

CAPITULO 6

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A lo largo de este capítulo se presentará la serie de resultados obtenidos, analíticos y procedentes de la simulación. Una cierta parte de los resultados serán comparados con los encontrados en investigaciones pasadas, aunque su gran mayoría serán interpretados físicamente. Durante la investigación se llevaron a cabo diferentes simulaciones para varios parámetros, sin embargo se han puesto los resultados más significativos.

6.1 Una Guía de Onda

Primero supóngase que se tiene un arreglo formado por una guía de onda y cuya ecuación asociada es

$$i \frac{d}{dz} E + \mu |E|^2 E = 0. \quad (6.1.1)$$

Se sabe que $\sum |E_j|^2 = P_0$ por conservación de energía, de lo que se deduce que $|E|^2 = P_0$.

Se puede ver que la solución de la Ec. (6.1.1) es de tipo exponencial imaginaria, dando como resultado

$$E = \sqrt{P_0} e^{iP_0 \mu z}. \quad (6.1.2)$$

Es posible identificar que dentro de la guía viaja un campo eléctrico oscilante y la intensidad luminosa es una constante que esta relacionada de forma directa con $|E|^2$.

Además, el término P_0 en la exponencial determina que la velocidad de fase es una función de la intensidad.

6.2 Arreglo de Dos Guías de Onda Acopladas

Para esta sección se supondrá un arreglo formado por dos guías de onda y cuyas distribuciones del campo eléctrico están descritas por la ENLSD, Ec. (5.4.1.18), y satisfacen las condiciones de frontera $E_3 = E_4 = \dots = 0$ y $E_0 = E_{-1} = \dots = 0$. A continuación se analizarán dos diferentes tipos de muestras. Primero el caso lineal de un par de guías acopladas y en seguida será observado el comportamiento del mismo par bajo el caso no lineal.

6.2.1 Solución analítica en el caso lineal

El caso lineal en un acoplamiento de guías significa que cada canal está compuesto por un dieléctrico con índice de refracción constante y además no posee dependencia con la intensidad de la onda incidente. Las ecuaciones que describen este sistema son

$$i \frac{dE_1}{dz} + CE_2 = 0, \quad (6.2.1.1a)$$

$$i \frac{dE_2}{dz} + CE_1 = 0. \quad (6.2.1.1b)$$

Las soluciones al sistema diferencial anterior son de tipo exponencial y tienen la siguiente forma

$$E_1 = A_1 e^{iCz} + A_2 e^{-iCz}, \quad (6.2.1.2a)$$

$$E_2 = A_1 e^{iCz} - A_2 e^{-iCz}. \quad (6.2.1.2b)$$

La Ec. (6.2.1.2) es la solución general del campo eléctrico que se propaga dentro del par de canales, las cuales quedan descritas en términos de dos constantes desconocidas. Con el fin de clarificar las soluciones generales obtenidas se analizarán una serie de casos específicos.

6.2.1.1 Excitación no equitativa

Primero, se toman las condiciones iniciales $E_1(0) = A_0$ una constante y $E_2(0) = 0$.

Por conservación de energía $A_0 = \sqrt{P_0}$. Así que las soluciones particulares son

$$E_1 = \sqrt{P_0} \cos(Cz), \quad (6.2.1.1.1a)$$

$$E_2 = \sqrt{P_0} \cos(Cz - \pi/2). \quad (6.2.1.1.1b)$$

Por medio de los resultados obtenidos en la Ec. (6.2.1.1.1) se observa que dentro de cada una de las guías de onda el campo oscila a lo largo del eje z y que las soluciones se encuentran desfasadas en $\pi/2$ como lo muestra la Fig. 6.2.1.1.1b. Ya que el sistema no tiene pérdida de energía, la intensidad del campo óptico tunelando de una guía a otra periódicamente.

En ambas gráficas los ejes verticales se encuentran normalizados con A_0 y $|A_0|^2$ respectivamente.

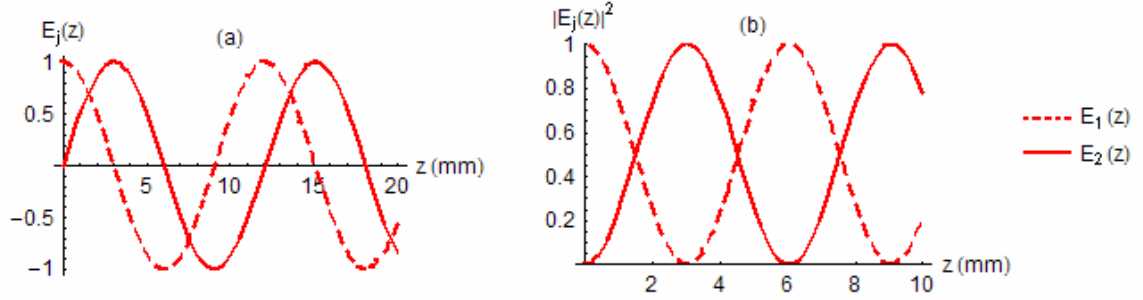


Fig. 6.2.1.1. 1. Excitación no equitativa. $A_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, $C = .52 \text{ mm}^{-1}$. (a) Distribución del campo eléctrico dentro del arreglo e (b) intensidades.

6.2.1.2 Excitación simétrica

Ahora, si se supone $E_1(0) = A_0/2$ y $E_2(0) = A_0/2$ con A_0 una constante, por conservación de energía se sabe que $A_0 = \sqrt{2P_0}$. Entonces las funciones para el campo son

$$E_1 = \frac{\sqrt{2P_0}}{2} e^{iCz}, \quad (6.2.1.2.1a)$$

$$E_2 = \frac{\sqrt{2P_0}}{2} e^{iCz}. \quad (6.2.1.2.1b)$$

En la Ec. (6.2.1.2.1) se puede ver que cada una de las soluciones se encuentran en fase, como lo muestra la Fig. 6.2.1.2.1a, por esta razón se traslapan. También es claro que las intensidades en cada guía permanecen constantes, Fig. 6.2.1.2.1b.

Una vez más por convención se han normalizado los ejes verticales a A_0 y $|A_0|^2$ respectivamente.

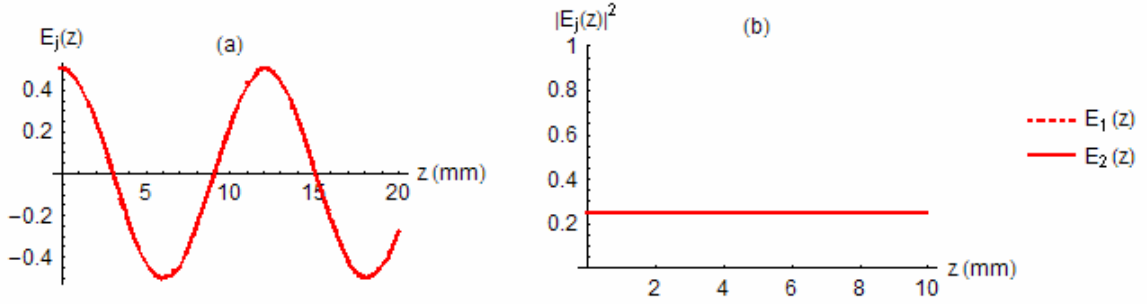


Fig. 6.2.1.2 1. Excitación simétrica. $A_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, $C = .52 \text{ mm}^{-1}$. (a) Distribución de la parte real del campo eléctrico dentro de cada canal e (b) intensidades.

6.2.1.3 Excitación antisimétrica

Ahora se observará el comportamiento bajo el caso de intensidades iniciales antisimétricas del campo eléctrico, es decir, $E_1(0) = A_0/2$ y $E_2(0) = -A_0/2$ con A_0 una constante. De igual manera que en caso anterior $A_0 = \sqrt{2P_0}$, pero las soluciones particulares son

$$E_1 = \frac{\sqrt{2P_0}}{2} e^{-iCz}, \quad (6.2.1.3.1a)$$

$$E_2 = \frac{\sqrt{2P_0}}{2} e^{-i(Cz-\pi)}. \quad (6.2.1.3.1b)$$

En la Ec. (6.2.1.3.1) es posible observar que los campos se encuentran desfasados en π , en la Fig. 6.2.1.3.1a se ejemplifica claramente este fenómeno. Nuevamente las intensidades en cada guía permanecen constantes, Fig. 6.2.1.3.1b. En las siguientes gráficas como en los casos anteriores se han normalizado los ejes verticales.

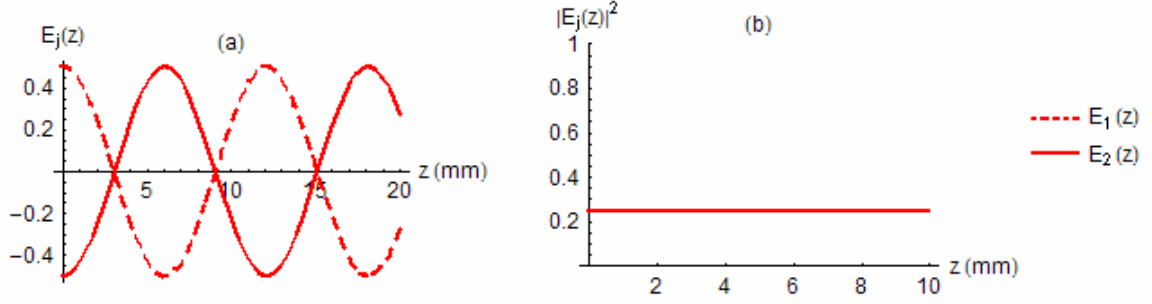


Fig. 6.2.1.3 1. Excitación antisimétrica. $A_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, $C = .52 \text{ mm}^{-1}$. (a) Distribución de la parte real del campo eléctrico dentro de cada guía e (b) intensidades.

6.2.2 Soluciones para el caso no lineal

El caso no lineal surge de la suposición de una muestra formada por dos guías de onda, fabricadas de un dieléctrico que posee una dependencia tipo Kerr entre la intensidad y el índice de refracción. Esta configuración da lugar a un sistema de dos ecuaciones diferenciales acopladas y no lineales. La solución exacta a éste sistema se ha encontrado en investigaciones anteriores [22], y cuyas soluciones quedan en términos de funciones elípticas de Jacobi. Para el caso en donde toda la potencia es inicialmente disparada dentro de una guía de onda, es decir, $E_1(0) = \sqrt{P_0}$ y $E_2(0) = 0$, las ecuaciones para las intensidades del campo óptico son

$$|E_1(z)|^2 = \frac{|E_1(0)|^2}{2} [1 + cn(2Cz | m)] \quad (6.2.2.1a)$$

$$|E_2(z)|^2 = |E_1(0)|^2 - |E_1(z)|^2 \quad (6.2.2.1b)$$

donde $cn(\phi | m)$, es una función de Jacobi, $m = \left(\frac{P_0}{P_c}\right)^2$ y $P_c = \frac{4C}{\mu}$.

recordando que C es el coeficiente de acoplamiento y μ es el parámetro no lineal de cada canal. También es de interés observar el comportamiento del campo óptico bajo diferentes condiciones iniciales. En la siguiente sección se obtendrán soluciones aproximadas para diferentes condiciones iniciales.

