

Colisión de haces de luz dentro de un material tipo Kerr negativo

G.E. TORRES-CISNEROS*, R.J. ROMERO TRONCOSO

Departamento de Electrónica

Facultad de Ingeniería Mecánica, Eléctrica y Electrónica

Universidad de Guanajuato

Apartado postal 215-A, 36730 Salamanca, Guanajuato, México

J.J. SÁNCHEZ-MONDRAGÓN Y E. ALVARADO-MÉNDEZ

Laboratorio de Fotónica y Física Óptica

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Apartado postal 51, 72000 Puebla, Puebla, México

Recibido el 21 de febrero de 1994; aceptado el 8 de noviembre de 1994

RESUMEN. Estudiamos la colisión de dos haces de luz dentro de un material que posee una no-linealidad de tipo Kerr negativo y reportamos el hecho de que los haces pueden o no cruzarse dependiendo de los parámetros que determinan la interacción no-lineal entre ellos, como son la potencia de los haces y el ángulo en que la colisión tiene lugar. La ocurrencia de este fenómeno la asociamos con alguna inestabilidad inherente al material no-lineal que se hace presente debido a la modulación del patrón de colisión de los dos haces, y damos una caracterización numérica de ella en función de los parámetros físicos.

ABSTRACT. We study the collision of two light beams within a negative Kerr-type medium, and we find that the beams can cross each other only if a proper combination of the physical nonlinear parameters, such as the intensity of the beams and the collision angle, are given. Such a phenomenon may be associated with some inherent instability of the nonlinear medium, which appears due to the modulation of the collision pattern. We also give a numerical characterization of the modulation instability in terms of the involved physical parameters.

PACS: 42.65.Jx; 42.79.Gn

La capacidad de un solitón espacial para actuar como guía de onda de un haz de diferente frecuencia y de menor intensidad [1], ha abierto la posibilidad de utilizar solitones espaciales como base de dispositivos lógicos. Los primeros estudios han sido llevados a cabo en materiales tipo Kerr positivos o autoenfocantes, en los cuales existen los llamados solitones brillantes, y han mostrado que es factible operar un interruptor óptico con luz débil aprovechando ya sea la interacción no-lineal entre dos solitones cercanos [2], o la colisión entre dos solitones espaciales brillantes [3]. Desde el punto de vista de la aplicabilidad, este

*Investigador asociado al Laboratorio de Fotónica y Física Óptica, INAOE; y asesor académico: Grupo Educativo IMA, S.C., Apartado postal 172, 38301 Cortazar, Guanajuato, México.

último procedimiento resulta atractivo, ya que sin cambiar la trayectoria de los solitones permite la transferencia de energía de un haz poco intenso de una ruta de comunicación a otra.

Por su parte, el desarrollo de dispositivos lógicos utilizando solitones espaciales en materiales tipo Kerr negativos o autodesenfocantes, en donde existen los llamados solitones oscuros, no muestra el mismo estado de desarrollo y, hasta donde conocemos, aún no ha sido reportado algún interruptor de luz de poca intensidad utilizando la interacción o la colisión entre dos solitones oscuros. Posiblemente la causa de ello sea la característica de que tales solitones representan depresiones estables de intensidad dentro de un haz con extensión transversal infinita [4]; requerimiento imposible de satisfacer. Aunque han sido reportados comportamientos muy cercanos a un solitón oscuro, utilizando haces finitos suficientemente anchos en comparación con la anchura de los solitones [5], es evidente que las propiedades de interacción o de colisión entre dos de tales solitones no se pueden inferir directamente de las correspondientes a solitones ideales. Si se piensa que cada solitón oscuro pueda representar una guía de onda y se hacen cruzar cuando cada uno de ellos está sobrepuesto en su propio fondo finito de luz, es de esperar que los efectos conjuntos de difracción y difracción y autodesenfocamiento modulen el espectro de los haces y que ensanchen y disminuyan su sección transversal, afectando las propiedades del cruce de las guías de onda. Sin embargo, antes de estudiar la capacidad de un cruce de dos solitones oscuros reales para actuar como un interruptor óptico, es necesario comprender la influencia que el fondo brillante finito tiene en la colisión. La intención del presente trabajo es precisamente la de estudiar el cruce de dos haces dentro del material no-lineal autodesenfocante.

