

**ESCOLA TÈCNICA SUPERIOR
D'ENGINYERS DE TELECOMUNICACIÓ (UPC)**

**PROPAGACION DE ONDAS
MONOCROMATICAS EN GUIAONDAS
DIELECTRICAS PLANAS FORMADAS POR
MEDIOS NO LINEALES TIPO KERR:
APLICACION AL DISEÑO DE
DISPOSITIVOS LOGICOS**

Autor: V. Federico Dios Otín
Director: Fernando Canal Bienzobas

Barcelona, enero 1992

Capítulo 2 : Propagación luminosa en guías dieléctricas no lineales

2.1 Introducción

El estudio general de la propagación óptica en guías dieléctricas no lineales constituye en sí mismo un problema notablemente complejo. Aún ciñéndonos a la búsqueda de soluciones estacionarias, y sin considerar por tanto dependencias temporales en la amplitud de los campos, la resolución exacta de la ecuación de onda no lineal, con las condiciones de excitación en la entrada de la guía dieléctrica, más las condiciones de contorno en las superficies de separación de los medios que la componen, no será posible en la práctica. Para cada caso particular deben plantearse entonces las condiciones de excitación y las características de la propagación, de forma simplificada, que se van a considerar, y desarrollar técnicas, analíticas o numéricas, que nos permitan, en un cierto margen de validez, obtener modelos de comportamiento aproximados.

Tomemos como ejemplo de lo dicho el problema del acoplo de potencia en el caso más sencillo de una guía plana tricapa, en la que la capa guiante es un medio no lineal tipo Kerr, y en donde el perfil de índice lineal de la guía es invariante en la dirección de propagación (Z). A la entrada de la guía existe una onda arbitraria, de tipo transversal eléctrico por simplicidad (TE: H_x, E_y, H_z), que procede de una etapa lineal previa. Deseamos obtener la distribución estacionaria de campo que se propaga hacia la derecha en $z > 0$ (Figura 2.1).

El campo eléctrico asociado a la onda excitadora podremos escribirlo como una combinación lineal de los modos propios de la guía lineal con los coeficientes adecuados:

$$\vec{E}_{inc}(x,z) = \sum_{i=0}^N a_i E_i(x) e^{-j\beta_i z} \hat{y} \quad (2.1)$$

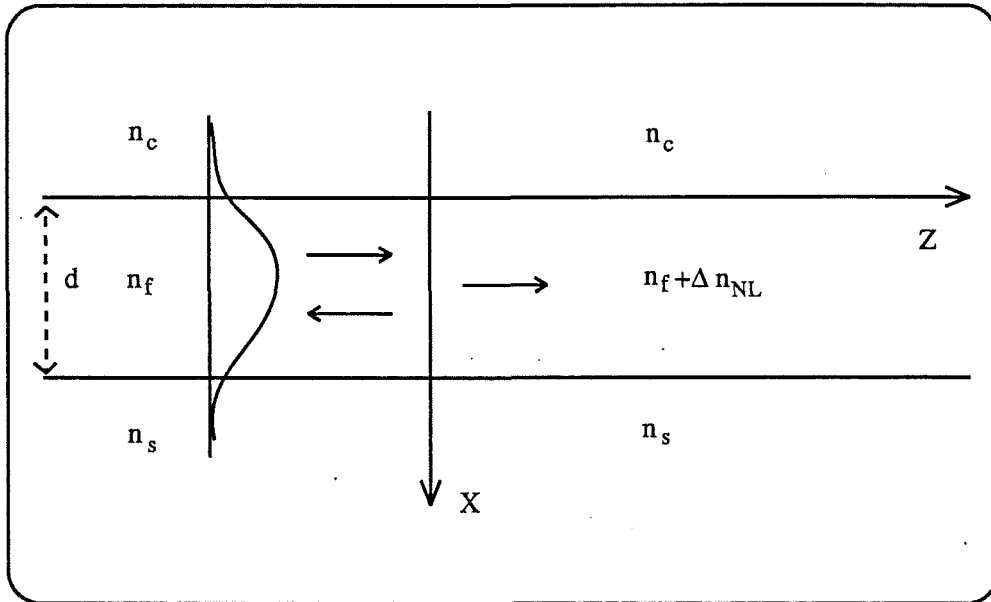


Figura 2.1: *Excitación de una guía no lineal.*

suponiendo que no hay contribución de los modos radiados. El campo reflejado en la discontinuidad ($z = 0$) será de la forma:

$$\vec{E}_r(x, z) = \sum_{i=0}^N b_i E_i(x) e^{+j\beta_i z} \hat{y} \quad (2.2)$$

Y el campo transmitido hacia la derecha deberemos escribirlo simplemente como:

$$\vec{E}_t(x, z) = E(x, z) \hat{y} \quad (2.3)$$

porque no es posible una descomposición en modos (no linealidad), ni tampoco sería suficientemente general el intentar una solución por separación de las variables x y z .