6.2.2.1 Solución general vía método de perturbaciones

Para poder determinar soluciones aproximadas del sistema no lineal de guías acopladas se hará uso de un método de solución aproximado llamado *Método de Perturbaciones*. La base de esta técnica es partir de casos sencillos y de soluciones conocidas. Cada uno de los operadores presentes en el sistema diferencial se considera como un efecto o perturbación, de aquí su nombre. Generalmente las no linealidades se consideran pequeñas y esto permite hacer aproximaciones matemáticas válidas.

Primero sabiendo que un cierto sistema físico está descrito por la siguiente ecuación operacional

$$\hat{L}\Psi = 0. \quad (6.2.2.1.1)$$

es posible hacer una descomposición del operador \hat{L} de la siguiente forma

$$\hat{L} = \hat{L}_0 + \gamma \hat{L}_1 + \gamma^2 \hat{L}_2 + \dots + \gamma^n \hat{L}_n, \quad (6.2.2.1.2)$$

donde γ es la variable que determina la magnitud del efecto representado por cada operador \hat{L}_i . De este modo \hat{L} es una suma linealmente independiente con respecto a γ . Si $\gamma \ll 1$, entonces $\gamma^n \rightarrow 0$ rápidamente, lo que significa que las perturbaciones provocadas

por los términos posteriores a \hat{L}_1 pueden ser despreciadas. Adicionalmente a esto se puede suponer que la función de onda Ψ tiene una expansión similar en γ .

$$\Psi = \psi_0 + \gamma \psi_1 + \gamma^2 \psi_2 + \dots + \gamma^n \psi_n. \quad (6.2.2.1.3)$$

Haciendo la misma aproximación al despreciar los términos posteriores a ψ_1 y sustituyendo ambas ecuaciones en la Ec. (6.2.2.1.1) se llega a

$$\hat{L}_0 \psi_0 + \gamma (\hat{L}_1 \psi_0 + \hat{L}_0 \psi_1) \cong 0, \quad (6.2.2.1.4)$$

que nos permite hacer una estimación de la solución Ψ . De la relación anterior se sabe que la ecuación (6.2.2.1.1) se aproxima mediante el siguiente sistema de ecuaciones, el cual queda en función de una solución lineal conocida

$$\hat{L}_0 \psi_0 = 0, \quad (6.2.2.1.5a)$$

$$\hat{L}_0 \psi_1 + \hat{L}_1 \psi_0 = 0. \quad (6.2.2.1.5b)$$

Una vez definida esta herramienta matemática se retoma el caso no lineal de un par de guías de onda acopladas. Para simplificar la notación de los índices en esta sección se hará $x = E_1(z)$ y $y = E_2(z)$. Así que las ecuaciones usadas son

$$i \frac{dx}{dz} + Cy + \mu |x|^2 x = 0, \quad (6.2.2.1.6a)$$

$$i \frac{dy}{dz} + Cx + \mu |y|^2 y = 0, \quad (6.2.2.1.6b)$$

con $\mu \ll 1$ e intensidades del campo eléctrico bajas. Basados en la Ec. (6.2.2.1.3), las ecuaciones para $x(z)$ y $y(z)$ se pueden escribir como sigue

$$x = x_0 + \mu x_1, \quad (6.2.2.1.7a)$$

$$y = y_0 + \mu y_1. \quad (6.2.2.1.7b)$$

Por lo tanto sustituyendo estas relaciones en la Ec. (6.2.2.1.6) se consigue llegar a

$$i \frac{dx_0}{dz} + Cy_0 + \mu \left[i \frac{dx_1}{dz} + Cy_1 + |x_0|^2 x_0 \right] + \mu^2 \left[x_0^2 x_1^* + 2x_1 |x_0|^2 \right] \cong 0, \quad (6.2.2.1.8a)$$

$$i \frac{dy_0}{dz} + Cx_0 + \mu \left[i \frac{dy_1}{dz} + Cx_1 + |y_0|^2 y_0 \right] + \mu^2 \left[y_0^2 y_1^* + 2y_1 |y_0|^2 \right] \cong 0. \quad (6.2.2.1.8b)$$

en donde los términos μ^3, μ^4, \dots han sido despreciados por ser muy cercanos a cero. Como buena aproximación es posible despreciar el último término, entonces la Ec. (6.2.2.1.6) se lee como sigue

$$i \frac{dx_0}{dz} + Cy_0 + \mu \left[i \frac{dx_1}{dz} + Cy_1 + |x_0|^2 x_0 \right] = 0, \quad (6.2.2.1.9a)$$

$$i \frac{dy_0}{dz} + Cx_0 + \mu \left[i \frac{dy_1}{dz} + Cx_1 + |y_0|^2 y_0 \right] = 0. \quad (6.2.2.1.9b)$$

Como el sistema presenta una independencia lineal con respecto a μ , la Ec. (6.2.2.1.9) se puede reescribir como un sistema de ecuaciones diferenciales 4X4 y cuya solución se basa un caso lineal conocido.

$$i \frac{dx_0}{dz} + Cy_0 = 0, \quad (6.2.2.1.10a)$$

$$i \frac{dy_0}{dz} + Cx_0 = 0, \quad (6.2.2.1.10b)$$

$$i \frac{dx_1}{dz} + Cy_1 + |x_0|^2 x_0 = 0, \quad (6.2.2.1.11a)$$

$$i \frac{dy_1}{dz} + Cx_1 + |y_0|^2 y_0 = 0. \quad (6.2.2.1.11b)$$

Como se vio en la sección anterior la solución a la Ec. (6.2.2.1.10) es de la siguiente forma

$$x_0(z) = A_1 e^{iCz} + A_2 e^{-iCz}, \quad (6.2.2.1.12a)$$

$$y_0(z) = A_1 e^{iCz} - A_2 e^{-iCz}. \quad (6.2.2.1.12b)$$

que representa un caso base conocido. Sustituyendo la Ec. (6.2.2.1.12) en Ec. (6.2.2.1.11) se obtiene

$$i \frac{dx_1}{dz} + Cy_1 + f_1(z) = 0, \quad (6.2.2.1.13a)$$

$$i \frac{dy_1}{dz} + Cx_1 + f_2(z) = 0, \quad (6.2.2.1.13b)$$

donde cada una de las funciones se escriben como

$$f_1(z) = A_1^3 e^{iCz} + 2A_1^2 A_2 e^{-iCz} + A_1^2 A_2 e^{i3Cz} + 2A_1 A_2^2 e^{iCz} + A_1 A_2^2 e^{-i3Cz} + A_2^3 e^{-iCz}, \quad (6.2.2.1.14a)$$

$$f_2(z) = A_1^3 e^{iCz} - 2A_1^2 A_2 e^{-iCz} - A_1^2 A_2 e^{i3Cz} + 2A_1 A_2^2 e^{iCz} + A_1 A_2^2 e^{-i3Cz} - A_2^3 e^{-iCz}. \quad (6.2.2.1.14b)$$

Resolviendo éste par de ecuaciones, Ec. (6.2.2.1.13), se obtienen las soluciones generales siguientes

$$\begin{aligned} x_1(z) = & C_1 \cos(Cz) + iC_2 \sin(Cz) \\ & - \frac{1}{4} \sin(Cz) \left[4A_1^3 Cz - A_1^2 A_2 [8Cz - i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] \right. \\ & \left. + A_1 A_2^2 [8Cz + i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] - 4Cz A_2^3 \right] \\ & + i \frac{1}{4} \cos(Cz) \left[4A_1^3 Cz + A_1^2 A_2 [8Cz - i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] \right. \\ & \left. + A_1 A_2^2 [8Cz + i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] + 4Cz A_2^3 \right], \end{aligned} \quad (6.2.2.1.15a)$$

$$\begin{aligned}
y_1(z) = & C_2 \cos(Cz) + iC_1 \sin(Cz) \\
& + i \frac{1}{4} \cos(Cz) \left[4A_1^3 Cz - A_1^2 A_2 [8Cz - i \cos(4Cz) + \sin(Cz)] \right. \\
& \left. + A_1 A_2^2 [8Cz + i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] - 4Cz A_2^3 \right] \\
& - \frac{1}{4} \sin(Cz) \left[4A_1^3 Cz + A_1^2 A_2 [8Cz - i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] \right. \\
& \left. + A_1 A_2^2 [8Cz + i \cos(4Cz) + \sin(4Cz)] + 4Cz A_2^3 \right] .
\end{aligned} \tag{6.2.2.1.15b}$$

Finalmente, sumando la Ec. (6.2.2.1.12) y Ec. (6.2.2.1.15) se conforman las soluciones aproximadas para el sistema de ecuaciones original. Es posible observar que el sistema de ecuaciones anterior queda en término de cuatro constantes. Las cuatro constantes se determinan mediante cuatro condiciones iniciales y resolver un caso particular.

6.2.2.2 Excitación no equitativa

Para éste primer caso se toma el siguiente par de condiciones iniciales $x_0(0) = A_0$ y $y_0(0) = 0$, de donde es posible deducir que $A_1 = A_2 = A_0 / 2$. De este modo el sistema descrito en la Ec. (6.2.2.1.7) toma la siguiente forma

$$\begin{aligned}
x(z) = & A_0 \cos(Cz) + \mu [C_1 \cos(Cz) + iC_2 \sin(Cz)] \\
& + i \frac{1}{16} \mu A_0^3 [12Cz \cos(Cz) + \sin(3Cz)] ,
\end{aligned} \tag{6.2.2.2.1a}$$

$$\begin{aligned}
y(z) = & iA_0 \sin(Cz) + \mu [C_2 \cos(Cz) + iC_1 \sin(Cz)] \\
& + \frac{1}{16} \mu A_0^3 [12Cz \sin(Cz) + \cos(3Cz)] .
\end{aligned} \tag{6.2.2.2.1b}$$

Para determinar los valores de las constantes C_2 y C_1 debe ser tomado en cuenta el hecho de que $x(z)$ y $y(z)$ deben satisfacer las mismas condiciones iniciales, es decir, $x(0) = A_0$ y $y(0) = 0$. Por consiguiente obtenemos que $C_1 = 0$ y $C_2 = A_0^3 / 16$. Finalmente, las funciones aproximadas del campo dentro de cada una de las guías de onda, para este caso particular son

$$x(z) = A_0 \cos(Cz) + i\mu A_0^3 \left[\frac{1}{8} \cos(Cz) \sin(2Cz) + \frac{3}{4} Cz \cos(Cz) \right], \quad (6.2.2.2a)$$

$$y(z) = iA_0 \sin(Cz) + \mu A_0^3 \left[\frac{1}{8} \sin(Cz) \sin(2Cz) - \frac{3}{4} Cz \sin(Cz) \right], \quad (6.2.2.2b)$$

las cuales quedan en función de los parámetros μ y C . Es posible notar que cuando el parámetro no lineal μ es cero, retomamos las soluciones halladas para el caso lineal. La Fig. 6.2.2.2.1 muestra la distribución de intensidades dentro de cada canal.