Conviene resaltar que la colisión de dos haces en un medio tipo Kerr negativo no es de trivial explicación [6], como lo puede ser, por ejemplo, el cruce de dos haces en un medio lineal. Si ése fuera el caso, los haces colisionarían formando un patrón de interferencia cuyo período depende del ángulo de colisión, pero mantendrían su propia identidad después del cruce. Por su parte, para un medio no-lineal existe el antecedente, no del cruce, pero sí de la interferencia de dos pulsos de la misma frecuencia que se propagan (con la misma velocidad) en el régimen de dispersión normal en una fibra óptica con un cierto lapso de separación entre ellos [7,8]. En tal caso, el patrón resultante de la interferencia de los pulsos corresponde al régimen clásico o lineal sólo en el caso en que la separación temporal entre los pulsos sea suficientemente grande. En este trabajo mostramos que el cruce de dos haces en un medio Kerr negativo no siempre sigue un comportamiento de simple interferencia lineal entre dos haces modulados por la propagación en el medio.

Dentro de la aproximación bidimensional, la evolución de un haz láser dentro de un material tipo Kerr negativo se rige mediante la ecuación no lineal de Schrödinger [4]

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} - |A|^2 A, \quad (1)$$

en donde $A(X, Z) = E(X, Z)/\sqrt{P_0}$ es la envolvente normalizada del campo eléctrico del haz, con $P_0 = 1/(|n_2| k_0 L_D)$ como la intensidad requerida para cancelar el efecto lineal de difracción [4], siendo n_2 el índice de refracción de Kerr, x_0 la anchura inicial del haz y $L_D = n_0 k_0 x_0^2$ la longitud de difracción, en donde n_0 y k_0 son, respectivamente, el índice

de refracción lineal y el número de onda. Además, en la Ec. (1) $X = x/x_0$, $Z = z/L_D$, y se ha supuesto que el haz se propaga paralelo a la dirección positiva del eje Z . Si el haz se propaga haciendo un ángulo θ con respecto al eje Z , la Ec. (1) sigue siendo válida, excepto porque las distancias transversal y de propagación estarían normalizadas ahora en la forma $X = x \cos(\theta)/x_0$ y $L_D = n_0 k_0 x_0^2 / \cos(\theta)$, respectivamente.

Para simular numéricamente la colisión de dos haces dentro del material no-lineal, enviaremos dos haces idénticos con perfil transversal gaussiano y formando ángulos $\pm\theta$ con respecto al eje Z . Esto implica resolver la Ec. (1) bajo la condición inicial

$$A(X, 0) = A_0 \exp\left(-\frac{1}{2}(X - c)^2\right) \exp(-iVX) \\ + A_0 \exp\left(-\frac{1}{2}(X + c)^2\right) \exp(iVX), \quad (2)$$

en donde $V = k_0 n_0 x_0 |v|$ es la llamada velocidad transversal de los haces, $v = \tan(\theta)$, mientras que A_0 y $2c$ son la amplitud y la separación de los haces, respectivamente, a la entrada del medio. Si los haces fueran paralelos, es decir, si $\theta = 0$, se reproduce el análogo espacial del fenómeno observado por Rothenberg en fibras ópticas que mencionamos anteriormente [7]. En este caso, uno pasa de una simple interferencia lineal de los dos haces propagados a la formación de una estructura periódica de cuasi-solitones oscuros fundamentales conforme la separación inicial entre los haces, $2c$, disminuye. En consecuencia, resulta natural analizar primeramente lo que sucede con los haces conforme su velocidad transversal, V , se varía.

