

Interruptores ópticos basados en reflexión interna total de solitones espaciales en interfaces no lineales saturables

E. Alvarado-Méndez, M. Torres-Cisneros, D.A. Gutierrez-Hernández, J.A. Andrade-Lucio, R. Rojas-Laguna, J.C. Pedraza-Ortega* y G.E. Torres-Cisneros†

*Departamento de Electrónica, Facultad de Ingeniería Mecánica Eléctrica y Electrónica, Universidad de Guanajuato
Apartado postal 215-A, 36730 Salamanca, Gto., Mexico*

J.J. Sánchez-Mondragón

*Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas, Universidad Autónoma del Estado de Morelos
62210 Cuernavaca, Mor., Mexico*

G. Flores-Alvarado

*Preparatoria Federal por Cooperación Domingo Arenas
Tepetitla, Tlax., Mexico*

Recibido el 13 de febrero de 2001; aceptado el 23 de febrero de 2001

Estudiamos la reflexión de un solitón espacial unidimensional en una interfase formada por un medio no lineal saturable y un medio lineal. Nuestros estudios hacen énfasis en determinar las condiciones físicas bajo las cuales el haz reflejado por la interfase no lineal sigue siendo solitón. Encontramos tres regiones críticas para un solitón espacial en la interfase, dependiendo del valor que tome el ángulo de incidencia. Así mismo observamos corrimiento Goos-Hänchen no lineal que es determinante para la conservación del ángulo de reflexión. Finalmente, presentamos resultados preliminares experimentales en SBN61:Ce de la reflexión interna total de un haz unidimensional.

Descriptores: Autoenfocamiento; solitones espaciales; materiales fotorrefractivos

We study the reflection of one-dimensional spatial soliton at the nonlinear interface between a saturable type medium and linear medium. Our study makes emphasis on determining the physical conditions under which the beam reflected by the interface is still a spatial soliton. Depended the incidence angle we find three critical regions for spatial solitons in the interface. We observed nonlinear Goos-Hänchen shift is determined if reflection angle are conserved. Finally, we present preliminar experimental results in SBN61:Ce of the total internal reflection of one dimensional beam.

Keywords: Self-focusing effect; spatial solitons; photorefractive materials

PACS: 42.65.Jx; 42.79.Gn

1. Introducción

El estudio de la incidencia de un haz de luz en una interfase formada por dos medios de diferente índice de refracción, es un problema fascinante desde el punto de vista físico. Reflexión interna total, ángulo de incidencia igual a ángulo de reflexión, corrimiento Goos-Hänchen, son algunos ejemplos de fenómenos físicos asociados al problema de reflexión en interfaces lineales [1-6]. El estudio de la reflexión interna total en interfaces no lineales tipo Kerr, fue estudiado teóricamente por Aceves *et al.* [7-9], en donde encontraron toda una gama de nuevos fenómenos, tales como biestabilidad óptica (rompimiento de un haz en haces múltiples), estabilidad por medio del tratamiento del haz como partícula, etc. Experimentalmente estos resultados han sido estudiados en líquidos no lineales, dando origen a la creación de un nuevo elemento óptico no lineal basado en la reflexión interna total de un haz de luz en una interfase no lineal: el interruptor óptico [10]. Sin embargo, poca atención se le había dado al haz reflejado en el fenómeno de reflexión, y no había sido determinado si seguía conservándose como solitón en una interfase no lineal tipo Kerr. Estudios posteriores encontraron que sólo bajo

ciertas condiciones, se conservaba la forma y perfil del solitón para una no linealidad Kerr, y no sólo eso, sino que a medida que la cantidad de energía reflejada era cada vez menor, entonces el ángulo de reflexión no se conservaba con respecto al de incidencia [11]. Por otra parte, la búsqueda de nuevos materiales (cristales fotorrefractivos, absorbentes orgánicos e inorgánicos, etc.) ha dado origen a no linealidades como las llamadas saturables, que son de enorme interés práctico, pues permitiría la creación de nuevos interruptores ópticos. En particular, los cristales fotorrefractivos presentan este tipo de no linealidad, mediante una adecuada elección tanto del coeficiente como del parámetro de saturación.

El propósito de este trabajo es encontrar numéricamente, las condiciones adecuadas para obtener reflexión interna total en interfaces no lineales saturables, y determinar cuando el haz reflejado sigue siendo solitón. Para ello, en primer lugar determinaremos numéricamente el perfil del haz que se propaga en medios no lineales saturables. Posteriormente, este haz se hará incidir a una interfase formada por un medio no lineal saturable y otro lineal. Al mismo tiempo encontraremos cuáles son las condiciones para tener corrimiento Goos-Hänchen, y si existe o no conservación del ángulo de inciden-