Este último campo debe satisfacer la ecuación de onda no lineal en la capa guiante, que resulta ser:

$$\frac{\partial^2 E(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x,z)}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x,z) E(x,z) = 0 \quad (2.4)$$

donde el índice de refracción toma la forma en medios tipo Kerr (se verá con detalle en el capítulo 3):

$$n(x,z) = n_f + \tilde{n}_2 |E(x,z)|^2 \quad (2.5)$$

En la transición a la guía no lineal deben imponerse las condiciones de continuidad de las componentes tangenciales de los campos:

$$\begin{cases} E_{inc} + E_r \Big|_{z=0} = E_t(x,0) \\ (\vec{H}_{inc} + \vec{H}_r) \cdot \hat{x} \Big|_{z=0} = \vec{H}_t(x,0) \cdot \hat{x} \end{cases} \quad (2.6)$$

con:

$$\begin{cases} (H_{inc})_x = -\frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{i=0}^N a_i \beta_i E_i(x) e^{-j\beta_i z} \\ (H_r)_x = +\frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{i=0}^N b_i \beta_i E_i(x) e^{+j\beta_i z} \\ (H_t)_x = -j \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{\partial E(x,z)}{\partial z} \end{cases} \quad (2.7)$$

El problema radica por tanto en encontrar la función $E(x,z)$, y los coeficientes b_i del campo reflejado. Obsérvese que se ha simplificado el problema, al no considerar los modos de radiación en la expresión (2.2), ni la existencia de posibles reflexiones hacia la izquierda en la guía no lineal [1].

La situación descrita, a pesar de su simplicidad, no es tratable de forma analítica. El comportamiento no lineal del medio conlleva una dependencia complicada

del índice de refracción en las dos direcciones del espacio, que además es función del propio campo que queremos calcular (2.5).

Es interesante observar que en régimen estacionario la situación final corresponde sin embargo, numéricamente, a la del acoplo entre dos guías lineales, donde la segunda presenta una distribución inhomogénea del índice de refracción (con una parte proporcional al módulo del campo eléctrico). Con esta consideración podría pensarse en una simulación numérica, y tratar el problema de forma recursiva como una sucesión de problemas de acoplo entre dos guías lineales, en donde se fuese variando en cada paso el perfil de índice inhomogéneo de la segunda guía en función del campo obtenido en la situación previa. En el capítulo tercero haremos uso de esta filosofía recurrente para tratar un problema más sencillo de propagación en guías no lineales.

2.2 Método de propagación del haz.

En la situación descrita en el apartado anterior podría prescindirse del problema del acoplo de potencia en la guía no lineal a partir de una etapa previa, esto es, suponer que la distribución de campo $E(x, 0^+)$ a la derecha de la transición es conocida. Aún así permanece sin embargo la dificultad de resolver la ecuación de onda no lineal, con las condiciones de contorno adecuadas.

2.2.1 Propagación en medios dieléctricos inhomogéneos.

En problemas lineales, dentro de la Optica Integrada, el método más utilizado para estudiar la propagación de una excitación arbitraria a través de un medio dieléctrico inhomogéneo es el de Propagación del Haz (*Beam Propagation Method*) [2,3]. El BPM es una técnica numérica que simula la propagación en el medio dieléctrico mediante pasos discretos, a través de una sucesión equivalente de lentes delgadas, separadas una distancia Δz , inmersas en un medio homogéneo, tal como se representa en la figura 2.2.

La filosofía del método es la siguiente: si las inhomogeneidades que presenta el medio dieléctrico son pequeñas alrededor de un cierto valor medio del índice de refracción n_0 , el efecto que puedan producir en la onda a lo largo de una pequeña

distancia de propagación, podrá simularse mediante una adecuada corrección de fase. De alguna manera se pretende concentrar el efecto de las inhomogeneidades, que la onda ve en el medio, al final de cada paso de propagación, y suponer que ésta se realiza, por tanto, sin distorsión (en un medio homogéneo) entre cada dos correcciones de fase consecutivas. La clave para que el método funcione correctamente se halla en que la distribución de índice de refracción pueda separarse en:

$$n(x, z) = n_0 + \delta n(x, z) \quad (2.8)$$

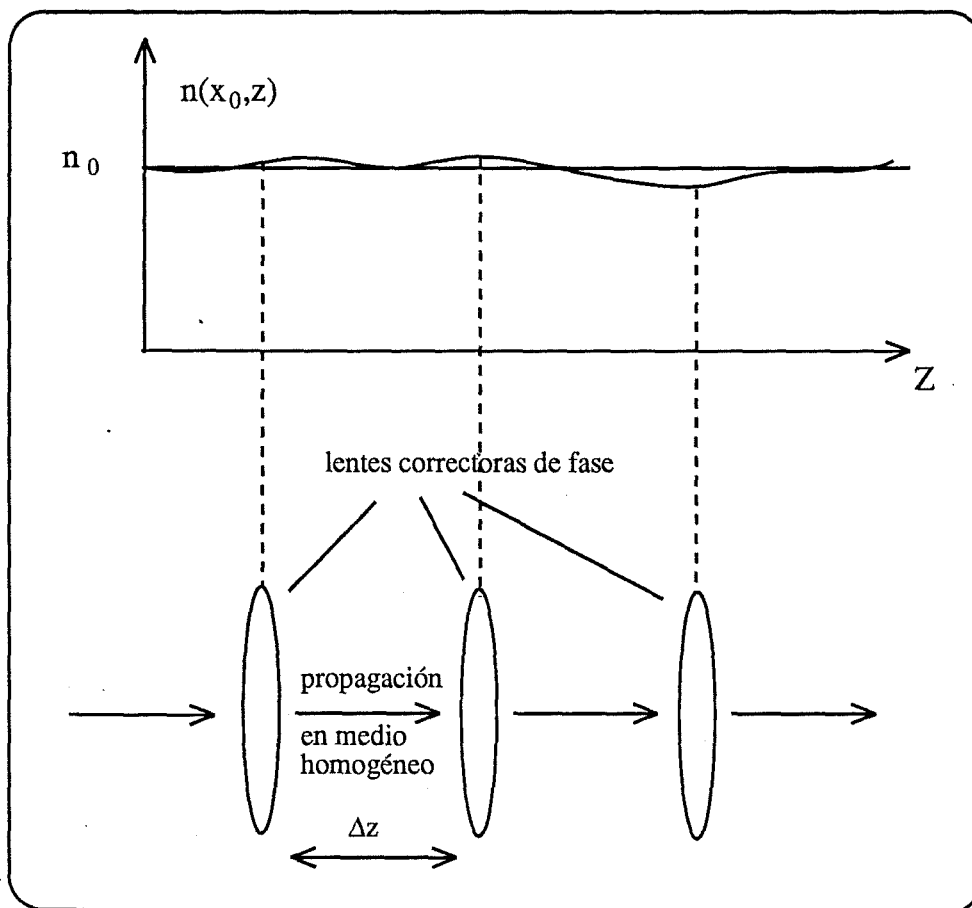


Figura 2.2: Simulación BPM de la propagación en un medio inhomogéneo.

con

$$\frac{\delta n(x,z)}{n_0} \ll 1 \quad (2.9)$$

Derivaremos las ecuaciones básicas del BPM para el caso de guías dieléctricas planas, invariantes en la dirección Y, y tomando el eje Z como dirección de propagación [4]. Asumiremos que el medio se caracteriza mediante la distribución de índice de refracción dada por la ecuación (2.8). Sea $E(x, 0)$ la condición de contorno al comienzo de la propagación, y $E(x, z)$ la distribución de campo buscada. Escribimos:

$$E(x,z) = E_1(x) e^{-j\beta(z)z} \quad (2.10)$$

y, considerando que las variaciones del índice de refracción en la dirección Z son lentas en términos de longitud de onda, y que la función $\beta(z)$ es aproximadamente constante a lo largo de una pequeña distancia Δz , la ecuación de onda queda en la forma:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \beta^2(z) + k_0^2 n^2(x, z) \right] E(x, z) = 0 \quad (2.11)$$

con

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(x, z) = -\beta^2(z) E(x, z) \quad (2.12)$$

Formalmente puede escribirse entonces, de la ecuación (2.11):

$$\beta(z) = \left[\nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, z) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

donde la laplaciana de subíndice 't' indica la derivación respecto a las coordenadas transversales a la propagación (x). Así, en términos de operadores lineales, la ecuación (2.12) nos permite escribir:

$$E(x, z + \Delta z) = \exp\left(-j\Delta z \left[\nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, z)\right]^{\frac{1}{2}}\right) E(x, z) \quad (2.14)$$

expresión que relaciona la distribución de campo en un punto $z+\Delta z$ con el que hay inmediatamente antes, en el punto z . Escribiremos la raíz cuadrada que aparece en la expresión anterior en la forma:

$$\left[\nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, z)\right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\nabla_t^2}{\left[\nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, z)\right]^{\frac{1}{2}} + k_0 n} + k_0 n \quad (2.15)$$

y, por fin, si se cumple la condición que apuntábamos al principio de pequeña inhomogeneidad (2.9), es posible la aproximación:

$$\left[\nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, z)\right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\nabla_t^2}{\left[\nabla_t^2 + k_0^2 n_0^2\right]^{\frac{1}{2}} + k_0 n_0} + k_0(n_0 + \delta n) \quad (2.16)$$

Interesa básicamente el comportamiento del módulo del campo eléctrico a lo largo de la guía, por ello podemos eliminar en adelante el término de variación rápida de la fase de la ecuación 2.16. La expresión que rige la propagación se escribe entonces:

$$\begin{aligned} \tilde{E}(x, z + \Delta z) = & \exp\left(-j\frac{\Delta z}{2} \left[\frac{\nabla_t^2}{\left[\nabla_t^2 + k_0^2 n_0^2\right]^{\frac{1}{2}} + k_0 n_0} \right]\right) \\ & \times \exp(-j\Delta z k_0 \delta n(x, z)) \\ & \times \exp\left(-j\frac{\Delta z}{2} \left[\frac{\nabla_t^2}{\left[\nabla_t^2 + k_0^2 n_0^2\right]^{\frac{1}{2}} + k_0 n_0} \right]\right) \tilde{E}(x, z) \\ & + O(\Delta z^3) \end{aligned} \quad (2.17)$$

con

$$\tilde{E}(x, z) = E(x, z) \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (2.18)$$

La separación del operador, en la ecuación 2.17, en dos semirrecorridos ($\frac{\Delta z}{2}$) se demuestra más eficiente. $O(\Delta z^3)$ es el término de error del procedimiento.