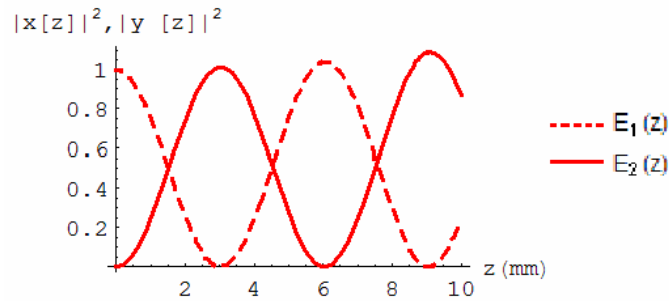


Fig. 6.2.2.2. 1. Excitación no equitativa. Distribución de intensidades por aproximación.

$$A_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}, \quad C = .52 \text{ mm}^{-1} \text{ y } \mu = 3.35 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}.$$

6.2.2.3 Excitación simétrica

Para esta parte se suponen las siguientes condiciones iniciales $x_0(0) = A_0 / \sqrt{2}$ y $y_0(0) = A_0 / \sqrt{2}$, de donde se puede deducir que $A_1 = A_0 / \sqrt{2}$ y $A_2 = 0$. Así, el sistema mostrado en la Ec. (6.2.2.1.7) queda descrito como

$$x(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{iCz} + \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{i(Cz+\pi/2)} + \mu [C_1 \cos(Cz) + iC_2 \sin(Cz)], \quad (6.2.2.3.1a)$$

$$y(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{iCz} + \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{i(Cz+\pi/2)} + \mu [C_2 \cos(Cz) + iC_1 \sin(Cz)]. \quad (6.2.2.3.1b)$$

De igual forma que en el caso anterior, $x(z)$ y $y(z)$ deben satisfacer las mismas condiciones iniciales. Así se determinan los valores para C_1 y C_2 que son $C_1 = 0$ y $C_2 = 0$. De este modo las funciones aproximadas del campo son

$$x(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{iCz} + \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{i(Cz+\pi/2)}, \quad (6.2.2.3.2a)$$

$$y(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{iCz} + \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{i(Cz+\pi/2)}. \quad (6.2.2.3.2b)$$

De la Ec. (6.2.2.3.2) se percibe que cuando μ es de valor cero, se obtiene el caso lineal descrito por la Ec. (6.2.1.2.1). En la Ec. (6.2.2.3.2) ambas distribuciones del campo son iguales haciendo evidente que los campos se encuentran en fase. La intensidad en cada uno de los canales permanece constante como lo presenta la Fig. 6.2.2.3.1.

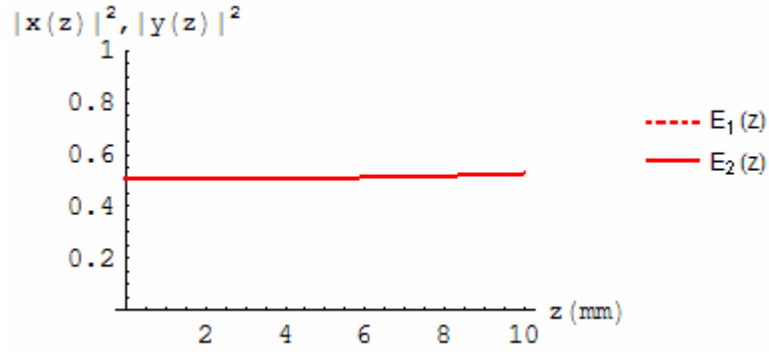


Fig. 6.2.2.3. 1. Excitación simétrica. Distribuciones aproximadas de intensidades. $A_0 = 5 \text{ V}$

$$\text{mm}^{-1}, C = .52 \text{ mm}^{-1} \text{ y } \mu = 3.35 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}.$$

6.2.2.4 Excitación antisimétrica

Para esta parte se toma el siguiente par de condiciones iniciales $x_0(0) = A_0 / \sqrt{2}$ y $y_0(0) = -A_0 / \sqrt{2}$, de lo que se obtienen $A_1 = 0$ y $A_2 = A_0 / \sqrt{2}$. De este modo el sistema descrito en la Ec. (6.2.2.1.7) queda de la siguiente forma

$$x(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-icz} + \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{-i(Cz-\pi/2)} + \mu [C_1 \cos(Cz) + iC_2 \sin(Cz)], \quad (6.2.2.4.1a)$$

$$y(z) = -\frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-icz} - \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{-i(Cz-\pi/2)} + \mu [C_2 \cos(Cz) + iC_1 \sin(Cz)]. \quad (6.2.2.4.1b)$$

Considerando que $x(z)$ y $y(z)$ deben satisfacer las mismas condiciones iniciales, es posible determinar que $C_1 = 0$ y $C_2 = 0$. Así, las funciones aproximadas del campo son

$$x(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-iCz} + \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{-i(Cz-\pi/2)}, \quad (6.2.2.4.2a)$$

$$y(z) = -\frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-iCz} - \frac{A_0^3}{2\sqrt{2}} \mu C z e^{-i(Cz-\pi/2)}. \quad (6.2.2.4.2b)$$

En la Ec. (6.2.2.4.2) si μ es cero, una vez más se retoma es caso lineal hallado anteriormente, Ec (6.2.1.3.1). En éste caso las distribuciones del campo son opuestas, mostrando así un desfase de π . Sin embargo, en términos de intensidad, en cada guía de onda es una constante, Fig. 6.2.2.4.1.

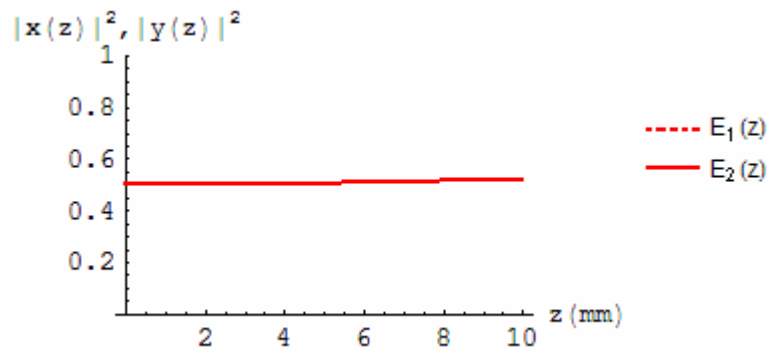


Fig. 6.2.2.4. 1. Excitación antisimétrica. Distribución de intensidades por aproximación.

$$A_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}, C = .52 \text{ mm}^{-1} \text{ y } \mu = 3.35 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}.$$

En los tres casos el eje vertical fue normalizado con respecto a $|A_0|^2$ con la finalidad de simplificar la escala. Cada escenario coincide de forma exacta con las soluciones lineales cuando la no linealidad desaparece. A pesar de aparecer en las soluciones un término no lineal, las graficas obtenidas se asemejan a los casos lineales anteriores. Esto ocurre debido a que μ es de valor pequeño, además de que la intensidad inicial es baja.

Cabe recalcar que las soluciones obtenidas son validas solo para distancias de propagación pequeñas.

6.2.2.5 Soluciones numéricas

Para comprobar la validez y exactitud del programa computacional es necesario comparar las soluciones que se obtienen con las condiciones iniciales anteriormente. Los resultados se muestran a continuación como una simulación de la muestra.

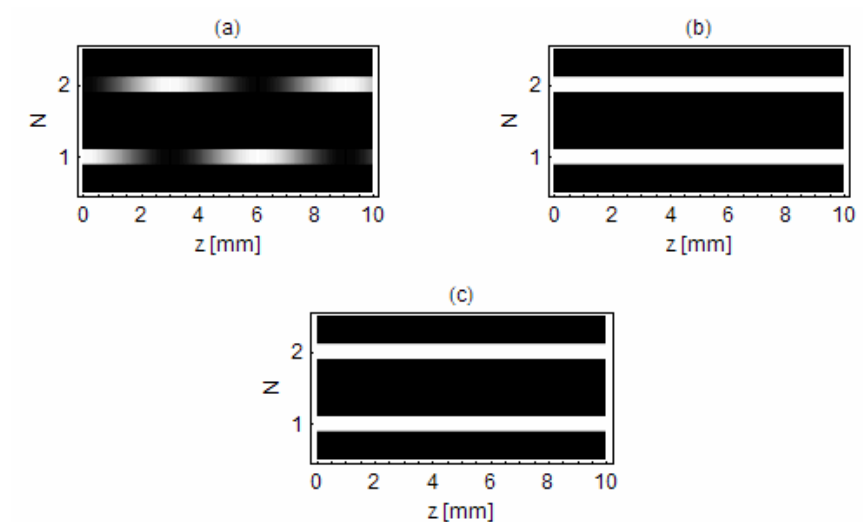


Fig. 6.2.2.5. 1. Simulaciones de la muestra. Comportamiento de la luz dentro del arreglo con $A_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, $C = .52 \text{ mm}^{-1}$ y $\mu = 3.35 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}$. (a) Excitación no equitativa, (b) excitación simétrica y (c) excitación antisimétrica.

6.3 Arreglo de $N \geq 50$ Guías de Onda Acopladas

La ENLSD describe el comportamiento del campo dentro de un AGOA, sin embargo dentro de las consideraciones hechas para llegar a este modelo la más importante es suponer que $N \rightarrow \infty$. El hecho de que N sea grande define que el grosor total de la muestra sea mayor que el ancho de cada una. De este modo la aproximación de la segunda derivada en la dirección transversal es válida.

Para esta parte de la investigación se requiere de métodos numéricos para resolver sistemas de ecuaciones diferenciales de gran tamaño. Como ya se mencionó anteriormente el programa está basado en el método de Runge-Kutta de cuarto orden (RK4), el cual se define en términos generales a continuación.

