo formado por la interferencia constructiva emergerá del cristal más intenso, mientras que el rayo formado de interferencia destructiva emergerá más débilmente. Como consecuencia uno de los rayos habrá ganado la energía del otro. Cuál rayo gana y cuál rayo pierde energía está determinado por la orientación del cristal y si los portadores de carga son huecos o electrones.

Si hacemos una de las amplitudes de los haces 0.1

la amplitud de otro haz (ver Fig.2), la intensidad de un haz será 0.01 la del otro, que casi no será perceptible a simple vista. Si aplicamos un campo de 5.0kV/cm, y consideramos que los haces tienen polarizaciones ortogonales, tenemos en la Fig.10, que el haz débil emerge prácticamente sin amplitud, es decir, sin amplificación. Pero esta situación cambia radicalmente cuando seleccionamos la misma polarización para ambos haces, como lo muestra la Fig.11, donde se observa claramente

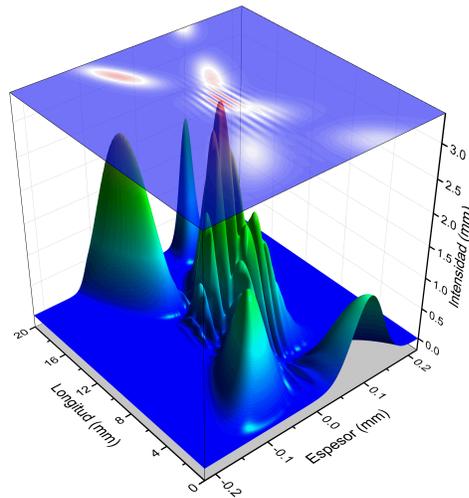


Figura 7. Imagen que muestra la propagación de dos haces láser, con polarizaciones paralela al campo aplicado. Observamos que se forma el patrón de interferencia cuando ambos haces tienen la misma polarización.

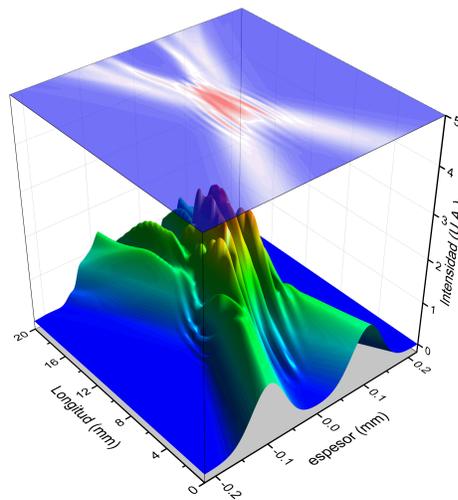


Figura 8. Se muestra la propagación de dos haces láser, con la misma polarizaciones ortogonales. Con un campo aplicado de 5kV/cm. En este caso se forma un patrón de interferencia, que se observa claramente en la proyección superior.

cómo emerge un haz, prácticamente de la nada. Además, en estas últimas gráficas observamos que la propagación de las ondas ya no es en línea recta como en los medio lineales. Estos haces experimentan auto doblado como el producido en un medio con efecto Kerr [7].

Finalmente, es difícil imaginar la formación del efecto abanico dentro de un MF, para ilustrarlo hacemos nula la amplitud de uno de los haces de la Fig. 2, de tal forma que el haz restante al propagarse formará un

abanico dentro del cristal, tal como se muestra en la proyección de la Fig. 10. Por conveniencia aumentamos la escala en el eje del espesor para observar mejor los detalles de formación. El efecto abanico es muy sensible al campo aplicado, en este caso ejercemos un campo de 8.0kV/cm. Este efecto maravilló desde un principio a los investigadores, como lo mencionamos en la introducción, se le llamó demencia óptica. La historia es muy interesante: Inicialmente se deseaba cambiar el