La expresión 2.17 es la ecuación básica del BPM. Tal como se apuntó al principio lo que se pretende por tanto es simular la propagación en el medio inhomogéneo mediante un algoritmo paso a paso, donde, por un lado, existe un término de propagación, en un medio homogéneo de índice n_0 , y, además, un término de corrección de fase que incluye el efecto de las perturbaciones del índice de refracción a lo largo de cada distancia elemental. El diagrama de la figura 2.3 ilustra el modo de funcionamiento.

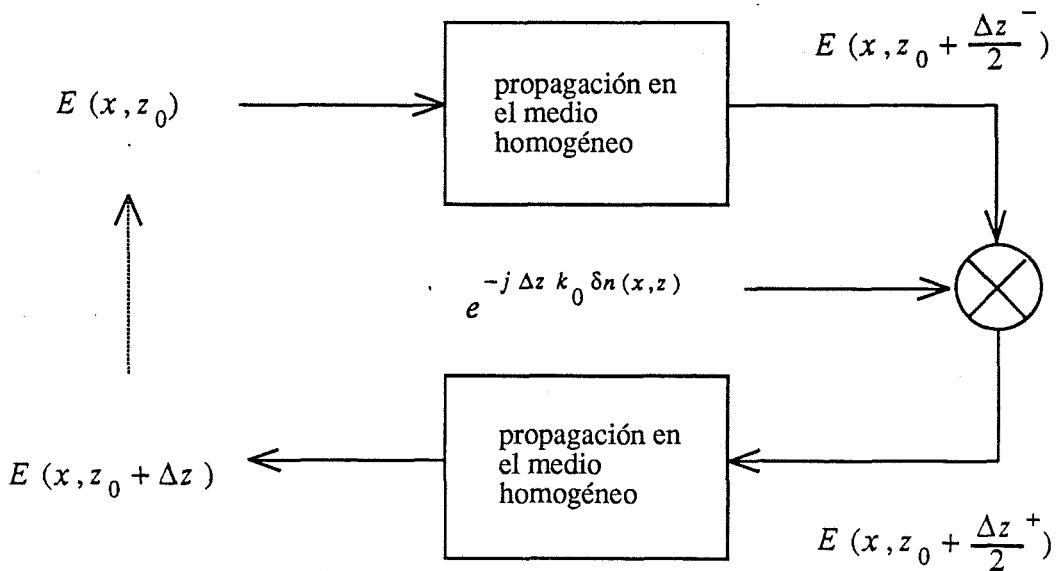


Figura 2.3: Proceso de cálculo en el BPM.

El algoritmo de propagación en el medio homogéneo puede realizarse con la ayuda de una rutina FFT. Esto equivaldrá a descomponer la distribución de campo, en cada paso de cálculo, en su espectro angular de ondas planas.

$$E(x, z) = \sum_{i=-N/2+1}^{N/2} E_i e^{-j k_{xi} x} e^{-j k_{zi} z} \quad (2.19)$$

Cada onda plana elemental se desplaza una magnitud $\frac{\Delta z}{2}$, mediante el producto por la exponencial correspondiente ($\exp(-j k_{zi} \frac{\Delta z}{2})$), y se obtiene de nuevo el campo propagado con la FFT inversa. Para poder proceder en esa forma hay que definir una ventana de propagación, W , que nos permite la transformación discreta:

$$x_i \rightarrow k_{xi}$$

con $k_{xi} = \frac{2\pi}{W} i$, y donde $i = -\frac{N}{2} + 1, \dots, \frac{N}{2}$. Para cada onda elemental se debe observar la relación:

$$k_{xi}^2 + k_{zi}^2 = k_0^2 n_0^2 \quad (2.20)$$

2.2.2 Extensión del BPM a medios no lineales.

El BPM es hasta la fecha el procedimiento numérico más ampliamente utilizado en el estudio de dispositivos en Óptica Integrada. Ello es debido a su gran versatilidad para tratar un amplio abanico de geometrías, a su sencillez y a la velocidad de cálculo que puede conseguirse al incorporar las rutinas FFT en la propagación.

El procedimiento puede adaptarse además al estudio de la propagación óptica en un importante grupo de medios no lineales, en los que exista una dependencia del índice de refracción con el módulo del campo eléctrico, en la forma:

$$n(x, z) = n_L(x, z) + \Delta n(|E|^p) \quad (2.21)$$

donde p será habitualmente un número entero.

Asumiendo que la variación no lineal del índice es pequeña en comparación a la parte lineal, y también que las inhomogeneidades propias de la estructura sean pequeñas podremos escribir:

$$n(x, z) = n_0 + \Delta n_L(x, z) + \Delta n(|E|^P) \quad (2.22)$$

con

$$\frac{\Delta n_L(x, z) + \Delta n(|E|^P)}{n_0} \ll 1 \quad (2.23)$$

El BPM permite tratar entonces las inhomogeneidades inducidas por el campo eléctrico del mismo modo que las inhomogeneidades geométricas o de fabricación propias de la guía. Esto es posible por dos razones complementarias:

- por la suposición de que las alteraciones del índice de refracción (lineales o no) tan sólo modifican, después de un pequeño recorrido $\Delta z/2$, la fase de la onda
- porque la variación no lineal del índice de refracción depende tan sólo del módulo del campo eléctrico, el cual habrá sido ya estimado, en cada paso de propagación, antes de efectuar esa misma corrección de fase.

