

# Interruptores ópticos basados en la colisión coherente de solitones espaciales en un cristal fotorrefractivo

J.A. Andrade-Lucio,<sup>1</sup> O.G. Ibarra-Manzano, E. Alvarado-Méndez, R. Rojas-Laguna, J.M. Estudillo-Ayala, M.

Torres-Cisneros, J.A. Álvarez-Jaime y H. Gutiérrez-Martín

Facultad de Ingeniería Mecánica, Eléctrica y Electrónica, Universidad de Guanajuato

36730 Salamanca, Gto., Mexico

e-mail: <sup>1</sup>andrade@salamanca.ugto.mx

M.D. Iturbe-Castillo y R. Ramos-García

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Apartado postal 51 y 216, 72000 Puebla, Pue., Mexico

Recibido el 20 de junio de 2001; aceptado el 14 de agosto de 2001

Se presentan resultados experimentales y numéricos sobre la colisión coherente de solitones espaciales unidimensionales brillantes en un cristal fotorrefractivo de SBN61:Ce bajo una no linealidad tipo *drift*. Se observó dependencia de la fase relativa entre los solitones y de su ángulo de intersección para obtener resultados como fusión, intercambio de energía y nacimiento de un nuevo solitón. Los resultados tanto numéricos como experimentales presentados muestran una buena concordancia entre ellos.

**Descriptores:** Solitones ópticos; cristales fotorrefractivos; interruptores ópticos

We show experimentally and numerically results about the coherent collision of one-dimensional spatial bright solitons in a photorefractive SBN61:Ce crystal under *drift* nonlinearity. Depending on the relative phase of the solitons and their intersecting angle, effects such as fusion, energy exchange and soliton birth have been observed. The experimental and numerical results are in good agreement.

**Keywords:** Optical solitons; photorefractive crystals; optical switching

PACS: 42.50.Rh; 42.70.Nq; 42.65.Pc

## 1. Introducción

Los solitones espaciales ópticos han sido sugeridos como una alternativa en aplicaciones para guías de onda ópticas, de dispositivos lógicos y de interconexión que sean tecnológicamente factibles en cuanto a características de compatibilidad, costo y dimensiones comparables con las empleadas actualmente en las tarjetas impresas para microcircuitos y tecnología de fibras ópticas. El tema de los solitones espaciales ópticos en cristales fotorrefractivos ha sido estudiado y observado en las Refs. 1–4, por ejemplo. Este tipo de solitones sugeridos como guías de onda, pueden ser empleados para guiar y controlar otros haces de luz, lo cual constituye un tipo de elemento óptico simple. Una de las más promisorias características para posibles aplicaciones prácticas en fotónica son las llamadas uniones tipo X ó Y, las cuales son formadas por la intersección de este tipo de guías de onda [5–7]. Tales intersecciones entre guías de onda pueden ser desarrolladas mediante la colisión de dos o más solitones espaciales.

En los últimos 5 años, han sido reportados resultados experimentales entre la colisión de dos haces bidimensionales incoherentes en un cristal fotorrefractivo [8], fuerzas de interacción entre solitones espaciales unidimensionales propagándose de manera paralela fueron observadas en la Ref. 9, así como efectos de fusión y nacimiento de solitones espaciales bidimensionales, causados por la colisión y aniquilación de solitones fotorrefractivos fueron reportados en las Refs. 10 y 11 entre otras.

El objetivo de este artículo es presentar las condiciones experimentales (Sec. 2), bajo las cuales se encontraron resultados de fusión, intercambio de energía y nacimiento de un nuevo solitón para la colisión de dos haces unidimensionales coherentes en un cristal fotorrefractivo. En la Sec. 3, se muestran resultados numéricos que concuerdan de buena forma con los resultados experimentales y, por último, en la Sec. 4 se presentan las conclusiones de este trabajo.

