

Uniones ópticas basadas en la colisión de tres solitones espaciales

G.E. TORRES-CISNEROS*

Grupo Educativo IMA, S.C.

Apartado postal 172; 38301 Cortazar, Guanajuato, México

V.A. VYSLOUKH**, J.J. SÁNCHEZ-MONDRAGÓN, A. MOJICA-CABRERA

Laboratorio de Fotónica y Física Óptica

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Apartado postal 51; 72000 Puebla, Puebla, México

Recibido el 11 de octubre de 1993; aceptado el 9 de junio de 1994

RESUMEN. Estudiamos las características que como interruptor óptico para haces débiles posee una colisión simétrica de tres solitones espaciales en un material tipo Kerr positivo. En general, mostramos que esta geometría ofrece mayores ventajas prácticas que la geometría basada en la colisión de dos solitones, puesto que proporciona un canal de detección fijo. En particular, mostramos que se pueden obtener uniones o divisores ópticos de prácticamente cualquier porcentaje variando el ángulo de la colisión y, además, que dicha unión puede funcionar como interruptor óptico entre el canal central y los dos laterales mediante variaciones en las fases relativas de los solitones, aún a ángulos de colisión grandes.

ABSTRACT. We study the weak-beam switching properties of a symmetric collision of three spatial solitons in a positive Kerr-type nonlinear medium. We first show that such a geometry has more application perspectives than the geometry based on the collision of two solitons, mainly because it possesses a fixed detection channel. Then we show that controllable optical junctions or beam splitters can be obtained by changing the angle of collision of the solitons. We also demonstrate the switch operation of such an optical junction when the relative phases between the solitons are varied, even for large collision angles.

PACS: 42.65.Jx; 42.79.Gn

1. INTRODUCCIÓN

La habilidad de un solitón espacial para actuar como una guía de onda óptica ha reafirmado las expectativas de que el solitón espacial puede ser uno de los conceptos fundamentales de que necesita la fotónica para desarrollarse integralmente y ponerse a un mismo nivel que la electrónica moderna. El papel específico al que los solitones espaciales

*Adscripción actual: Facultad de Ingeniería Mecánica, Eléctrica y Electrónica, Universidad de Guanajuato; Apartado postal 215-A; 36730 Salamanca, Gto., México, e Investigador Asociado, Laboratorio de Fotónica y Física Óptica, INAOE.

**Dirección permanente: Department of Physics, Moscow State University, Moscow 119899, Russia.

están llamados es el de la formación de dispositivos lógicos y de interconexión en distancias cortas, comparables con las que se emplean actualmente en tarjetas impresas para microcircuitos, y con dimensiones pequeñas, compatibles con las de una fibra óptica.

Los dispositivos ópticos que primeramente se buscan son los interruptores ópticos, puesto que son la base para el desarrollo de arreglos y compuertas lógicas que operen con luz. Al pensar en solitones espaciales distinguiremos dos clases fundamentales de interruptores, dependiendo de si la operación del interruptor óptico controla luz débil o luz intensa. Cuando se trata con haces intensos, la función del interruptor se efectúa aprovechando las características no lineales de los solitones espaciales, cuyo fundamento radica en el hecho de que los solitones no siguen el principio de superposición. Cuando se hacen coincidir dos solitones individuales, ya sea en tiempo o en espacio, sus perfiles se modifican para satisfacer la ecuación no lineal correspondiente; alteraciones que son sensibles a los parámetros de los solitones individuales participantes [1,2], hecho que se puede aprovechar para obtener la función de un interruptor óptico. Por ejemplo, cuando dos solitones espaciales se propagan paralelamente en un medio poseyendo una no linealidad de tipo Kerr positiva, se atraen o se repelen dependiendo de su fase relativa, permitiendo cambiar la posición de los haces a la salida del material [3]. Otros prototipos de interruptores pueden utilizar el corrimiento transversal que sufren dos solitones espaciales al colisionar para generar los estados binarios "0" (ausencia de luz) y "1" (presencia de luz) [4].

Por otra parte, la categoría de interruptores ópticos que controlan luz débil hacen uso de la capacidad de un solitón espacial para guiar un haz de diferente frecuencia y de menor intensidad [5]. La forma directa de controlar al haz de luz débil es permitir que éste siga la guía de onda formada por los solitones en un interruptor de luz intensa [6]; pero tiene el inconveniente de que para cambiar la trayectoria del haz débil es necesario afectar considerablemente el perfil de los solitones que interactúan. Recientemente se ha propuesto una alternativa para controlar la trayectoria del haz guiado que supera este inconveniente y que se basa en la colisión de dos solitones espaciales [7], en donde el perfil resultante de la colisión genera una rejilla de difracción efectiva que afecta a la luz débil que guían. En este caso el control del haz débil se lleva a cabo modificando las características de dicha rejilla, ya sea a través de la variación del ángulo de colisión o de la fase relativa entre los solitones. Sin embargo, desde el punto de vista de su futura aplicabilidad, cuando los cambios en la rejilla de difracción provienen de cambios en el ángulo de colisión, se enfrenta el inconveniente de que la posición de los detectores que registren al haz débil no guardan una posición fija. La razón de ello es que, como se muestra en la Fig. 1a, la posición del detector, además de variar de acuerdo al ángulo total de colisión, (2θ), depende también del corrimiento transversal, (Δx), que experimentan los solitones con respecto a su trayectoria inicial (líneas punteadas) durante la colisión, y el cual es dependiente del ángulo θ , siendo mayor conforme éste decrece [8].