La Fig. 1a muestra la simulación numérica de la colisión de los dos haces gaussianos de la Ec. (2) para el caso en que $V = 5$. Los haces avanzan ensanchándose debido a los efectos combinados de difracción y de autodesenfocamiento, y forman un patrón de interferencia cuando colisionan. Posteriormente prosiguen su viaje en la dirección original, logrando al final cruzar uno sobre el otro. Conviene enfatizar aquí que la idea de cruce de los haces se utiliza en el sentido de que, después de la colisión, cada haz mantiene su identidad, lo que constituye un punto esencial para el caso práctico en que dos guías de onda, basadas en solitones oscuros inmersos en su propio fondo finito de luz, colisionan. De hecho, para probar formalmente si los haces cruzan o no, emplearemos la siguiente definición: dos haces cruzan el uno sobre el otro cuando el patrón final obtenido al propagar los dos haces acoplados coincide con el patrón de interferencia lineal de los dos haces propagados separadamente en el mismo medio y por la misma distancia. En la Fig. 1b este criterio se aplica al resultado de la Fig. 1a para demostrar que los haces efectivamente cruzan. Ahí, el patrón final de la Fig. 1a se ha trazado nuevamente con la línea continua y es prácticamente indistinguible de la superposición obtenida al sumar en amplitud compleja los haces propagados por separado, la cual se ha representado con la línea punteada.

La trascendencia de la definición anterior sobre el cruce de haces queda justificada en la Fig. 2, cuando se aplica a la colisión de los mismos haces iniciales que en la Fig. 1, a excepción de que ahora su velocidad transversal es de $V = 0.5$. En la Fig. 2a se grafica la evolución espacial de los haces, y se observa que su separación después de que han colisionado no es evidente, pues se genera un patrón oscilatorio muy peculiar, en el que las crestas tienden a ser planas y de una anchura mayor a la de los valles, mientras que el perfil de éstos se mantiene relativamente estable. La Fig. 2a no sólo difiere del

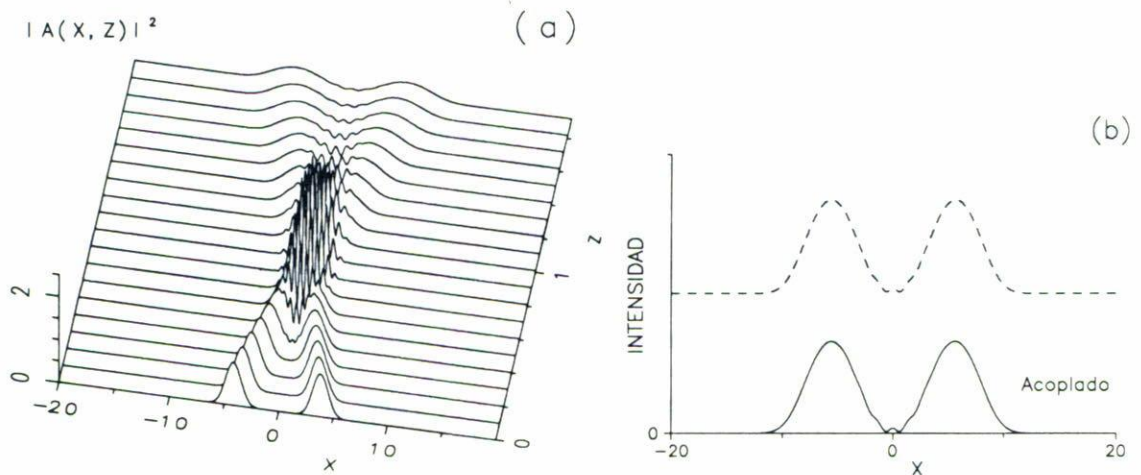


FIGURA 1. Colisión de dos haces en un material autodesenfocante, en la que la identidad de los haces iniciales se mantiene. En (a) se muestra la evolución de los haces, mientras que en (b) el patrón final (línea continua) es comparado con el patrón de interferencia de los dos haces propagados separadamente la misma distancia en el mismo medio (línea discontinua). Los parámetros de la condición inicial, Ec. (2), son: $V = 5$, $c = 4$, $A_0 = 1$.