## 2. Descripción del experimento

En el caso específico de un cristal fotorrefractivo gobernado por una no linealidad de tipo *drift*, encontramos que el modelo unidimensional para la propagación de un haz láser, obedece la siguiente ecuación para la envolvente del haz [12, 13]:

$$i \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial X^2} + \mu R \frac{|q|^2}{1 + \mu |q|^2} q. \quad (1)$$

En esta Ecuación  $q$  representa la envolvente del haz normalizada a  $\sqrt{I_s}$ , donde  $I_s$  es la intensidad pico del haz inicial;  $\mu = I_s/I_0$  es el parámetro de saturación, donde  $I_0$  es la intensidad de iluminación uniforme suministrada al cristal fotorrefractivo.  $R = L_D/L_{NL}$ , donde  $L_D = n_0 k_0 x_0^2$  es la longitud de difracción y  $L_{NL} = 1/(k_0 \delta n_0)$  es la longitud no lineal característica;  $n_0$  es el índice de refracción lineal,  $k_0$  es el número de onda,  $x_0$  es el ancho inicial de la envolvente del haz y es la contribución no lineal al índice de refracción, donde  $r$  es el coeficiente electroóptico característico del cristal



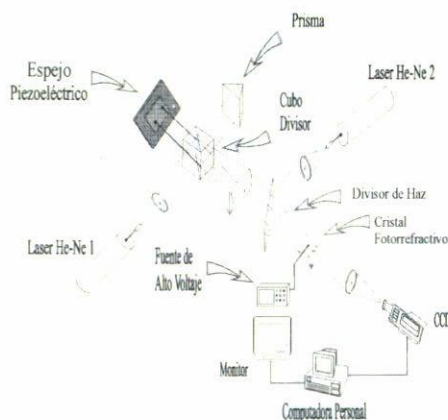


FIGURA 1. Arreglo experimental propuesto para la colisión de solitones.

fotorrefractivo,  $V_0$  es el voltaje externo aplicado al cristal (necesario para inducir la no linealidad de tipo *drift*) y  $L$  es el ancho transversal del cristal. Finalmente,  $X = x/x_0$  y  $Z = z/L_D$ .

En la Fig. 1 se muestra el arreglo experimental empleado para el estudio de la colisión de solitones espaciales unidimensionales brillantes. El haz proveniente del láser He-Ne 1 ( $\lambda = 632.8$  nm, 15 mW-CW) fue expandido y colimado para formar un haz de 1.2 cm de diámetro. Este haz es separado en dos haces mediante un cubo divisor de haz, en un esquema interferométrico tipo Twyman-Green. La separación de estos haces fue controlada por medio del prisma colocado en una rama del interferómetro mostrado en la Fig. 1. Para el control de la fase relativa entre estos haces, se utilizó un espejo montado sobre un transductor piezoeléctrico controlado mediante un voltaje DC, lo cual da por resultado un retardo variable (fase relativa) entre los haces. Para obtener la anchura apropiada ( $13 \mu\text{m}$  FWHM) de los haces incidentes al cristal fotorrefractivo, se utilizó un par de lentes cilíndricas con 20 y 2.2 cm de longitud focal. Las trayectorias de estos haces fueron ligeramente convergentes, de tal forma que se lograra un cruce simétrico dentro del cristal. El otro haz láser He-Ne 2 ( $\lambda = 632.8$  nm, 10 mW-CW) fue también expandido y colimado con el propósito de iluminar de manera uniforme al cristal fotorrefractivo. La intensidad de este haz uniforme fue igual a la intensidad pico de los haces enfocados, es decir,  $\mu \approx 1$ .

El cristal fotorrefractivo empleado en este trabajo es un cristal de SBN61 dopado con cerio al 0.01% en peso. Los haces enfocados se propagan perpendiculares al eje  $c$  del cristal y fueron polarizados paralelos a la dirección del campo eléctrico aplicado al cristal, para aprovechar el máximo valor del componente del tensor electroóptico ( $r_{\text{eff}} = r_{33} = 220$  pm/V). El cristal presenta dimensiones de  $6 \times 6 \times 6 \text{ mm}^3$ .