Para evitar estos problemas proponemos el uso de una colisión simétrica de tres solitones, en donde el solitón central no se desplaza y en donde la lectura del haz débil se puede tomar a través de un detector fijo colocado sobre él después de la colisión, como se muestra en la Fig. 1b. El objetivo del presente artículo es caracterizar el comportamiento del haz guiado en presencia de una colisión de tres solitones brillantes bajo la geometría de la Fig. 1b, y determinar las cualidades de ésta para actuar como unión o como interruptor ópticos. La Sec. 2 contiene el estudio analítico de la unión óptica y se obtienen

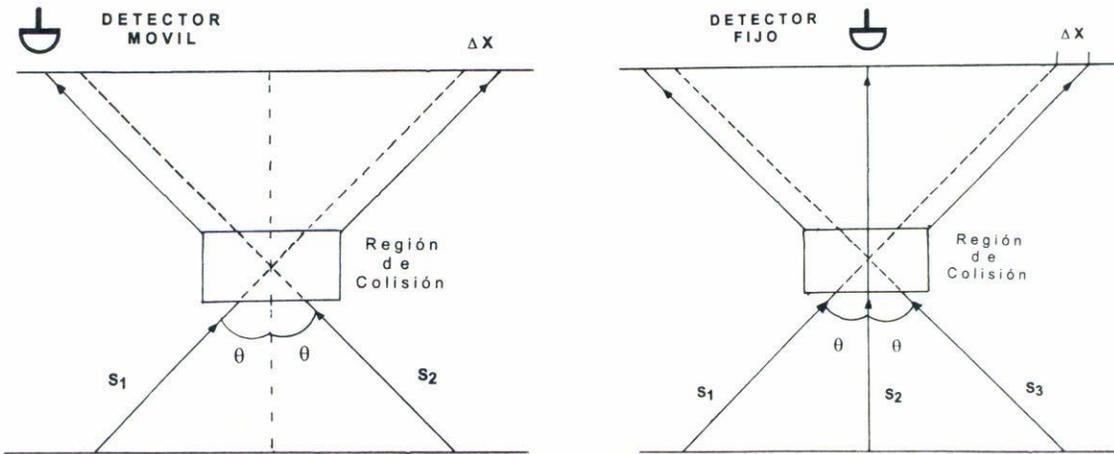


FIGURA 1. Geometrías básicas que se deben utilizar para detectar la función de un interruptor óptico de luz débil basado en la colisión simétrica de (a) dos y (b) tres solitones espaciales.

sus propiedades en el caso extremo de ángulos de colisión grandes. Por su parte, la Sec. 3 contiene la caracterización numérica de la unión para cualquier ángulo de colisión y fases relativas entre los solitones, mientras que en la Sec. 4 se dan las conclusiones del trabajo.

2. DESCRIPCIÓN ANALÍTICA

La propiedad de un solitón para guiar a otro haz de luz tiene su fundamento en el fenómeno de modulación de fase mutua (XPM), el cual se origina cuando dos haces con la misma polarización pero con diferente longitud de onda están presentes simultáneamente en un medio con una no-linealidad cúbica o de tipo Kerr [5], donde el índice de refracción está dado por $n = n_0 + n_2|E|^2$, siendo n_0 y n_2 los índices de refracción lineal y no-lineal, respectivamente, y E denota la amplitud del campo eléctrico. La evolución simultánea de dos haces en estos medios se describe mediante el par de ecuaciones [7,9]

$$-i \frac{\partial A_1}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial X^2} + |A_1|^2 A_1, \tag{1}$$

$$-i \frac{\partial A_2}{\partial Z} = \frac{1}{2} r_n r_\lambda \frac{\partial^2 A_2}{\partial X^2} + \beta |A_1|^2 A_2, \tag{2}$$

en donde A_i representa las envolventes transversales normalizadas y el subíndice $i = 1$ ($i = 2$) representa las variables asociadas al haz intenso (débil). La Ec. (1) tiene la misma forma que la ecuación no lineal de Schrödinger y acepta soluciones tipo solitón [10]. Por su parte, la Ec. (2) describe el confinamiento del haz débil por un índice de refracción efectivo que es proporcional a la intensidad del haz intenso $|A_1|^2$ [9]. De acuerdo a la Ec. (2), el comportamiento de la envolvente transversal del haz débil, A_2 , es afectado

además por los parámetros $r_n = n_{01}/n_{02}$, $r_\lambda = \lambda_2/\lambda_1$, $\beta = 2/r_\lambda$, siendo n_{0i} el índice de refracción lineal del material en la longitud de onda λ_i .