En simulación numérica, RK4 es una de las mejores herramientas usadas en la aproximación de soluciones para ecuaciones diferenciales ordinarias. Fue desarrollado alrededor de 1900 por los matemáticos alemanes C. Runge y M. W. Kutta. Para su aplicación son necesarias dos condiciones fundamentales. Dada una función y dependiente de una cierta variable, su derivada se puede escribir como una función de la variable y de ella misma, es decir,

$$\frac{d}{dz} y(z) = f(y, z), \quad (6.3.1)$$

además, se conoce el valor inicial de la función $y(z_0) = y_0$. Esto conlleva a la necesidad de dividir la variable de propagación, para este caso z , en pequeños saltos de longitud δz , lo que matemáticamente se escribe como $z_j = z_{j-1} + \delta z$. Para obtener el valor de la función

en un cierto punto z_{j+1} , debe hacerse uso de una función de recursividad definida como sigue

$$y_{j+1} = y_j + \frac{\delta z}{6}(k_{1,j} + 2k_{2,j} + 2k_{3,j} + k_{4,j}), \quad (6.3.2)$$

donde cada una de las variables $k_{i,j}$ es el coeficiente relacionado con la pendiente en un cierto punto. Los coeficientes están definidos como

$$k_{1,j} = f(z_j, y_j), \quad (6.3.3)$$

$$k_{2,j} = f\left(z_j + \frac{\delta z}{2}, y_j + \frac{\delta z}{2}k_{1,j}\right), \quad (6.3.4)$$

$$k_{3,j} = f\left(z_j + \frac{\delta z}{2}, y_j + \frac{\delta z}{2}k_{2,j}\right), \quad (6.3.5)$$

$$k_{4,j} = f(z_j + \delta z, y_j + \delta z k_{3,j}) \quad (6.3.6)$$

De esta manera el valor y_{j+1} esta determinado por su antecesor y_j y del producto del ancho del intervalo δz con la pendiente estimada. El coeficiente $k_{1,j}$ es la pendiente en el inicio del intervalo. $k_{2,j}$ es la pendiente en la mitad del intervalo usando $k_{1,j}$ para determinar el valor $y(z_j + \delta z/2)$ a partir del método de Euler. $k_{3,j}$ es nuevamente la pendiente en el punto medio pero ahora usando $k_{2,j}$ para hallar el valor de y . Y finalmente, $k_{4,j}$ es el valor de la pendiente al final del arreglo pero usando $k_{3,j}$ para determinar el valor de y . Cuando las cuatro pendientes anteriores son promediadas, una mayor precisión es dada a la pendiente en el punto medio, siendo esta

$$\frac{(k_{1,j} + 2k_{2,j} + 2k_{3,j} + k_{4,j})}{6}. \quad (6.3.7)$$

El error estimado por cada paso es del orden de $(\delta z)^5$, mientras que el error total acumulado es del orden de $(\delta z)^4$ [16].

Además del error proporcionado por el método cabe señalar ciertas consideraciones y simplificaciones hechas por el programa lo cual aumenta o arroja posibles errores en los resultados. Primeramente, el programa admite como máximo 2 haces iniciales para radiar la muestra y cuyas longitudes de onda son iguales. Además, el programa desprecia aquellos valores del campo que estén por debajo de un cierto valor, variable en principio, pero fijado para los experimentos posteriores en 0.001. Otro punto fundamental es recalcar, como se mencionó anteriormente, que la distribución del campo dentro de cada guía no es de interés particular, así que es caracterizada con el valor del campo en el centro de cada guía de onda. Por último, para determinar la distribución de salida se obtiene una grafica discreta de los valores y el programa obtiene una función de interpolación con dichos valores con el único fin de poder ser comparada con la distribución de entrada. Es importante tener en cuenta que esta función de interpolación puede presentar anomalías o errores considerables, como por ejemplo valores negativos de la intensidad, pero estos errores se pueden despreciar bajo la consideración de que solo es una aproximación con fines comparativos. Para mayor claridad cada sección del programa es explicada en el Apéndice A con un poco de mayor detalle.

Para las simulaciones sucesivas a continuación se definen la serie de parámetros que serán usados:

1. En cada simulación el arreglo estará formado por un número de elementos mayor a 50.
2. El ancho de cada guía de onda es de 4 μm .

3. La separación entre guías adyacentes es de $7 \mu\text{m}$.
4. Con estos valores la separación entre centros de guías próximas es $D = 11 \mu\text{m}$.
5. El valor del coeficiente de acoplamiento es $C = 0.52 \text{ mm}^{-1}$.
6. La longitud de onda usada para irradiar la muestra es $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$, con polarización TM.
7. El parámetro no linealidad determinado para esta longitud de onda incidente es $\mu = 3.35 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}$.
8. El perfil del campo eléctrico incidente es de tipo Gaussiana sobre el eje x definido por:

$$E_j = E_0 e^{-\left(\frac{m-j}{W_0/D}\right)^2} e^{-i\phi j}$$

Donde E_0 es el valor pico de la distribución, m es la guía central con respecto al haz incidente, D la distancia entre los centros de dos guías próximas, W_0 define el ancho de la distribución y ϕ la diferencia de fase inicial entre guías adyacentes.

6.3.1 Excitación de una y dos guías

El estudio comienza en la excitación de un solo canal de la muestra, lo que significa un haz altamente enfocado. A continuación se hace uso de uno o dos haces con $W_0 = 2 \mu\text{m}$, de modo que solo una guía sea excitada. Se simula un arreglo de 51 guías de onda, lo que significa una muestra con grosor de $554 \mu\text{m}$ y longitud de 20 mm .

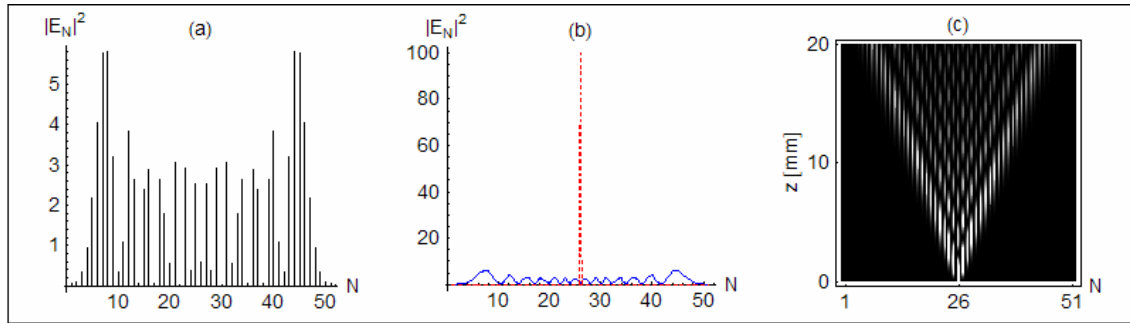


Fig. 6.3.1. 1. Excitación de guía central. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 2 \mu\text{m}.$$

Como primer caso, se observará la propagación de la luz cuando es excitada la guía central. Para valores del campo pequeños, la distribución de intensidades muestra un fenómeno que difiere claramente del caso continuo. La mayor parte de la energía es concentrada en dos lóbulos en los extremos de la muestra, mientras que en un medio continuo la mayoría se agrupa en la parte central. Además, el fenómeno mas evidente es la discretización de dichas distribuciones, la cual es más claramente observable en la parte central. La Fig. 6.3.1.1 presenta la distribución de intensidades.

El siguiente paso es excitar un elemento de la frontera, en este caso la guía numero 1. Es importante recordar la condición de que el campo eléctrico fuera del arreglo es cero por definición, es decir, se satisfacen las condiciones de frontera $E_0 = E_{-1} = \dots = 0$ y $E_N = E_{N+1} = \dots = 0$. Por esta razón el campo óptico viaja hacia la derecha del arreglo. La difracción discreta también se hace presente, aunque un poco diferente.

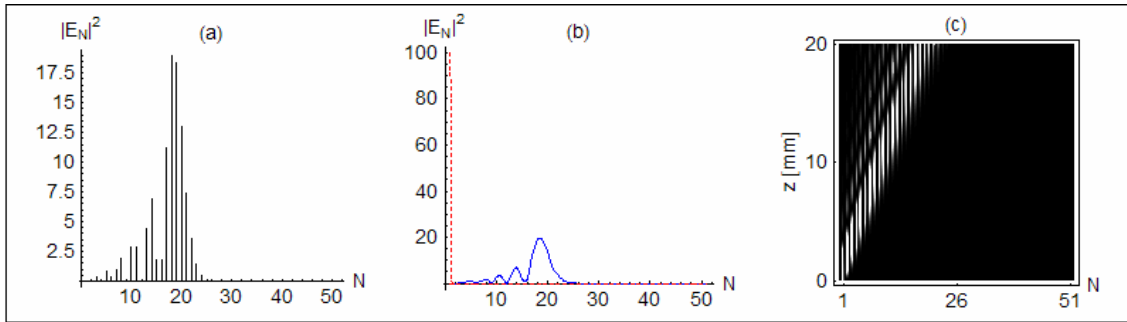


Fig. 6.3.1. 2. Excitación de una guía en la frontera. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = 0$, $W_0 = 2 \mu\text{m}$.

Se genera un rayo principal que se desplaza en forma diagonal, de mayor intensidad al anterior. La Fig. 6.3.1.2 ejemplifica de manera clara el fenómeno cuya distribución de los máximos de intensidad se hace de menor a mayor, caso contrario a lo ocurrido en un medio continuo.

Al excitar la guía número 7, en la Fig. 6.3.1.3c se muestra un fenómeno muy interesante. En un principio el modelo plantea que la muestra es un material no disipativo y no absorbente. De tal modo que la energía debe ser conservada dentro del arreglo y la frontera funciona como un espejo cien por ciento reflejante. En adición, las escalas en la Fig. 6.3.1.3c difieren en tres órdenes de magnitud, lo que nos lleva a ver claramente que bajo estas condiciones los ángulos de inclinación de la luz dentro de la muestra son extremadamente pequeños con respecto al eje z , dando como resultado, reflexión interna total.

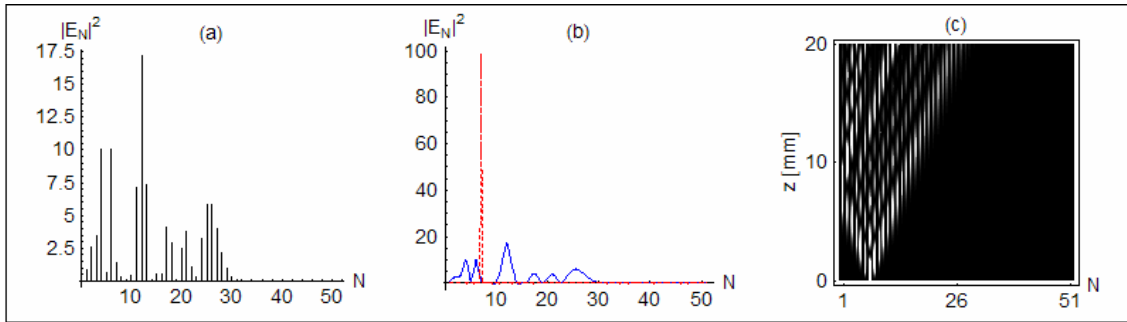


Fig. 6.3.1. 3. Reflexión interna total. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 2 \mu\text{m}.$$

Ahora, fijando una vez mas el haz en la posición central, se aumenta la intensidad pico del campo. Con forme la intensidad aumenta el índice de refracción varía. El índice de refracción es mayor en los lugares con mayor intensidad y viceversa, provocando que sea mayor en la parte central del arreglo. La luz se dirige a los sitios en donde el índice es mayor ocasionando que este aumente más.