Inicialmente cada haz fue propagado de manera separada en el cristal, en la mayoría de los casos experimentales fue necesario aplicar un voltaje externo al cristal de 2.3 kV/cm para lograr igualar el ancho del haz de salida (después de 6 mm de propagación) con respecto al haz de entrada para com-

probar la formación de un solitón espacial brillante bajo no linealidad tipo *drift* [1]. Las imágenes de las caras de entrada y salida del cristal fueron adquiridas mediante un sistema formado por una lente y una cámara tipo CCD conectada a una computadora personal. Para el análisis de las imágenes adquiridas, se desarrolló una biblioteca de programas para este propósito utilizando el *toolbox* de procesamiento de imágenes en MatLab®. El siguiente paso de nuestro experimento, fue el verificar la propagación y cruce de los dos haces unidimensionales dentro del cristal. En la Fig. 2, se muestran las imágenes y perfiles de intensidad para los haces incidentes a la cara de entrada (Fig. 2a) y cara de salida sin voltaje aplicado al cristal (Fig. 2b) para un ángulo de colisión de  $0.8^\circ$ , en este caso se puede observar un patrón de interferencia debido al ensanchamiento por difracción de ambos haces a la salida del cristal. Se realizaron varias pruebas para diferentes ángulos de colisión, encontrando que para ángulos mayores a  $0.8^\circ$ , los perfiles de los haces observados en la cara de salida permanecían sin cambio aún para diferentes fases relativas entre ellos, como se observa en la Fig. 3a para una fase de 0 rad y en la Fig. 3b para una fase de  $\pi/2$  rad, aplicando un campo eléctrico de 2.3 kV/cm. La dependencia más fuerte observada para la fase relativa en la colisión de los solitones fue para el caso de ángulos menores a  $0.8^\circ$ . Por ejemplo, como se puede observar en las Figs. 3c y 3d, para un ángulo de colisión de  $0.4^\circ$ , aparecen efectos tales como el nacimiento de un nuevo haz y transferencia de energía entre los haces para fases relativas de 0 y  $\pi/2$ , respectivamente. Para un ángulo de colisión de  $0.2^\circ$ , se observaron efectos de fusión entre los solitones para una fase relativa de 0 rad entre ellos, como se observa en la Fig. 3e.

### 3. Resultados numéricos

Para efectos de comparación con los resultados experimentales, se realizaron simulaciones numéricas de la Ec. (1). Suponiendo un perfil gaussiano para los haces de entrada incidente al cristal y una anchura inicial de  $x_0 = 13 \mu\text{m}$ . Considerando un índice de refracción lineal  $n_0 = 2.35$ , encontramos que la longitud de difracción  $L_D = 3.94$  mm. La longitud normalizada del cristal es  $Z_{\text{end}} = 1.52$ . Los parámetros considerados para este cristal son  $r = 220$  pm/V y un voltaje  $V_0 = 1.4$  kV. Por lo tanto,  $R = 6$ . Para la simulación específica de cada ángulo de colisión, es necesario conocer la separación inicial entre los haces  $\Delta x$ , normalizado a  $x_0$ , el ángulo de colisión o velocidad transversal  $V$  y la fase relativa entre ellos. Resumiendo, los parámetros críticos para las simulaciones numéricas son:

- Para un ángulo de  $0.8^\circ$ :  $\Delta x = 6$ ,  $V = 3.94$  y una separación entre haces de  $78 \mu\text{m}$ .
- Para un ángulo de  $0.4^\circ$ :  $\Delta x = 2.8$ ,  $V = 1.82$  y una separación entre haces de  $36 \mu\text{m}$ .
- Para un ángulo de  $0.2^\circ$ :  $\Delta x = 1.53$ ,  $V = 1.01$  y una separación entre haces de  $20 \mu\text{m}$ .