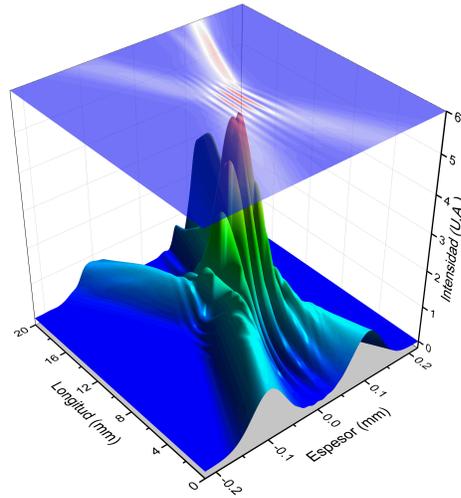


Figura 9. Se muestra la propagación de dos haces láser, con la misma polarización, paralela al campo aplicado. Observamos que en este caso se forma un patrón de interferencia y hay amplificación de uno de los haces.

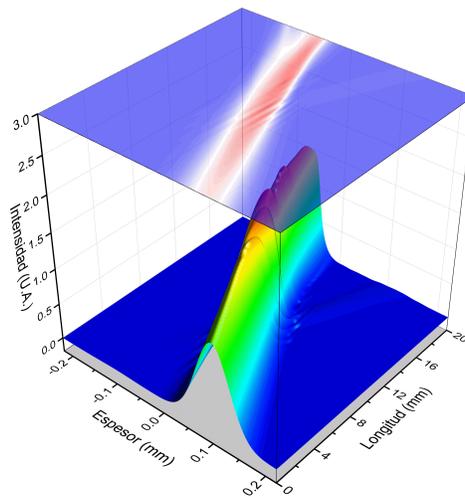


Figura 10. Amplificación nula de un haz. Cuando los haces tienen polarizaciones, ortogonales no hay amplificación.

color de un láser, técnicamente esto se conoce como generación de segundo armónico [7]. Para lograrlo se utilizó un cristal de Niobato de Litio [1]. Al dirigir el haz al cristal, éste pasó sin ninguna perturbación a través del cristal, pero conforme transcurría el tiempo, el haz comenzó a iluminar el laboratorio con intrincadas estructuras luminosas, no se podía explicar esto, pero hoy sabemos que había nacido el efecto fotorrefractivo.

En nuestro trabajo hemos aplicado un campo alterno a la muestra del MF, que es precisamente lo que permite

la optimización de 90 grados entre el patrón de interferencia y los cambios de índice de refracción [21]. Esta idea fue introducida por Sergei I. Stepanov y Mikhail P. Petrov del A. F. Ioffe Instituto Físico Técnico de la Academia Soviética de Ciencias, en Leningrado. Ellos aplicaron un campo eléctrico externo que rápidamente alternaba, las cargas se desplazaron en una dirección para la primera mitad del ciclo del campo aplicado y en la dirección opuesta en la siguiente mitad del ciclo. El proceso es similar a tener dos personas que soplan

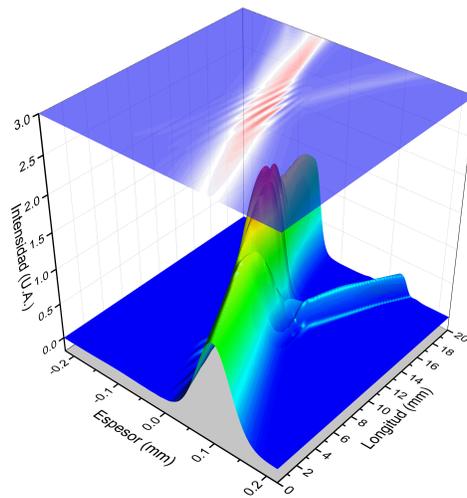


Figura 11. Amplificación de un haz. Cuando los haces tienen la misma polarización, paralela u ortogonal si hay amplificación.