Nuestro propósito es caracterizar la habilidad para controlar luz débil de una unión óptica formada por la colisión de tres solitones espaciales, lo cual implica que se hace incidir en el material no-lineal tres haces continuos de la misma frecuencia y potencia; uno paralelo al eje de propagación Z , mientras que los otros dos se propagan en ángulos opuestos θ con respecto al mismo eje, como se muestra en la Fig. 2a. Usualmente, bajo condiciones experimentales estándar el perfil transversal de los haces iniciales puede tomarse como gaussiano; sin embargo, cuando los haces tienen la suficiente intensidad evolucionarán hacia el perfil de secante hiperbólica de un solitón conforme se propaguen en el material tipo Kerr [9]. En consecuencia, la separación inicial entre los haces debe ser suficientemente grande como para evitar que los haces interactúen no linealmente entre sí antes de que la formación de los solitones tome lugar y alteren las características de la colisión [10]. Concentrándonos solamente en la colisión de los solitones, ignoraremos la evolución transitoria de los haces y supondremos que sus perfiles transversales iniciales poseen ya el perfil de un solitón. Esto equivale a considerar

$$A_1(X, 0) = \text{sech}(X + c) \exp[iv(X + c)] + a \text{sech}(X) \exp[i\phi_{21}] \\ + \text{sech}(X - c) \exp[-iv(X - c) + i\phi_{31}] \quad (3)$$

como la condición inicial de la Ec. (1). En la Ec. (3), $v = \tan \theta$ es la llamada velocidad transversal del solitón y, al mismo tiempo, representa su frecuencia espectral central. Por su parte, c es la separación inicial entre dos solitones vecinos, mientras que ϕ_{21} y ϕ_{31} son las fases relativas del segundo y tercer solitón con respecto al primero. El parámetro a controla la amplitud del solitón central con la finalidad de comprobar que nuestros resultados coincidan con los obtenidos para la colisión de dos solitones en el límite $a \rightarrow 0$. Para analizar las propiedades como unión óptica del cruce de los tres solitones bastará enviar por uno de estos canales ópticos un haz débil. De nuevo, para evitar problemas transitorios, supondremos que el perfil inicial del haz débil coincide con la solución monomodal para una guía de onda con un perfil de índice de refracción de cualquiera de los solitones individuales de la Ec. (3), [12]; es decir,

$$A_2(X, 0) = \text{sech}(X + c_d) \exp[iv_d(X + c_d)], \quad (4)$$

en donde los parámetros c_d y v_d permiten introducir el haz débil por cualquiera de los tres canales ópticos.

Las propiedades de una unión óptica como la que estamos proponiendo se determinan calculando la fracción de energía del haz débil que se distribuye en cada canal óptico después de su cruce, lo que implica resolver el sistema acoplado de las Ecs. (1) y (2). Ante la ausencia hasta el momento de soluciones analíticas de tal sistema, se requiere de la solución numérica exhaustiva de las Ecs. (1) y (2), sujetas a las condiciones iniciales de las Ecs. (3) y (4), bajo una amplia gama de valores de los parámetros físicos involucrados. Sin embargo, en la Ref. [7] se ha mostrado que el espectro angular del haz débil después de la unión puede calcularse a partir de la distribución espectral del haz inicial que es

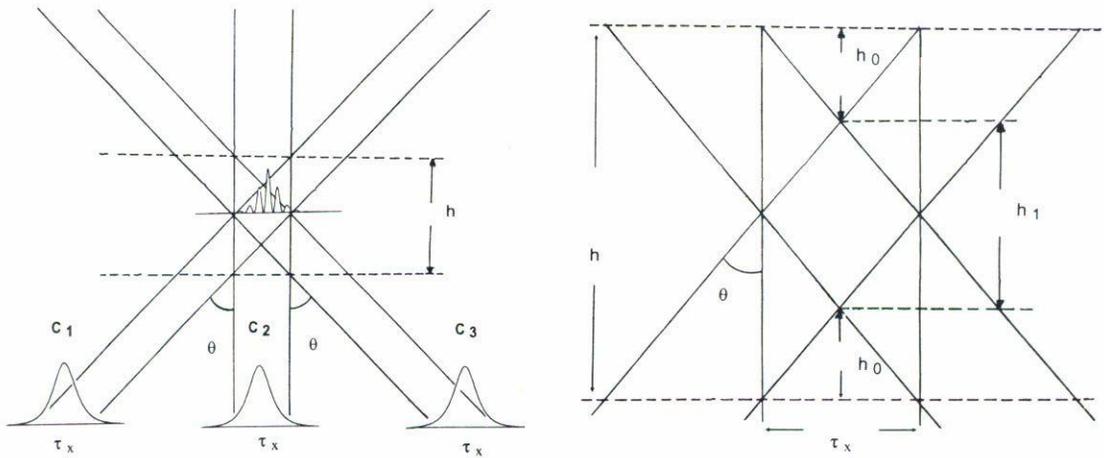


FIGURA 2. (a) Representación esquemática del cruce de tres guías de onda basadas en solitones espaciales brillantes. En (b) se muestra un detalle de la región de colisión de los solitones que determinan los parámetros de la rejilla efectiva de fase que difractará al haz guiado.

difractado por una rejilla efectiva de fase, $T(X)$, formada por el patrón de la colisión de los solitones. Si $\tilde{A}_{2s}(k_x)$ denota el espectro angular del haz débil después de la colisión, siendo k_x la variable de Fourier, entonces

$$\tilde{A}_{2s}(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_2(X, 0) T(X) \exp[-ik_x X] dX, \tag{5}$$

en donde la rejilla de difracción $T(X)$, extendida al caso de la colisión de tres solitones, la escribimos en la forma

$$T(X) = \exp[-i\beta\Psi(x)] = \exp \left[-i\beta \int_{-h/2}^{h/2} |A_1(X, c)|^2 dc \right], \tag{6}$$