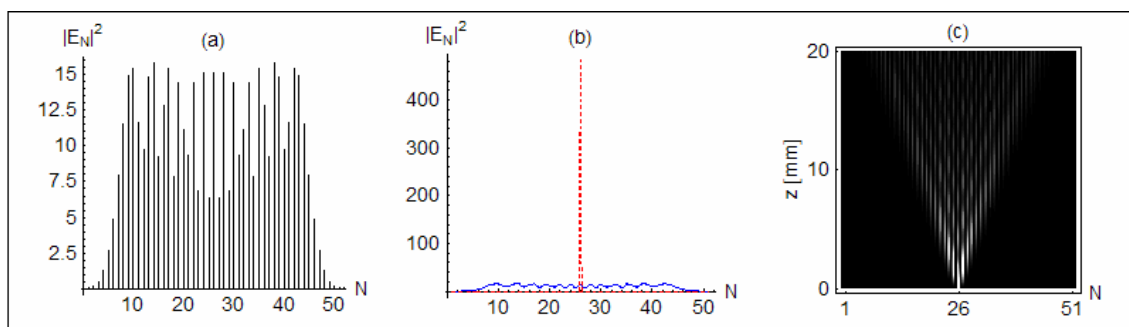


Fig. 6.3.1. 4. Ensanchamiento de la distribución de salida. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 22 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 2 \mu\text{m}.$

A este fenómeno se le conoce como auto-enfocamiento lo que permite disminuir la difracción aumentando la potencia inicial. Los perfiles de salida comienzan a tener formas similares a la distribución de entrada. Comparando la Fig. 6.3.1.4 y 6.3.1.5 es posible ver un adelgazamiento de las distribuciones de salida y la disminución de la difracción discreta.

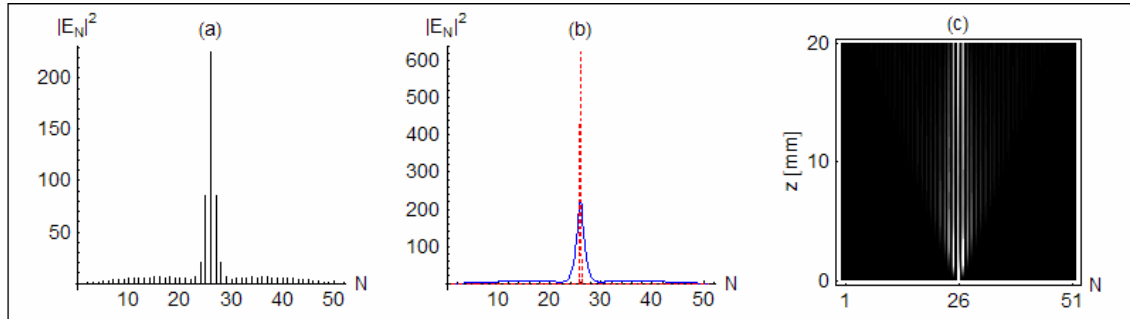


Fig. 6.3.1. 5. Ensanchamiento de la distribución de salida. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 25 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = 0$, $W_0 = 2 \mu\text{m}$.

En el momento cuando la intensidad es lo suficientemente grande el índice de refracción se altera y la energía del arreglo es confinada a un par canales en el centro. Se da lugar a la formación de un solitón, Fig. 6.3.1.6c, aunque un poco inestable en un principio con forme la distancia aumenta adquiere estabilidad. En la Fig. 6.3.1.6b es posible distinguir que el resto de la energía se encuentra acumulada en los extremos, lo que nos hace deducir que la difracción no desaparece totalmente.

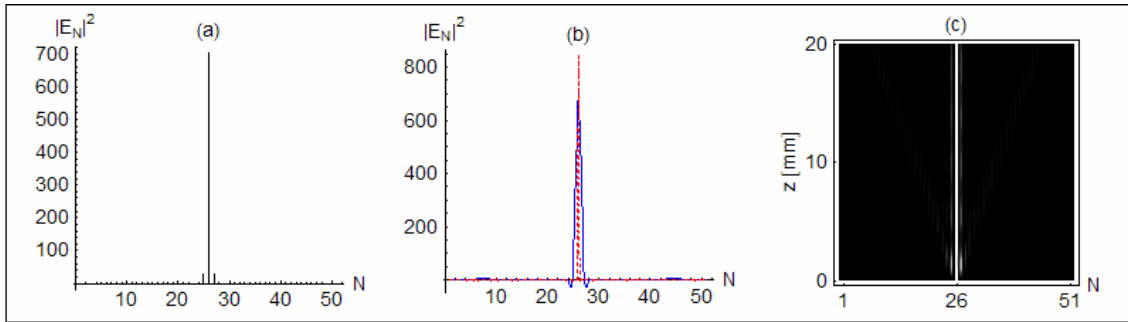


Fig. 6.3.1. 6. Generación de un solitón. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 29 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 2 \mu\text{m}.$$

Ahora, irradiando la muestra con dos haces de parámetros idénticos se observa su interacción. Con el fin de poder observar los fenómenos de interacción, se alargará la muestra a 30 mm. La intensidad pico del campo es fijada y observaremos el comportamiento de los haces cambiando los signos del valor del campo eléctrico.

En el caso donde ambos poseen valores positivos del campo eléctrico (en fase), dentro del material las intensidades se mezclan dando origen a un patrón de interferencia, Fig. 6.3.1.7. Una sucesión de máximos y mínimos discretos aparecen, distanciados aproximadamente en 11 guías.

Cuando los haces tienen un valor igual del campo eléctrico pero de signos opuestos, se obtiene un patrón de interferencia similar. La Fig. 6.3.1.8 se invierte con respecto al gráfico anterior, ya que los máximos se convierten en mínimos y viceversa. Esto surge como consecuencia del desfase entre los rayos de entrada. Nuevamente la separación entre mínimos adyacentes es de aproximadamente 11 canales.

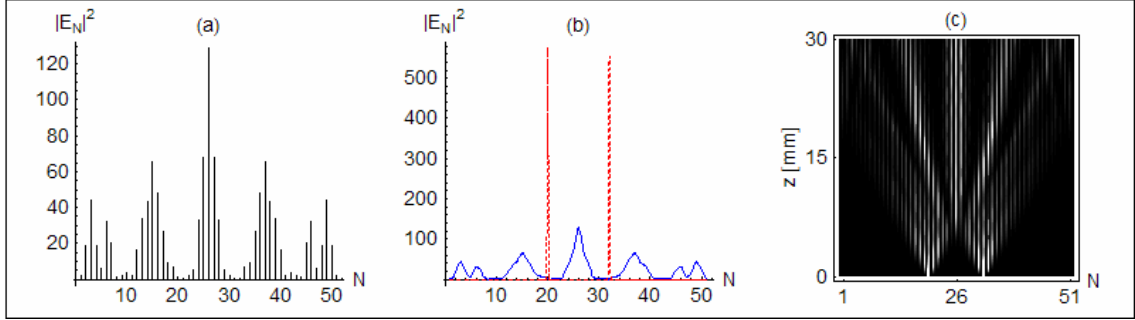


Fig. 6.3.1. 7. Interferencia en fase. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = +24 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 2 \mu\text{m}.$$

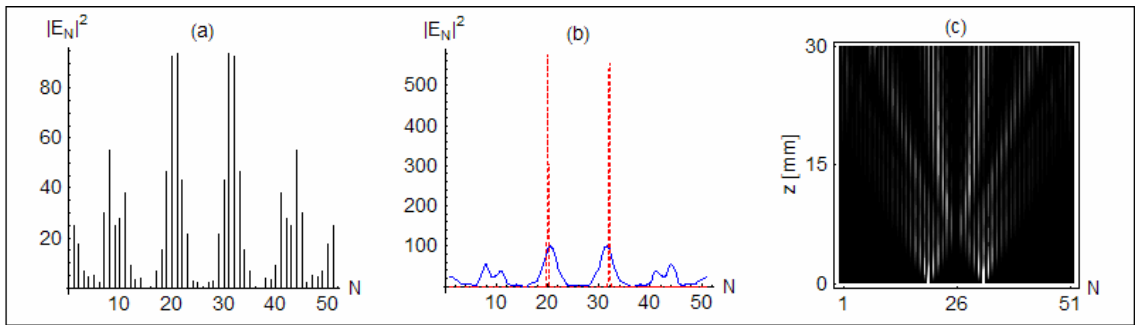


Fig. 6.3.1. 8. Interferencia en desfase. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = -24 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 2 \mu\text{m}.$$

Aumentando la potencia en cada uno de los rayos, la interferencia comienza a disminuir como resultado del auto-enfocamiento que sufre cada uno. Cuando la energía es lo suficientemente alta, cada uno exhibe un comportamiento de tipo solitón similar a la Fig. 6.3.1.6 e independiente uno del otro.

6.3.2 Excitación de la muestra en varios canales.

Es cierto que es posible enfocar un láser en áreas muy pequeñas, sin embargo normalmente la luz en un láser se distribuye en forma de una campana de Gauss de mayor anchura, así que en esta parte se toma el ancho W_0 para valores más altos. La muestra esta formada por 51 elementos, teniendo un grosor de $554 \mu\text{m}$ y una longitud de 30 mm. La distribución del campo eléctrico presentada en la parte preliminar de este apartado posee tres parámetros para ser variados: la anchura W_0 , el valor pico del campo E_0 y la fase $\varphi = 0$ (inclinación). La guía central en la muestra será la media en la distribución. En éste apartado será de interés observar el comportamiento del haz dentro del arreglo al variar independientemente cada uno de los parámetros.

Partiremos de una inclinación cero y un valor máximo de intensidad fijo en $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}$, se varia la anchura del haz para observar su dependencia en la formación de solitones en el arreglo. Cuando el haz inicial abarca aproximadamente tres guías, $W_0 = 4 \mu\text{m}$, el comportamiento es similar al mostrado en la primera sección, pues el haz es aún muy delgado.

Las observaciones relevantes se dan cuando el número de guías excitadas es alrededor de 10. La difracción discreta comienza a desaparecer, teniendo un comportamiento un poco más continuo en cada uno de los canales a lo largo de la dirección de propagación, la Fig. 6.3.2.1b ejemplifica éste fenómeno. Dado que un mayor número de componentes son excitados, una mayor cantidad de energía es inyectada en la muestra, lo que modifica en mayor medida el índice de refracción provocando que la luz curve a las partes con mayor energía.

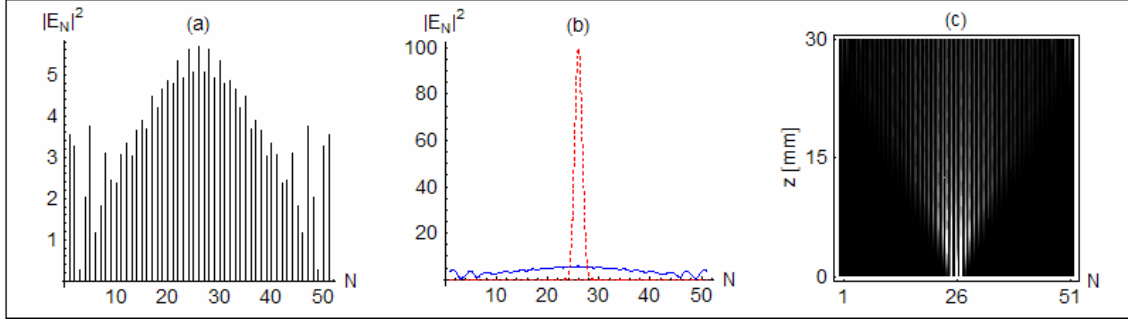


Fig. 6.3.2 1. Reducción de la difracción. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 16 \mu\text{m}.$$

Aumentando aún más el ancho del haz la difracción se compensa en mayor medida. Estos fenómenos se asemejan más a la dispersión en el caso continuo, concentrando la mayoría de la energía en la parte central del arreglo.