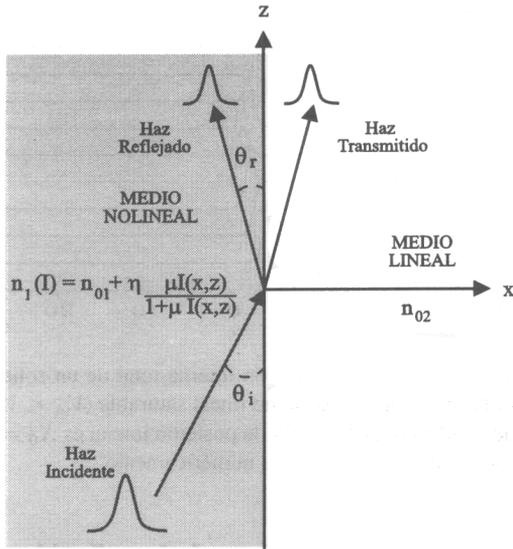


FIGURA 1. Esquema donde se muestra la incidencia de un solitón espacial brillante en la interfase formada por un medio no lineal saturable y un medio lineal.

cia y el de reflexión. En la Sec. 2, presentamos un modelo matemático de la interfase no lineal saturable, y en la Sec. 3 presentamos las soluciones numéricas de la reflexión interna total. En la Sec. 4 presentamos resultados preliminares de la observación experimental de reflexión interna total. Finalmente, en la Sec. 5 presentamos las conclusiones.

2. Descripción del modelo para la interfase no lineal

La Fig. 1 ilustra la geometría de la interfase no lineal en la que estamos interesados. La interfase no lineal se encuentra en el plano $y-z$ a $x = 0$, el lado izquierdo representa el medio no lineal tipo saturable, mientras que del lado derecho, se representa el medio lineal. El medio no lineal es caracterizado por un índice de refracción de la forma [12]

$$n_1(I) = n_{01} + \eta \frac{\mu |a|^2}{1 + \mu |a|^2}, \tag{1}$$

donde n_{01} es el índice de refracción lineal, $\mu = a_0^2 / I_{\text{sat}}$ es el coeficiente de saturación, $\eta = k_2^2 x_0^2 \alpha_0 I_{\text{sat}} / n_{02}$ es el coeficiente no lineal del medio, x_0 y a_0 son el ancho y la amplitud inicial, respectivamente, $|a|^2$ es la intensidad, α_0 es el índice no lineal del medio, y $a_0^2 = I_{\text{max}}(0)$. Estrictamente hablando, la Ec. (1) describe un medio no lineal saturable cuando el mecanismo de arrastre es dominante [13–15, 17]. Por otro lado, el medio lineal, lado derecho de la interfase en la Fig. 1, está caracterizado por un índice de refracción constante n_{02} y suponemos que $n_{01} > n_{02}$. En la Fig. 1 se muestra un solitón espacial brillante propagándose en el medio no lineal que incide a un ángulo θ_i sobre la interfase. Parte de su energía es transmitida en el medio lineal y consecuentemente el haz se difracta, la otra parte de energía remanente es reflejada nuevamente hacia el medio no lineal a un ángulo θ_r . Nuestro

problema consiste en determinar las condiciones que deben satisfacerse para que el haz reflejado se mantenga como solitón. Para la descripción matemática de nuestro problema, consideremos un campo eléctrico propagándose en la dirección positiva del eje z , con una polarización lineal perpendicular al plano de incidencia

$$E_y = \frac{1}{2} a(x, z) \exp[i(\omega t - k_2 z)], \tag{2}$$

donde $a(x, z)$ es la envolvente transversal del haz, ω es la frecuencia portadora, y k_2 es el número de onda. Suponemos que la aproximación paraxial es válida y, en consecuencia, la envolvente del haz satisface la ecuación

$$2ik_2 \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + k_2^2 \frac{\delta n(x)}{n_{02}} a, \tag{3}$$

donde $\delta n(x)$ representa la contribución total del índice de refracción debido a los dos medios, es decir, que el haz de luz sólo sufre el efecto del cambio de índice de refracción de un medio a otro:

$$\delta n(x) = \left[(n_{01} - n_{02}) + \eta \frac{\mu |a|^2}{1 + \mu |a|^2} \right] f(x), \tag{4}$$

donde $f(x)$ es una función que describe el comportamiento espacial de la interfase. Si el cambio en el índice de refracción de la interfase es abrupto, es posible usar una función escalón para $f(x)$. Si $f(x) = U(x)$, donde $U(x) = 1$ si $x \leq 0$ y $U(x) = 0$ para $x > 0$. Por otro lado, nosotros usaremos $f(x) = s(x) = [1 - \tanh(\kappa x)]/2$ para describir una interfase en general, donde κ representa la inclinación de la función escalón de la interfase. Nótese que

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} s(x) \rightarrow U(x).$$

Si sustituimos la Ec. (4) en la Ec. (3) obtenemos la ecuación no lineal de onda normalizada

$$i \frac{\partial a}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial X^2} + \eta f(X) \left[\Delta + \frac{\mu |a|^2}{1 + \mu |a|^2} \right] a, \tag{5}$$

donde $\Delta = (n_{01} - n_{02}) / n_{02} |a_0|^2$ representa la diferencia de índices de refracción normalizados de los dos medios, $Z = z / L_d$, es la distancia de propagación normalizada a la longitud de difracción, $L_d = k_2 n_{02}$, $X = x / x_0$ es la coordenada transversal del haz normalizada al ancho inicial, la envolvente del pulso ha sido normalizada a la amplitud inicial.