2.3 Aplicabilidad del método de propagación del haz

El método descrito tiene varias limitaciones intrínsecas, por la forma en que ha sido derivado. Por un lado es un forma numérica aproximada de resolver la ecuación de onda escalar. Esto conlleva que no puede tratar el problema de conversiones de potencia entre ondas de polarizaciones cruzadas (al menos en la versión que aquí se ha presentado). Por otra parte se ha asumido que la propagación se realiza fundamentalmente en una dirección, de modo que no tratará correctamente la propagación en estructuras poco guiantes, en las que una parte apreciable de la potencia se disperse en direcciones arbitrarias. Por último no se consideran reflexiones de potencia hacia atrás a lo largo de la propagación [5].

Debe añadirse además que la formulación obtenida contiene implícitamente la suposición de que no existen variaciones transversales bruscas en el índice de

refracción, y por tanto que $\frac{\partial n}{\partial x}$ está acotada. En rigor no puede aplicarse con garantías el método en estructuras fabricadas sobre guías de salto de índice, si bien en la práctica para saltos de índice de refracción pequeños da resultados muy aceptables. Por otra parte puede procederse a un suavizado previo del perfil de índice, lo que acotará el error cometido.

2.3.1 Condiciones de aplicabilidad

Vamos a considerar una distribución de índice de refracción en la forma

$$n - n_o = \delta n e^{j p x} \quad (2.24)$$

donde p simboliza la mayor frecuencia espacial de variación en la dirección transversal a la propagación; asimismo escribiremos el campo eléctrico como

$$E = E_o e^{j s x} \quad (2.25)$$

siendo s la componente mayor de su espectro espacial. Puede probarse entonces que las aproximaciones realizadas por el método son aceptables si se cumple

$$\frac{1}{4} \frac{\delta n}{n_o} \frac{s^2 + (s + p)^2}{k_o^2 n_o^2} \ll 1 - \frac{\delta n}{n_o} \left(1 + \frac{\delta n}{2 n_o} \right) - \frac{1}{8} \frac{s^2}{k_o^2 n_o^2} \left(4 + \frac{s^2}{k_o^2 n_o^2} \right) \quad (2.26)$$

donde k_o es el número de onda en el vacío. El valor que deba elegirse para el paso de propagación viene acotado a su vez por las dos inecuaciones siguientes:

$$\Delta z \ll \frac{4\pi k_o n_o}{\frac{\delta n}{n_o} [s^2 + (s + p)^2]} \quad (2.27)$$

y

$$\left| \frac{1 + j \frac{\alpha}{2} \left(2 \frac{\delta n}{n_o} - \frac{s^2}{k_o^2 n_o^2} \right) - \frac{\alpha^2}{8} \left(\left(2 \frac{\delta n}{n_o} \right) + 2 \frac{\delta n}{n_o} \frac{s^2 + (s+p)^2}{k_o^2 n_o^2} + \frac{s^4}{k_o^4 n_o^4} \right)}{\frac{\alpha^3}{48} \left(2 \frac{\delta n}{n_o} \right) \frac{p^2}{k_o^2 n_o^2} \left(\frac{\left(s + \frac{1}{2} p \right)^2}{k_o^2 n_o^2} + 2 \frac{\delta n}{n_o} \right)} \right| \gg 1 \quad (2.28)$$

donde $\alpha = \Delta z k_o n_o$, de las que la segunda suele ser con mucho la más restrictiva. Un estudio detallado de los límites de aplicabilidad del BPM puede encontrarse en la ref. [6].

2.3.2 Aplicabilidad en problemas no lineales

En los problemas de propagación que serán tratados aquí, donde aparecerán medios tipo Kerr, interviene de forma decisiva en el resultado final la forma concreta de la señal de excitación, y de la potencia que ésta transporta. Es interesante observar que si nos ceñimos a la búsqueda de soluciones estacionarias (régimen senoidal permanente puro) todo problema no lineal en el que intervienen medios tipo Kerr puede interpretarse también como un problema lineal en el que las guías contienen inhomogeneidades peculiares en la distribución de su índice de refracción. En definitiva *la distribución final de índice de refracción* que la onda ve depende de la excitación inicial, y por tanto las condiciones de aplicabilidad deberían re-escribirse también en función de dicha excitación. La ecuación (2.23) establece una primera condición para la aplicabilidad del método, e implica que nos movamos en un régimen de pequeña no-linealidad.

Por otra parte existe una diferencia importante con las situaciones lineales, y es que en éstas se supone exactamente conocida y modelada la distribución de índice de refracción, que es independiente de la onda que se propaga. Esto no ocurre en las guías no lineales, en las que una parte de las inhomogeneidades del índice se van construyendo a partir del campo obtenido en los pasos anteriores. La consecuencia inmediata de este hecho es que el error en cada paso de propagación tendrá una

incidencia mayor ahora, y puede dar lugar al final del proceso a desviaciones muy importantes.