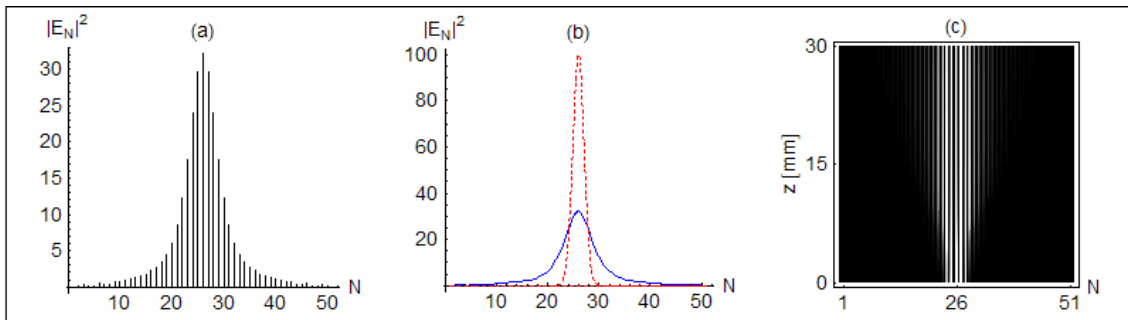


Fig. 6.3.2 2. Reducción de la difracción. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 24 \mu\text{m}.$$

Cuando el haz es lo suficientemente grueso, la energía dentro del medio discreto es alta, provocando que el índice de refracción cambie drásticamente dando origen a una propagación continua e invariante en forma de un solitón discreto como lo presenta la Fig. 6.3.2.3. El fenómeno se presenta como consecuencia de una compensación entre la difracción provocada por la discretización y la no linealidad que cada guía de onda posee.

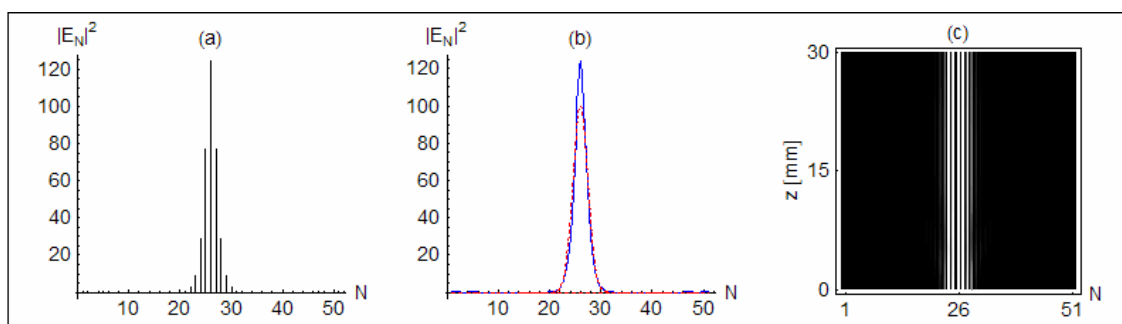


Fig. 6.3.2.3. Solitón discreto. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 32 \mu\text{m}.$$

Siguiendo con el aumento de la anchura podemos observar un suceso muy interesante. El medio de propagación se comporta como una lente, concentrando la luz en una sección transversal considerablemente más angosta como lo muestra la Fig. 6.3.2.4.

En éste fenómeno la variación no lineal del índice de refracción es mayor con respecto a la difracción en el material, generando así un enfocamiento del haz dentro del material. El máximo enfocamiento esta localizado aproximadamente en $z = 8.58 \text{ mm}$ y se concentra el 83.8 % de la energía total administrada.

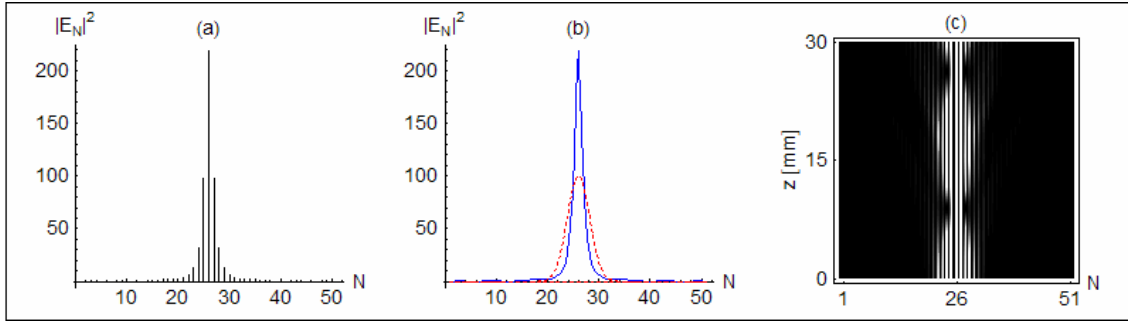


Fig. 6.3.2 4. Concentración del haz. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 48 \mu\text{m}.$$

Ahora fijando el ancho de la distribución en $W_0 = 32 \mu\text{m}$, la fase en cero e iniciando con una intensidad máxima del campo $E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, se analiza el perfil de salida y su dependencia al aumentar la intensidad pico del campo. En el caso inicial, Fig. 6.3.2.5, la salida se aproxima a una distribución normal de ancho casi igual al grosor de la muestra.

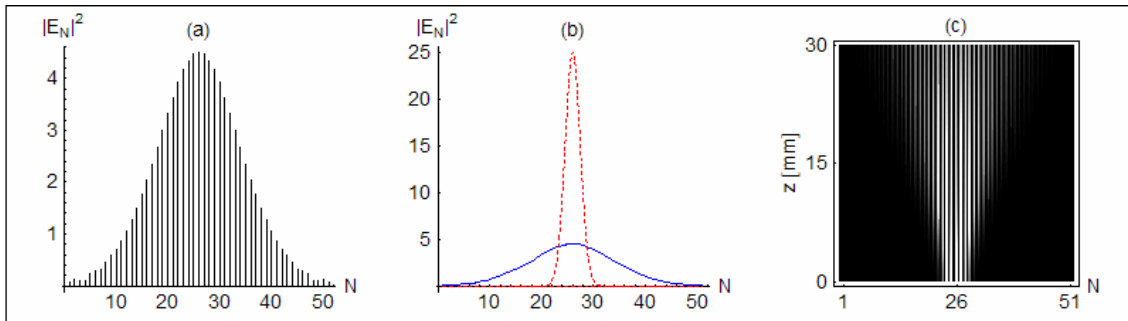


Fig. 6.3.2 5. Distribución normal de salida. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 32 \mu\text{m}.$$

Aumentando la intensidad del haz, la no linealidad en un sitio del arreglo (j, z) comienza a compensar la difracción discreta debido a la dependencia que sufre el índice de refracción con la cantidad de energía en dicho sitio. La salida comienza a empatarse con el perfil de entrada como lo exhibe la Fig. 6.3.2.6b.

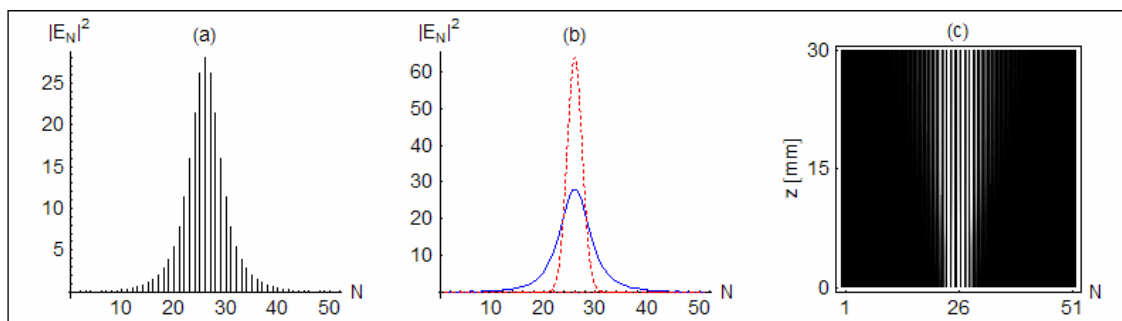


Fig. 6.3.2 6. Distribución normal de salida. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 8 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 32 \mu\text{m}.$$

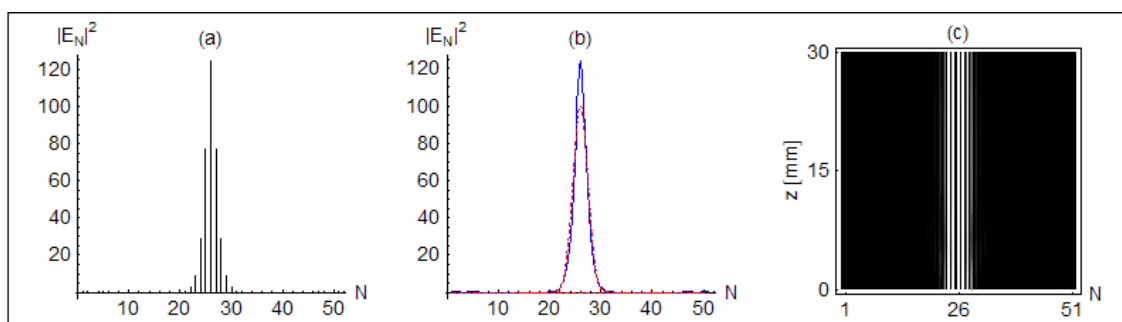


Fig. 6.3.2 7. Solitón en el aumento de intensidades. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 32 \mu\text{m}.$

Cuando la intensidad máxima llega al punto crítico, $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}$, para éste ancho del haz nuevamente da lugar a un solitón.

Aumentando aún más la intensidad inicial, nuevamente el material enfoca la luz en la guía central simulando un lente. Se genera un comportamiento oscilatorio entre el autoconfinamiento y el tunelamiento en las guías vecinas. Conserva este comportamiento a lo largo de la distancia de propagación, enfocándose y desenfocándose con una periodicidad de aproximadamente $z = 10.6 \text{ mm}$.