Desafortunadamente un medio no lineal saturable no presenta soluciones analíticas exactas [18], por lo que es necesario calcularlas numéricamente. Para ello proponemos el *ansatz*

$$a(X, Z) = \phi(X) \exp(-i\gamma Z). \tag{6}$$

Sustituyendo la Ec. (6) en la Ec. (5) pero con $f(x) = 1$, $\Delta = 0$, pues sólo nos interesa encontrar soluciones al medio no lineal saturable, obtenemos

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \phi}{dX^2} = \gamma \phi - \eta \frac{\mu |\phi|^2}{1 + \mu |\phi|^2}. \tag{7}$$

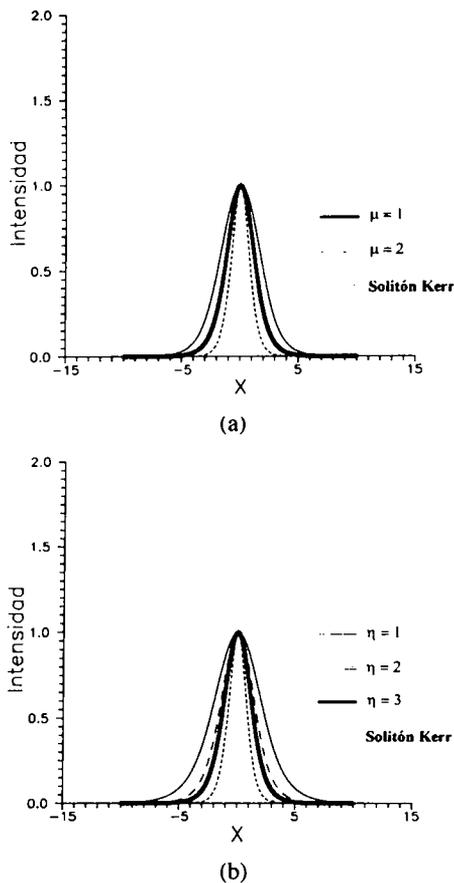


FIGURA 2. Soluciones Numéricas en una no linealidad saturable. a) Cuando aumenta el parámetro de saturación, el ancho del haz aumenta. b) A medida que aumenta el coeficiente de saturación el haz disminuye en anchura y se aproxima al Solitón tipo Kerr.

La Ec. (7) no puede ser integrada, de manera directa para valores generales de los parámetros (η , μ). Es por ello que se resuelve numéricamente a través de un proceso iterativo en el que dado un número X se encuentra numéricamente el valor correspondiente de ϕ , y posteriormente calculamos $|\phi|^2$; nótese que permanece constante, pues X es fija. De esta manera obtenemos el perfil de la solución o el haz que satisface la Ec. (7). En la Fig. 2a se muestra el perfil de las soluciones cuando η y ϕ son constantes. A medida que μ aumenta, el ancho del haz también aumenta, y se tienen haces más anchos; las gráficas han sido contrastadas con el perfil de un solitón tipo Kerr (secante hiperbólica) por ser la solución más conocida. Ahora en la Fig. 2b se muestra el comportamiento de las soluciones cuando μ y ϕ permanecen constantes y varía η . A medida que aumenta, el ancho del perfil del haz se vuelve más angosto y se asemeja más al de un solitón espacial tipo Kerr, así que por comodidad tomamos valores numéricos de $\mu = 1$ y $\eta = 3$, ya que son los valores para los cuales nos acercamos más a un perfil conocido.

Una vez encontradas las soluciones al medio no lineal saturable, en la siguiente sección estudiaremos que sucede cuando éstas soluciones inciden en la interfase no lineal-lineal.

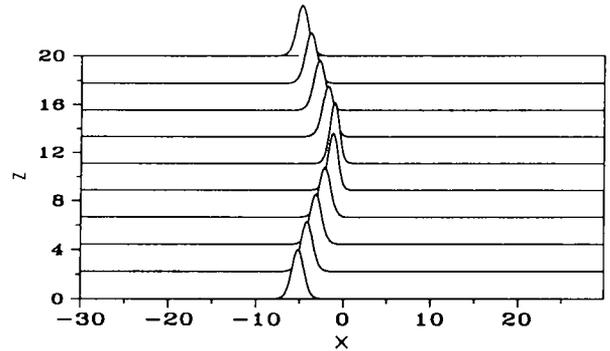


FIGURA 3. Se muestra la reflexión interna total de un solitón espacial brillante en una interfase no lineal saturable ($V_{in} < V_{cr}$). El ángulo de incidencia es $V = 0.5$, la posición inicial es $X_0 = 5.0$ y el perfil del solitón fue construido numéricamente.

3. Simulaciones numéricas de la reflexión interna total de un solitón espacial

La Ec. (5) será resuelta numéricamente mediante técnicas numéricas convencionales [19]. Nosotros despreciamos cualquier efecto transitorio en la formación de solitones espaciales muy cerca de la interfase. Por otro lado, tomamos un valor numérico para la representación de la interfase de $f(X) = s(X)$, con $\kappa = 10$. Esto garantiza una representación razonablemente buena del cambio abrupto de índice de refracción de la interfase.

