



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

**PROPAGACIÓN NO LINEAL DE PULSOS ÓPTICOS
SUBPICOSEGUNDOS EN UN NANO-COMPOSITO**

Tesis para obtener el título de
LICENCIADO EN FÍSICA

**PRESENTA:
GERARDO CASTELÁN RICO**

**DIRECTOR DE TESIS: DR. ERWIN MARTÍ
PANAMEÑO**

ENERO 2020

ÍNDICE GENERAL

RESUMEN	3
1 INTRODUCCIÓN	4
1.1 Antecedentes.	4
1.2 Motivación.	5
1.3 Planteamiento del problema	6
2 MODELO MATEMÁTICO	8
2.1 Ecuación no lineal de Schrödinger (ENLS).....	13
2.2 Competencias de no linealidades	14
3 METODOLOGÍA	15
3.1 Utilización del software Comsol Multiphysics.....	16
4 RESULTADOS	21
4.1 Medio Homogéneo	21
4.2 Compositos	26
5 DISCUSIÓN DE RESULTADOS	39
6 CONCLUSIONES	41
7 BIBLIOGRAFÍA	42
8 APÉNDICES	44
Apéndice 1. COMSOL Multiphysics	44
Apéndice 2. Elemento finito.	45
Preproceso y generación de la malla	45
Cálculo y resolución de sistemas de ecuaciones.....	45
Postproceso	46
Apéndice 3. Descripción geométrica de las fibras ópticas.	46
Fibras de índice escalonado	46

RESUMEN

Propagación no lineal de pulsos ópticos subpicosegundo en un nano-composito.

Con el avance en ciencia de materiales, se tiene la posibilidad de estudiar nuevos fenómenos relacionados con la interacción de radiación óptica pulsada de alta intensidad con medios fabricados por el hombre, lo cual abre una amplia gama de nuevos fenómenos en óptica no lineal. Por lo que, nos enfocaremos a buscar las condiciones para lograr la propagación robusta de pulsos ópticos subpicosegundos, en elementos ópticos de dimensiones tales que, permitan su integración en sistemas orientados a la conmutación óptica [1].

Para lo cual, proponemos el empleo de un material diseñado para evitar el colapso de los pulsos y que permita la propagación auto-atrapada, haciendo viable la interacción lógica de pulsos. En esta tesis, trabajamos con pulsos de dimensionalidad (1+1)D.

La dinámica de propagación de pulsos ópticos, con las características ya mencionadas, en medios fabricados por el hombre la abordamos de manera computacional. El medio es un composito conformado por capas plano paralelas alternas de materiales que presenta no linealidad cúbica y de quinto orden con respecto al campo eléctrico. Las dimensiones del composito son de escala micrométrica y los espesores de las placas son nanométricos.

Los resultados de la propagación en el composito son analizados en base a las propiedades de la propagación en un hipotético medio ($\chi^{(3)} \pm \chi^{(5)}$) homogéneo que consideramos un caso ideal. Esto nos permite comparar los resultados con los obtenidos en el composito, dándole sustento y validación a la investigación planteada para la presente tesis. Uno de los parámetros a determinar es el número de placas que conforman al composito kerr-quíntico, de tal forma que la dinámica de propagación sea similar a la del medio homogéneo ideal.

1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo, vamos a presentar una breve historia de la luz a través de los años, así como las motivaciones para la realización de este trabajo y concluiremos con el planteamiento del problema.

1.1 ANTECEDENTES.

A lo largo de la historia de la humanidad, los cerebros más brillantes discutieron acerca de la naturaleza de la luz. En el siglo XVII, Sir. Isaac Newton, demostró que la luz blanca se descompone en diferentes colores. A principios del siglo XX, Max Planck y más tarde Albert Einstein propusieron que la luz es, simultáneamente, una onda y una partícula; lo que era una teoría muy controvertida en ese momento. ¿Cómo puede la luz ser dos cosas completamente diferentes al mismo tiempo?

La experimentación confirmó posteriormente esta dualidad en la naturaleza de la luz. La palabra Fotónica apareció alrededor de 1960, cuando el láser fue inventado por Theodore Maiman [2].

Esto ha dado lugar a la fotónica, un nombre basado en el cuanto de energía del campo electromagnético, el fotón. El dominio de la fotónica se extiende de la generación de energía a la detección, a las comunicaciones y al procesamiento de información, e incluye todos los medios para generar y aprovechar la luz para propuestas útiles. Sin embargo, los aspectos de la óptica en ciencia y tecnología han sido y siguen siendo ampliamente influenciados por el campo de la óptica no lineal. Este campo ha mejorado nuestra comprensión fundamental de la interacción de la luz con la materia.

Además, con la invención del láser, se dio surgimiento al estudio de la óptica a altas intensidades que condujeron a nuevos fenómenos no observados anteriormente, tales como la generación de nuevos colores de luz monocromática en un cristal transparente (generación de armónicos) [3], o el auto-enfocamiento de un haz de luz en un líquido homogéneo [4]. A las intensidades usadas para generar estos tipos de efectos, los parámetros ópticos usuales de los materiales no pueden ser más

considerados constantes, sino que se convierten en funciones de la intensidad de la luz.

La óptica no lineal, se encarga del estudio de las propiedades no lineales de diferentes materiales, así como de los fenómenos presentes y sus aplicaciones. Una de las áreas de aplicación es la propagación de luz como un medio de transmisión de información. Existiendo varios medios que presentan modulación de diferentes características a lo largo de la dirección transversal.

A inicios de los 70's, se sugirió que las fibras ópticas podían soportar pulsos con características no lineales, debido a un balance entre el efecto dispersivo y un efecto no lineal, estos pulsos ópticos no lineales fueron llamados "solitones".

1.2 MOTIVACIÓN.

La región óptica del espectro electromagnético, (100–300 THz) [5], sigue siendo muy atractiva para las comunicaciones ópticas. A estas frecuencias la luz permite una alta tasa de modulación de la señal y, por consiguiente, una alta velocidad de transmisión de información [6].

Se ha consolidado el interés en estudiar y aplicar fenómenos relacionados con el comportamiento de la luz al propagarse en medios no lineales con dispersión cromática. Estas propiedades permiten una amplia inserción en sistemas de tratamiento óptico de la información. De hecho, las fibras ópticas son el medio óptimo de transmisión de información a través de largas distancias en telecomunicaciones ópticas, ya que, la fibra óptica moderna es un medio extraordinariamente transparente, en la región de telecomunicaciones ($\lambda \approx 1.55 \mu m$) las pérdidas son del orden de 0.2dB/Km [6].

La comunicación global, y en particular el Internet y la telefonía de larga distancia, se basan ahora principalmente en la tecnología de fibras ópticas, la principal ventaja de ondas ópticas comparadas con las de radio es la alta frecuencia que permite altas tasas de transmisión de datos. Hoy en día, se transmiten cientos de terabits por segundo en una única fibra, lo que representa un aumento de más de 9 órdenes

de magnitud al que podría haber alcanzado hace cincuenta años con la transmisión de las señales de radio.

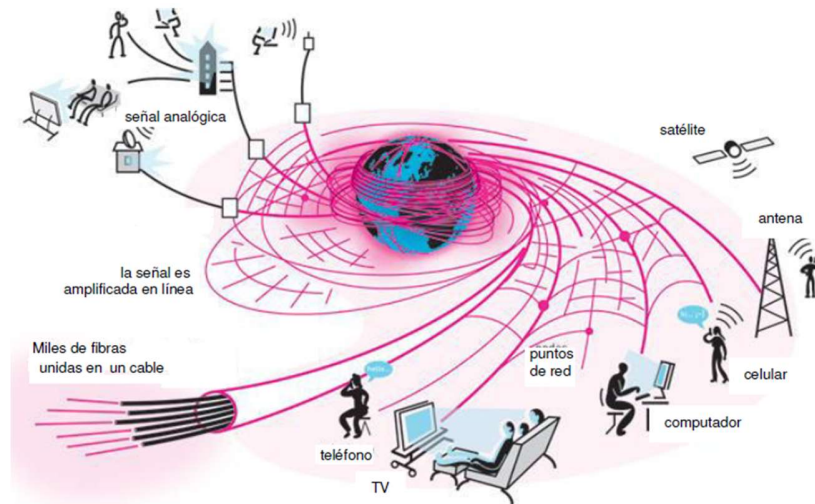


Figura 1.2.1. Representación de la comunicación mundial en la actualidad. [7].

1.3 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

Uno de los objetivos principales de la nanofotónica es desarrollar conmutadores ultrarrápidos para ondas de luz, con aplicaciones en sistemas ópticos orientados a telecomunicaciones, computación óptica, etcétera [8]. Pensando en el transporte de luz como una transferencia de información, por lo que, si abordamos estas cuestiones de manera computacional, podemos lograr simular el comportamiento de la luz, en determinados arreglos, proporcionando una idea más clara de los fenómenos presentes, su interpretación física real y posibles aplicaciones.

Este trabajo está dedicado al estudio de la propagación de pulsos ópticos brillantes no lineales en un composito óptico, el cual se define como un compuesto sintético conformado por materiales mezclados heterogéneamente; logrando así conseguir la obtención de propiedades que no es posible obtener en los materiales originales [9]. Para el estudio de este medio, realizamos un modelo numérico donde los pulsos se propagan a lo largo de una dimensión espacial (x) y tienen un grado de libertad

de dispersión. A estos pulsos los llamamos de dimensionalidad $(1 + 1)D$. La duración temporal considerada es subpicosegundo ($\sim 100fs$).

En $(1+1)D$ podemos observar propagación de pulso auto-atrapado (solitones ópticos), sin embargo, en $(2+1)D$, los haces se colapsan en el medio Kerr puro. Para esto es necesario considerar un tipo más complejo de no linealidades, y que no siempre pueden encontrarse libremente en la naturaleza. En la presente tesis, se propone estudiar el comportamiento óptico de un material hecho por el hombre, esto es de metamateriales nanométricos, nanocompuestos o compositos.

Nosotros consideramos un metamaterial conformado por una sucesión de placas plano paralelas, de espesores nanométricos. Tomamos dos materiales no lineales: uno Kerr y el otro con respuesta dependiente de la quinta potencia del campo eléctrico. A este último lo llamaremos material no lineal quíntico, en analogía a la denominación en inglés. Consecuentemente, hablaremos de un composito Kerr-Quíntico (K-Q).

La dinámica de propagación e interacción de la luz en medios no lineales, teóricamente está bien establecida y se estudia mediante la ecuación no lineal Schrödinger (NLS), (ver sección 2.1). En esta tesis los experimentos numéricos se realizan empleando el método de elemento finito, a través del software COMSOL Multiphysics [A1].

Nuestra hipótesis de trabajo es considerar un hipotético material idóneo no lineal con respuestas K-Q. Para éste, encontramos las condiciones físicas de frontera que permitan la propagación de solitones. Las cuales aplicamos al caso de compositos K-Q, de idénticas propiedades geométricas que el material hipotético, y modificando el número de celdas determinamos la posibilidad de obtener propagación tipo soliton en el composito.

2 MODELO MATEMÁTICO

En este capítulo desarrollamos el modelo matemático de trabajo, comenzando con las ecuaciones fundamentales de la electrodinámica, para deducir la ecuación NLS que describe la propagación de pulsos ópticos autoatrapados.

La propagación de un haz óptico, como cualquier otro fenómeno electromagnético, se encuentra regido por las ecuaciones de Maxwell, las cuales describen la relación entre el campo eléctrico y magnético. Estas ecuaciones toman la forma general, en el sistema internacional de unidades (S. I.):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.4)$$

Dónde: \mathbf{E} y \mathbf{H} corresponden a los campos vectoriales eléctrico y magnético respectivamente.

Nosotros nos vamos a enfocar, en el caso donde hay ausencia de cargas libres, como lo es un medio óptico, donde $\mathbf{J} = 0$ y $\rho_f = 0$, en la ecuación (2.2) y (2.3).

\mathbf{D} y \mathbf{B} corresponden a las densidades de flujo eléctrico y magnético respectivamente [10].

Las densidades de flujo se relacionan con los campos vectoriales, de la siguiente manera

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (2.6)$$

donde ε_0 es la permitividad eléctrica del vacío y μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío.

\mathbf{P} y \mathbf{M} son las polarizaciones eléctricas y magnéticas, por unidad de volumen, inducidas respectivamente.

Aplicamos el rotacional a la ecuación (2.1) y sustituyendo las ecuaciones (2.5) y (2.6), encontramos la ecuación vectorial que describe la propagación de luz en un medio, esto es, la ecuación de onda para el campo eléctrico:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2.7)$$

dónde: c es la velocidad de la luz en el vacío y $\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$.

En general, el vector de polarización eléctrica \mathbf{P} se define para medios lineales como $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$, donde χ es la susceptibilidad eléctrica de primer orden. Sin embargo, en medios no lineales χ deja de ser una constante, debido a esto, el vector \mathbf{P} puede ser expresado como:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(4)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(5)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \dots), \quad (2.8)$$

donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal y representa la mayor contribución a \mathbf{P} , $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad de segundo orden y es la responsable de los efectos no-lineales como generación de segundos armónicos y generación de suma de frecuencias [11]. La siguiente susceptibilidad a considerar es la de tercer orden (Kerr) que es la responsable de la aparición de otros efectos no lineales, tales como, el autoenfocamiento, automodulación de fase, etcétera [12]. El término $\chi^{(5)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}$ corresponde a la no linealidad de quinto orden. Es importante señalar que para materiales con centro de simetría las dependencias pares al campo eléctrico desaparecen. En lo sucesivo analizaremos materiales Kerr y al final generalizaremos la expresión considerando el término quíntico.

De esta manera, para la polarización la ecuación puede ser reescrita como:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}), \quad (2.9)$$

donde se puede observar que el vector de polarización \mathbf{P} está compuesto de una parte lineal (\mathbf{P}_L) y otra no lineal (\mathbf{P}_{NL}):

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (2.10)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (2.12)$$

Estando relacionadas con el campo eléctrico:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (2.13)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (2.14)$$

Todas estas ecuaciones obtienen su validez en la aproximación del dipolo eléctrico, suponiendo que la respuesta del medio es local.