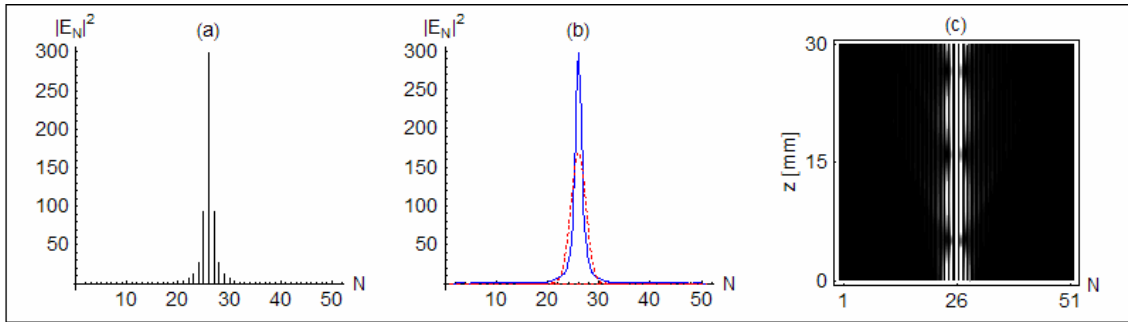


Fig. 6.3.2 8. Oscilaciones de la luz dentro del medio. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 13 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = 0$, $W_0 = 32 \mu\text{m}$.

Una gran parte de la energía es concentrada en los nodos de estas oscilaciones, por ejemplo en el primer nodo localizado aproximadamente en $z = 5.3 \text{ mm}$ la guía central concentra el 88.94 % de la de la energía total administrada.

Continuando con el aumento de la intensidad pico del campo se puede observar otra clase de comportamientos. Al incrementar la energía suministrada a la muestra, la energía en las guías centrales converge más rápidamente. Esta convergencia genera una

disminución en el grosor de las oscilaciones con forme aumenta la distancia de propagación. Lo anterior hace suponer la existencia de un limite en el cual toda o la mayoría de la energía es concentrada en el centro. La Fig. 6.3.2.9 demuestra la existencia de este límite. El rayo de salida que se propaga por las tres guías centrales contiene aproximadamente el 70.5 % de la energía total suministrada a la muestra. A pesar de ser concentrada la mayoría de la energía en la guía numero 26, cierta energía aún se encuentra dispersa en los canales vecinos.

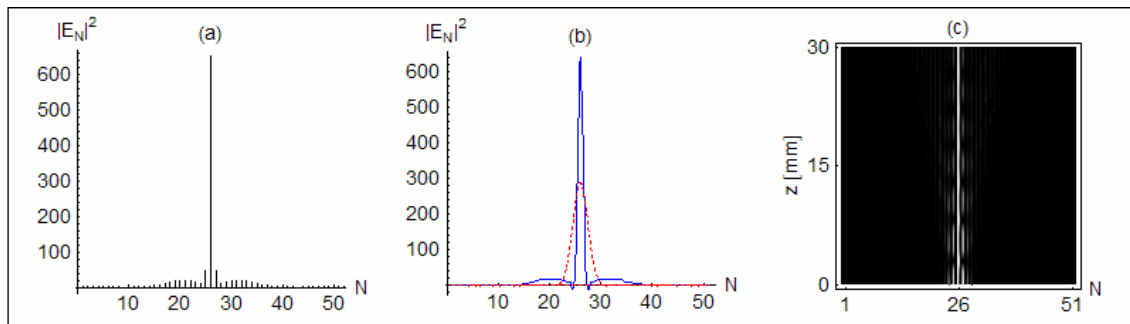


Fig. 6.3.2 9. Enfocamiento casi total del haz. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 17 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 32 \mu\text{m}.$$

En seguida, se observa la conducta de la luz dentro del arreglo al variar el ángulo de inclinación del haz de entrada. Para mejor la visibilidad de los fenómenos el valor de la media será $m = 23$, la muestra esta formada por 61 canales con un grosor de $664 \mu\text{m}$ y una longitud de 30 mm. El ancho del haz se define en $W_0 = 36 \mu\text{m}$ y la intensidad máxima del campo $E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$. Cuando el valor de la inclinación es cero, Fig. 6.3.2.10, el comportamiento es completamente normal.

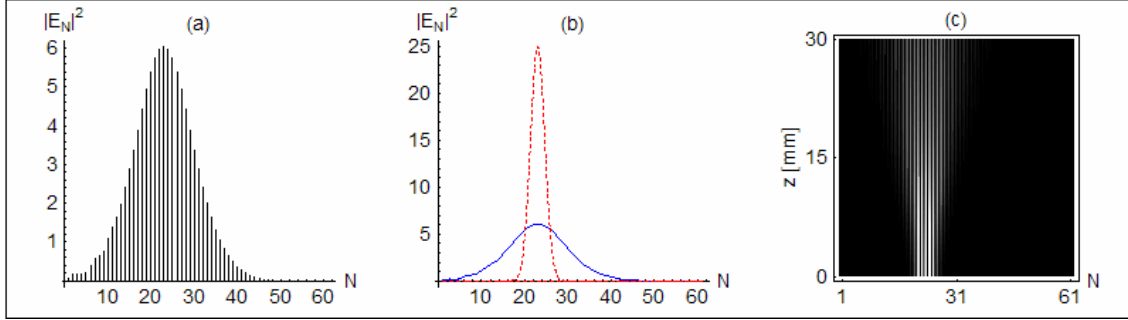


Fig. 6.3.2 10. Comportamiento de propagación normal. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = 0$, $W_0 = 36 \mu\text{m}$.

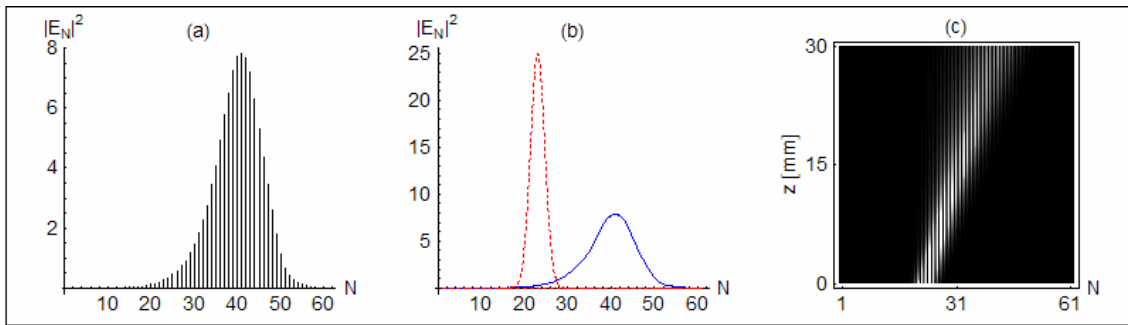


Fig. 6.3.2 11. Variación pequeña de la inclinación. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = 3\pi/16$, $W_0 = 36 \mu\text{m}$.

Conforme la inclinación va en aumento el ensanchamiento del haz disminuye, Fig. 6.3.2.11. Cuando la fase entre dos guías adyacentes es igual a $\pi/2$ la difracción se anula por completo, Fig. 6.3.2.12, como lo muestra la relación de difracción hallada en el capítulo anterior. Sin embargo, la difracción se anula hasta una cierta distancia, aproximadamente a

15 mm. Después de éste valor el haz se divide en varios tramos que viajan inclinados. La aparición de estas divisiones surge como resultado de difracción de órdenes más altos [4].

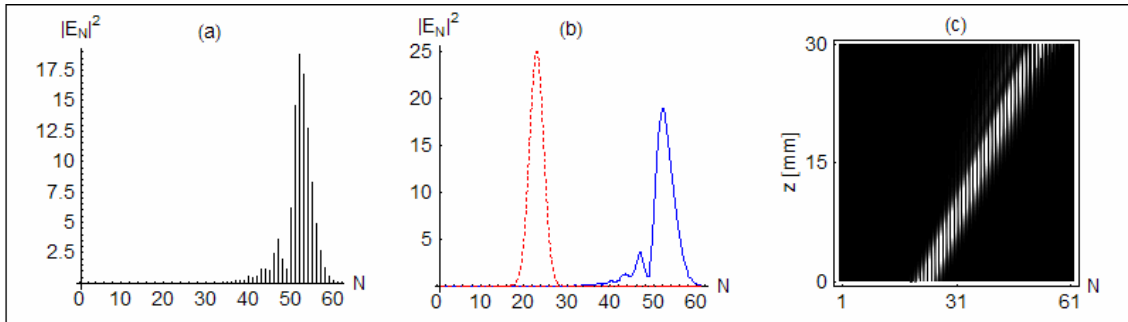


Fig. 6.3.2 12. Difracción nula. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = \pi / 2, W_0 = 36 \mu\text{m}.$$

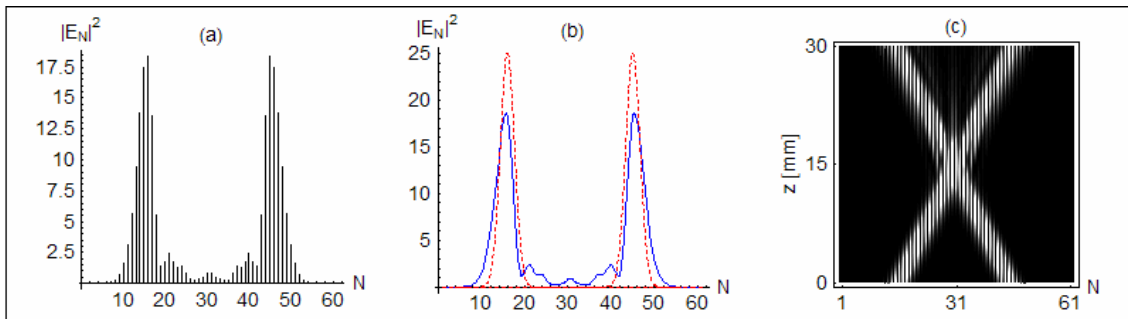


Fig. 6.3.2 13. Interacción de dos haces. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = \pm 5 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = \pm \pi / 2, W_0 = 36 \mu\text{m}.$$

Un fenómeno generado a partir de la eliminación de la dispersión es la interacción entre dos haces que viajan bajo inclinación. En la Fig. 6.3.2.13 muestra la propagación de dos rayos

con parámetros idénticos, pero con inclinaciones opuestas.

La interacción entre los haces es casi nula, prácticamente la deformación que sufren cada uno se debe a la presencia de difracciones de mayor orden y no por el cruce entre ellos. Esto hace suponer que en propagación con dispersión nula los haces pueden viajar dentro de la muestra sin interactuar con otros haces, de la misma longitud de onda.

La siguiente pregunta es determinar el comportamiento de la luz cuando la diferencia de fase entre guías está en el rango en donde la difracción es anómala, es decir $\pi/2 < k_x D \leq \pi$. Recordemos que se denomina anómala debido a que el coeficiente de difracción $-2CD^2 \cos(k_x D)$ es positivo, signo contrario al que naturalmente posee. El estudio siguiente es determinar como repercute la difracción anómala en la propagación de la luz dentro de la muestra.