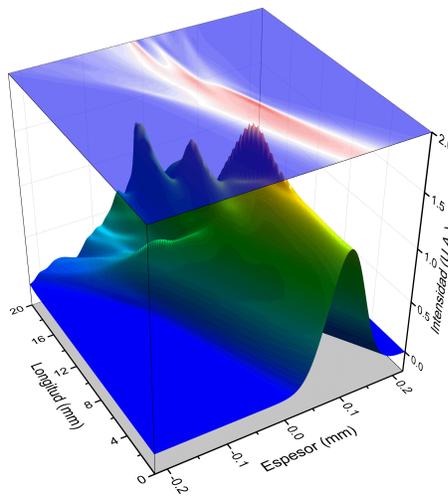


Figura 12. Efecto abanico.

alternadamente a la salida de un cigarrillo. Resultando un patrón de humo intensificado por ambas brisas y esparcido en el espacio, con el mismo promedio de ubicación, como si las brisas de viento no estuvieran presentes. En los cristales fotorrefractivos este proceso permite un campo eléctrico interno más intenso que el producido solamente por la difusión, y el grating de índice de refracción tiene el mismo promedio en fase, de un cuarto de ciclo como si no hubiese sido desplazado el campo presente [17].

#### 4. Conclusiones

Hemos experimentado numéricamente con la propagación de haces en un MF, donde determinamos las condiciones que deben tener los haces para que se obtenga amplificación de un sobre el otro, misma polarización y la condición de Bragg. Esta amplificación se debe al acoplamiento de los haces [20]. Este acoplamiento se ve favorecido por el campo aplicado. Particularmente, éste debe ser alterno ya que permite la optimización de 90 grados entre el patrón de interferencia y los cambios

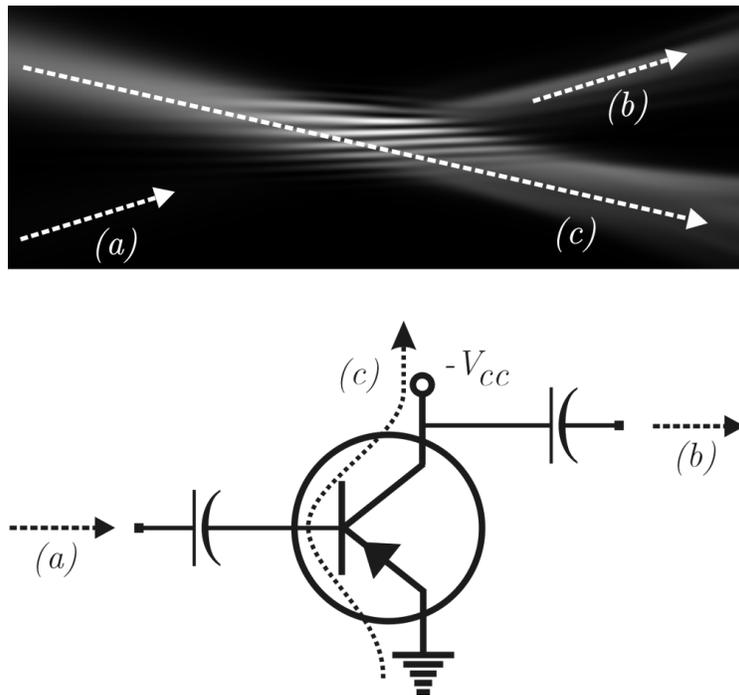


Figura 13. Comparación entre un transistor electrónico y un “transistor óptico”.

de índice de refracción [21]. A manera de resumen, consideremos la comparación entre la proyección de la gráfica 11 y un transistor, (hemos omitido las resistencias de polarización y el voltaje de base con el fin de simplificar nuestra gráfica). En el MF, el haz marcado con (c) denota el haz de bombeo, las letras (a) y (b) representan al haz débil y al haz amplificado, respectivamente. Observamos que la corriente que fluye de tierra al voltaje  $-V_{cc}$  es análoga al haz de bombeo, que la corriente de base es equivalente al haz débil y la corriente de colector es equivalente al haz amplificado.