Simplificamos la ecuación (2.12), considerando la \mathbf{P}_{NL} como una pequeña perturbación de la polarización total. Pero como la ecuación (2.7) es lineal, en el dominio de frecuencias ω queda como:

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) - \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.15)$$

En donde $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ es la transformada de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ y ésta se define:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) dt \quad (2.16)$$

Constituida por una parte real y otra imaginaria, que define el índice de refracción y el coeficiente de absorción, respectivamente:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (2.17)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (2.18)$$

A partir de esto, vemos que la función dieléctrica del material es:

$$\varepsilon(\omega) = \left(\frac{n(\omega) + i\alpha(\omega)c}{2\omega} \right)^2 \quad (2.19)$$

Como $n(\omega)$ a menudo es independiente de las coordenadas espaciales tanto en el núcleo como en el revestimiento de las fibras de índice de escalón [véase el apéndice A6], se puede usar:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.20)$$

Luego, utilizamos la ecuación (2.3) y la relación $\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, para simplificar la ecuación (2.15) de la siguiente manera:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.21)$$

De aquí obtenemos la ecuación para la propagación de pulsos ópticos no lineales en fibras, por medio de las ecuaciones (2.20) y (2.21), reescribiéndose de la siguiente forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

Para resolver esta ecuación, primero tenemos que hacer algunas consideraciones, como lo es que la \mathbf{P}_{NL} es una pequeña perturbación a la \mathbf{P}_L . Además, el campo óptico debe mantener su estado de polarización a lo largo de la fibra para que tome un enfoque escalar. Por último, realizar una aproximación, separando la parte que varía rápidamente del campo eléctrico, escribiéndola como:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c.], \quad (2.23)$$

donde, $\hat{\mathbf{x}}$ es el vector de la unidad de polarización, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ función de tiempo relacionada con el periodo óptico.

Asimismo, podemos expresar de manera similar a los componentes de la polarización:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c.] \quad (2.24)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c.], \quad (2.25)$$

podemos hallar la componente $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ sustituyendo la ecuación (2.25) en la ecuación (2.14), además de suponer que la no linealidad es instantánea, como ya se había hecho anteriormente, nos permite reducir la ecuación a:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.26)$$

y para encontrar la componente $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$, sustituimos la ecuación (2.24) en la ecuación (2.14) y obtenemos:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)} \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega, \quad (2.27)$$

el último término requiere un ajuste de fase y generalmente es despreciable en las fibras ópticas. Haciendo uso de la ecuación (2.11), $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ está dado por:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.28)$$

pero nosotros nos vamos a enfocar en la propagación a lo largo del eje x, por lo que podemos reescribir la ecuación (2.28):

$$\mathbf{P}_{NL}(x, t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(x, t), \quad (2.29)$$

donde la contribución no lineal a la constante dieléctrica se define como

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} \cdot |\mathbf{E}(x, t)|^2 \quad (2.30)$$

Luego, sustituimos las ecuaciones (2.23) y (2.25) en la (2.22) y aplicamos la transformada de Fourier $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$, definida como:

$$\tilde{\mathbf{E}}(x, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, t) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt, \quad (2.31)$$

encontrando dicha ecuación que se le conoce como de onda o de Helmholtz.

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} - K_0^2 \varepsilon(\omega) \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.32)$$

Donde $K_0 = \frac{\omega}{c}$.

Por otra parte, de la ecuación (2.13), tenemos que la parte lineal equivale $\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E}$, combinando la expresión lineal y no lineal, resulta:

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL}, \quad (2.33)$$

esta es la constante dieléctrica, que utilizamos para definir el índice de refracción \tilde{n} y el coeficiente de absorción $\tilde{\alpha}$, dependientes de la intensidad, debido a ε_{NL} , para el medio Kerr queda:

$$\tilde{n} = n_0 + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.34)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.35)$$

El medio no lineal para el cual domina la susceptibilidad de tercer orden y las ecuaciones (2.34) y (2.35), describe la respuesta no lineal que se conoce como medio Kerr. Además, los efectos no lineales de orden superior se pueden incluir utilizando $\tilde{n} = n_0 + n_{nl}(I)$, en vez de la ecuación (2.34) o (2.35). Donde $n_{nl}(I)$ representa la parte no lineal del índice de refracción que depende de la intensidad del haz $I = |\mathbf{E}|^2$. En el caso de un medio Kerr $n_{nl}(I) = n_2 I$.

2.1 ECUACIÓN NO LINEAL DE SCHRÖDINGER (ENLS)

Una solución general de la ecuación (2.22), se puede escribir en la forma de (2.23) con $\mathbf{E}(x, t) = U(x) \exp(i\beta_0 t)$, donde $\beta_0 = k_0 n_0 \equiv \frac{2\pi n_0}{\lambda}$ es la constante de propagación en términos de la longitud de onda óptica $\lambda = \frac{2\pi}{\omega_0}$.

En el caso cuando la difracción, los efectos no lineales y la envolvente U varía con x en una escala mucho más larga que la longitud de onda λ , de modo que la segunda derivada $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ podemos despreciarla, entonces, la envolvente del haz es encontrada para satisfacer la siguiente ecuación parabólica no lineal:

$$2i\beta_0 \frac{\partial U}{\partial Z} + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + 2\beta_0 k_0 n_{nl}(I)U = 0 \quad (2.1.1)$$

Nos enfocaremos en la no linealidad Kerr y utilizamos $n_{nl}(I) = n_2 I$, n_2 es el coeficiente Kerr del material no lineal. Agregamos las variables adimensionales escaladas:

$$x = \frac{X}{\gamma_0}, y = \frac{Y}{\gamma_0}, z = \frac{Z}{\gamma_0}, u = (k_0 |n_2| L_d)^{1/2} U \quad (2.1.2)$$

donde γ_0 es un parámetro de escala transversal relacionado con el ancho del haz de entrada y $L_d = \beta_0 \gamma_0^2$ es la longitud de difracción (también llamada rango Rayleigh). En términos de estas variables adimensionales, la ecuación, (2.35) toma la forma de una ecuación NLS estándar con dimensión (2 + 1):

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \pm |u|^2 = 0 \quad (2.1.3)$$

Esta ecuación NLS es de dimensionalidad (2 + 1)D, el número 2 corresponde a las dimensiones transversales, donde se da la difracción, y el 1 indica la dirección de propagación x .

La dimensionalidad de la ecuación NLS puede cambiar, dependiendo de la naturaleza del medio no lineal. Cuando, la solución de la ecuación (2.22) se puede escribir en la forma de (2.23) con:

$$\mathbf{E}(x, t) = U(x)B(t)\exp(it\beta_0) \quad (2.1.4)$$

Agregando el termino $B(t)$, para denotar la amplitud modal de guía de onda.

Usando el procedimiento descrito anteriormente, nuevamente obtenemos la ecuación NLS normalizada en la forma de la ecuación (2.1.3), pero sin la derivada y de segundo orden, es decir:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \pm |u|^2 u = 0 \quad (2.1.5)$$

Esta es la ecuación NLS de dimensión (1+1)D, la forma más simple de esta misma. Caracterizada porque se puede resolver para ambos signos del termino no lineal.

2.2 COMPETENCIAS DE NO LINEALIDADES

El índice de refracción no lineal de cualquier material óptico comienza a competir por la dependencia $n_2 I$ para intensidades suficientemente grandes. Estas se observan experimentalmente para materiales no lineales, tales como guías de onda semiconductoras, vidrios dopados con semiconductores y polímeros orgánicos [13], por ejemplo, existen materiales que responden a una longitud de onda cercana a 1600 nm, en donde, las variaciones del índice de refracción no lineal con intensidad de entrada se pueden modelar mediante una forma cúbico-quíntica de la no linealidad. Este es nuestro caso, ya que el modelo matemático del trabajo es:

$$n_{nl}(I) = n_2 I + n_3 I^2 \quad (2.2.1)$$

donde n_2 y n_3 tienen signos opuestos. Para $n_2 > 0$ pero $n_3 < 0$, esta forma describe una comparación entre autoenfoco que ocurre a “relativas” bajas intensidades y autodesenfoco que asume el control de altas intensidades.

3 METODOLOGÍA

En esta sección, exponemos los métodos aplicados para llevar a cabo la investigación que sustenta esta tesis. A la vez que proponemos los modelos computacionales a emplear; posteriormente introducimos el software que permite realizar los experimentos numéricos. Finalmente, explicamos los métodos que empleamos para procesar los resultados obtenidos y encontrar parámetros que nos ayuden al análisis de la propagación de los pulsos autoatrapados.

Como expusimos anteriormente, este trabajo está dedicado al estudio numérico de la propagación de pulsos ópticos no lineales con dimensionalidad (1+1)D en un medio hipotético con no linealidades ($\chi^{(3)} \pm \chi^{(5)}$) homogéneo (medio ideal) y en un composito óptico con propiedades semejantes. Para lograr esto, utilizamos el software comercial COMSOL Multiphysics 5.3, con el cual, vamos a simular la propagación de pulsos ópticos a través de compositos no lineales, conformado por materiales con diferentes respuestas (cúbica y quíntica) en la ecuación no lineal de Schrödinger.

Para estos dos modelos vamos a tener diferentes geometrías, para el caso del medio ideal, se va a considerar un elemento rectilíneo, con una longitud de 200 unidades.

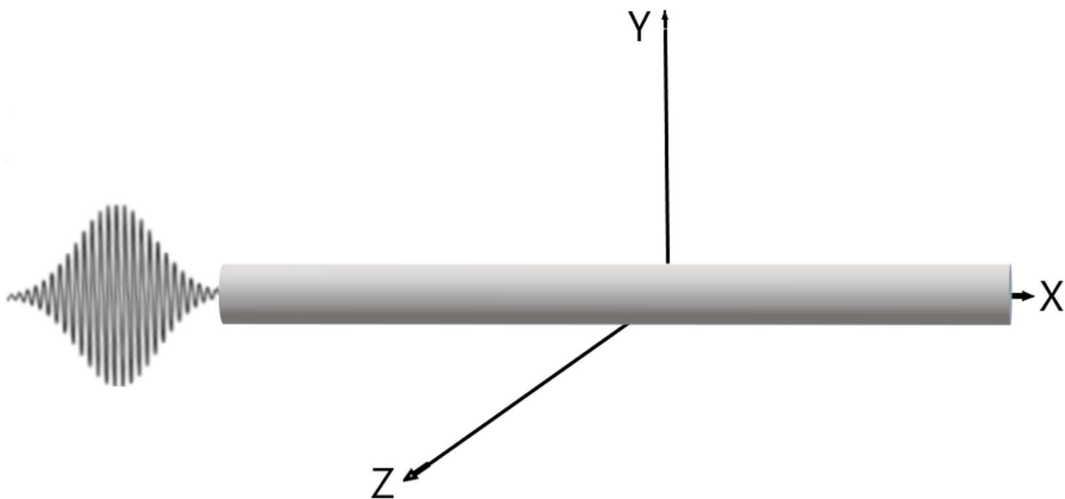


Fig. 3.1. Representación gráfica de la guía homogénea ideal.

Y el compuesto, va estar constituido por placas plano paralelas alternas de materiales de distinta no linealidad, donde las placas son del mismo espesor. A cada sucesión de dos placas diferentes la denominaremos celda. Éste es uno de los parámetros fundamentales del experimento numérico, ya que se variará el número de celdas desde uno hasta mil y compararemos el resultado con el obtenido en el medio ideal. En ambos casos, se está propagando a lo largo del eje x, (-100 a 100 unidades).

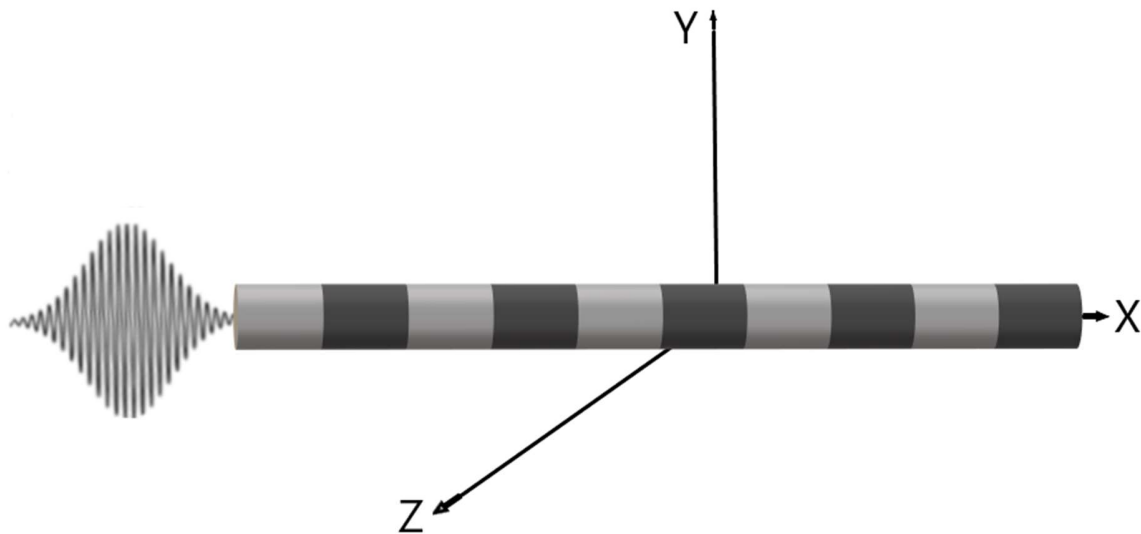


Fig. 3.2. Representación gráfica del compuesto.

3.1 UTILIZACIÓN DEL SOFTWARE COMSOL MULTIPHYSICS

Los experimentos numéricos se corrieron en la supercomputadora Cuetzlaxcoapan del Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México (LNS), de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP).

