



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

IDENTIFICACIÓN DE RESPUESTAS REFRACTIVAS Y
ABSORTIVAS DE ALTO ORDEN EN CURVAS DE Z-SCAN

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias
(Física aplicada)

por

Diana Lizeth García Pérez

Asesorada por

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla, Pue.

05/25

INDICE

1	INTRODUCCION.....	7
1.1	Introducción.....	7
1.2	Estructura de la tesis	8
2	Marco teórico	11
2.1	Haz Gaussiano	11
2.2	Óptica no lineal	13
2.3	La técnica de la navaja.....	15
2.4	La técnica de z-scan	17
2.5	Amarre de modos (mode-locked).....	19
2.5.1	Amarre de modos activo y pasivo	19
2.5.2	Efecto Kerr	19
2.6	Láser de Titanio Zafiro (Ti: Al2O3).....	20
2.7	Medios no lineales.....	22
2.7.1	SNC17 EG	22
2.7.2	película delgada de (SiO ₂) y (Fe ₃ O ₄).....	22
3	Modelos propuestos	25
3.1	Modelo para medios con respuesta local con la técnica de z-scan [4,5].	25
3.2	Modelo para medios con respuesta no local para el caso puramente refractivo [7].	32
3.3	Modelo para medios con respuesta no local para el caso refractivo y absorbivo [9].	34
3.4	Modelo para medios con más de una respuesta no lineal [10,11].	35
3.5	Modelo para medios con una no linealidad refractiva y absorbiva simultáneas del mismo orden [13].	37
4	Arreglo experimental.....	43
5	Resultados	51
5.1	Resultados experimentales para nanocubos de plata SNC17 EG	51
5.1.1	Régimen pulsado con chopper.....	51
5.1.2	Régimen pulsado sin chopper a diferentes potencias de iluminación.	59
5.2	Curvas de z-scan de esferas de SiO ₂ y nanopartículas de Fe ₃ O ₄	62
5.2.1	Régimen pulsado con chopper.....	62

5.2.2	Régimen pulsado sin chopper a diferentes potencias de iluminación.	67
6	Conclusiones	71
7	Referencias	73

Título: *Identificación de respuestas refractivas y absortivas de alto orden en curvas de Z-scan.*

Estudiante: **Diana Lizeth García Pérez**

COMITÉ

Dra. María del Rosario Pastrana Sánchez (FCFM-BUAP)
Presidente

Dra. Emma Vianey García Ramírez (FCFM-BUAP)
Secretario

Dr. Edmundo Reynoso Lara (FCE-BUAP)
Vocal

Dr. Adalberto Alejo Molina (FCFM-BUAP)
Suplente

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco (FCFM-BUAP)
Asesor

AGRADECIMIENTOS

A CONAHCYT por la beca otorgada que me permitió realizar estos estudios.

A mis amigos, Dania Dalí, Yuri y Dani, por el apoyo incondicional y por las pijamadas de tareas y exposiciones, por las salidas y viajes, por todo lo vivido dentro de la maestría que hizo que este proceso fuera más divertido. Fueron muy importantes en esta etapa.

A mis papás por escucharme siempre, apoyarme, comprenderme, tenerme paciencia y estar para mí. A mis hermanos.

Al Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco todo el conocimiento que me enseñó, y explicarme demasiadas veces lo mismo a pesar de que se me olvidan cosas, por su tiempo y por este proyecto de tesis.

A José Juan que siempre estuvo dispuesto a ayudarme, resolviendo dudas, respondiéndome, fue un gran apoyo en el término de esta investigación, por enseñarme con paciencia la parte experimental.

A Fer que estuvo para mí y hacerme reír.

RESUMEN

A partir de la invención del láser, se observaron nuevos fenómenos en algunos materiales debido a la interacción de la luz a alta intensidad con el medio material. Uno de estos fenómenos es el cambio en el índice de refracción debido a la intensidad; para medir el cambio en el índice de refracción se han propuesto numerosas técnicas, una de ellas es la técnica de z-scan.

La técnica de z-scan se utiliza para analizar materiales que presentan propiedades no lineales permitiendo conocer el signo y la magnitud del cambio en el índice de refracción, así como también el coeficiente de absorción no lineal de estos medios, con esto, es posible describir las respuestas no lineales presentes en dicho material a estudiar.

En este proyecto de tesis, implementando la técnica de z-scan, se obtuvieron curvas experimentales de z-scan a diferentes regímenes de iluminación, los cuales fueron en régimen pulsado con chopper y régimen pulsado sin chopper, además, la potencia de entrada a la muestra se fue variando. Se utilizó el chopper para reducir los efectos acumulativos y observarlos a tiempos más cortos y ver cómo afectan con respecto del tiempo de iluminación. Los medios no lineales analizados fueron dos; el primero, fue una muestra coloidal de nanocubos de plata suspendidas en etilenglicol y el segundo, fue una película de esferas de dióxido de silicio con nanopartículas de magnetita, las cuales fueron iluminadas por un láser pulsado de Titanio Zafiro de femtosegundos de longitud de onda central $\lambda = 808 \text{ nm}$. Estas curvas fueron obtenidas en el laboratorio de fotónica de la FCFM BUAP.