Tal como se observa en la ecuación (2.17) el error en el cálculo del campo eléctrico en cada paso del método es función de Δz . Se comprueba entonces que la elección del valor adecuado de Δz_{NL} (incremento de z en el problema no lineal), deberá ser más cuidadosa que en el problema lineal, para el que la acotación viene dada por las ecuaciones (2.27) y (2.28). Por tanto deberá hacerse en general:

$$\Delta z_{NL} < \Delta z_L \quad (2.29)$$

En las gráficas siguientes se muestra el resultado obtenido mediante el método de propagación del haz del estudio de una estructura simple en la que interviene un medio no lineal: se trata de una guía dieléctrica plana, invariante en la dirección de propagación (Z), cuyo perfil de índice de refracción se muestra en la figura 2.4.

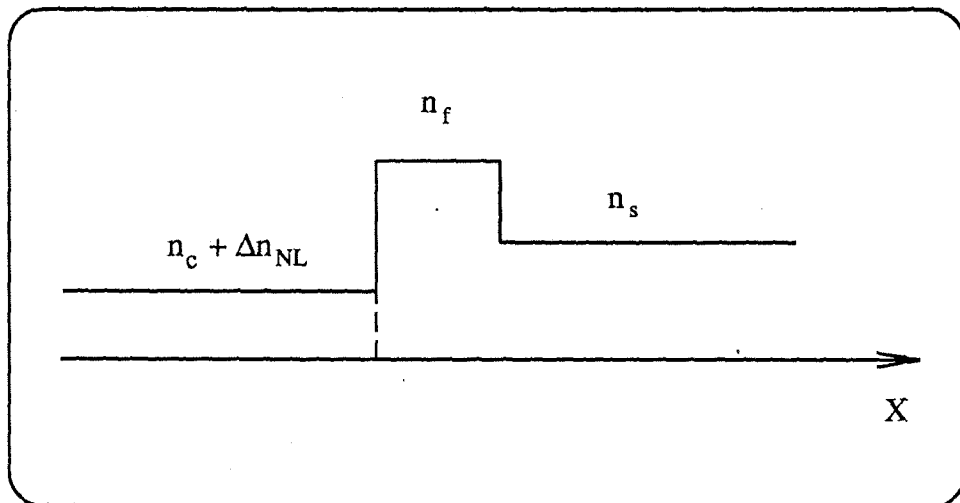
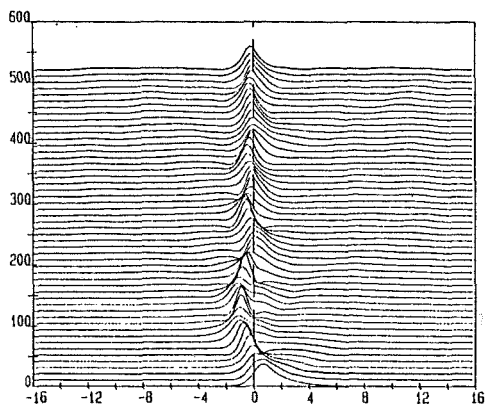
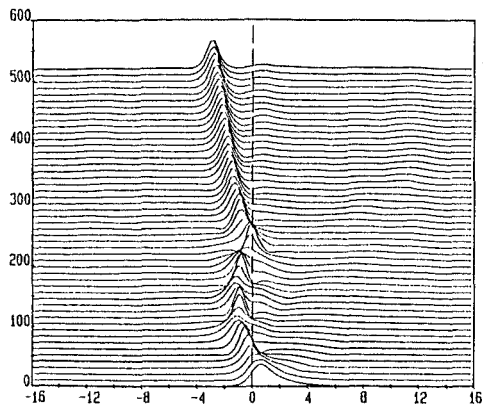


Figura 2.4 : Guía tricapa donde el medio que forma la cubierta de la estructura presenta no linealidad tipo Kerr.

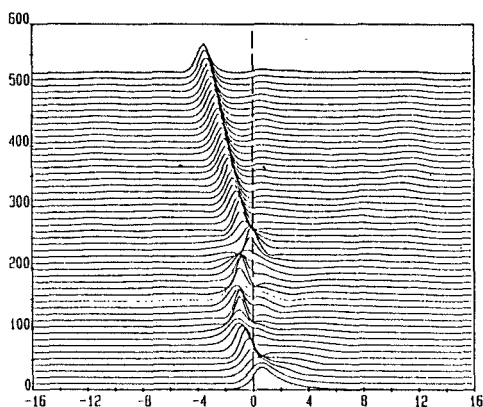
La cubierta de la guía presenta un comportamiento tipo Kerr. Para un determinado campo excitador inicial, las gráficas de la figura 2.5 muestran el mapa de campo obtenido a lo largo de una distancia de 520 micras en la dirección Z , en cuatro ejecuciones diferentes. La potencia total transportada por la onda es de 25.9 W/m. En



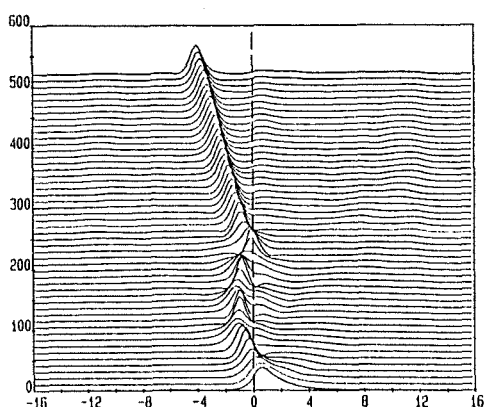
a) $\Delta z = 0.5 \mu\text{m}$.



b) $\Delta z = 0.25 \mu\text{m}$.



c) $\Delta z = 0.1 \mu\text{m}$.