Utilizamos el módulo matemático de Comsol Multiphysics, apoyándonos en el submódulo de ecuaciones diferenciales parciales y en forma de coeficientes. En el caso que nos ocupa, para simular la ecuación de Schrödinger no lineal, Comsol Multiphysics parte de la ecuación general:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \delta |u|^p u, \quad (3.1)$$

donde:

$u = u(t, x) \in \mathbb{C}$, $u_1 = \text{Re}(u)$, $u_2 = \text{Im}(u)$, $x \in \mathbb{R}^d$, $d \in \{1, 2, 3\}$, $t \in [0, \infty)$, α y $\beta \in \mathbb{C}$ y $p \in \mathbb{N}_0$.

En COMSOL Multiphysics, se tiene por defecto la ecuación:

$$e_a \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + d_a \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (-c \nabla u - \alpha u + \gamma) + \beta \cdot \nabla u + au = f, \quad (3.2)$$

aquí resolvemos un problema unidimensional, por lo que tomamos $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}$, además, c - Coeficiente de difusión, a - Coeficiente de absorción, f - Término fuente, e_a - Coeficiente de masa, d_a - Coeficiente de amortiguación, α - Coeficiente de convección del flujo conservativo, β - Coeficiente de convección, γ - Fuente de flujo conservativo.

Para conseguir la ecuación NLS obtenida en el capítulo anterior (2.1), y en el caso cúbico, las variables del modelo general deberán ser las siguientes:

$$a = \alpha = \beta = \gamma = e_a = 0,$$

$$c = 1,$$

$$d_a = i,$$

$$f = |u|^2 u.$$

Y para el material con respuesta cúbico-quíntico, mantendremos constantes a casi todos los valores, sólo modificamos el término fuente f : $f = |u|^2 u - 0.01 \cdot |u|^4 u$

Obteniendo las siguientes ecuaciones

$$i u_x = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u \quad (3.3)$$

$$i u_x = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u - 0.01 \cdot |u|^4 u, \quad (3.4)$$

dónde, $\delta = 1$ (coeficiente Kerr) y $u_x = \frac{\partial u}{\partial x}$.

Para el medio cúbico, utilizamos la ecuación (3.3) y para el medio ideal, resolvemos la ecuación (3.4).

Se determinó la siguiente estructura de pulso que se empleará como valor inicial (o condición a la frontera) para el campo $u(x, t)$. Éste se utilizará tanto en el medio ideal como en el composito:

$$u(x = 0, t) = \frac{4 \left(\cosh(3t) + 4 \exp\left(\frac{it}{2}\right) \cosh(t) \right) \exp\left(\frac{it}{2}\right)}{\cosh(4t) + 4 \cosh(2t) + 3 \cos(2\pi)} \quad (3.5)$$

El próximo paso, es construir un mallado para el sistema físico, este lo vamos a definir nosotros y lo utilizaremos en todas las simulaciones. La definición del mallado es importante para probar la convergencia del sistema; esto lo realizaremos modificando tanto el tamaño de las celdas del elemento finito.

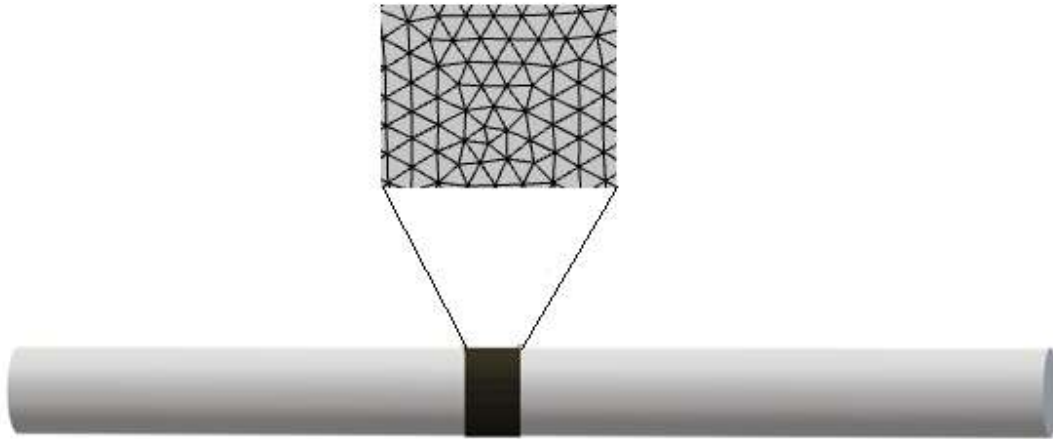


Fig. 3.3 Representación gráfica del mallado del compuesto y compuesto homogéneo.

Para modificar el tamaño, tenemos los parámetros dados por el software, “tasa de crecimiento máxima de elemento” y “resolución de regiones estrechas”, los cuales, obtiene su valor mínimo en 1. Por ello, cambiamos mayormente el parámetro de “tamaño máximo de elemento”, proporcionándole diferentes valores: 0.1 y 0.05. Esto, para observar cómo se comporta el haz propagándose, a lo largo y en la mayor cantidad de partes posibles, en cada uno de los segmentos mencionadas anteriormente. En la parte de estudio, se asigna uno temporal, el cual, va iniciar en 0 s y va a terminar en 25 s con un paso de 0.1 s, obteniendo 250 pasos en total. Todo esto, va a simular una guía óptica heterogénea, siendo esta, el medio compuesto por dos distintos materiales no lineales con respuestas Kerr y cuántica. Por otro lado, el medio $(\chi^{(3)} \pm \chi^{(5)})$ ideal, simula una guía homogénea, y comparando los resultados de estos medios, se validará la hipótesis de trabajo. El compuesto kerr- cuántico, está definido por celdas, las cuales, están conformadas por una placa de material cúbico seguida por otra cuántica. Sabiendo esto, se van a

realizar diferentes simulaciones aumentando el número de celdas del compuesto y se van a definir como lo muestra la tabla 3.1.

Tabla 3.1. Nombre asignado a cada compositos, número de celdas y tiempo de cómputo.

Composito	Numero de celdas	Tiempo de cómputo
ES1	1 ($\chi^{(3)} + \chi^{(5)}$)	50 min 34 s
ES1A	1 ($\chi^{(5)} + \chi^{(3)}$)	50 min 42 s
ES2	2	1h 32 min 52 s
ES10	10	40 min 44 s
ES20	20	49 min 12 s
ES50	50	48 min 8 s
ES100	100	42 min 36 s
ES500	500	2h 53 min 22 s
ES1000	1000	23 h 40 min 16 s
ES1000_0.01	1000 (Reduciendo el tamaño máximo de la malla)	98 h 36 min 21s

Mientras que, para el medio homogéneo, también se van a realizar simulaciones cambiando los materiales y se van a definir como se expone en la tabla 2.

Tabla 3.2. Nombres, especificaciones de compuestos homogéneos y tiempo de cómputo.

Medio homogéneo	Especificaciones	Tiempo de cómputo
ESC	Únicamente contiene material cúbico	2 h 36 min 53 s
ESQ	Únicamente contiene material quíntico.	2 h 55 min 22 s
ESCQ	Compuesto hipotético de material cúbico y quíntico.	2 h 33 min 16 s

Con el objeto de tener control total sobre los datos generados por el método del elemento finito en Comsol, es necesario extraer esta información de las bases de datos que genera el software utilizado. Para esto estudiamos la estructura de estas bases de datos y escribimos un código en Fortran para procesar los resultados obtenidos. En particular, encontramos parámetros que complementen el análisis de la propagación de los pulsos autoatrapados, los cuales son

1. Intensidad pico: son los valores máximos de los campos eléctricos, obtenidos de la propagación del pulso.
2. Periodos de oscilación: en general, un periodo es el tiempo en el que se realiza una oscilación completa. Por lo que, nosotros vamos a encontrar los valores de estos, a través del comportamiento del pulso a lo largo de la propagación en los dos medios propuestos anteriormente.
3. Ángulos de corrimiento: Se forman con la diferencia entre la posición angular inicial y la posición angular final de la trayectoria del pulso. Con la cual, podemos observar cómo se comporta la velocidad de grupo.

4 RESULTADOS

Basados en el modelo matemático presentado previamente, así como en la metodología expuesta, desarrollamos las investigaciones tendentes a demostrar la hipótesis de trabajo.

Exponemos los resultados obtenidos de las simulaciones realizadas en COMSOL Multiphysics, del medio homogéneo y de los compositos diseñados. Para validar los resultados, a la vez que analizamos la propagación de los pulsos ópticos en los distintos medios, extraemos la información referente a la propagación de pulsos: Energía, Intensidad pico y Ancho temporal (duración temporal total a la mitad de la intensidad pico: FWHM), lo que permite una completa comprensión de la dinámica de evolución del campo óptico en los distintos medios. En la mayoría de casos analizaremos el comportamiento de la intensidad pico, considerando que los sistemas físicos bajo estudio son conservativos y que la duración temporal oscila en contrafase con la intensidad pico.

Además, vamos a encontrar los valores promedio de las intensidades, periodos de oscilación y ángulos de corrimiento. Lo que facilitará la discusión de los resultados.

4.1 MEDIO HOMOGÉNEO

Primero, vamos a mostrar los resultados de las simulaciones de los compuestos homogéneos. La mayor relevancia la tiene el medio homogéneo ($\chi^{(3)}+\chi^{(5)}$), caso ideal. Así, posteriormente vamos a comparar el desempeño con los compositos definidos en la metodología. Podemos comprobar o refutar la hipótesis planteada inicialmente, nos apoyamos en gráficos en 3D de la propagación de los pulsos ópticos en los diferentes medios. Seguiremos la evolución de los parámetros mencionados anteriormente, analizando las dinámicas de propagación en compositos y en los medios homogéneos.

La dinámica de propagación en el medio ideal, representa las condiciones deseables para los medios hechos por el hombre. En la Figura 4.1a), se presenta la propagación de los pulsos a lo largo de todo el medio.

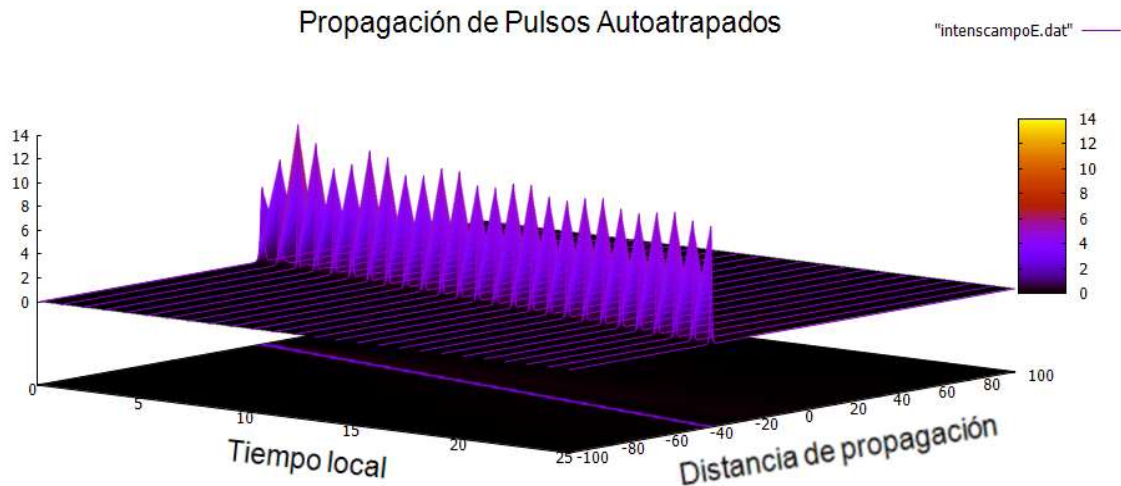


Fig. 4.1 a). Propagación de pulsos a lo largo del medio homogéneo.

Este gráfico se complementa con la traza de propagación. Podemos observar que los paquetes de onda se propagan sin radiar energía y con una zona de buffer adecuada en la cual se confina la energía. En la fig. 4.1 a), se puede observar la propagación del pulso óptico a través del medio homogéneo ideal. Si bien, esta fig. es ilustrativa, da poca información de la evolución de los parámetros, detengámonos en la intensidad pico, el ancho y la energía de los pulsos, que se ilustra en la fig. 4.1b). donde se muestra la evolución de los parámetros durante la propagación del pulso: Energía (línea roja horizontal) puede observarse que no se presentan pérdidas; la duración temporal del pulso (línea verde) oscila a la misma frecuencia que la intensidad pico (línea azul), sin embargo, las oscilaciones de estos parámetros están en contrafase.

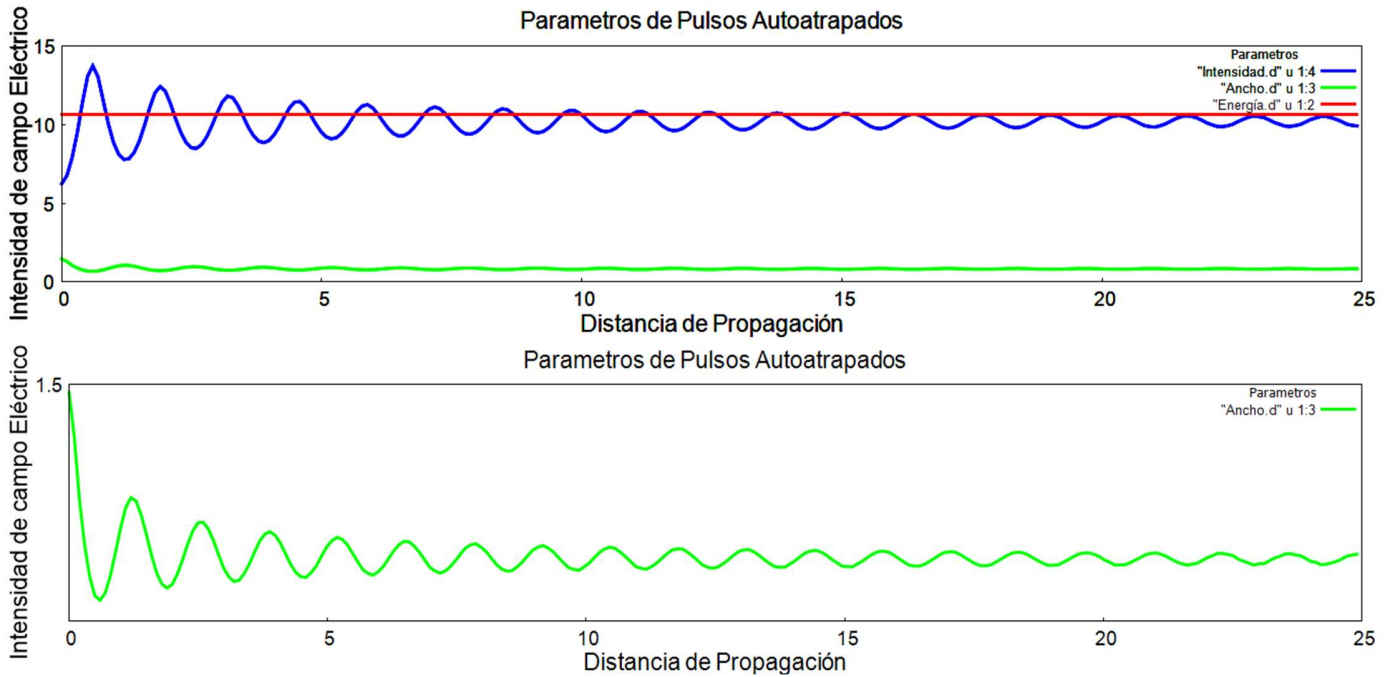


Fig. 4.1 b). Evolución de los parámetros durante la propagación del pulso: Energía (línea roja horizontal), duración temporal del pulso (línea verde) e intensidad pico (línea azul).