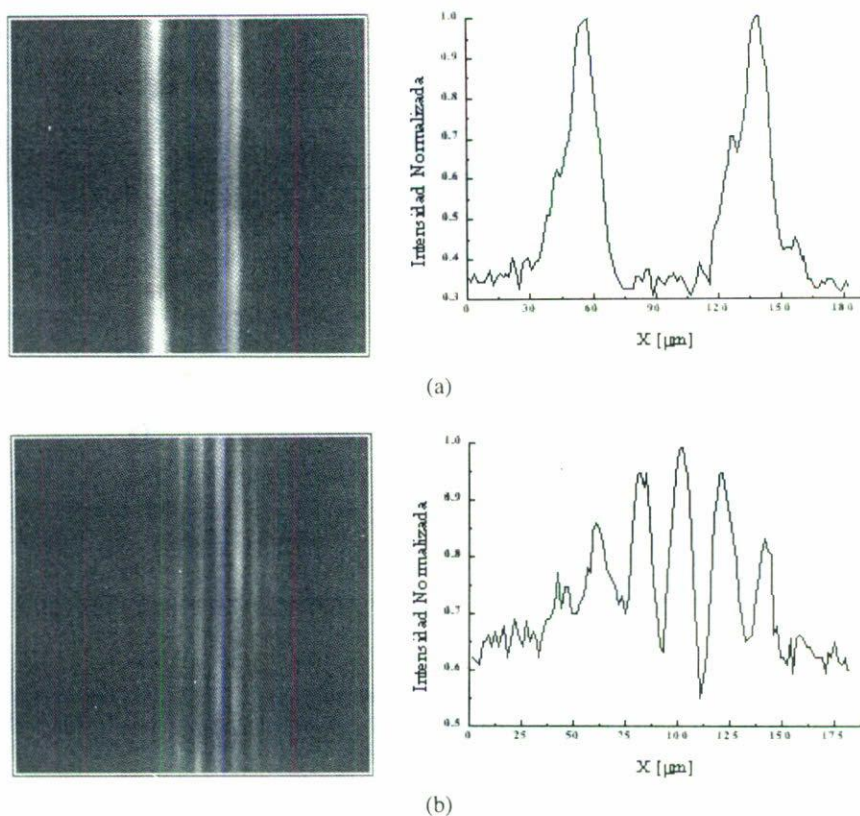


FIGURA 2. Imágenes y perfiles de intensidad para los haces a) de entrada y b) salida del cristal fotorrefractivo sin voltaje aplicado, para un ángulo de colisión de  $0.8^\circ$ .