La Fig. 3 muestra la reflexión interna total de un solitón espacial al resolver numéricamente la Ec. (5) bajo la condición inicial $A(X, 0) = A_{num} \exp[-iV\Phi(X, Z)]$, en donde A_{num} es la amplitud numérica que se obtiene de resolver Ec. (7) y solo depende de X , $V = \tan \theta$ es el ángulo de incidencia, $\Phi(X, Z) = V(X - X_0) + (1 - V^2)Z/2 + \phi_0$ es la fase total del solitón saturable, $X_0 < 0$ es la posición inicial del haz.

El solitón se propaga hacia la interfase con un ángulo de incidencia de $V = 0.5$, y se observa que es reflejado “elásticamente” por conservar su energía hacia el medio no lineal, manteniendo su perfil inicial pero con una trayectoria diferente.

En la Fig. 4a se muestra la incidencia de un solitón espacial hacia un medio lineal con un ángulo de incidencia de $V = 1.0$, donde la energía del haz se divide en reflejada y transmitida. A pesar de que el haz reflejado disminuye en amplitud, aparentemente no tiene la energía suficiente para seguir propagándose, pero la no linealidad del medio retroalimenta al haz y logra conservarlo como solitón espacial dentro del medio no lineal, ya que se mantiene a lo largo de la distancia de propagación. Si aumenta aún más el valor del ángulo de incidencia ($V = 1.5$, Fig. 4b), ahora se observa que la mayor parte de la energía incidente se transmite hacia el medio lineal, manifestándose un ensanchamiento por difracción, y la parte de energía que logra reflejarse hacia el medio no lineal, no tiene la suficiente intensidad como para que el medio retroalimente al haz y lo conserve como solitón

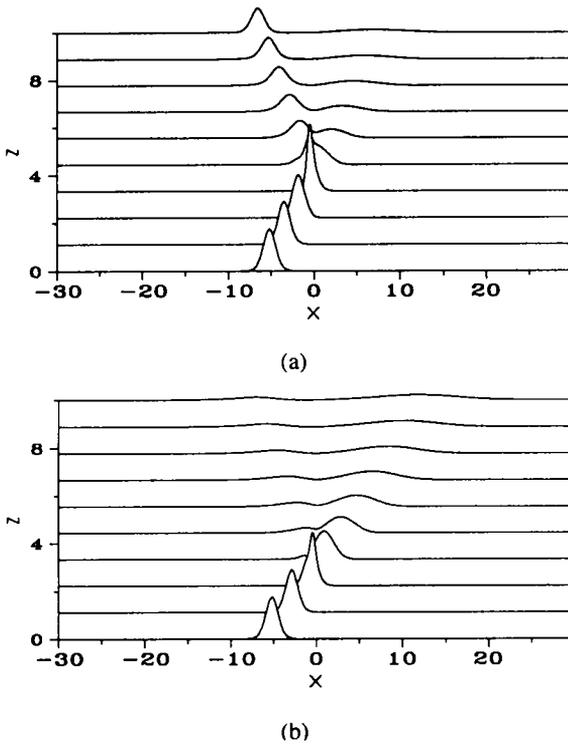


FIGURA 4. Incidencia de un solitón espacial brillante hacia el medio lineal ($V_{in} \leq V_{cr}$) y la posición inicial $X_0 = 5.0$. El ángulo de incidencia es de a) $V = 1.7$ y la energía reflejada es mayor que la transmitida. Si aumenta el ángulo de incidencia b) $V = 2.3$ ($V_{in} > V_{cr}$) tenemos mas transmisión que reflexión y no se conserva solitón.

espacial. En la Fig. 5, mostramos el centro de masa del haz como función de la distancia de propagación. El haz se encuentra originalmente en $X_0 = 5$ e incide hacia la interfase con diferentes velocidades transversales. El centro de masa del haz es definido en la forma usual para el caso de una partícula [20] que fue previamente demostrado por Newell y Moloney [21]:

$$\hat{x} \equiv \frac{\int_{-\infty}^{\infty} a^* X a dX}{\int_{-\infty}^{\infty} a a^* dX} \tag{8}$$

Cabe aclarar que el centro de masa del haz no necesariamente tiene que coincidir con el centro geométrico del haz (definido a máxima intensidad). De ahí que el corrimiento Goos-Hänchen sea analizado en función del centro de masa para una mejor descripción del fenómeno físico y no de la propagación del haz a su máxima intensidad. Para ángulos de incidencia pequeños, $V = 0.7$, el centro de masa del solitón espacial muestra una trayectoria parabólica y se refleja en la interfase. En cambio, para $V = 1.3$, llega a la interfase y la penetra ligeramente, reflejándose nuevamente hacia el medio no lineal. Para $V = 1.7$, el centro de masa del solitón penetra la interfase y emerge a una distancia posterior al punto donde inicialmente incidió; este corrimiento o desplazamiento lateral es precisamente el corrimiento Goos-Hänchen