En la Figura 4.1c) Presentamos la traza de la propagación del pulso; esta gráfica es de gran utilidad porque permite definir el ángulo de corrimiento.

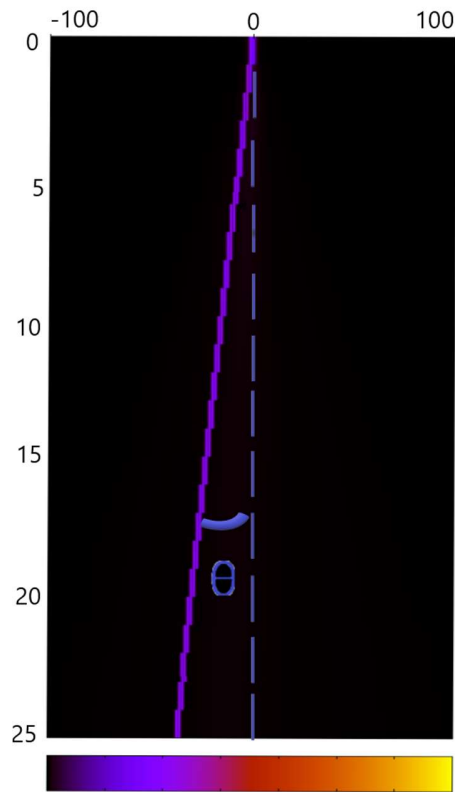


Figura 4.1c) Traza de la propagación del pulso.

Éste representa la diferencia de velocidad de propagación del pulso con respecto a la propagación en un medio sin dispersión de la velocidad de grupo. Este ángulo será importante para analizar las propiedades de los diferentes composites en relación con el medio ideal.

En lo sucesivo analizaremos la dinámica de propagación a partir de capturas de pantalla del software empleado; complementando con la evolución de la intensidad pico. En la Tabla 4.1 presentamos un resumen de la propagación de los pulsos autoatrapados e intensidades de campo eléctrico en los compuestos homogéneos ideales, kerr-quíntico, kerr puro y quíntico puro.

Tabla 4.1. Graficas de la propagacion de los pulsos autoatrapados e intensidades de campo eléctrico en los compuestos homogéneos ideales.

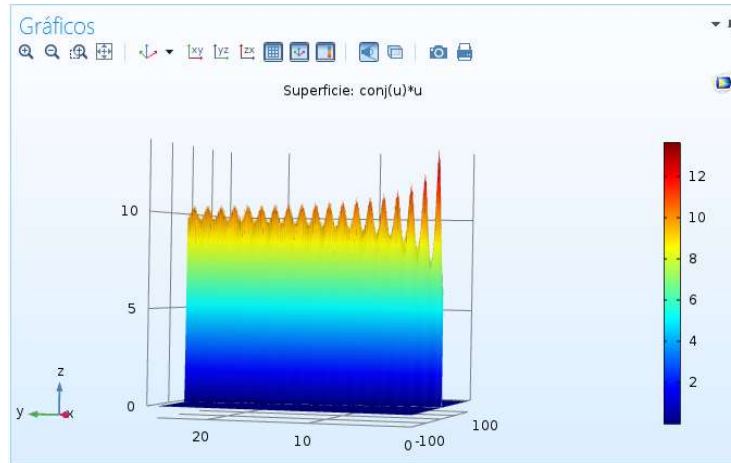


Fig.4.2. Propagación en un medio Kerr-quíntico homogéneo puro, en 3D obtenido de COMSOL.

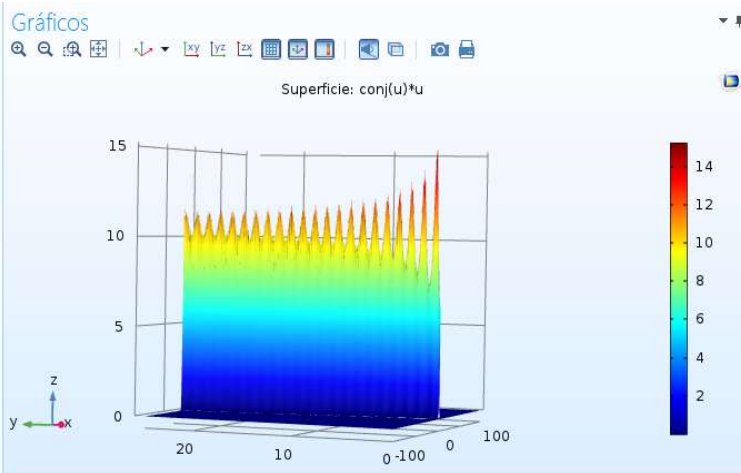


Fig.4.3 a). Propagación en un medio kerr puro, en 3D obtenido de COMSOL.

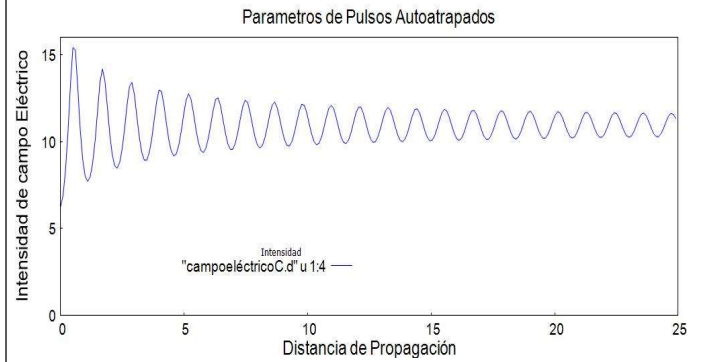


Fig.4.3 b). Intensidad del campo eléctrico contra distancia de propagación de los pulsos autoatrapados en el medio kerr puro.

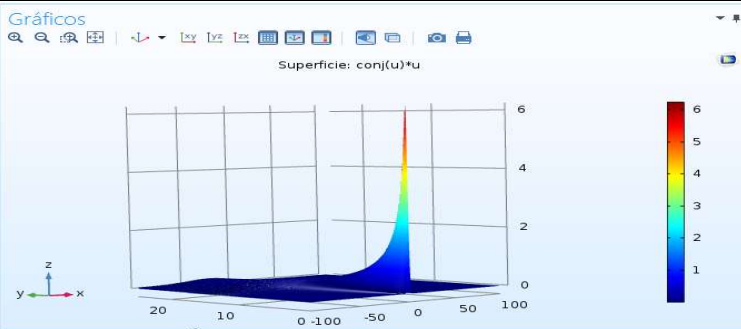


Fig.4.4 a). Propagación en un medio quíntico puro, en 3D obtenido de COMSOL.

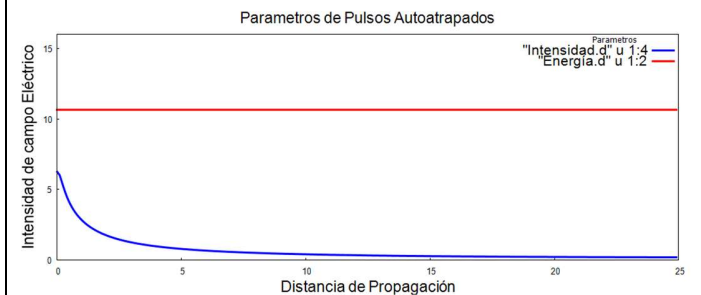


Fig.4.4 b). Intensidad del campo eléctrico (línea azul) y energía (línea roja) de los pulsos autoatrapados en el medio quíntico puro.

En la fig. 4.3 a) se presentan las propiedades de la propagación en el medio homogéneo cúbico, bajo idénticas propiedades que para el medio ideal. Más adelante discutiremos los valores de estos parámetros. Aquí solamente haremos notar que la intensidad máxima es mayor para el medio Kerr, lo que a mayores intensidades de entrada llevaría al colapso del pulso. Nótese, que la oscilación de la intensidad en el medio ($\chi^{(3)} - (-\chi^{(5)})$) es más suave. Además, el periodo de oscilación es mayor en el caso kerr-quíntico, lo que indica una dinámica de propagación más estable con respecto al medio Kerr puro.

Con las similitudes en los casos anteriores y como todos estos son homogéneos, veamos lo que ocurre en el compuesto quíntico puro, en la fig. 4.4 a), en donde observamos que el pulso se ensancha, ya que la no linealidad es tan pequeña que no se contrarrestan los efectos dispersivos. Como en todas nuestras simulaciones, la energía se mantiene constante. Lo cual, también se observará en la fig. 4.4 b), con la intensidad de campo eléctrico.

4.2 COMPOSITOS

En esta subsección analizamos el desempeño de diferentes compositos, ad hoc diseñados, conservando las mismas propiedades geométricas que para el medio homogéneo y las mismas condiciones de frontera. Variaremos el número de celdas en cada composito.

En la Tabla 4.2, presentamos un resumen de las propiedades de propagación de un composito de una sola celda: Kerr-quíntico (Fig. 4.5 a) y 4.5 b)). En las siguientes figuras representan la propagación cambiando el orden de los materiales ($(-\chi^{(5)}) - \chi^{(3)}$). Se observa una ligera disminución de la intensidad pico en el segundo caso con respecto al primero. Lo que se debe a factores dispersivos a que hicimos referencia para un medio quíntico puro.

Tabla 4.2. Graficas de la propagacion de los pulsos autoatrapados e intensidades de los compositos de 1 celda (K-Q) y 1 celda (Q-K).

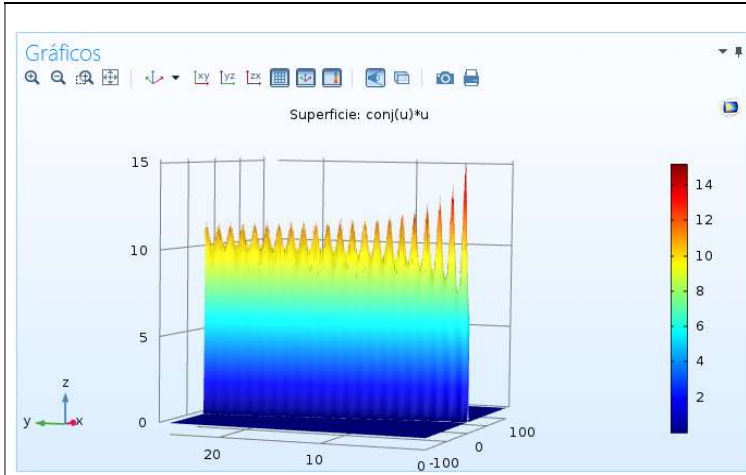


Fig.4.5 a). Evolución de la propagación de pulsos en el compuesto de una celda ($\chi^{(3)} + \chi^{(5)}$), en 3D, obtenido de COMSOL.

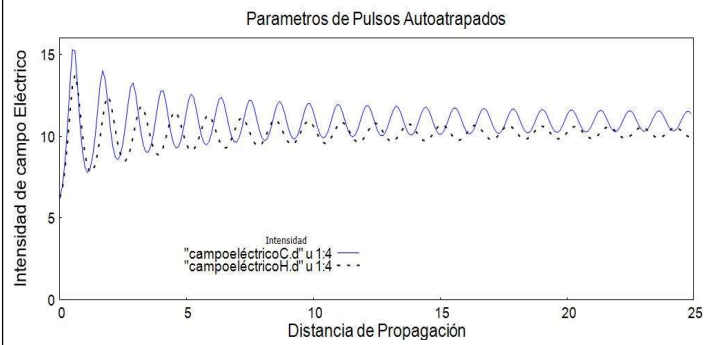


Fig. 4.5 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del compuesto de una celda con el compuesto homogéneo kerr-quintico.

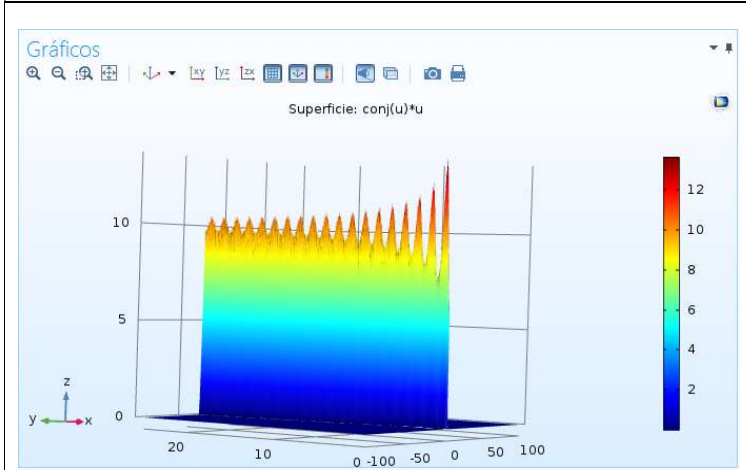


Fig.4.6 a). Evolución de la propagación de pulsos en el compuesto de una celda (quintica-kerr), en 3D, obtenido de COMSOL.