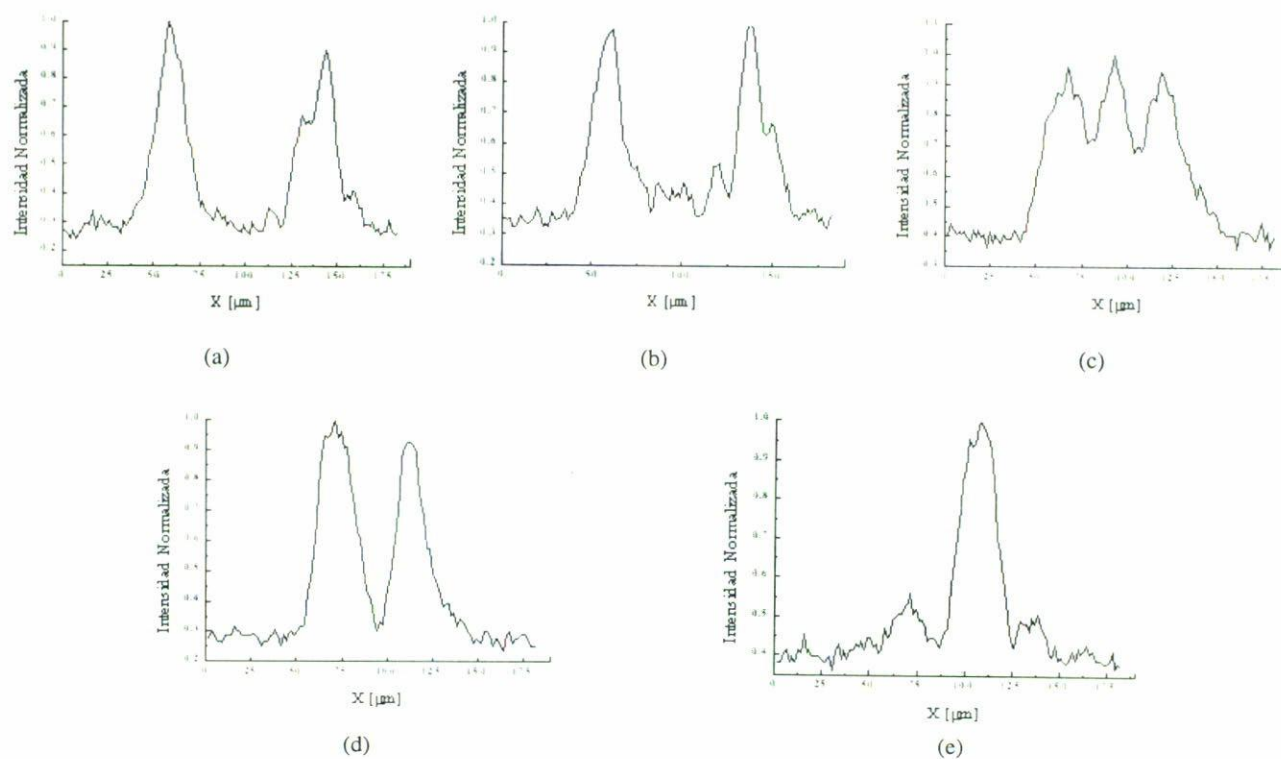


FIGURA 3. Resultados experimentales para la colisión de solitones. a) Ángulo de colisión de  $0.8^\circ$  y una fase relativa de 0 rad, b) ángulo de colisión de  $0.8^\circ$  y una fase relativa de  $\pi/2$  rad, c) ángulo de colisión de  $0.4^\circ$  y una fase relativa de 0 rad, d) ángulo de colisión de  $0.4^\circ$  y una fase relativa de  $\pi/2$  rad y e) ángulo de colisión de  $0.2^\circ$  y una fase relativa de 0 rad.