siendo h su espesor y en donde $A_1(X, c)$ debe tomarse de la Ec. (3). La Ec. (6) es formal en el sentido de que toma en cuenta la variación del patrón de colisión de los solitones conforme la propagación tiene lugar. Sin embargo, haremos la suposición de que $T(x)$ es uniforme con el patrón correspondiente a la parte central de la colisión; es decir, $c = 0$ y, de acuerdo a la Fig. (2b), con un espesor estimado de $h = 2\tau_x/v$, en donde τ_x es la anchura efectiva de los solitones y que, para el caso de la condición inicial de la Ec. (3), la aproximaremos mediante $\tau_x \approx 2$. Por lo tanto,

$$\Psi(X) = 4h \operatorname{sech}^2(X) \left[\cos^2(vX - \frac{1}{2}\phi_{31}) + a \cos(\phi) \cos(vX - \frac{1}{2}\phi_{31}) + \frac{1}{4}a^2 \right], \tag{7}$$

en donde hemos definido $\phi = \phi_{21} - (\phi_{31}/2)$.

Para dar una idea general del comportamiento del espectro angular del haz débil de salida, $|\tilde{A}_{2s}(k_x)|$, hemos sustituido las Ecs. (6) y (7) en la Ec. (5) y la hemos integrado

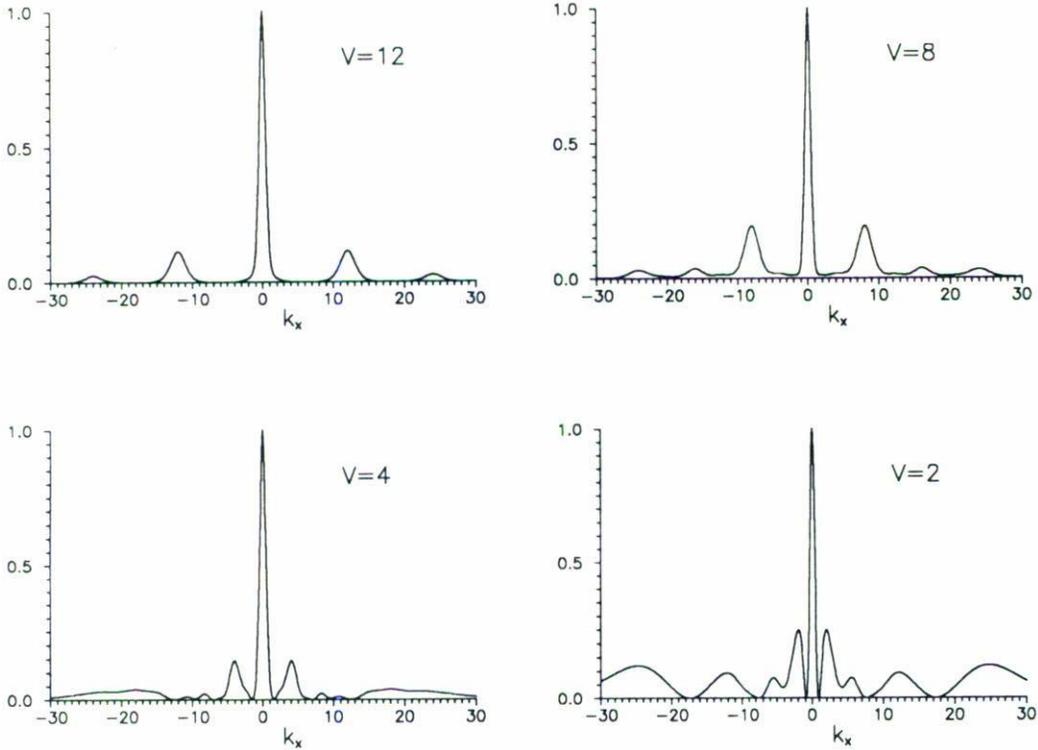


FIGURA 3. Espectro normalizado, $|\tilde{A}_{2s}(k_x)|/|\tilde{A}_{2s}(0)|$, del haz débil difractado por el patrón de colisión de los tres solitones espaciales dado en la Ec. (7) con $a = 1$, $\phi_{21} = \phi_{31} = 0$ y $h = 4/v$. Las curvas (a)-(d) corresponden a los valores decrecientes de v que se indican. Los espectros se calcularon numéricamente mediante la Ec. (5) en el caso en que el haz débil inicial es guiado por el solitón central.

numéricamente para diferentes valores del ángulo de colisión, en el caso especial en que los tres solitones posean inicialmente la misma fase y en el que el haz débil sea enviado por el canal central; es decir, $c_d = v_d = 0$ en la Ec. (4). Los resultados se muestran en la Fig. 3, en donde se observa que para ángulos de colisión grandes el espectro del haz débil consta de cinco componentes bien definidas centradas en las frecuencias $k_x = 0$, $k_x = \pm v$ y $k_x = \pm 2v$. Además, conforme v decrece las componentes individuales se mezclan, hasta el punto de fundirse en una distribución espectral oscilatoria y muy ancha.