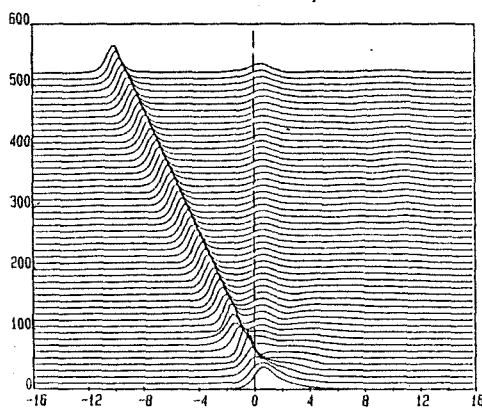


d) $\Delta z = 0.05 \mu\text{m}$.

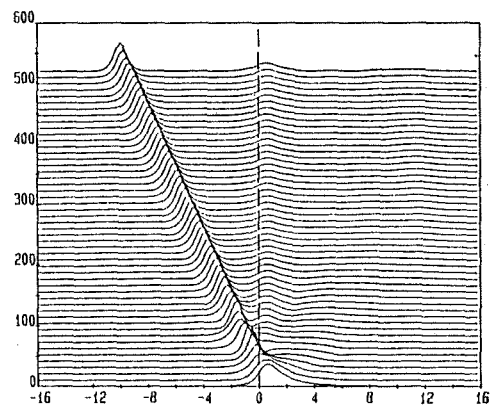
Figura 2.5: Simulación de una propagación en la guía no lineal mediante el BPM, con cuatro valores diferentes de Δz . En los fenómenos de propagación guiada sobre estructuras no lineales se encuentran situaciones críticas, en las que los errores numéricos se amplifican con rapidez. Los parámetros de la simulación deben escogerse entonces con mayores precauciones.

todas ellas se eligió una ventana de 32 micras y un número de muestras de 256, y se tomaron los valores de Δz de 0.5 (a), 0.25 (b), 0.1 (c) y 0.05 micras (d). En el estudio de esa misma guía, tomada como puramente lineal, las ecuaciones (2.27) y (2.28) dan como más que aceptable el primero de esos valores ($\Delta z = 0.5 \mu\text{m.}$) para su estudio, mientras que en el problema no lineal la primera ejecución ($\Delta z = 0.5 \mu\text{m.}$) y también la segunda ($\Delta z = 0.25 \mu\text{m.}$) dan resultados apreciablemente incorrectos, si se comparan con la última .

A pesar de lo anterior no es inmediato establecer una dependencia general entre la magnitud del efecto no lineal (coeficiente de no linealidad del medio x densidad de potencia del campo excitador) y el valor máximo aceptable de Δz . Las gráficas de la figura 2.6 muestran el mapa de campo de dos ejecuciones BPM realizadas con $\Delta z = 0.5 \mu\text{m.}$ y $\Delta z = 0.05 \mu\text{m.}$ para una situación muy similar a la anterior, con la misma distribución de índice y de campo, pero en la que se incrementó ligeramente la amplitud del campo excitador. La potencia transportada es ahora de 28.1 W/m. Se observa que, aún tratándose de un problema donde el efecto no lineal es mayor, las condiciones para la elección de Δz son mucho menos restrictivas.



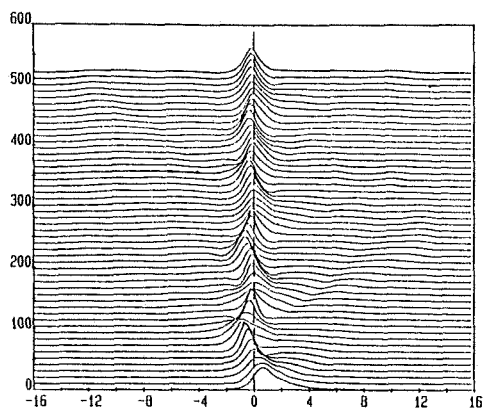
a) $\Delta z = 0.5 \mu\text{m.}$



b) $\Delta z = 0.05 \mu\text{m.}$

Figura 2.6: Simulación del caso anterior por encima del punto de excitación crítico. Las condiciones para la elección de Δz se han relajado notablemente .