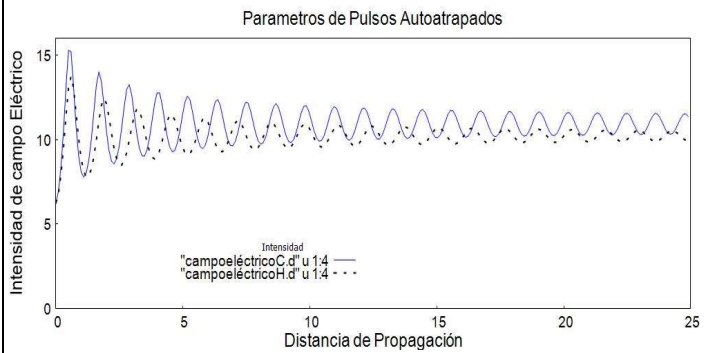


Fig.4.6 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del compuesto de una celda (quintica-kerr) con el compuesto homogéneo kerr-quintico.

En lo sucesivo, el diseño de compositos implicará considerar un mayor número de celdas. Conservando tanto las propiedades geométricas como las condiciones de entrada. En la tabla 4.3 presentamos la propagación de los pulsos autoatrapados e intensidades de campo eléctrico en los compositos de 10, 20 y 100 celdas.

Tabla 4.3. Graficas de la propagacion de los pulsos autoatrapados e intensidades de campo eléctrico en los compositos de 10, 20 y 100 celdas.

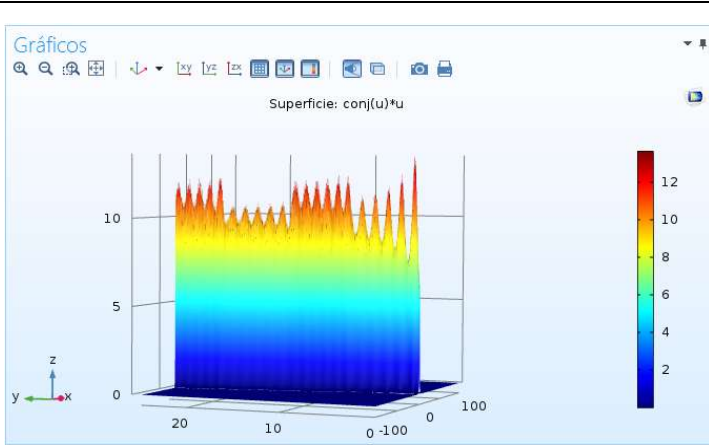


Fig.4.7 a). Evolución de la propagación de pulsos en el composito de diez celdas, en 3D, obtenido de COMSOL.

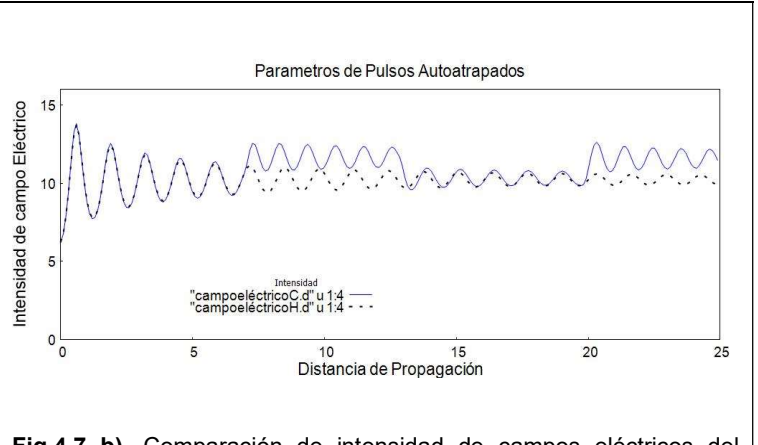


Fig.4.7 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del composito de diez celdas con el compuesto homogéneo kerr-quíntico (línea punteada).

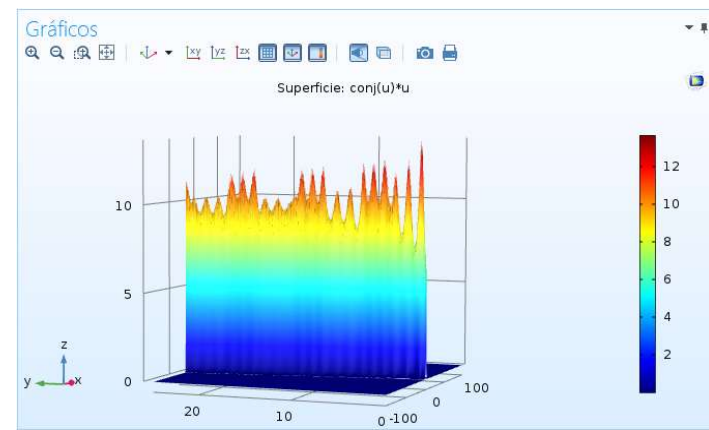


Fig.4.8 a). Evolución de la propagación de pulsos en el composito de veinte celdas, en 3D, obtenido de COMSOL.

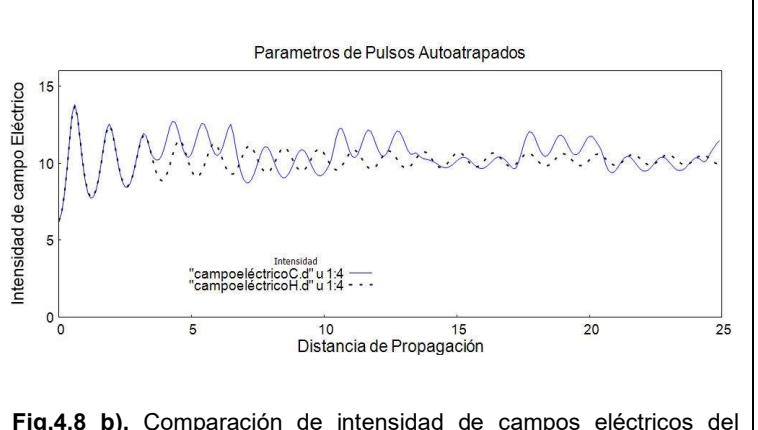


Fig.4.8 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del composito de veinte celdas con el compuesto homogéneo kerr-quíntico.

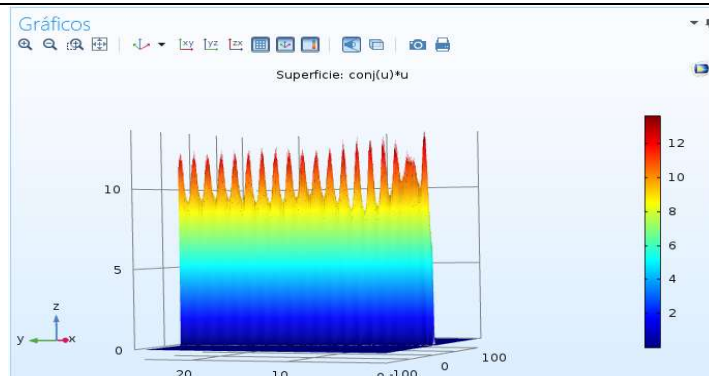


Fig.4.9 a). Evolución de la propagación de pulsos en el composito de cien celdas, en 3D, obtenido de COMSOL.

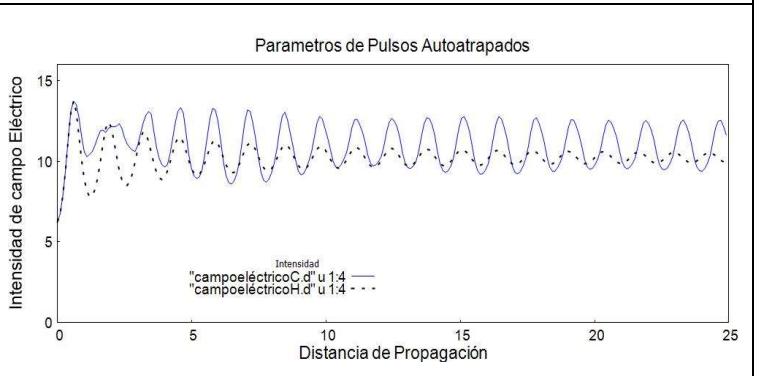


Fig.4.9 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del composito de cien celdas con el compuesto homogéneo kerr-quíntico.

La característica general de estos compositos es que el proceso de propagación de pulsos presenta discontinuidades (caso de 10 y 20 celdas) y para el caso de 100 celdas se tiene una mayor inestabilidad.

Analizando la fig.4.7 a), observamos cambios en la propagación de los pulsos. Siendo estable sólo en algunos segmentos a lo largo de toda la distancia de propagación y no en la mayoría del composito, como en los casos anteriores. Además, en la fig.4.7 b), destacamos el hecho de que es muy similar la intensidad de los campos en ciertos segmentos, pero en otros las intensidades aumentaron. También, se observa que los períodos de los dos casos son muy parecidos. Observándose que el patrón de las primeras simulaciones va cambiando al aumentar el número de celdas.

En la fig.4.8 a), tenemos la propagación de los pulsos en el composito constituido por 20 celdas, podemos darnos cuenta de que con este número de celdas los pulsos son inestables a lo largo de la propagación en el composito, que de alguna forma es lo que se esperaba hasta lograr llegar a un número óptimo de celdas, con el cual la dinámica de propagación sea equivalente al del caso homogéneo.

Observando la fig.4.8 b), podemos decir que la estabilidad de los pulsos está comprometida, ya que la intensidad varía aleatoriamente y los períodos de oscilación son diferentes. Aunque éstos, no se alejan mucho del caso ideal.

Con la idea de visualizar más cambios en la propagación de los pulsos, aumentamos el composito a 100 celdas, para encontrar el mismo comportamiento o de alguna manera un punto de coincidencia con el medio ideal. En la fig.4.9 a) observamos la propagación de pulsos en el composito de 100 celdas, nos podemos dar cuenta de que se alcanza una cierta estabilidad, sin embargo, parece que no va a coincidir con el caso homogéneo. Así que, en la fig.4.9 b) comparamos las intensidades de los campos eléctricos del composito de 100 celdas con el caso ideal. Donde, en efecto, la mayoría de las intensidades pico del composito son mayores al del caso homogéneo. Mientras que los períodos de oscilación se estabilizaron hasta la mitad de la distancia de propagación, comportándose de una manera similar al caso ideal, en estos puntos.

Es claro que al incrementar el número de celdas en el compuesto reducimos el espesor de las mismas y la relación con la longitud de onda disminuye, permitiendo que la luz se comporte de manera diferente. Los resultados los presentamos en la fig.4.10 a). Además, para localizar similitudes entre los compuestos, presentamos en la fig.4.10 b); incluimos la comparación de intensidades de los campos eléctricos del compuesto creado con 500 celdas y el caso homogéneo ideal.

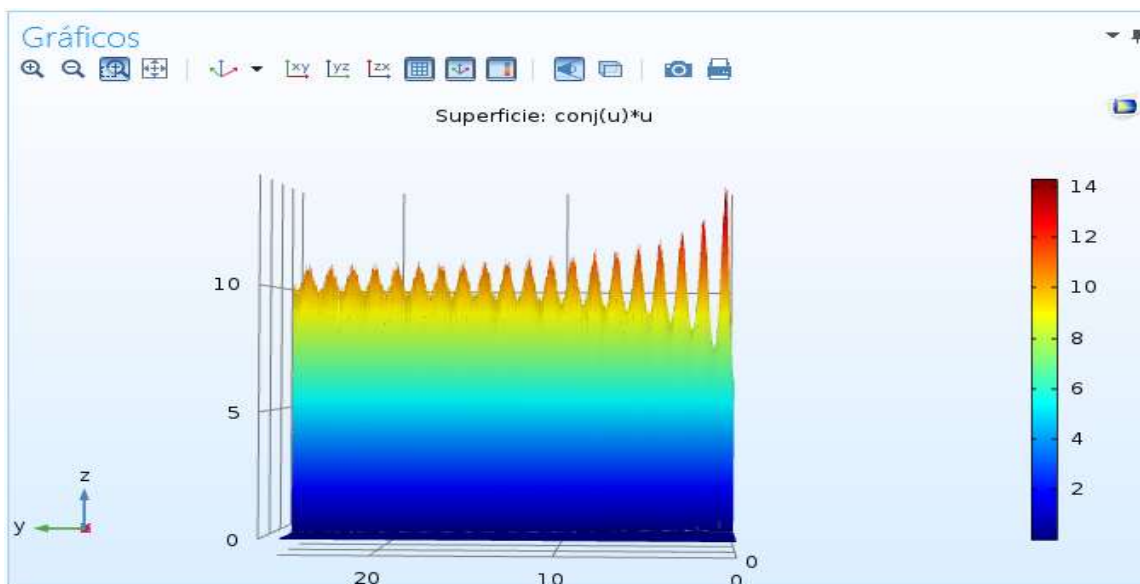


Fig. 4.10 a). Evolución de la propagación de pulsos en el compuesto de quinientas celdas, en 3D, obtenido de COMSOL.