Para ángulos de colisión grandes, para los cuales $|\Psi_{\max}| \ll 1$, es posible cuantificar analíticamente la magnitud relativa de las cuatro componentes laterales que aparecen en la Fig. 4a y, por consiguiente, determinar la energía relativa del haz débil que es guiada por cada canal óptico después de su cruce. Puesto que para $\beta|\Psi|$ suficientemente pequeñas, la expansión

$$\begin{aligned}
 T(X) &= \exp(-i\beta\Psi) \approx 1 - i\beta\Psi \\
 &= 1 - 4ih\beta \operatorname{sech}^2(X) \left[\cos^2(vX - \frac{1}{2}\phi_{31}) + a \cos(\phi) \cos(vX - \frac{1}{2}\phi_{31}) + \frac{1}{4}a^2 \right] \quad (8)
 \end{aligned}$$

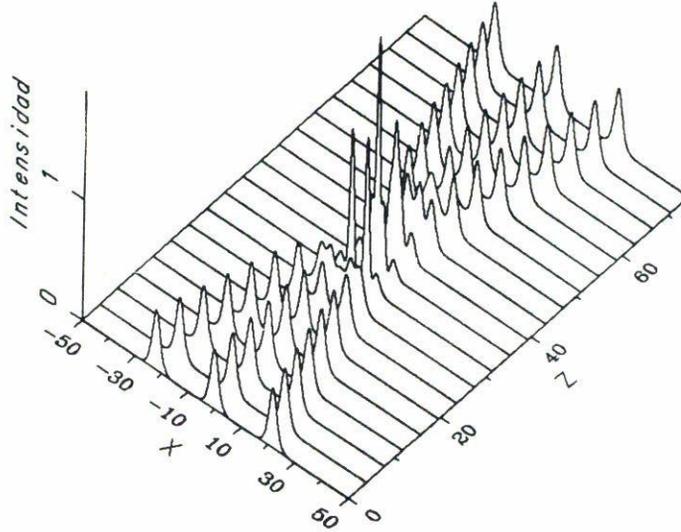


FIGURA 4. Solución numérica de la Ec. (1) bajo la condición inicial de la Ec. (3) mostrando el cruce de las tres guías de onda basadas en solitones espaciales. Los parámetros físicos en la simulación son: $a = 1$, $v = 0.6$, $c = 22$ y $\phi_{21} = \phi_{31} = 0$.

es válida, su sustitución en la Ec. (5) seguida de la integral correspondiente da el resultado

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{2s}(k_x) = & 1 - ih\beta(1 + a^2/2)[1 + (k_x - v_d)^2] \operatorname{sech}[\pi(k_x - v_d)/2] \\ & - (ih\beta/2) \exp(-i\phi_{31}) [1 + (k_x - v_d - 2v)^2] \operatorname{sech}[\pi(k_x - v_d - 2v)/2] \\ & - (ih\beta/2) \exp(i\phi_{31}) [1 + (k_x - v_d + 2v)^2] \operatorname{sech}[\pi(k_x - v_d + 2v)/2] \\ & - iah\beta \cos(\phi) \exp(-i\phi_{31}/2) [1 + (k_x - v_d - v)^2] \operatorname{sech}[\pi(k_x - v_d - v)/2] \\ & - iah\beta \cos(\phi) \exp(i\phi_{31}/2) [1 + (k_x - v_d + v)^2] \operatorname{sech}[\pi(k_x - v_d + v)/2]. \quad (9) \end{aligned}$$

La Ec. (9) establece que el espectro del haz débil difractado por el patrón de colisión de los tres solitones contiene cinco componentes bien separadas en los casos en los que la aproximación dada en la Ec. (8) sea válida. Lo anterior se desprende de que la anchura de cada distribución secante hiperbólica en la Ec. (9) es igual a $2/\pi < 1$ y de que, al mismo tiempo, están centradas en $k_x = v_d$, $k_x = v_d \pm v$, $k_x = v_d \pm 2v$, con $v \gg 1$ para garantizar que $\beta|\Psi| \ll 1$. Nótese que para el caso especial en que $v_d = 0$, los centros de las cinco componentes de la Ec. (9) coinciden con los máximos relativos mostrados en las curvas (a) y (b) de la Fig. 3. La relación de energías del haz débil que quedará guiada por cada canal óptico después de la colisión puede calcularse en estas circunstancias simplemente tomando el cociente de la intensidad espectral a la frecuencia angular de interés y la intensidad espectral a la frecuencia angular inicial $k_x = v_d$. De esta forma,

las energías relativas en los canales centrados en $k_x = v_d \pm v$ y $k_x = v_d \pm 2v$ están dadas, respectivamente, por

$$e_{\pm v} = \frac{h^2 \beta^2 a^2 \cos^2(\phi)}{1 + h^2 \beta^2 (1 + a^2/2)^2} \quad (10)$$

y

$$e_{\pm 2v} = \frac{h^2 \beta^2}{4[1 + h^2 \beta^2 (1 + a^2/2)^2]}, \quad (11)$$

las que establecen un decaimiento lorentziano con respecto a la tangente del ángulo de colisión, puesto que $h \sim 1/v$. La Ec. (9) puede considerarse formalmente como una generalización del caso de uniones ópticas formadas por la colisión de dos solitones brillantes [7]; caso que puede reproducirse cuando $a \rightarrow 0$. Sin embargo, la Ec. (9) posee una característica adicional importante sobre el caso de dos solitones, la cual es la predicción del desvanecimiento de las componentes del espectro del haz débil a las frecuencias espectrales $k_x = v_d \pm v$ cuando las fases relativas entre los solitones satisfagan la relación $\phi = \phi_{21} - (\phi_{31}/2) = \pi/2$. Por tanto, si ϕ cambia de 0 a $\pi/2$, la unión funcionará como un interruptor óptico para el canal inmediato al original. Aunque, por la Ec. (10), la energía que se puede involucrar en este interruptor es pequeña para ángulos de colisión grandes, desde el punto de vista práctico puede resultar atractivo puesto que reduce la longitud total del dispositivo si se compara con uno a ángulos de colisión pequeños.