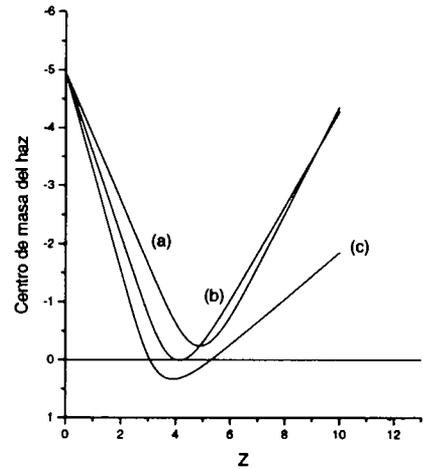


FIGURA 5. Se muestra la posición del centro de masa del haz como función de la distancia de propagación para diferentes valores de la velocidad transversal del solitón espacial (a) $V = 1.1$, (b) $V = 1.4$ y (c) $V = 1.7$.

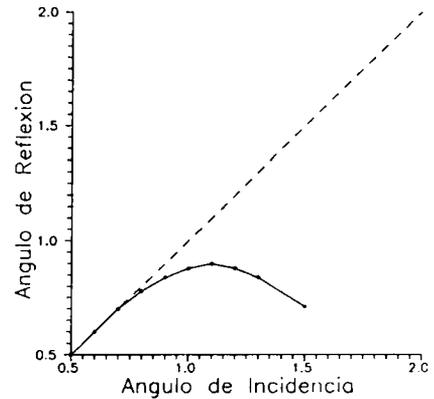


FIGURA 6. Comparación entre el ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión. Conforme el ángulo de incidencia aumenta, no se conserva el ángulo de reflexión.

no lineal [22], y una de las consecuencias de dicho corrimiento es que el ángulo formado con la interfase no es igual al ángulo de reflexión para medios no lineales. A medida que el corrimiento Goos-Hänchen aumenta, el ángulo de reflexión es más pequeño. En la Fig. 6 presentamos el ángulo de reflexión vs. ángulo de incidencia. Para ángulos de incidencia pequeños donde se observa reflexión interna total, el ángulo incidencia y el ángulo de reflexión coinciden, pero a medida que aumenta el ángulo de incidencia, el ángulo de reflexión disminuye debido al corrimiento Goos-Hänchen, y la relación no es lineal, como pudiera esperarse clásicamente, pues una parte del haz se pierde en el medio lineal por difracción.

Sin embargo aún no hemos dicho si el haz reflejado es un solitón. Para determinarlo es necesario conocer la relación entre el ancho del haz y su amplitud. A esta relación se le conoce como el factor de forma y para calcularlo utilizaremos cálculo variacional. Para ello proponemos el lagrangiano a la

ecuación no lineal saturable (5) [23]

$$L = \int \left\{ \frac{i}{2} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial Z} - a^* \frac{\partial a}{\partial Z} \right) - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial a}{\partial X} \right|^2 + \eta |a|^2 - \frac{\eta}{\mu} \ln(1 + \mu |a|^2) \right\} dx, \quad (9)$$

donde X y Z representan las variables independientes, a y a^* representan las variables dependientes. En general, deducir el lagrangiano a partir de la Ec. (5) no es trivial, pero existe una manera indirecta de saber si es correcto. Utilizando la ecuación de Euler-Lagrange es posible obtener la ecuación no lineal saturable. La ecuación de Euler-Lagrange más general para m variables independientes se expresa como [24]

$$\frac{\partial L}{\partial y_i} - \sum_{j=1}^m \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial L}{\partial y_{ij}} \right) = 0, \quad (10)$$

con $i = 1, 2, \dots$, $y_{ij} = \partial y_i / \partial x_j$, siendo y_i las variables dependientes y x_j las variables independientes.

Una manera sencilla de comprobar si la lagrangiana dada por la Ec. (10) es la asociada a la ecuación no lineal saturable (5), consiste en calcular la variación q^* cuando no hay interfase ($\Delta = 0$), quedando únicamente el medio no lineal. Para resolver la Ec. (5) proponemos el *ansatz*

$$a(X, Z) = A(Z) \exp \left[- \frac{(x - \bar{x}(Z))^2}{2\alpha^2(Z)} \right] \times \exp i \left[(x - \bar{x}(Z))^2 b(Z) + \varphi(z) \right], \quad (11)$$

donde $A(Z)$ representa la función real de amplitud para el haz gaussiano, mientras que $\alpha(Z)$ determina el ancho del haz, $b(Z)$ es la fase transversal, $\bar{x}(Z)$ es el centro de masa del haz y $\varphi(Z)$ es la fase o velocidad longitudinal del haz.

La Ec. (11) representa un haz gaussiano que hemos propuesto como primera aproximación a la solución. El objetivo de este método es obtener la información referente a la propagación del haz a través del medio no lineal saturable, como su ancho, amplitud, fase, etc.