### Agradecimientos

Agradecemos apoyo del proyecto SIP 20140888. Agradecemos ampliamente al Prof. José Antonio Peralta, por motivarnos a escribir este trabajo.

### Referencias

[1] A. Ashkin, Boyd, G.D., Dziedzic, J.M., Smith, R.G., Ballman, A.A., Levinstein, J.J., Nassau, K., Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>, Appl. Phys. Lett. 9, 72-74 (1966).  
 [2] Demetri Psaltis and Fai Mok, Holographic Memories Scientific American 273, 70-76 (1995)  
 [3] D. E. Smalley, Q. Y. J. Smithwick, V. M. Bove, J. Barabas , and S. Jolly, Anisotropic

[4] Thomas Sterling, How to Build a Hyper computer, Scientific American, 285, 38-45 (2001)  
 [5] Jaime Frejlich, Photorefractive Materials: Fundamental concepts, Holographic Recording and Materials Characterization, (Wiley-Interscience, New Jersey 2007).  
 [6] L. Solymar and D. J. Cooke, Volume Holography and Volume Gratings, (Academic Press, London 1981).  
 [7] P. P. Banerjee, Nonlinear Optics Theory, Numerical Modeling, and Applications, (Marcel Dekker, New York 2004).  
 [8] O. Vigil, A. Martel, M. Picquart, Física de Semiconductores, (Editorial Trillas, México, 2008).  
 [9] N. V. Kukhtarev, Kinetics of hologram recording and erasure in electrooptic crystals, Sov. Tech. Phys. Lett. 2, 438-440 (1976).  
 [10] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state, Ferroelectrics 22, 949-960 (1979).  
 [11] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, Holographic in lithium niobate, Appl. Phys. Lett. 13, 223-225 (1968).  
 [12] M. F. Deigen, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and B. D. Shanina, Holographic phase gratings in nonmetallic crystals, Sov. Phys. Solid State 16, 1237-1241 (1975).  
 [13] A. Krumins and P. Günter, Holographic currents in reduced KNbO<sub>3</sub> crystals, Phys.Status Solidi A63, K111-K114 (1981).  
 [14] S. Stepanov, N. Korneev, A. Gerwens, and K. Buse, Self-diffraction from the free surface relief gratings in a photorefractive Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> crystal, Appl. Phys. Lett. 72, 879-881 (1998).  
 [15] G. Montemezzani, A. A. Zozulya, L. Czaia, D. Z. Anderson, M. Zgonik, and P. Gunter. Origin of the lobe structure in photorefractive beam fanning, Phys. Rev. A, 52, 1791-1794 (1995).  
 [16] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, and G. S. Trofimov, Time varying emf in a nonuniform illuminated photo-conductor. Sov. Tech.

- Phys. Lett. 12, 379-381 (1986).
- [17] David M. Pepper, Jack Feinberg and Nicolai V. Kukhtarev, The Photorefractive Effect, Scientific American, 263, 62-74 (1990).
- [18] J. G. Murillo., L. F. Magaña, M. Carrascosa, F. Agullo-López, Temporal evolution of the physical response during photorefractive grating formation and erasure for BSO, J. Appl. Phys., 78, 5686-5690 (1995).
- [19] A. V. Khomenko, E. Nippolainen, A. A. Kamshilin, A. Zúñiga-Segundo, T. Jaaskelainen, Leaky photorefractive surface waves in Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> and Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> crystals, Optics Communications., 150, 175-179 (1998).
- [20] A. Yariv, J. F. Lotspeich, Couple-mode analysis of light propagation in optical active crystals, J. Opt. Soc. Am., 72, 273-277 (1982).
- [21] S.I. Stepanov, M.P. Petrov, Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field, Optics Communications 53, 292-295 (1985).