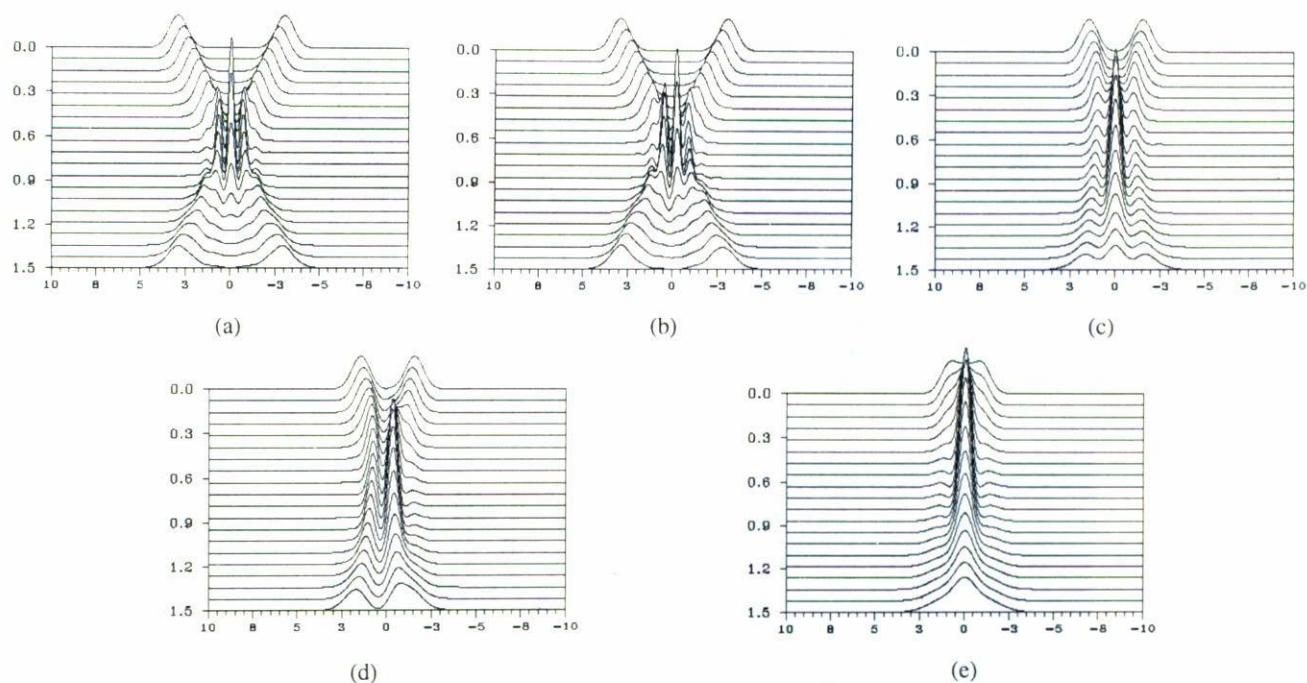


FIGURA 4. Resultados numéricos para la colisión de solitones. a) Ángulo de colisión de  $0.8^\circ$  y una fase relativa de 0 rad, b) ángulo de colisión de  $0.8^\circ$  y una fase relativa de  $\pi/2$  rad, c) ángulo de colisión de  $0.4^\circ$  y fase relativa de 0 rad, d) ángulo de colisión de  $0.4^\circ$  y fase relativa de  $\pi/2$  rad y e) ángulo de colisión de  $0.2^\circ$  y una fase relativa de 0 rad.

En las Figs. 4a y 4b, se muestran los resultados numéricos para un ángulo de colisión de  $0.8^\circ$  y una fase relativa entre los solitones de 0 y  $\pi/2$  rad, respectivamente. En las Figs. 4c y 4d, se muestran los resultados para un ángulo de colisión de  $0.4^\circ$  y fases relativas de 0 y  $\pi/2$  rad, respectivamente. Finalmente, en la Fig. 4e se presentan los resultados para un ángulo de colisión de  $0.2^\circ$  y 0 rad de fase relativa.

#### 4. Conclusiones

Hemos presentado un estudio experimental y numérico sobre la colisión coherente de solitones espaciales unidimensionales brillantes en un cristal fotorrefractivo. Los resultados muestran que este tipo de colisión puede derivar en transfe-

rencia de energía entre los haces, nacimiento de un nuevo haz, así como efectos de repulsión entre ellos. Los resultados numéricos y experimentales muestran buena concordancia, con lo cual se abren nuevas posibilidades para el diseño de interruptores ópticos o compuertas lógicas ópticas basadas en la colisión de solitones espaciales mediante una selección apropiada de la fase relativa entre ellos y el ángulo de colisión.

#### Agradecimientos

J.A. Andrade-Lucio agradece el apoyo otorgado por el CONACyT mediante el proyecto J35303-E.

1. G.C. Duree *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 533.
2. M.D. Iturbe-Castillo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 408.
3. M. Segev *et al.*, *Opt. Photonics News* **5** (1994) 9.
4. G.C. Duree *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 1978.
5. B. Luther-Davies and X. Yang, *Opt. Lett.* **17** (1992) 496.
6. N.N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Opt. Comm.* **100** (1993) 186.
7. J.A. Andrade-Lucio *et al.*, *Opt. Comm.* **165** (1999) 77.
8. M.F. Shih and M. Segev, *Opt. Lett.* **21** (1996) 1538.
9. G.S. García-Quirino *et al.*, *Opt. Lett.* **22** (1997) 154.
10. W. Królikowsky and S.A. Holmström, *Opt. Lett.* **22** (1997) 154.
11. W. Królikowsky, B. Luther-Davies, C. Denz, and T. Tschudi, *Opt. Lett.* **23** (1998) 97.
12. M. Segev *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3211.
13. M.D. Iturbe-Castillo *et al.*, *Opt. Lett.* **20** (1995) 1853.