Para ángulos de colisión en los que la Ec. (8) no es válida la manera en la que el haz débil inicial distribuye su energía entre los tres canales ópticos que emergen de la colisión de los solitones debe calcularse mediante simulaciones numéricas de las Ecs. (1) y (2). En la siguiente sección presentamos la caracterización numérica de esta unión óptica.

3. CARACTERIZACIÓN NUMÉRICA

La colisión de los tres solitones brillantes, así como la evolución del haz débil inicialmente enviado sobre el canal central, han sido simuladas numéricamente mediante técnicas convencionales [11], utilizando una malla de 1024 puntos en el eje transversal X y de hasta 4000 puntos sobre el eje de propagación Z . La Fig. 4 muestra un resultado numérico representativo de la colisión de tres solitones espaciales brillantes. Al inicio, en $Z = 0$, la sección transversal del haz intenso A_1 sigue la Ec. (3) con $a = 1$ y $\phi_{21} = \phi_{31} = 0$. Como se puede apreciar, los solitones iniciales avanzan, colisionan y emergen de ella sin modificar sus perfiles. El solitón central sigue su trayectoria inicial a lo largo del eje Z después de la colisión, mientras que una observación cuidadosa revela que los solitones de los extremos, aunque sus trayectorias siguen formando el mismo ángulo inicial con respecto al eje de propagación, han sufrido un desplazamiento transversal hacia afuera del eje Z , que corresponde al ΔX esquematizado en la Fig. 1. Como se había adelantado en la introducción, todo este comportamiento general de la colisión de los solitones es esperado en virtud de la simetría de la condición inicial empleada. Cuando se varían los parámetros físicos implicados en el proceso, v , β , ϕ_{21} y ϕ_{31} , el patrón de colisión de los tres solitones es cualitativamente semejante al mostrado en la Fig. 4, y sólo

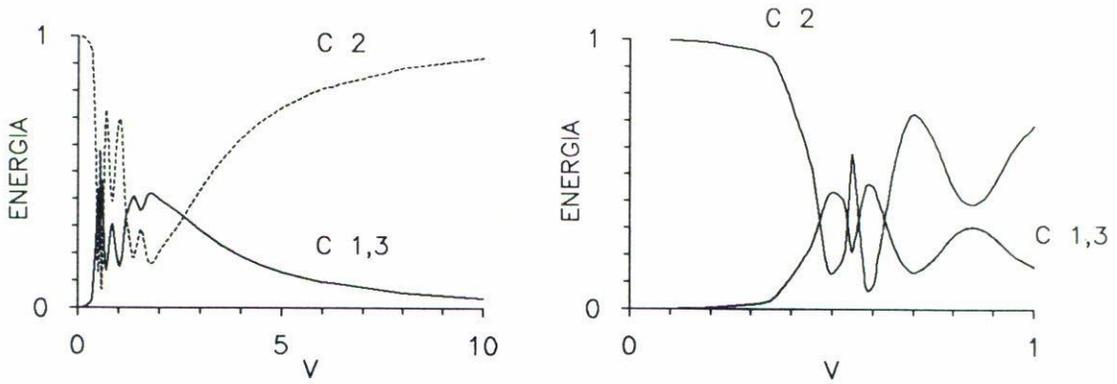


FIGURA 5. (a) Energías relativas guiadas por los tres canales ópticos después de la colisión de los solitones espaciales como función del ángulo de colisión. Los datos fueron obtenidos resolviendo numéricamente las Ecs. (1) y (2) bajo las condiciones iniciales dadas en las Ecs. (3) y (4). Los parámetros físicos fijos son: $r_n r_\lambda = 1$, $\beta = 2$, $a = 1$, $\phi_{21} = \phi_{31} = 0$ y $c_d = v_d = 0$. (b) Detalle de las curvas en (a) en el intervalo $0 < v < 1$.

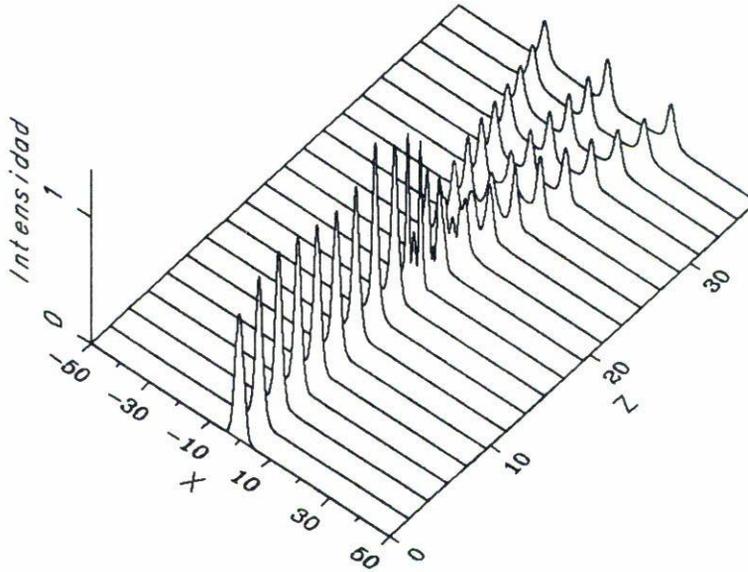


FIGURA 6. División del haz débil inicial en tres partes iguales, demostrando la habilidad de la colisión de solitones para actuar como unión óptica de los porcentajes deseados. Aquí, $v = 1.2$ y los demás parámetros son idénticos a los empleados en la Fig. 5.

cambia la forma específica de la región de cruce de los canales ópticos y la distancia efectiva de propagación, de manera que nos concentraremos en describir la evolución del haz débil cuando es guiado por el solitón central; es decir, cuando $v_d = c_d = 0$ en la Ec. (4).