comportamiento exhibido por los haces en la Fig. 1a, sino que además hace imposible determinar si el patrón final conserva o no las características individuales de los haces. Sin embargo, si se recurre a la definición dada sobre el cruce de haces, la línea continua de la Fig. 2b muestra claramente que el patrón final de los haces acoplados no corresponde al de la interferencia de los dos haces propagados por separado (línea discontinua), por lo que se puede concluir que la identidad de los haces iniciales se ha perdido después de la colisión.

Por su parte, el perfil resultante de la colisión de los haces en la Fig. 2a, recuerda en gran medida los obtenidos en la interferencia no-lineal de dos pulsos de la misma velocidad que se propagan en el régimen de dispersión normal en una fibra óptica [7,8], en donde cada uno de los valles fue identificado como un solitón oscuro real, es decir, como uno inmerso en un fondo finito de luz, lo que justifica un decaimiento adiabático de los solitones conforme el fondo brillante sigue ensanchándose y disminuyendo de amplitud al propagarse en el medio no-lineal. Tal explicación parece adaptarse bien a la Fig. 2a, por lo que los valles del patrón oscilatorio pueden considerarse como cuasi-solitones oscuros. Desde luego, esta aseveración será más exacta conforme la velocidad transversal de los haces disminuya y se aproxime al análogo espacial de la Ref.[7] en $V = 0$. La Fig. 3 muestra el patrón de salida después de que dos haces con $V = 0.3$ se han hecho colisionar, y en el que la característica de la formación de los cuasi-solitones espaciales oscuros en los valles del patrón oscilatorio es más evidente que en la Fig. 2a. En consecuencia, para los fines de este trabajo, a los patrones resultantes de la colisión de los haces que guarden semejanza con las Figs.2a y 3 los referiremos como arreglos de cuasi-solitones oscuros, sin dar prueba formal de ello. Cabe añadir que bajo condiciones de amplificación en el material autodesenfocante, un patrón oscilatorio cualquiera puede ser llevado formalmente hacia un arreglo de solitones oscuros [9,11].

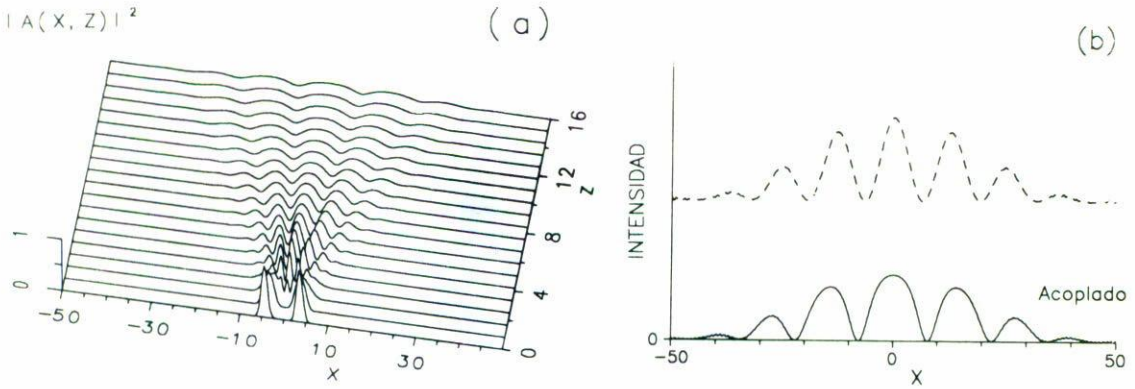


FIGURA 2. Colisión de dos haces en un material autodesenfocante, en la cual la identidad de los haces iniciales se pierde y se genera un arreglo de cuasi-solitones oscuros. En (a) se muestra la evolución de los haces, mientras que en (b) el patrón final (línea continua) es comparado con el patrón de interferencia de los dos haces propagados separadamente la misma distancia en el mismo medio (línea discontinua). Los parámetros de la condición inicial, Ec. (2), son idénticos a los de la Fig. 1, a excepción de que $V = 0.5$.