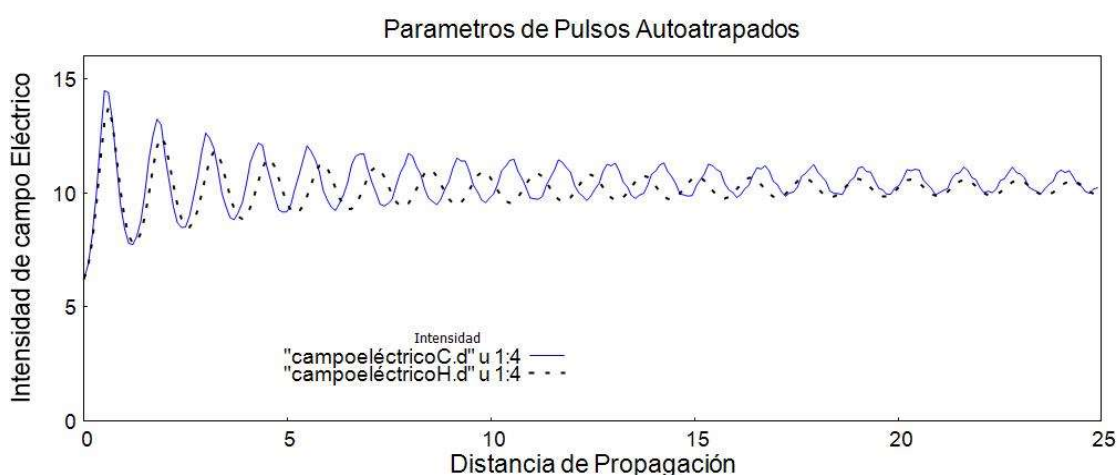


Fig.4.10 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del compuesto de quinientas celdas con el compuesto homogéneo kerr-quíntico.

De la fig.4.10 a), podemos observar que se alcanzó una estabilidad parecida a la del caso homogéneo. Pero analizando detalladamente la fig.4.10 b), decimos que las intensidades de la propagación del composito son mayores y los períodos están desfasados en varios puntos. No obstante, este es un gran avance y el comportamiento de la radiación se asemeja al caso ideal.

En la fig.4.11 a) y fig.4.11 b) tenemos la propagación de los pulsos autoatrapados e intensidades de campo eléctrico en el compositos de 1000 celdas, respectivamente.

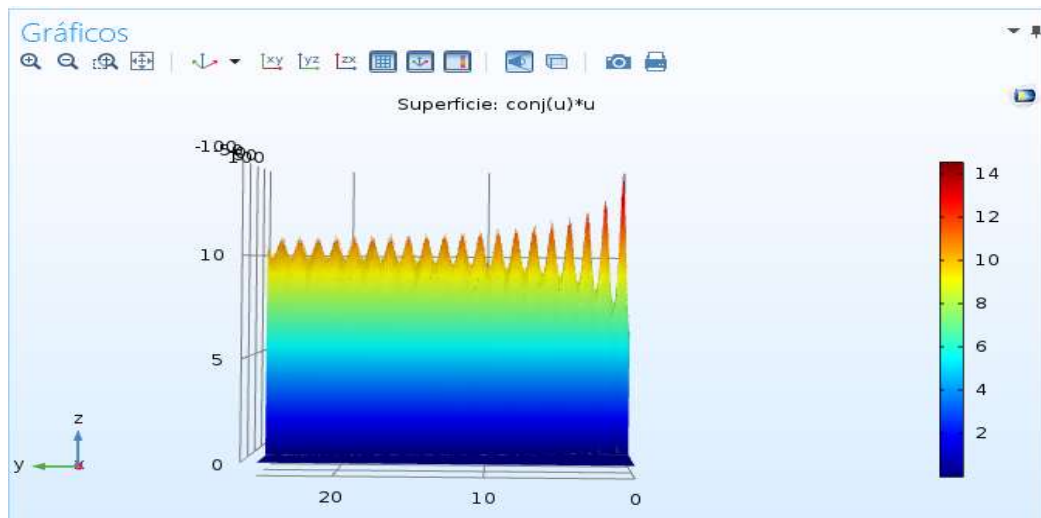


Fig.4.11 a). Evolución de la propagación de pulsos en el composito de mil celdas, en 3D, obtenido de COMSOL.

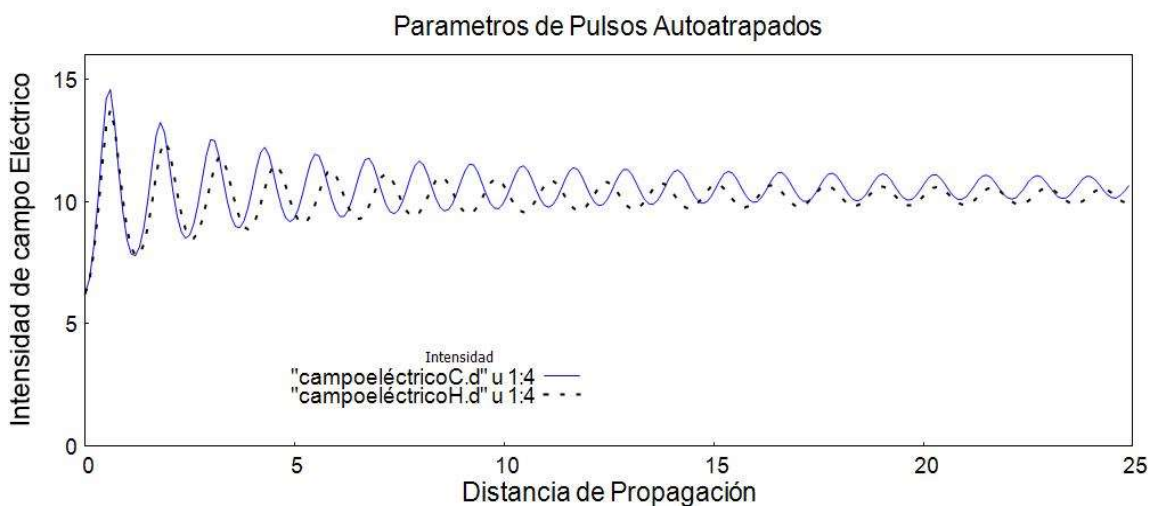


Fig.4.11 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del composito de mil celdas con el compuesto homogéneo kerr-quíntico.

Para el siguiente conjunto de simulaciones consideramos un compuesto de 1000 celdas. En la fig.4.11 a) presentamos la captura de pantalla de la propagación. Podemos observar propagación de pulsos estables y en gran medida semejantes al caso ideal. De la fig.4.11 b), podemos ver, que los periodos de oscilación son menores que el caso ideal, pero con un período constante. Siendo un caso similar para las intensidades pico. Al parecer, este es un resultado óptimo para satisfacer la hipótesis planteada inicialmente. Pero, para darle mayor sustento y estudiar la estabilidad, realizamos otra simulación con el mismo número de celdas, disminuyendo el tamaño máximo de la malla a 0.05 y presentamos la propagación de los pulsos de esta simulación en la fig.4.12 a) y fig.4.12 b).

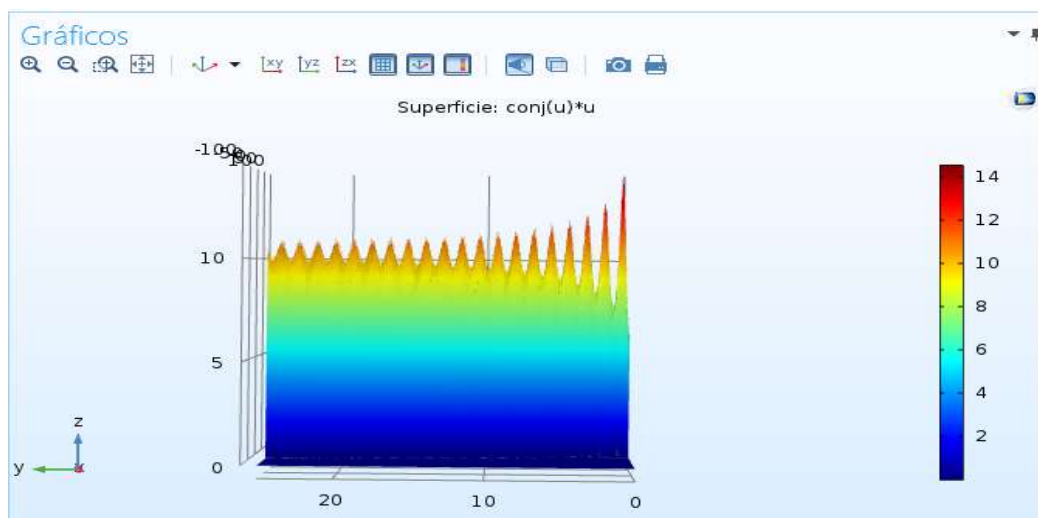


Fig.4.12 a). Evolución de la propagación de pulsos en el compuesto de mil celdas con mallado de 0.05, en 3D, obtenido de COMSOL.

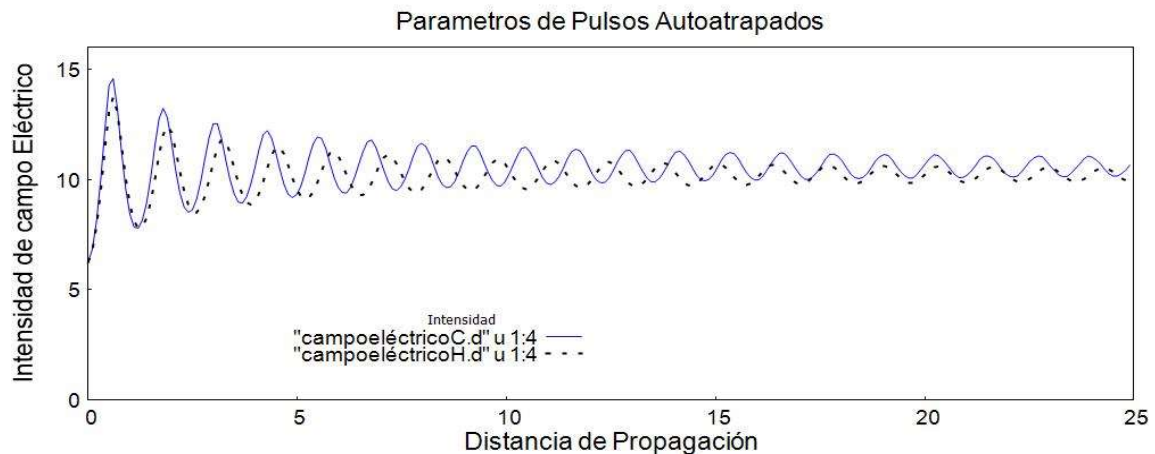


Fig.4.12 b). Comparación de intensidad de campos eléctricos del compuesto de mil celdas (malla reducida a 0.05) con el compuesto homogéneo kerr-quíntico.

Un análisis de los gráficos obtenidos para ambos casos nos permite concluir que no hay mayor diferencia en los resultados, lo que adicionalmente comprueba que el tamaño de la celda empleado en los experimentos previos es adecuado y contamos con gran estabilidad. Lo anterior se sustenta a partir de la comparación de intensidades con respecto al medio homogéneo, ver fig.4.12 b). Tal como lo habíamos dicho, no se observa un cambio significativo, ya que sus intensidades y períodos coinciden con el compuesto anterior. Concluyendo que, esta variable no altera los resultados, entonces con el mallado propuesto inicialmente es suficiente para obtener resultados que correspondan a la realidad física.

Finalmente, vamos a presentar los valores de los parámetros anteriormente mencionados, que se obtuvieron a partir de las simulaciones realizadas en este trabajo.

Más que la intensidad pico en sí misma, necesitamos tener un promedio de este parámetro. En esta tesis, analizamos el proceso de evolución de la intensidad y cuando consideramos que los períodos se han estabilizado procedemos a promediar y calcular la desviación estándar media. El número de pasos que generalmente se considera son del orden de los 70 últimos. Esta información se

resume en la tabla 4.4. Aquí se presenta el promedio de la intensidad pico de todos los compositos y medios homogéneos planteados inicialmente.

Tabla 4.4. Promedio de intensidades máximas, con sus respectivos errores, de cada uno de los compuestos.

Composito	$\langle I_{max} \rangle$	$\pm \sigma$
ES1	10.9032	± 0.4
ESA1	10.2066	± 0.2
ES2	10.2066	± 0.2
ES10	11.4499	± 0.7
ES20	10.2741	± 0.6
ES50	10.0433	± 0.7
ES100	12.7125	± 0.4
ES150	10.4258	± 0.3
ES250	10.8922	± 0.5
ES400	10.2407	± 0.4
ES500	10.4770	± 0.3
ES600	10.5288	± 0.4
ES800	10.5423	± 0.3
ES1000	10.5378	± 0.4
ES1000_0.05	10.5419	± 0.4
Homogéneo	$\langle I_{max} \rangle$	$\pm \sigma$
ESHC1000	11.1231	± 0.6
ESHQ1000(lin.)	0	± 0
ESHC+Q1000	10.1942	± 0.3

Analizando estos valores, podemos afirmar que las variaciones en la propagación en los compositos de 1000 celdas (a diferentes mallados) con el caso ideal, son despreciables.

Reforzando la idea de que el mallado inicial es adecuado para las simulaciones realizadas. Además, tomando los errores de éstos, los compositos más grandes están en rango con el caso homogéneo ideal. Vamos hacer lo mismo, en la tabla 4.5, pero para los periodos de oscilación.

Tabla 4.5. Promedio de los periodos de oscilación, con sus respectivos errores de cada uno de los compuestos.

Composito	$\langle P_{prom} \rangle$	$\pm \sigma$
ES1	1.0157	± 0.3
ESA1	1.2338	± 0.2
ES2	1.2988	± 0.04
ES10	1.1245	± 0.1
ES20	1.2510	± 0.3
ES50	1.1927	± 0.5
ES100	1.3366	± 0.1
ES150	1.4743	± 0.1
ES250	1.4118	± 0.1
ES400	1.5249	± 0.3
ES500	1.1700	± 0.1
ES600	1.2536	± 0.1
ES800	1.2563	± 0.1
ES1000	1.2079	± 0.2
ES1000_0.05	1.3992	± 0.5
Homogéneo	$\langle P_{prom} \rangle$	$\pm \sigma$
ESHC1000	1.7828	± 0.6
ESHQ1000(lin)	0	± 0
ESHC+Q1000	1.2452	± 0.1

Aquí, el período del compuesto de mil celdas, sin contemplar el error, coincide con el valor del medio homogéneo, aunque el caso donde aumentamos la malla, también se acerca a este valor tomando en cuenta su error.

Después, expresamos los ángulos de corrimiento de cada compuesto, en la tabla 4.6.

Tabla 4.6. Ángulos de corrimiento de cada uno de los compuestos.