Nuestro interés se concentra en haces estacionarios auto-atrapados en el medio no lineal saturable propagándose paralelamente al eje Z , por lo que $\bar{x}(Z) = 0$. Sustituyendo la Ec. (11) en la Ec. (10) e integrando sobre x obtenemos el lagrangiano reducido:

$$\langle L \rangle = \left(\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \eta \alpha - \frac{1}{4\alpha} - b^2 \alpha^3 + \frac{\alpha^3}{2} \frac{\partial b}{\partial Z} \right) A^2 - \frac{\eta}{\sqrt{\pi} \mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \ln \left[1 + \mu A^2 \exp \left(\frac{-x^2}{\alpha^2} \right) \right] dX. \quad (12)$$

La Ec. (12) no tiene una solución analítica exacta, más sin embargo, es posible tener una estimación de la integral si suponemos que $\mu \ll 1$, entonces $\ln[1 + \mu A^2 \exp(-x^2/\alpha^2)] \approx \mu A^2 \exp(-x^2/\alpha^2)$ y continuar con el análisis. Para continuar con el caso más general, debemos entonces obtener

las ecuaciones dinámicas del sistema. Utilizando la ecuación de Euler-Lagrange (10) obtenemos las variaciones de los parámetros de interés con respecto a las variables dependientes en su forma diferencial; a saber, anchura α , amplitud A y velocidad transversal de propagación del haz φ :

$$\delta L_\alpha = \left(\frac{3\alpha^2}{2} \frac{\partial b}{\partial Z} + \frac{\partial \varphi}{\partial Z} + \frac{1}{4\alpha^2} - 3b^2 \alpha^2 + \eta \right) A^2 - \frac{\eta}{\mu \sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial \alpha} \int \ln \left[1 + A^2 \mu \exp \left(\frac{-x^2}{\alpha^2} \right) \right] dx, \quad (13)$$

$$\delta L_A = \left(\alpha^3 \frac{\partial b}{\partial Z} + 2\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial Z} - \frac{1}{2\alpha} - 2b^2 \alpha^3 + 2\alpha \eta \right) A - \frac{\eta}{\mu \sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial A} \int \ln \left[1 + A^2 \mu \exp \left(\frac{-x^2}{\alpha^2} \right) \right] dx \quad (14)$$

$$y \quad \delta L_\varphi = - \frac{\partial}{\partial Z} (\sqrt{\pi} A^2 \alpha) = 0. \quad (15)$$

La Ec. (15) es la ley de conservación de la energía para el haz, ya que físicamente el producto de la intensidad por la anchura debe permanecer constante a lo largo de la propagación Z . Este resultado debe satisfacerse en el análisis numérico.

Si multiplicamos la Ec. (15) por 2α , y la Ec. (13) por A , y las restamos se obtiene

$$0 = 4\alpha A^2 \left(\eta - \frac{1}{2\alpha^2} + \frac{\partial b}{\partial Z} \right) - \frac{3A\eta}{\mu \sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial A} \int \ln \left[1 + A^2 \mu \exp \left(\frac{-x^2}{\alpha^2} \right) \right] dx + \frac{2\alpha\eta}{\mu \sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial \alpha} \int \ln \left[1 + A^2 \mu \exp \left(\frac{-x^2}{\alpha^2} \right) \right] dx. \quad (16)$$

La Ec. (16) puede ser manipulada algebraicamente y obtener una expresión que nos dé información de las variaciones del ancho del haz como función de la intensidad. Si tomamos en cuenta el cambio de variable $t = x/\alpha$, obtenemos

$$\frac{1}{\alpha^2} = - \frac{4\eta}{\alpha \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[\frac{\exp(-t^2)}{1 + \mu A^2 \exp(-t^2)} \right] dt + \frac{8\eta}{\alpha \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[\frac{t^2 \exp(-t^2)}{1 + \mu A^2 \exp(-t^2)} \right] dt. \quad (17)$$

La Ec. (17) es una relación entre ancho (α) e intensidad ($|A|^2$), y puede ser de gran utilidad para la realización de experimentos. En la Fig. 7 se muestra el comportamiento del ancho del haz definido como $2\sqrt{2}\alpha$ en función de la intensidad máxima ($|A|^2$). Esta gráfica es muy importante, pues es la que nos permitirá saber si el haz reflejado es o no solitón. En primer lugar, todos los haces que pertenezcan a la curva característica son soluciones a la ecuación no lineal saturable, es decir, dada la intensidad de un haz, se mide experimentalmente su ancho y si concuerda con la Fig. 7, entonces es un solitón. Estos resultados simplifican enormemente el entendi-

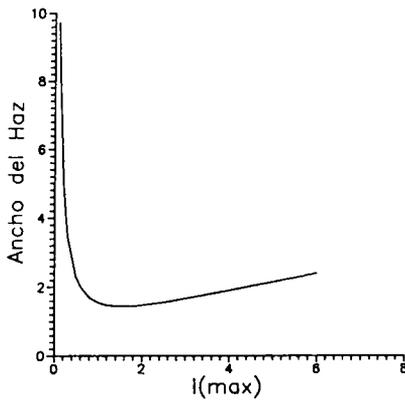


FIGURA 7. Se muestra la curva característica al resolver numéricamente la Ec. (7). Los haces que satisfacen la relación entre ancho como función de la intensidad son soluciones tipo solitón.