La comparación de las Figs. 1b y 2b no sólo implica la existencia de un valor crítico en la velocidad transversal de los haces, a partir del cual los haces cruzarán o no uno sobre otro, sino que además permite la asociación física del cruce o no cruce con el período de las oscilaciones del patrón de colisión con el propósito de cuantificar el fenómeno. Visto así, cuando el patrón de colisión tiene un período normalizado bajo (en unidades de $x_0/\cos(\theta)$), los haces iniciales cruzarán, mientras que cuando es suficientemente grande no lo harán y el arreglo de cuasi-solitones comenzará a producirse. Desafortunadamente, la existencia de un período crítico no ha sido determinada a lo largo de nuestras simulaciones numéricas, sino que existe una transición suave de la obtención de un fenómeno a otro. De acuerdo a nuestros resultados, el arreglo de cuasi-solitones comienza a hacerse notar a partir de un período $T > \pi$. Cabe aclarar que para que la definición del período del patrón oscilatorio no esté sujeto a la distancia de propagación, hemos tomado la convención de medirlo sobre el patrón obtenido a la distancia en que ocurre la colisión geométrica, que para la condición inicial de la Ec. (2) está dada por $Z = c/V$.

Cuantificar el hecho de que los haces pueden o no mantener su identidad después de colisionar en términos del período del patrón central de la colisión, permite también dar una primera explicación física en términos de alguna inestabilidad bajo modulación inherente al medio no-lineal. La existencia, por ejemplo, de la inestabilidad de una solución constante bajo modulación en una fibra óptica es conocida [12], y ha sido utilizada para generar trenes de pulsos de intervalos controlables [13]. En forma análoga, nosotros asociaremos el cruce o no cruce de los haces a alguna inestabilidad implícita de la Ec. (1), la cual es excitada por el patrón oscilatorio generado en la colisión y que amplifica preferentemente las frecuencias espaciales bajas (períodos grandes) presentes. A falta de un