Composito	θ	$\delta(\%)$
ES1	-0.9728	1.61%
ESA1	-0.9624	0.53%
ES2	-0.9382	1.99%
ES10	-0.9061	5.34%
ES20	-0.9504	0.72%
ES50	-0.9193	3.96%
ES100	-0.9061	5.34%
ES150	-0.10	89.55%
ES250	-0.5115	46.72%
ES400	-0.6171	36.27%
ES500	-0.9433	1.46%
ES600	-0.7245	24.78%
ES800	-0.10	89.55%
ES1000	-0.9553	0.20%
ES1000_0.05	-0.9562	0.20%
Homogéneo	θ	
ESHC1000	-0.9553	0.11%
ESHQ1000	0	0
ESHC+Q1000	-0.9573	

Con el fin de comparar los ángulos de los compositos con el caso homogéneo, en la tercera columna tenemos una $\partial(\%)$, la cual, relaciona estos ángulos y se define como:

$$\partial(\%) = \frac{|\theta_n - \theta_{ideal}|}{\theta_{ideal}} \times 100$$

Donde θ_n es cualquiera de los ángulos de los compositos.

Con esto, podemos decir que, el ángulo del composito de 1000 celdas es un valor que se aproxima al caso homogéneo. Más aun, cuando se aumenta el mallado de este composito, se aproxima más al caso ideal, quedando con un 0.20% de diferencia entre estos ángulos. Por lo que, tenemos un parámetro inicial contante para la realización de las simulaciones.

Es interesante ver la variación de las intensidades promedio máximas (tabla 4.5) en dependencia del número de celdas en el composito. Véase Fig.4.13.

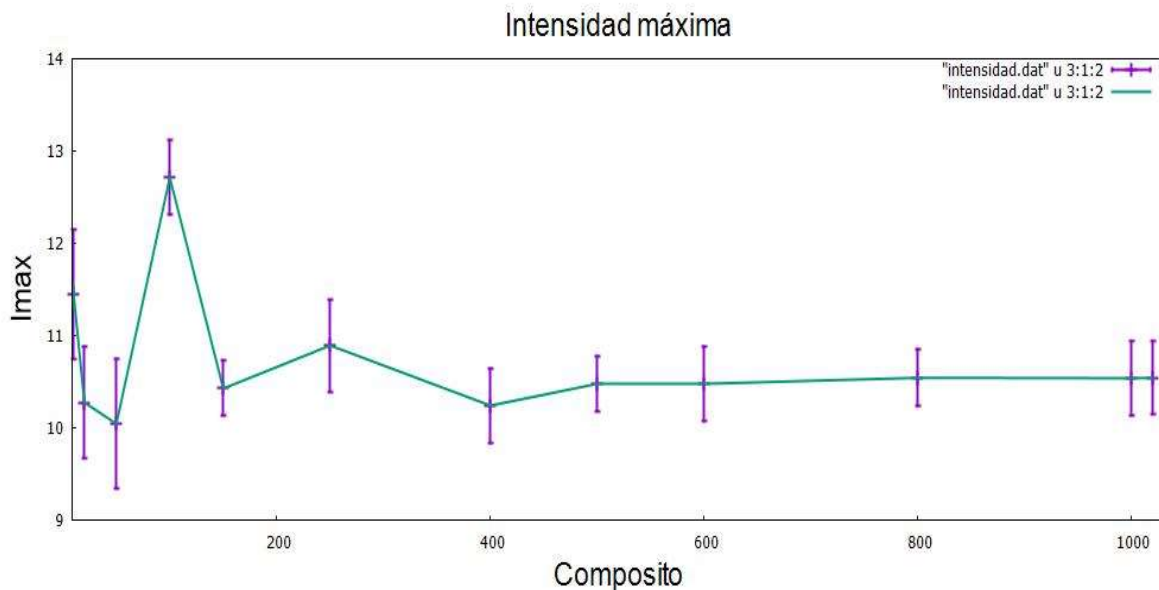


Fig.4.13. Dependencia de la intensidad máxima del campo eléctrico de los compositos en dependencia del número de celdas con su respectivo error.

Ahora, mostramos en la fig. 4.14, los periodos promedio de oscilación en los compositos.

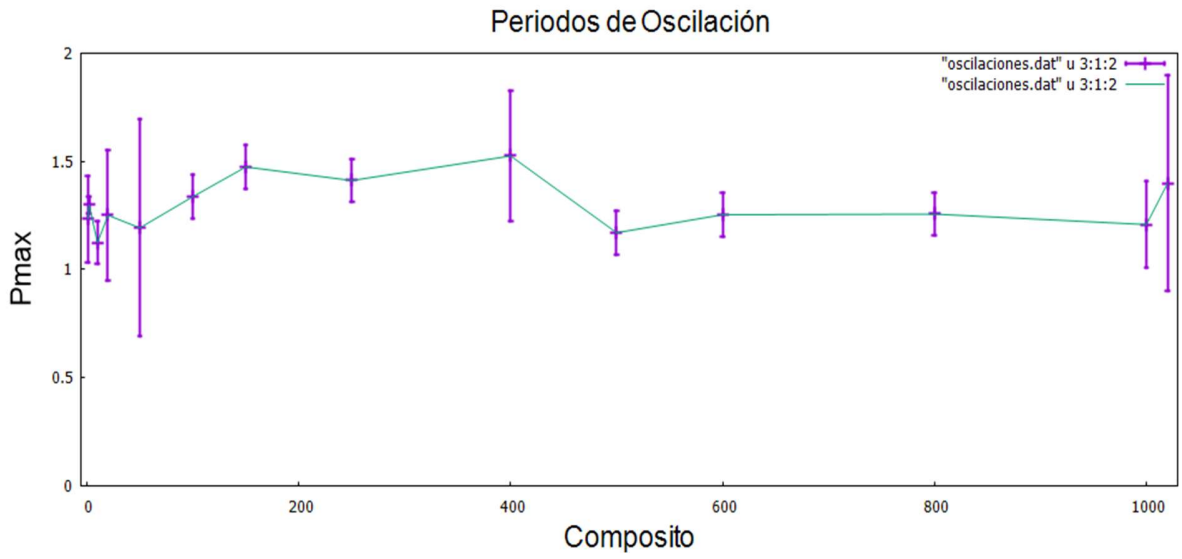


Fig. 4.14. Dependencia de los períodos espaciales de oscilación de la intensidad en dependencia del número de celdas, con su respectivo error.

Finalmente, tenemos en la fig. 4.15, los ángulos de divergencia, de los compositos y compuestos homogéneos.

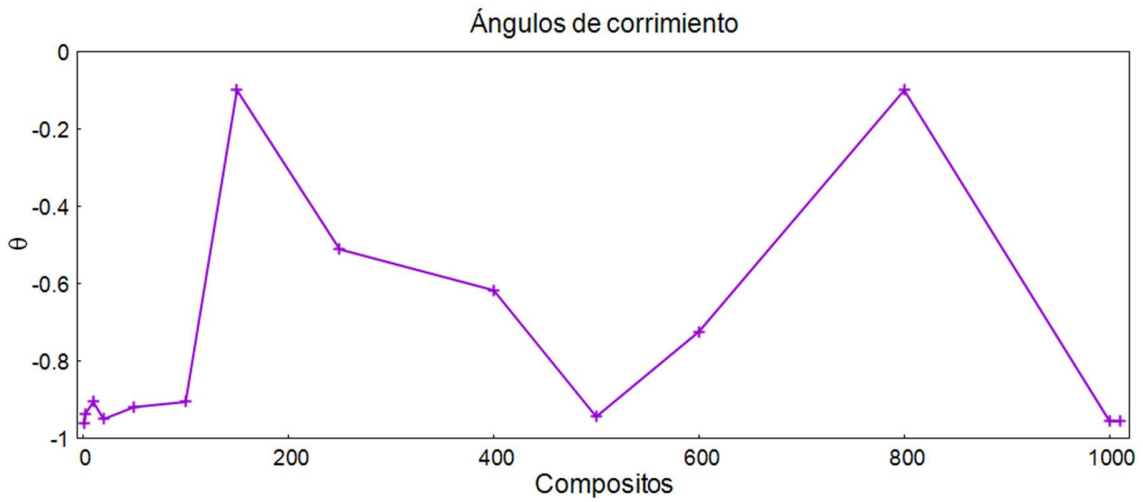


Fig. 4.15. Ángulos de corrimiento.

5 DISCUSIÓN DE RESULTADOS

De acuerdo a nuestra metodología, la propagación en un medio ideal con respuesta no lineal simultánea de tercero y quinto orden es lo deseable alcanzar con el experimento numérico. Analicemos la fig. 4.2, que nos presenta un pulso autoatrapado en el medio ideal. Resaltando el hecho de que, a mayor distancia de propagación recorrida por pulso, éste, alcanza mayor estabilidad. Ya que, al ingresar el pulso, tiene una alta intensidad pico, pero a lo largo de la propagación éstas disminuyen, hasta un punto donde alcanzan una relativa estabilidad. Este proceso es bien conocido en la literatura científica y se conoce como auto-formación de solitones [14].

Aclarando esto, podemos empezar las comparaciones entre los compositos y el medio homogéneo.

A continuación, vamos analizar el comportamiento de los pulsos a través de los compositos, comparándolo con el medio homogéneo kerr-quíntico. Empecemos con los compositos de una y dos celdas, siendo muy parecidos entre sí, teniendo un comportamiento muy estable, lo cual, sucede porque están constituidos por muy pocas celdas, lo que no afecta significativamente la propagación del pulso.

Mientras vamos aumentando el número de celdas, en específico los casos de 10, 20 y 50 celdas, presenta una inestabilidad en la propagación ya que las intensidades pico de los pulsos y los periodos de oscilación son muy diferentes entre sí. Debido al aumento en el número de celdas, dificultando la propagación del pulso.

Pasamos al caso de 100 celdas, en donde se empieza a observar que la propagación de los pulsos es estable, ya que las intensidades pico son casi las mismas en todos los puntos, aunque son mayores al medio homogéneo kerr-quíntico. De lo anterior podemos decir que en este número de celdas se vuelve a encontrar cierta estabilidad lo cual, se esperaba en cierto punto.

Para 500 y 1000 celdas se obtiene un pulso estable y muy parecido al caso homogéneo, con pequeñas variaciones en algunos puntos, así como en los periodos de oscilación. Lo cual queríamos lograr con un gran número de celdas.

Para darle mayor sustento a lo obtenido hasta ahora, se realiza otra simulación, de mil celdas reduciendo el mallado a 0.05, observándose que los cambios en las intensidades de los campos eléctricos, con respecto al composito de mil celdas original son pequeñas variaciones despreciables. Dándonos la pauta de que el mallado inicial es suficiente para obtener un resultado aceptable. Además, el valor de las intensidades máximas entre ellos, pero ahora promedio, los valores de estos compositos son casi iguales, así como sus errores. Reafirmando la idea del resultado aceptable.

Además, tomando en cuenta el error de estos compositos, coinciden con el valor del caso homogéneo y viceversa, siendo algo esperado. Ya que, las intensidades son muy parecidas, entonces el promedio también va ser igual con unas centésimas de diferencia.

Con los valores de la tabla 4.5 y la fig. 4.14, podemos decir que el valor del composito de 1000 celdas con el margen de error, coincide cuando se disminuye la malla en 0.05. Tomando esto, como un argumento más para darle mayor sustento a los resultados.

En base a lo que se observa de la fig. 4.15, concluimos que no hay demasiada diferencia entre los ángulos de corrimiento, mostrando que estas simulaciones son similares a pesar de las diferentes características en cada una de ellas. Teniendo un modelo común adecuado, para obtener los resultados deseados.

6 CONCLUSIONES

Basados en las técnicas del experimento numérico y utilizando método de elemento finito, estudiamos la dinámica de propagación de radiación intensa en un material hecho por el hombre: un composito óptico de placas plano paralelas de materiales no lineales: Kerr y Quíntico. Nos apoyamos en el software comercial COMSOL Multiphysics. Los cálculos se desarrollaron en los equipos del Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México.

Se demostró que, con el aumento del número de celdas del composito, se puede alcanzar un comportamiento similar al de una guía de ondas homogénea con idénticas propiedades no lineales. Destacamos que el comportamiento similar al medio homogéneo se alcanza para compositos conformados con 500 celdas o más. Comprobamos nuestros resultados en dependencia del tamaño del mallado empleado en las simulaciones, notamos que no hay un cambio significativo, al reducir el tamaño de la celda básica con respecto a la que se utilizó inicialmente.

Otro punto importante que da sustento y validación al trabajo, son los datos obtenidos de parámetros, con sus respectivos errores: dinámica de las intensidades pico, períodos de oscilación de la misma y los ángulos de corrimiento. Observando que en los compositos de 1000 celdas y 1000 celdas con mallado de 0.05 son similares al caso homogéneo.

Estas nuevas regularidades en la propagación de pulsos ópticos auto atrapados, son muy perspectivas para diversas aplicaciones en operaciones de conmutación totalmente ópticas. A futuro se considerarán problemas referentes a la interacción de dos pulsos y radiación de dimensionalidad $(2+1)D$.

7 BIBLIOGRAFÍA

- [1] Optical Switching Networks, Martin Maier, Université du Québec, Montréal, February 2008
- [2] What is Photonics, United Educational, Scientific and Cultural Organization, 2015.
- [3] Optics of Femtosecond Laser Pulses, Sergei A. Akhmanov, Victor A. Vysloukh, natoly S. Chirkin, American Institute of physics,1992.
- [4] Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Jean-Claude Diels, Wolfgang Rudolph, Academic press,1996.
- [5] Optical Engineering Fundamentals, second edition, Bruce H. Walker, 2009.
- [6] Fiber-Optic Communications Systems, Third Edition. Govind P. Agrawal,2002.
- [7] Propagación de pulsos y efectos no lineales en fibras ópticas, Víctor Rósulo Quiñones Avendaño, Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Facultad de Ciencias Físicas, Lima Perú, 2015.
- [8] Nanophotonic Materials: Photonic Crystals, Plasmonics, and Metamaterials Edited by R. B. Wehrspohn, H.-S. Kitzerow, and K. Busch. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2008.
- [9] Nanophotonic Materials: Photonic Crystals, Plasmonics, and Metamaterials Edited by R. B. Wehrspohn, H.-S. Kitzerow, and K. Busch. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2008.
- [10] Nonlinear Fiber Optics, Govind P. Agrawal. Institute of Optics University of Rochester, New York, 1989.
- [11] Optical Solitons from Fiber to Photonic Crystals, Yuri S. Kivshar and Govind P. Agrawal. Research School of Physical Sciences and Engineering Australian National University Canberra, Australia and The Institute of Optics University of Rochester, New York, USA,2003.
- [12] J. M. Soto y C. Mejía. "Optical solitons in dissipative media", Óptica pura y aplicada, 2011.