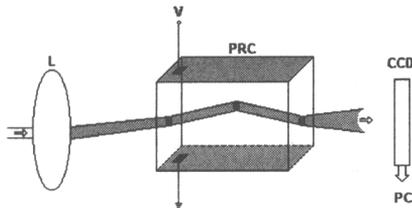
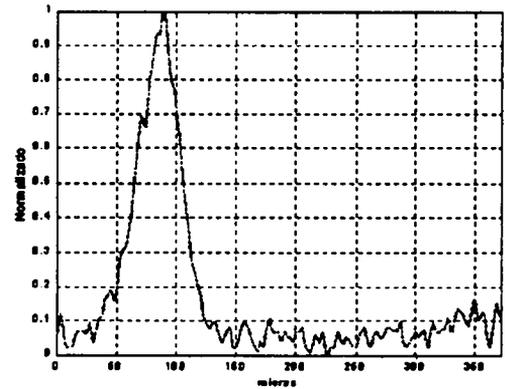


FIGURA 8. Condición experimental de reflexión interna total en un cristal fotorrefractivo SBN61:Ce.

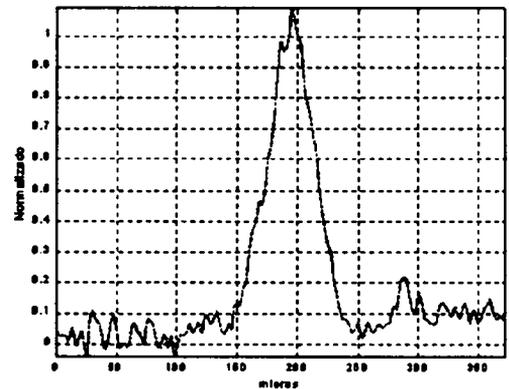
miento de nuestro haz reflejado, pues nos permite saber con precisión si su energía será suficiente para continuar propagándose por un cristal fotorrefractivo sin difractarse. Es tan amplia la información que podemos obtener de la misma figura que, físicamente por ejemplo, para intensidades pequeñas el ancho del solitón es muy grande, lo cual es de esperarse, pues corresponde a la propagación del solitón en un medio lineal, pues la intensidad que actúa sobre el medio no es suficiente para generar no linealidades que contrarresten el efecto de difracción. Pero a medida que aumenta la intensidad, se modifica el índice de refracción del medio y el solitón llega a obtener un máximo auto-enfocamiento, que en la gráfica corresponde al mínimo. Conforme aumenta el valor de la intensidad, el ancho del haz crece, pero de manera suave, y para intensidades mayores al valor de máximo auto-enfocamiento, aparece un nuevo fenómeno: una vez fijo el ancho del haz, le corresponden dos valores diferentes en intensidad. A este fenómeno se le llama biestabilidad no lineal.

4. Resultados experimentales

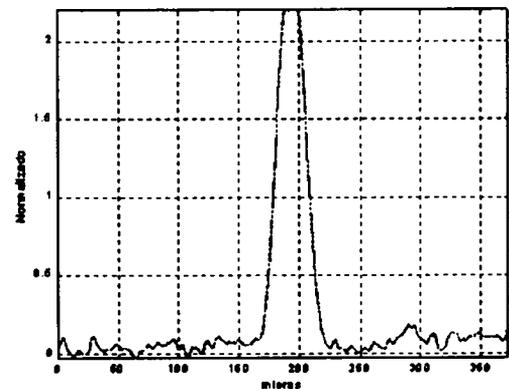
En esta sección mostramos resultados experimentales preliminares de reflexión interna total. El arreglo experimental usado se muestra en la Fig. 8. Incide un haz bidimensional $(2+1)D$ en la cara lateral izquierda del PRC y se propaga dentro de él hacia la cara posterior. Si el haz incide a ángulos mayores o iguales al crítico, entonces será reflejado nuevamente hacia el interior del PRC, posteriormente en la cara la-



(a)



(b)



(c)

FIGURA 9. Perfiles transversales en intensidad de un haz incidendo a 1.2° sobre un cristal fotorrefractivo. a) Perfil en intensidad a la cara del cristal, b) distribución en intensidad a la salida del cristal sin aplicar voltaje y c) perfil en intensidad al aplicar 600 V.

teral derecha es capturado mediante una cámara CCD. La fuente es un haz continuo He-Ne de 632.8 nm y 35 mW de potencia. Como fuente de iluminación uniforme se utilizó un haz de He-Ne, pero de 15 mW. El cristal fotorrefractivo utilizado es SBN o $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$, que en nues-

tro caso $x = 0.61$. El compuesto dopante es CeO_2 en una proporción del 1% en peso. El coeficiente electroóptico del cristal SBN61:Ce es de $r_{33} = 224 \text{ pm/V}$ [25], el índice de refracción es de 2.33, las dimensiones del cristal son $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$. En la Fig. 9a mostramos el perfil transversal en intensidad en la cara de entrada del cristal. El ángulo de incidencia es de 1.2° . Posteriormente el haz es reflejado por la interfase hacia la cara de salida del cristal, (ver Fig. 9b) sin aplicar voltaje, por lo que es notorio el efecto de difracción. Cuando aplicamos 600 V y después de 20 segundos transcurridos, observamos cómo el haz logra un máximo auto-enfocamiento (Fig. 9c), y para determinar si es solitón, medimos su ancho medio que es de $16 \mu\text{m}$ y una intensidad normalizada respecto a la inicial de 2.4.