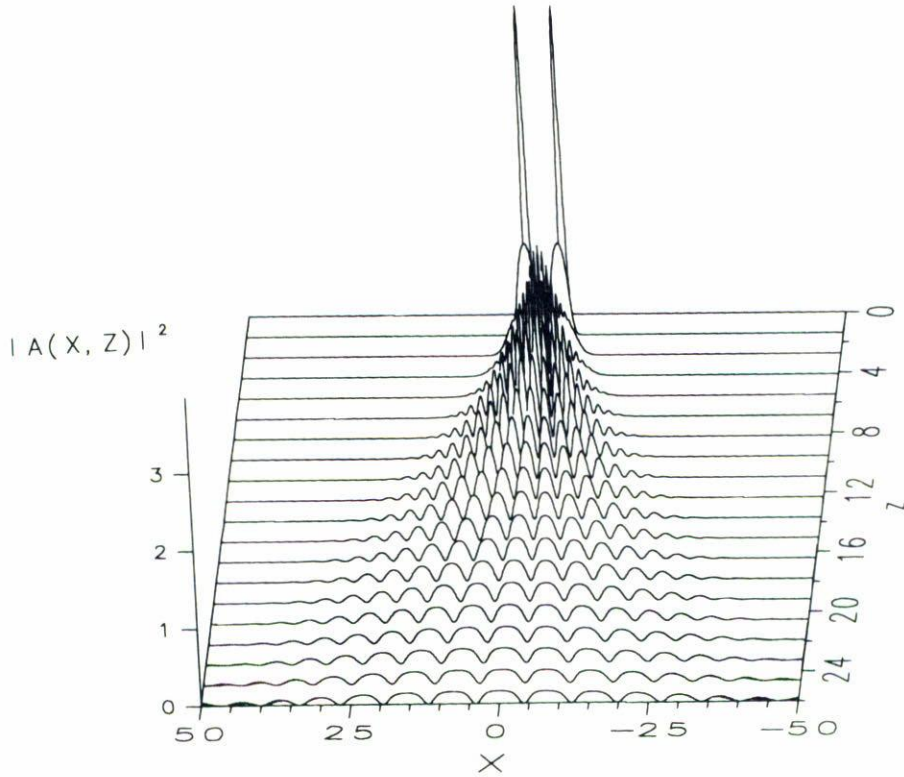


FIGURA 3. Colisión de dos haces cuya velocidad transversal es relativamente pequeña, $V = 0.3$, mostrando con mayor claridad la formación de un arreglo de cuasi-solitones oscuros. Los demás parámetros utilizados en la simulación numérica son: $c = 8$, $A_0 = 2$.

modelo analítico que describa dicha inestabilidad, podemos caracterizarla numéricamente a partir del valor del período encontrado en la colisión de los haces.

La Fig. 4 caracteriza la variación del período normalizado del patrón central de colisión de los haces en función de su velocidad transversal V . Las cruces (+) representan los valores del período normalizado obtenido en las simulaciones numéricas de la colisión de dos haces, mientras que, por comparación, la línea continua representa los valores correspondientes al modelo que describe la interferencia lineal de dos haces y que está dado por $T_L = \pi/V$. Como se observa, a velocidades transversales grandes ambas curvas coinciden, indicando que la descripción simple de un cruce lineal de haces es satisfactoria, y los haces siempre cruzarán. Sin embargo, a menores valores de V la curva real del período normalizado va por arriba del modelo de interferencia lineal, indicando que la interacción de los haces en el medio no-lineal comienza a manifestarse en la formación de solitones oscuros, impidiendo en consecuencia el cruce de los haces. De cualquier manera, la pequeña diferencia relativa entre ambas curvas permite estimar, en primera aproximación, si dos haces dados van a cruzar el uno sobre el otro a partir de la relación lineal $T \approx \pi/V < \pi$.

La caracterización de la Fig. 4 es útil en cuanto permite comparar las variaciones del período normalizado con respecto a los demás parámetros físicos involucrados y, por tanto, estimar si los haces van o no a cruzar después de la colisión. Por ejemplo, la Fig. 5 muestra