El ejemplo anterior refleja una característica peculiar de las guías dieléctricas no lineales, y es la existencia de situaciones críticas en las que se produce un cambio brusco en el comportamiento de la onda que se propaga en la estructura. Tomando de nuevo la misma guía y la misma distribución de campo a la entrada, con una potencia transportada más pequeña que en los casos anteriores (24.5 W/m), el mapa de campo obtenido se muestra en la figura 2.7. Se observa que ahora la radiación permanece confinada en la capa guiante. De nuevo en esta situación la elección de Δz ha dejado de ser crítica.



$$\Delta z = 0.5 \mu\text{m}.$$

Figura 2.7 : Simulación por debajo del punto crítico de excitación.

La guía que estamos considerando, en la que la cubierta está formada por un medio no lineal tipo Kerr autofocalizante, puede ser utilizada como un *emisor de solitón*. Para una excitación dada, y por encima de un cierto valor de potencia total, la onda escapa de la estructura, y podrá utilizarse como un acoplador lejano. Es obvio entonces que un parámetro importante del diseño de un dispositivo de este estilo será precisamente el valor de potencia crítica para el que se produce la transición. Así la utilización del método de propagación del haz en el estudio de estructuras no lineales exigirá precauciones adicionales, y, en particular la comprobación de que se ha tomado

un valor del parámetro Δz lo suficientemente pequeño para que el resultado final no dependa de esa elección.

2.4 Aplicaciones del método de propagación del haz a dispositivos no lineales

En la última década el método de simulación descrito en el presente capítulo se ha utilizado extensamente como herramienta de análisis aplicable a diversos tipos de estructuras guiantes no lineales, y en las que se han buscado características singulares para el diseño de dispositivos ópticos .

Los primeros resultados obtenidos del estudio de algunas de esas estructuras permiten concebir fundadas esperanzas respecto a la consecución de dispositivos eficientes, especialmente en el area de la conmutación totalmente óptica [7].

Hasta la fecha las geometrías más ampliamente estudiadas han sido el acoplador direccional no lineal [8-13] , y las uniones en Y [14] y en X [15].

La versatilidad del BPM para el análisis de diferentes geometrías y la posibilidad de incluir efectos tales como pérdidas por absorción o de saturación de la no linealidad con la potencia, lo han convertido, hasta la fecha, en una herramienta insustituible. Con todo, la propia naturaleza numérica de esta técnica impide realizar análisis exhaustivos de los dispositivos. Es por ello que continuamente se buscan además modelos analíticos útiles en cada caso particular.

REFERENCIAS

- [1] A.Karpierz. "The backward mode generation in locally nonlinear optical waveguides". *Opt. Comm.* **73**, 3 (1989) 203.
- [2] M.D.Feit, J.A.Fleck Jr. "Light propagation in graded-index optical fibers". *Appl. Opt.* **17**, 24 (1978) 3990.
- [3] J.Van Roey, J.Van der Donk, P.E.Lagasse. "Beam propagation method: analysis and assessment". *J. Opt. Soc. Am.* **71** (1981) 803.
- [4] "Analysis Methods for Electromagnetic Wave Problems". E.Yamashita (ed.) Artech House. Boston, London 1990.
- [5] B.M.Nyman, P.R.Prucnal. "The modified beam propagation method". *J. Lightwave Technol.* **7**, 6 (1989) 931.
- [6] L.Thylen. "The beam propagation method: an analysis of its applicability". *IEEE J.Quantum Electron.* **15**, (1983) 433.
- [7] G.I.Stegeman, E.M.Wright. "All-optical waveguide switching". *Opt. Quantum Electron.* **22** (1990) 95.
- [8] L.Thylen, E.M.Wright, G.I.Stegeman, C.T.Seaton, J.V.Moloney. "Beam-propagation method analysis of a nonlinear directional coupler". *Opt. Lett.* **11** (1986) 739.
- [9] S.Waibnitz, E.M.Wright, C.T.Seaton, G.I.Stegeman. "Instabilities and all-optical phase-controlled switching in a nonlinear directional coupler". *Appl. Phys. Lett.* **49**, 14 (1986) 838.
- [10] L.Thylen, E.M.Wright, G.I.Stegeman. "Numerical analysis of nonlinear coherent couplers exhibiting saturable index changes". *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 2 (1988) 467.

- [11] D.R.Heatley, E.M.Wright, J.Ehrlich, G.I.Stegeman. "Nonlinear directional coupler with a diffusive Kerr-type nonlinearity". *Opt. Lett.* **13**, 5 (1988) 419.
- [12] E.M.Wright, D.R.Heatley, G.I.Stegeman, K.J.Blow. "Variation of the switching power with diffusion length in a nonlinear directional coupler". *Opt. Comm.* **73**, 5 (1989) 385.
- [13] M.D.Feit, J.A.Fleck Jr. "Three-dimensional analysis of a directional coupler exhibiting a Kerr nonlinearity". *IEEE J.Quantum Electron.* **24**, 10 (1988) 2081.
- [14] Y.Silberberg, B.G.Sfez. "All-optical phase- and power-controlled switching in nonlinear waveguide junctions". *Opt. Lett.* **13**, 12 (1988) 1132.
- [15] J.P.Sabini, N.Finlayson, G.I.Stegeman. "All-optical switching in nonlinear X junctions". *Appl. Phys. Lett.* **55**, 12 (1989) 1176.