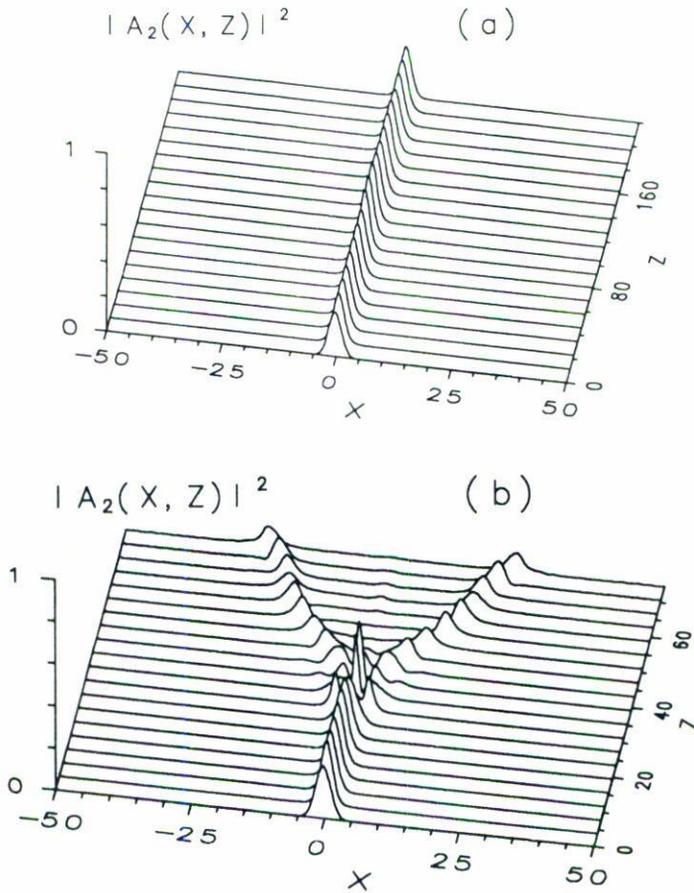


FIGURA 7. Interruptor óptico de luz débil operando en el canal central mediante un cambio en el ángulo de colisión. En (a), $v = 0.2$ produce un "1" lógico en el canal central, mientras que en (b), con $v = 0.59$, el detector en el mismo canal registra un "0" lógico. Los demás parámetros son iguales a los de la Fig. 5.

La energía relativa del haz débil que es guiado por cada canal óptico, conforme el ángulo de colisión de los solitones varía, se muestra en la Fig. 5a, observándose que la energía del haz débil después del cruce puede distribuirse a voluntad variando la separación inicial de los espectros angulares de los solitones de los extremos v . En particular, la Fig. 6 muestra la evolución del haz débil cuando $v = 1.2$, en donde la energía inicial del haz débil es repartido por igual entre los tres canales ópticos. Nótese que las energías en los canales 1 y 3 es siempre idéntica en virtud de la simetría de la unión. Para ángulos de colisión grandes, la Fig. 5a muestra que la energía guiada por los canales 1 y 3 decae en forma aproximada a una lorentziana, hecho que corrobora la predicción de la Ec. (10). Por su parte, para ángulos de colisión pequeños, la energía relativa en cada canal varía rápidamente, razón por la cual se ha añadido en la Fig. 5b un detalle del propio intervalo. En ella se pone en evidencia que un interruptor óptico entre el canal central y los de los extremos puede obtenerse cambiando la velocidad transversal de los solitones de los extremos de $v \approx$

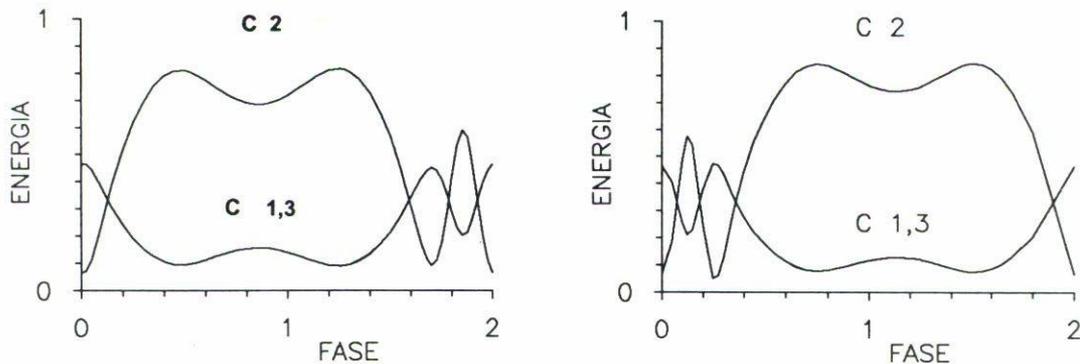


FIGURA 8. Energías relativas confinadas por cada uno de los tres canales ópticos después de la colisión de los solitones espaciales como función de la fases relativa entre ellos: ϕ . Las curvas en (a) corresponden al caso degenerado de las longitudes de onda, $\beta = 2$ con $\nu = 0.59$, mientras que en las de (b) $\beta = 1.9$ con $\nu = 0.51$. Los demás parámetros son idénticos a los de la Fig. 5.