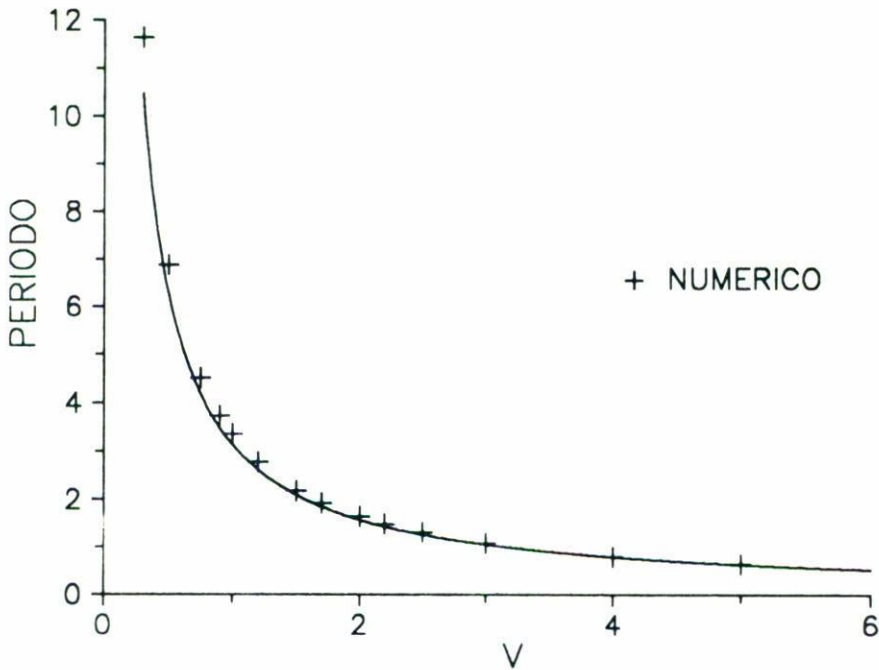


FIGURA 4. Variación del período normalizado del patrón de colisión de dos haces dentro de un material autodesenfocante en función de la velocidad transversal de los haces V . Las cruces (+) representan los resultados obtenidos numéricamente a la distancia de propagación en que la colisión geométrica ocurre ($Z = c/V$), mientras que la línea continua corresponde al período esperado del patrón de interferencia si el medio fuese ópticamente lineal ($T_L = \pi/V$). Los parámetros c , A_0 son iguales a los de la Fig. 1 y se mantuvieron constantes durante las simulaciones.

la caracterización del período normalizado con respecto a la potencia inicial de los haces $|A_0^2|$, para tres diferentes valores de la velocidad transversal de estos últimos. Nótese como la variación de la potencia inicial afecta más el valor del período normalizado a valores de V más bajos, y su influencia es aumentar su valor. Lo anterior permite concluir que a una velocidad transversal dada, implicando ángulos de colisión fijos, es posible pasar del cruce a no-cruce de los haces variando adecuadamente su potencia inicial. Esta es una característica importante que no aparece en el caso lineal en el que el período normalizado no depende de la potencia, y su posible uso práctico necesita, desde luego, un análisis más detallado para determinar el intervalo de potencia en los haces que se requiere para hacer operar el interruptor.

Finalmente, aumentar o disminuir la distancia de separación inicial de los haces, $2c$, afecta al patrón central de colisión sólo en un aumento o en disminución en el número de oscilaciones, pero no el valor de su período. Esto se entiende bajo el argumento de que la anchura de los haces al colisionar será mayor o menor conforme se aumente o disminuya c , debido a su mayor o menor propagación en el material autodesenfocante, por lo que el patrón de interferencia se extenderá sobre una región más o menos ancha que contendrá un mayor o un menor número de oscilaciones; pero que no alterará el período de las mismas. Sin embargo, lo anterior ha sido encontrado válido sólo a intensidades de los