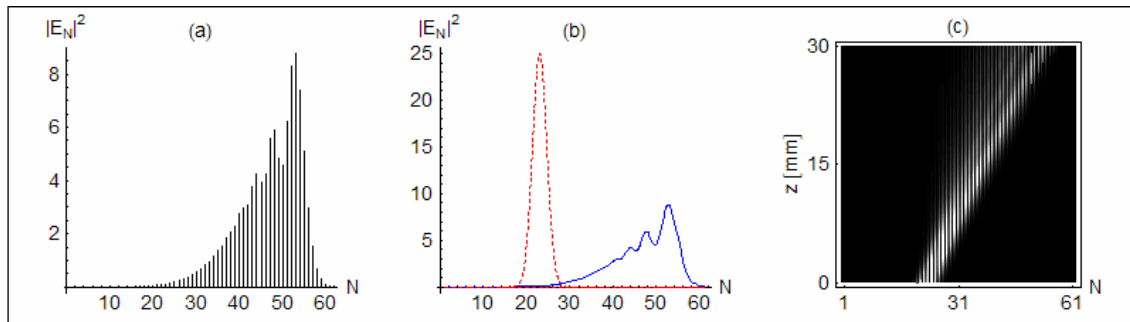


Fig. 6.3.2 14. Difracción anómala. (a) Distribución discreta de intensidades. (b)

Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 11\pi/16, W_0 = 36 \mu\text{m}.$$

Para un valor del momento Bloch cerca de la mitad del intervalo, Fig. 6.3.2.14, las deformaciones en el perfil de salida son mayores. Haciendo una comparación con la Fig.

6.3.2.12 se observa un retroceso en el máximo de la distribución, en otras palabras el perfil se acerca nuevamente a la posición de disparo. Esto es más claramente ejemplificado en la Fig. 6.3.2.15 en donde la posición de salida coincide con la posición de entrada, lo que implica primeramente, una refracción del rayo incidente dentro del material de una forma diferente a la predicha por la ley de Snell. En adición a esto comparando la Fig. 6.3.2.14 con la Fig. 6.3.2.11 y Fig. 6.3.2.15 con Fig. 6.3.2.10 se notan claras diferencias en los perfiles de salida. Así que el cambio de signo en el coeficiente de dispersión afecta considerablemente la dispersión en el material, con respecto a la presentada cuando el momento Bloch se encuentra en el rango normal.

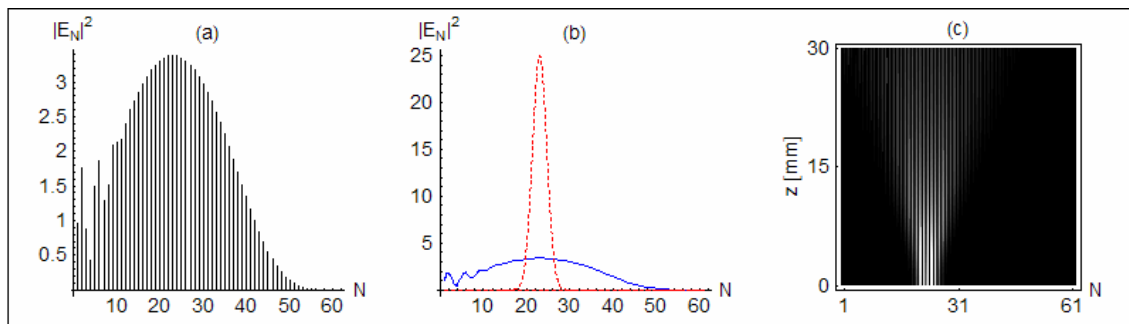


Fig. 6.3.2 15. Difracción anómala. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 5 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = \pi, W_0 = 36 \mu\text{m}.$$

En la Fig. 6.3.2.15b se muestra una disminución considerable en el máximo de intensidad y un ensanchamiento mucho mayor. Las deformidades mostradas en la parte izquierda de las gráficas son simplemente causadas por reflexión en la frontera.

6.3.3 Solitón en propagación inclinada

Los casos presentados en la parte anterior fueron obtenidos para valores iniciales en los que la propagación no es de tipo solitón. Ahora, es de interés particular observar la conducta de transmisión de un perfil tipo solitón cuando se varía su inclinación. Para ello tomaremos los parámetros siguientes.

El número de guías que forman el arreglo es 61, teniendo un grosor de $664 \mu\text{m}$ y una longitud de 30 mm. La intensidad pico del campo $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}$ y ancho del haz en la entrada del arreglo es de $W_0 = 32 \mu\text{m}$.

El perfil del solitón inicial está mostrado en la Fig. 6.3.3.1 y para inclinaciones suaves la propagación del solitón es prácticamente invariante, como lo ejemplifica la Fig. 6.3.3.2.

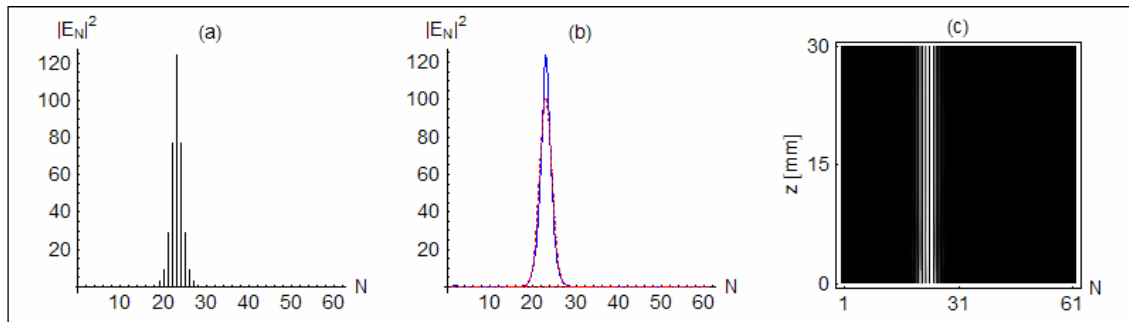


Fig. 6.3.3 1. Solitón sin inclinación. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 0, W_0 = 32 \mu\text{m}.$$

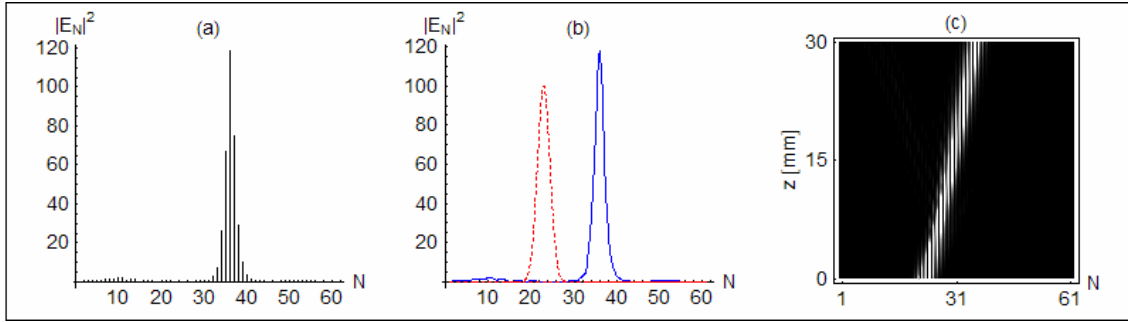


Fig. 6.3.3 2. Solitón con inclinaciones pequeñas. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo. $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = 3\pi/16$, $W_0 = 32\mu\text{m}$.

Cuando la fase se aproxima al valor de $\pi/2$, la difracción es eliminada hasta una cierta distancia, generando difracción discreta en el rayo.

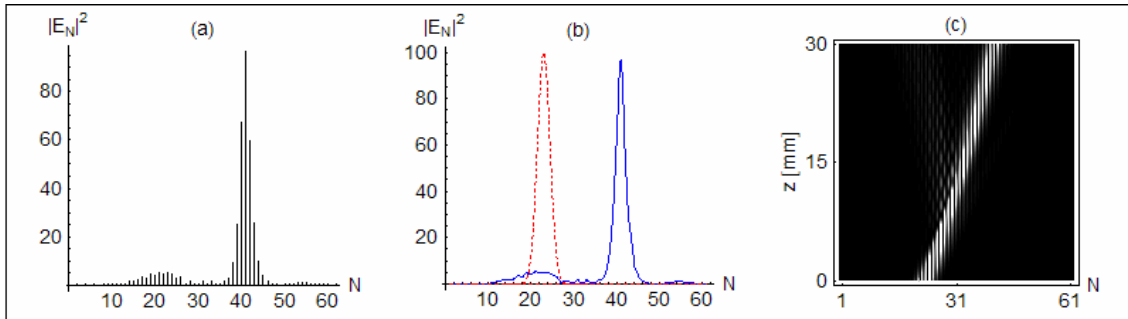


Fig. 6.3.3 3. Difracción discreta de solitón. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c) Simulación del arreglo.

$$E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}, \varphi = 5\pi/16, W_0 = 32\mu\text{m}.$$

Sí la fase toma el valor exacto, podemos notar como surgen una serie de anomalías más claras y de intensidades más altas. La anchura es mucho más grande comparada con la

inicial y obviamente por la condición de conservación de la energía la altura disminuye. La Fig. 6.3.3.3 y Fig. 6.3.3.4 muestran dichos comportamientos.

A una cierta distancia el rayo se secciona en diferentes vertientes de luz y que además se encuentran discretizadas. Este comportamiento se asemeja a la difracción discreta presentada en la excitación de un solo canal pero en forma inclinada.

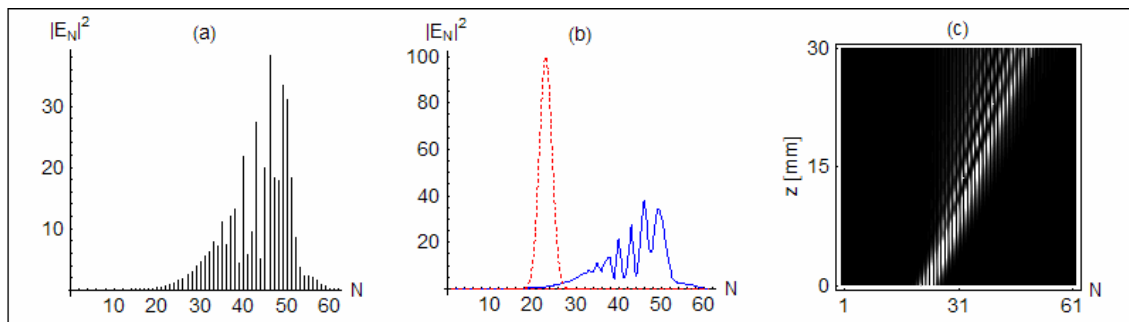


Fig. 6.3.3 4. Difracción anómala de mayor intensidad. (a) Distribución discreta de intensidades. (b) Comparativo Entrada (punteada)-Salida (continua) Aproximada. (c)

Simulación del arreglo. $E_0 = 10 \text{ V mm}^{-1}$, $\varphi = \pi / 2$, $W_0 = 32 \mu\text{m}$.