[13] Semiconductores orgánicos de fácil procesamiento para transistores de efecto campo (OFETs), Universidad Tecnológica de Pereira, 2007.

[14] OPTICAL SOLITON SHAPING IN DISPERSION DECREASING FIBERS liu, wenjun; pang, lihui; yan, hao; lei, ming. nonlinear dynamics; dordrecht vol. 84, iss. 4, (jun 2016).

8 APÉNDICES

A continuación, presentamos una reseña del software COMSOL Multiphysics, describiendo sus principales características, sus orígenes y su método numérico de resolución, elemento finito. A este último, dándole un enfoque físico, matemático y computacional. Resaltando las etapas del método numérico, las cuales son: Preproceso y generación de malla, cálculo y resolución de sistemas de ecuaciones y Postproceso

APÉNDICE 1. COMSOL MULTIPHYSICS

COMSOL Multiphysics es un paquete de software enfocado en el análisis y resolución de diferentes fenómenos físicos, así como sus aplicaciones, por medio del método numérico elemento finito. Este simula cualquier fenómeno o proceso físico que se pueda describir mediante ecuaciones en derivadas parciales (partial differential equations o PDEs), especialmente fenómenos acoplados.

Con COMSOL Multiphysics se puede modelar prácticamente cualquier fenómeno a través de plantillas de modelado predefinidas. Mediante las funcionalidades de modelado basado en ecuaciones diferenciales, es posible modificar estas plantillas para obtener aplicaciones específicas. También, contiene una interface de MATLAB y sus llamadas "toolboxes", las cuales, proporcionan algoritmos y apps para analizar, ajustar y diseñar sistemas de control lineales de forma metódica, entre otras cosas. Lo que otorga una amplia variedad de posibilidades de programación, preprocesado y postprocesado.

Además, se puede usar una interfaz de programación de aplicaciones API (Application Programming Interface), elaborado por los creadores del lenguaje java, para crear aplicaciones. También, cuenta con un LiveLink para MATLAB, con el fin de ampliar su modelación con programación de scripts en el entorno de MATLAB. Todo esto para controlar el software de manera externa, ya que la misma API se utiliza a través del editor de métodos.

Los paquetes son multiplataforma (Windows, Mac, Linux, Unix.) Además de las interfaces de usuario convencionales basadas en físicas, COMSOL Multiphysics también permite entrar sistemas acoplados de ecuaciones en derivadas parciales (EDP). Las EDP se pueden entrar directamente o utilizando la llamada forma débil.

COMSOL fue iniciado con base en los códigos desarrollados por varios estudiantes licenciados del - Germund Dahlquist] para un curso de la licenciatura en el Universidad Tecnológica Real (KTH)1 en Estocolmo, Suecia.

Se inicia el desarrollo de COMSOL, en julio de 1986, con base a códigos desarrollados por estudiantes licenciados, en el Real Instituto de Tecnología (KTH) en Estocolmo, Suecia.

Existen varios módulos para COMSOL, con sus respectivos submódulos, divididos por diferentes áreas de aplicaciones:

- AC/DC.
- Acústica.
- Electroquímica.
- Flujo de fluido
- Transferencia de calor
- Óptica.
- Plasma.
- Radiofrecuencia.
- Semiconductor.
- Mecánica estructural.
- Matemática.

APÉNDICE 2. ELEMENTO FINITO.

Es un método numérico que resuelve ecuaciones diferenciales en forma débil o integral que define el comportamiento físico del sistema, dividiéndolo en varias partes, que no se intersectan entre sí, esto, para aplicaciones de ingeniería y física. El cual, nos permite obtener una solución aproximada sobre una estructura o dominio, dividiendo este en subdominios simples, llamados elementos finitos. Cuando un conjunto de elementos finitos forma una partición, a esta se le denomina discretización. Donde podemos encontrar puntos representativos llamados “nodos”. Los cuales, pueden pertenecer al mismo elemento finito, por lo que estos son adyacentes. Además, un nodo en la frontera de un elemento finito puede pertenecer a varios elementos. Podemos encontrar, varios nodos adyacentes, formando un conjunto que le llamamos malla. Entonces, los cálculos se van a realizar sobre los nodos, asimismo, tienen la función de dar comienzo a la discretización del dominio en los elementos finitos.

La malla se va a generar en el llamado pre proceso, este sucede antes de realizarse los cálculos. Donde obtenemos las relaciones de adyacencia, acomodando varias incógnitas en nodos y a esto lo denominamos, grados de libertad. Entonces, el conjunto de valores relacionados sobre una variable entre los nodos, la podemos representar en un sistema de ecuaciones lineales. Del cual, obtenemos una matriz del sistema. Donde el número de ecuaciones es proporcional al número de nodos.

El método numérico de elemento finito es muy usado ya que es muy general y fácil de utilizar en casi cualquier dominio, aunque este sea muy complejo, en cualquier dimensión (1D, 2D Y 3D). Ya que estos problemas no se logran resolver de forma analítica, los métodos numéricos y en específico el elemento finito, es la alternativa más práctica de cálculo.

Desde el punto de vista de la programación algorítmica programar las tareas necesarias para llevar a cabo un cálculo mediante un programa MEF se dividen en:

- Preproceso
- Cálculo
- Postproceso

Preproceso y generación de la malla

La malla se va a generar con un número muy elevado de puntos (del orden de miles aproximadamente). Además, las características del modelo se van almacenar con la información que describe la malla.

Por otro lado, las fuerzas, así como los flujos térmicos o las temperaturas se vuelven a asignar en los puntos de la malla. A los nodos de la malla se les asigna una densidad por todo el material dependiendo del nivel de la tensión mecánica u otra propiedad. Las regiones que recibirán gran cantidad de tensión tienen normalmente una mayor densidad de nodos (densidad de malla) que aquellos que experimentan poco o ninguno.

Aquí tenemos los llamados, “puntos de interés”, que consisten en puntos de fractura previamente probados del material, esquinas, detalles complejos, y áreas de elevada tensión. La malla trabaja para que cada nodo se extienda un elemento de malla a cada nodo adyacente. Este tipo de malla vectorial es la que lleva las propiedades del material al objeto, creando varios elementos.

Cálculo y resolución de sistemas de ecuaciones

En la gran mayoría de problemas, el cálculo generalmente se reduce a obtener los desplazamientos en los nodos y con esto, definir de manera aproximada el campo de desplazamientos en el elemento finito.

Cuando algún problema es no lineal, generalmente, tenemos que considerar incrementos numéricos, y calcular en cada incremento magnitudes referidas a los nodos. Un ejemplo de esto sucede en los problemas dependientes del tiempo, para los que se considera una sucesión de instantes, uno tras otro en el tiempo, lo que se considera como equilibrio en cada instante. En general, este tipo de problemas como muchos otros, requieren un tiempo de cálculo sustancialmente más elevado que en un problema estacionario o lineal.

Postproceso

Hoy en día, el MEF es usado para calcular problemas bastante complejos, generando tantos datos que resulta conveniente procesarlos de alguna manera adicional para hacerlos más comprensible y poder identificar diferentes aspectos del problema. En la etapa de post-proceso los resultados obtenidos de la resolución del sistema son tratados, para obtener representaciones gráficas y obtener magnitudes derivadas que permitan extraer conclusiones del problema.

Generalmente, se requiere un software adicional para organizar los datos de salida, de tal manera que sea más fácilmente comprensible el resultado y poder decidir si los resultados del problema son aceptables o no. En algunos post-procesos, se requieren comprobaciones adicionales, ya sea para dar mayor sustento a una hipótesis o simplemente comprobar los datos obtenidos.

APÉNDICE 3. DESCRIPCIÓN GEOMÉTRICA DE LAS FIBRAS ÓPTICAS.

En su forma más simple, una fibra óptica consiste en un núcleo cilíndrico de vidrio de sílice rodeado por un revestimiento cuyo índice de refracción es menor que el del núcleo. Debido a un cambio abrupto del índice en la interfaz del revestimiento central, tales fibras se denominan fibras de índice escalonado. En un tipo diferente de fibra, conocida como fibra de índice gradual, el índice de refracción disminuye gradualmente dentro del núcleo. La figura A6.1 muestra esquemáticamente el perfil de índice y la sección transversal para los dos tipos de fibras.

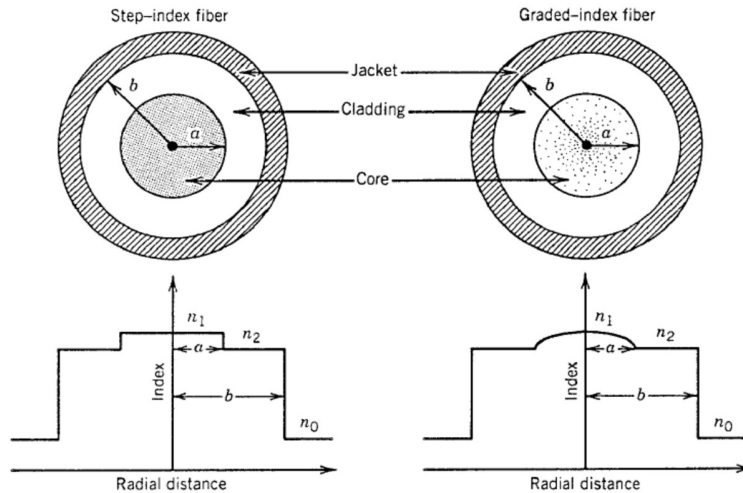


Fig. A3.1. Sección transversal y perfil de índice de dos tipos de fibra [6].

Se puede obtener una visión considerable de las propiedades de guía de las fibras ópticas utilizando una imagen de rayos basada en óptica geométrica. La descripción de la óptica geométrica, aunque aproximada, es válida cuando el radio del núcleo a es mucho mayor que la longitud de onda de la luz λ . Cuando los dos se vuelven comparables, es necesario utilizar la teoría de propagación de ondas.

Fibras de índice escalonado

Considere la geometría de la figura 2. donde un rayo que forma un ángulo θ_i con el eje de la fibra incide en el centro del núcleo. Debido a la refracción en la interfaz fibra-aire, el rayo se dobla hacia lo normal. El ángulo θ_r del rayo refractado está dado por

$$n_0 \text{sen} \theta_i = n_1 \text{sen} \theta_r, \quad (\text{A6.1})$$

donde n_0 y n_1 son los índices de refracción del núcleo de fibra y el aire, respectivamente. El rayo refractado golpea la interfaz de revestimiento central y se refracta nuevamente. Sin embargo, la

refracción solo es posible para un ángulo de incidencia ϕ tal que $\phi < \frac{n_2}{n_1}$. Para ángulos mayores que un ángulo crítico ϕ_0 , definido por

$$\text{sen}\phi_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad (\text{A6.2})$$

donde n_2 es el índice de revestimiento, el rayo experimenta una reflexión interna total en la interfaz núcleo-revestimiento.

Dado que tales reflexiones ocurren a lo largo de la longitud de la fibra, todos los rayos con $\phi > \phi_c$ permanecen confinados al núcleo de la fibra. Este es el mecanismo básico detrás del confinamiento de la luz en fibras ópticas.

Se pueden usar las ecuaciones (A6.1) y (A6.2) para encontrar el ángulo máximo que debe hacer el rayo incidente con el eje de la fibra para permanecer confinado dentro del núcleo. Observando que $\theta_r = \frac{\pi}{2 - \theta_c}$ para dicho rayo y sustituyéndolo en la ecuación. (1), obtenemos

$$n_0 \text{sen}\theta_i = n_1 \cos\phi = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (\text{A6.3})$$

En analogía con las lentes, $n_0 \text{sen}\theta_i$ se conoce como la apertura numérica (NA) de la fibra. Representa la capacidad de captación de luz de una fibra óptica. Para $n_1 \cong n_2$, el NA puede aproximarse por

$$NA = n_1(2\Delta)^{1/2}, \quad \Delta = \frac{(n_1 - n_2)}{n_1}, \quad (\text{A6.4})$$

donde Δ es el cambio del índice fraccional en la interfaz de revestimiento del núcleo. Claramente, Δ debe hacerse lo más grande posible para acoplar la luz máxima en la fibra.

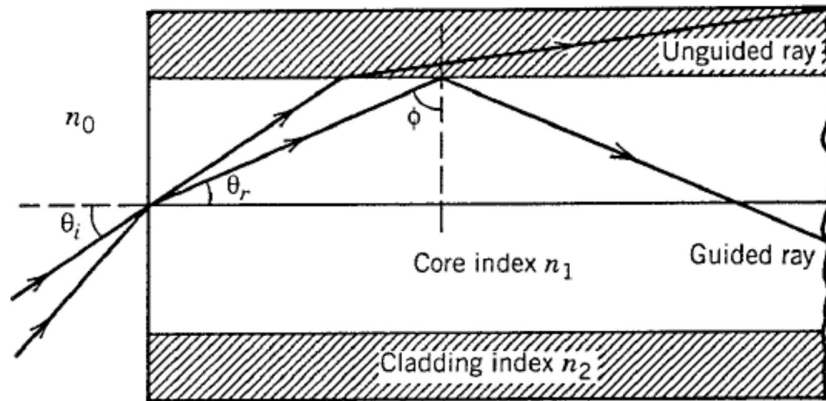


Fig. A3.2. Confinamiento de la luz a través de la reflexión interna total en fibras de índice escalonado. Rayos para los cuales $\phi < \phi_c$ se refractan fuera del núcleo.