Dichos valores no corresponden a la curva de la Fig. 6, por lo que no es un solitón espacial, sólo es un fenómeno de auto-enfocamiento. De aquí que resulte de enorme interés práctico el hecho de medir ancho e intensidad de un haz para averiguar si corresponde o no a formación de solitón.

5. Conclusiones

Hemos estudiado la reflexión interna total de un solitón espacial, que se obtiene de resolver numéricamente la ecuación no lineal saturable. Nuestro estudio hace énfasis en conocer si la parte de energía que es reflejada es o no solitón, de acuerdo a

la curva característica de anchura en función de la intensidad. Así mismo, nuestros resultados indican que existen tres casos fundamentales: en el primero de ellos, cuando $V_{in} < V_{cr}$, tenemos reflexión interna total del solitón en la interfase; en el segundo caso, $V_{in} \leq V_{cr}$, después de incidir el solitón en la interfase tiene una parte reflejada y una parte transmitida. la parte de energía que es reflejada, previamente ha sufrido un corrimiento conocido como Goos-Hänchen y, conforme crece, se manifiesta en un ángulo de reflexión menor. Finalmente, en el tercer caso, cuando $V_{in} > V_{cr}$, la mayor parte de la energía es transmitida hacia el medio lineal y es ensanchado por difracción. En este caso, la cantidad de energía que es reflejada es tan pequeña que no llega a formar un solitón espacial.

Resultados experimentales preliminares, muestran una manera práctica de averiguar si el haz reflejado es o no solitón a través de la curva característica entre ancho e intensidad del haz.

Agradecimientos

Expresamos nuestro agradecimiento al Dr. Rubén Ramos García por sus invaluable comentarios y sugerencias. Parte de este trabajo fue apoyado por CONACyT, a través de una beca de maestría, además de los proyectos de investigación J32018-A, J35313-A, 3978P-E y I322851-U.

* Becario de CONACyT.

† A la memoria de nuestro amigo, Gustavo E. Torres-Cisneros, cuya luz del conocimiento sigue brillando sobre quienes lo conocieron.

1. J.W. Ra, H.L. Bertoni, and L.B. Felsen, *SIAM J. Appl. Math.* **24** (1973) 396.
2. J.B. Keller, *JOSA* **B52** (1962) 116.
3. Y.M. Antar and W.M. Boerner, *CAN J. Phys.* **52** (1974) 972.
4. H.K.V. Lotsch, *JOSA* **B58** (1968) 551.
5. B.R. Horowitz and T. Tamir, *JOSA* **B61** (1971) 586.
6. M. McGuirk and C.K. Carniglia, *JOSA* **B67** (1977) 103.
7. A.B. Aceves, J.V. Moloney, and A.C. Newell, *Phys. Rev. A* **39** (1989) 1809; *Phys. Rev. A* **39** (1989) 1828.
8. A.B. Aceves *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.* **B7** (1990) 963.
9. A.B. Aceves, J.V. Moloney, and A.C. Newell, *Opt. Lett.* **13** (1988) 1002.
10. P.W. Smith and W.J. Tomlinson, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20** (1984) 30.
11. E. Alvarado-Méndez *et al.*, *Opt. Quant. Elect.* **30** (1998) 687.
12. V.E. Wood, E.D. Evans, and R.P. Kenan, *Opt. Commun.* **69** (1988) 156.
13. M. Segev *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3211.
14. M.D. Iturbe-Castillo *et al.*, *Opt. Lett.* **20** (1995) 1853.
15. P. Roussignol, D. Ricard, J. Lukasik, and C. Flytzanis, *JOSA* **B4** (1987) 5.
16. L.H. Acioli, A.S.L. Gomes, J.M. Hickman, and C.B. de Araujo, *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 2279.
17. B.J. Ainslie, H.P. Girdlestone, and D. Cotter, *Electron. Lett.* **23** (1987) 405.
18. W. Krolikowski and B. Luther-Davies, *Opt. Lett.* **17** (1992) 1414.
19. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, (Academic Press, New York, 1989), p. 44.
20. H. Goldstein *Classical Mechanics*, Second edition, (Addison-Wesley, USA, 1975), p. 320.
21. A.C. Newell and J.V. Moloney, *Nonlinear Optics*, (Addison-Wesley, Arizona, 1992), p. 120.
22. N.N. Akhmediev, V.I. Korneev, and Y.V. Kuz'menko, *Sov. Phys. JETP* **61** (1985) 62.
23. O.C. Vázquez, tesis de Maestría, Universidad de Guanajuato (FIMEE) (1997).
24. V.M. Agranovich, V.S. Babichenko, and V.Y. Chernyac, *Sov. Phys. JETP Lett.* **32** (1980) 512.
25. D.N. Christodoulides and M.I. Carvahlo, *Opt. Lett.* **19** (1994) 1714.