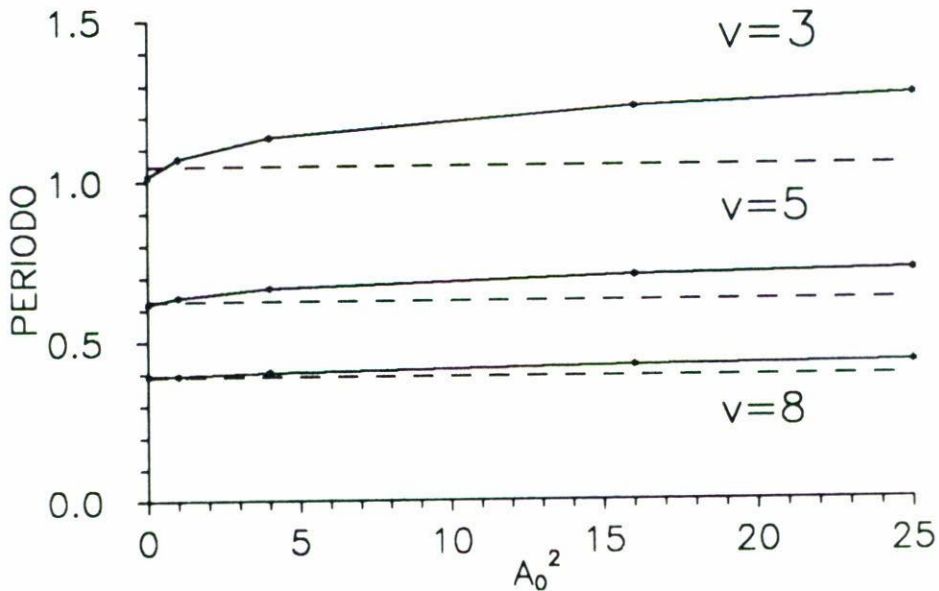


FIGURA 5. Caracterización del período normalizado del patrón de colisión de dos haces en un medio autodesenfocante con respecto a la potencia inicial de los haces, $|A_0|^2$, para tres diferentes valores de la velocidad transversal de los haces. Las líneas punteadas corresponden al período del patrón de interferencia lineal para cada caso, las cuales son insensibles al cambio en la potencia de los haces.

haces bajas, $|A_0|^2 \leq 1$, pues a intensidades mayores la naturaleza no-lineal del fenómeno se manifiesta en un aumento ligero del período conforme la anchura de los haces aumenta.

En conclusión, hemos mostrado que las características no-lineales de un material autodesenfocante permiten mantener o no la identidad de dos haces que colisionan dentro de él, dependiendo fundamentalmente de la velocidad transversal y de la potencia de los haces. La ocurrencia de este fenómeno incide directamente sobre la utilidad de las guías de onda basadas en solitones oscuros reales como interconectores o divisores controlables de luz, por el comportamiento que seguirán sus respectivos fondos finitos de intensidad. Sin embargo, la caracterización del período del patrón de colisión con respecto a la velocidad transversal y potencia de los haces que se ha realizado, permite también la manipulación de los parámetros físicos para la obtención de franjas con el período deseado. A un ángulo de colisión fijo, por ejemplo, la variación en la potencia permite ajustes finos sobre el período del patrón de colisión. En el caso particular de la generación de solitones oscuros mediante la amplificación de un patrón oscilatorio en un medio autodesenfocante [10], el juego del período en función de la potencia de los haces resulta en una alternativa para controlar la separación final entre los solitones oscuros generados.

AGRADECIMIENTOS

Parte de este trabajo fue apoyado por CONACyT a través del programa "Fortalecimiento al Posgrado Nacional" y de una Beca de Maestría.

REFERENCIAS

1. R. De la Fuente, A. Barthelemy y C. Frohely, *Opt. Lett.* **16** (1991) 793.
2. M. Shalaby y A. Barthelemy, *Opt. Commun.* **94** (1992) 341.
3. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón, V.A. Vysloukh, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1299.
4. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón, M.D. Iturbe-Castillo, G.S. García-Quirino, M. Torres-Cisneros y C. Treviño-Palacios, "Guías de onda generadas por solitones espaciales". Aceptado *Rev. Mex. Fís.* (1994).
5. W.J. Tomlinson, R.J. Hawkins, A.M. Weiner, J.P. Heritage, and R.N. Thurston, *J. Opt. Soc. Am.* **6** (1989) 329.
6. M. Kauranen, A.L. Gaeta y C.J. McKinstrie, *J. Opt. Soc. Am.* **B 10** (1993) 2298.
7. J.E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **15** (1990) 443.
8. J.E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **1** (1991) 18.
9. E.M. Dianov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, and S.V. Chernikov, *Opt. Lett.* **14** (1989) 1008.
10. P.V. Mamyshev, Ch. Bosshard, J. Wilson, and G.I. Stegeman, *J. Opt. Soc. Am.* **B 8**, (1994) 471.
11. P.V. Mamyshev, Ch. Bosshard, P.G. Wigley, J. Wilson, and G.I. Stegeman, "Generation and propagation of dark solitons via dual-frequency inputs". Sometido a *Apply. Phys.* (1993).
12. G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, San Diego, CA (1989) p. 104.
13. K. Tai, A. Hasegawa, A. Tomita, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 135.