0.2 a $\nu \approx 0.59$. La trayectorias seguidas por el haz débil en estas dos circunstancias se muestran en las Fig. 7a y 7b, respectivamente, en donde la función del interruptor óptico en el canal central es evidente. Este interruptor no tiene análogo práctico en la colisión de dos solitones, puesto que al variar ν el corrimiento transversal de los canales ópticos hace imposible tener fijo un detector, tal como se mostró esquemáticamente en la Fig. 2a.

Aprovechando el mínimo relativo que ocurre para $\nu \approx 0.59$ en la curva de la energía del canal central en la Fig. 5b, es posible construir interruptores ópticos que operen mediante variaciones en las fases relativas entre los solitones. La Fig. 8a ilustra la cantidad de energía en cada canal óptico como función de la fase ϕ_{21} , manteniendo fijos $\nu = 0.59$, $\phi_{31} = 0$ y $\beta = 2$. Aparte de la habilidad para funcionar como una unión óptica controlable, lo más sobresaliente de esta figura es que demuestra que la propiedad de interrupción óptica puede lograrse cambiando simplemente ϕ_{21} de 0 a $\pi/2$, lo que para un detector colocado sobre el canal óptico central representaría pasar de un estado de “no luz” a un estado de “luz”, respectivamente.

Finalmente, debemos hacer notar que las simulaciones que hemos presentado corresponden al caso degenerado en el que la longitud de onda de los haces débil e intenso es la misma; es decir, $\beta = 2\lambda_1/\lambda_2 = 2$. Esta situación no importaría para uniones ópticas que pudieran ser de alguna manera grabadas, como por ejemplo en materiales fotorrefractivos, pero sería impráctica para el desarrollo de interruptores en los que se requiere de un cambio repentino de la unión de las guías de onda basadas en los solitones espaciales. Sin embargo, nuestras simulaciones numéricas muestran que dentro de un intervalo prácticamente aceptable de cocientes entre las longitudes de onda, $0.85 < r_\lambda < 1.15$, las características de la unión permiten la operación de interruptores ópticos, aunque con parámetros diferentes. La Fig. 8b da una prueba de ello, pues muestra las energías relativas en cada canal como función de la fase relativa entre los solitones bajo circunstancias idénticas a las de la

Fig. 8a, a excepción de que $v = 0.51$ y $\beta = 1.9$. Como se observa, el perfil de las curvas ha variado; pero la función del interruptor puede lograrse ahora cambiando ϕ de 0.22π a 0.70π o $3\pi/2$.

4. CONCLUSIONES

Hemos mostrado que una colisión simétrica de tres solitones espaciales brillantes puede actuar como una unión o un interruptor ópticos para un haz que sea guiado por los solitones. Variando el ángulo de la colisión o la fase relativa entre los solitones es posible conseguir una unión con las características deseadas. Como casos especiales de ambos procedimientos se puede conseguir la función de un interruptor óptico que pueden ser la base de futuros arreglos o interruptores lógicos. Finalmente, el cruce de tres canales ópticos que hemos presentado muestra más posibilidades de aplicabilidad que las uniones ópticas basadas en la colisión de dos solitones espaciales, puesto que permite el registro del haz débil en una posición fija y porque permite realizar la función de un interruptor óptico a ángulos de colisión mayores, disminuyendo la distancia práctica necesaria para que los solitones entren al medio no lineal lo suficientemente separados.

AGRADECIMIENTOS

Uno de nosotros, (GETC), agradece al Dr. A. Serrano Pérez-Grovas su hospitalidad en el INAOE. Este trabajo fue apoyado parcialmente por CONACyT, proyecto F388-E.

REFERENCIAS

1. J.P. Gordon, *Opt. Lett.* **8** (1983) 596.
2. W. Zhao and E. Bourkoff, *Opt. Lett.* **14** (1989) 1371.
3. M. Shalaby and A. Barthelemy, *Opt. Lett.* **16** (1991) 1472.
4. M.N. Islam, C.E. Socolich and D.A.B. Miller, *Opt. Lett.* **15** (1990) 909.
5. R. De la Fuente, A. Barthelemy and C. Froehely, *Opt. Lett.* **16** (1991) 793.
6. M. Shalaby and A. Barthelemy, *Opt. Commun.* **94** (1992) 341.
7. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón and V.A. Vysloukh, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1299.
8. C. Desem and P.L. Chu, en *Optical Solitons - Theory and Experiments*, J.R. Taylor, (Ed.) Cambridge University Press, Cambridge (1992) cap 5.
9. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón, M.D. Iturbe-Castillo, G.S. García-Quirino, M. Torres-Cisneros, C. Treviño-Palacios, "Guías de onda generadas por solitones ópticos espaciales", sometido *Rev. Mex. de Fís.* (1993).
10. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego (1989) cap.5.
11. *Ibid.* Cap. 2.
12. A.W. Snyder and J.D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, London (1983) p. 268.