Posteriormente, con base en modelos propuestos en la literatura científica para la técnica de z-scan, las curvas experimentales se analizaron y se reprodujeron mediante el cálculo computacional en MATLAB, logrando identificar y describir los efectos refractivos de las respuestas no lineales presentes en ambos medios.

CAPITULO 1

1 INTRODUCCION

1.1 Introducción

El área de la óptica no lineal [1,2] estudia la interacción de luz láser con la materia. Debido a que la luz láser [3], es un haz Gaussiano, tiene la característica de mantener una intensidad muy alta en una región muy pequeña, al transmitirse a través de un medio óptico no lineal permite modificar las propiedades del material de estudio al interactuar con la luz láser. Un fenómeno óptico no lineal de interés en este trabajo es el cambio de índice de refracción dependiente de la intensidad [1,2], el cual se determina experimentalmente con la técnica de z-scan y donde los resultados se interpretan mediante modelos numéricos basados en esta técnica. Debido a este cambio de índice de refracción se pueden observar los fenómenos de autoenfocamiento y autodesenfocamiento [1]. Sheik-Bahae et al. [4,5], presentaron la técnica de z-scan sensible a cambios de fase, la cual permite medir tanto el índice de refracción no lineal como el coeficiente de absorción no lineal en una variedad de materiales, el signo y magnitud de la refracción no lineal se deducen de una curva de z-scan de la transmitancia normalizada. E. V. García Ramírez et al. [6,7], ampliaron el modelo de z-scan considerando efectos no locales que modifican el ancho del perfil de cambio de fase, permitiendo interpretar curvas de z-scan donde el pico y valle, al igual que sus anchos, se ven modificados. A. Balbuena Ortega et al. [8,9], consideraron en el modelo de z-scan no local, efectos no lineales refractivos y absorptivos, permitiendo obtener curvas numéricas de z-scan asimétricas. B. A. Martínez Irvias et al. [10,11], incorporaron en el modelo de z-scan más de una respuesta no lineal, no local, a tercer orden.

En materiales isótropos, muchos estudios han limitado su atención a la no linealidad de tercer orden, considerando que la contribución de efectos de más alto orden suele ser débil o ignorable, sin embargo, la posibilidad de contar con láseres de mayor potencia y sobre todo con pulsos de luz láser ultracortos hacen necesario el estudio de efectos no lineales de mayor orden. Bing Gu et al. [12], propusieron un modelo que permite reproducir curvas de Z-scan con efectos refractivos a tercero y quinto orden simultáneamente, en medios locales. J. J. Méndez Rodríguez et al. [13] propusieron un modelo que permite reproducir curvas de z-scan con efectos refractivos y absorptivos del mismo orden simultáneamente logrando reproducir curvas de alto orden y absorción multifotónica. En este trabajo se desarrollarán algunos programas computacionales en MATLAB para diferentes modelos ya reportados en la literatura, así como la generación de curvas mediante expresiones analíticas para la reproducción de curvas experimentales con el fin de identificar las respuestas refractivas y absorptivas presentes en la interacción no lineal de la luz con el material.

En este proyecto de tesis, se obtienen curvas de z-scan de un sistema coloidal que contienen nanocubos de 100 nm por lado suspendidos en etilenglicol y una película delgada de esferas de dióxido de silicio de 275 nm de diámetro con nanopartículas de magnetita de 20 nm de diámetro, se analizan dichas curvas experimentales y se busca identificar las posibles respuestas no lineales absorptivas y refractivas que se presentan en dicho material debido a la interacción luz-material. Se tratan de describir las curvas en base a alguno de los modelos ya propuestos anteriormente en la literatura científica, mediante la reproducción computacional, para obtener la información de las respuestas no lineales presentes.

1.2 Estructura de la tesis

En el capítulo 2 se encuentra el marco teórico donde se describen todos los conceptos fundamentales y necesarios para entender el desarrollo de este proyecto, así como también de los compuestos de las muestras utilizadas para llegar a los resultados finales de esta tesis.

En el capítulo 3 se describen los modelos numéricos propuestos en la literatura científica, y se hace el desarrollo analítico a detalle para la obtención de las soluciones analíticas y se pueden observar las diferentes propuestas entre cada modelo notando las diferentes condiciones.

En el capítulo 4 se describe el arreglo experimental utilizado para obtener los resultados, se describen los instrumentos necesarios utilizados y cómo influyen para llevar a cabo la técnica de z-scan. Se describe la instalación, método y funcionamiento del arreglo experimental para obtener dichas curvas. Además, se explica la finalidad de la introducción del chopper y el procedimiento para obtener curvas de z-scan para este régimen de iluminación.

En el capítulo 5 se muestran los resultados experimentales de dos medios no lineales distintos a diferentes regímenes de iluminación y a diferentes potencias incidentes usando como fuente un láser de Titanio Zafiro infrarrojo ultrarrápido de femtosegundos. El primer medio no lineal analizado está conformado por nanocubos de plata suspendidos en etilenglicol (SNC17 EG) contenida en una celda de 1 mm y el segundo medio es una película delgada compuesta por esferas de óxido de silicio (SiO_2) y nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4) depositada en un portaobjetos. Las curvas experimentales fueron obtenidas implementando la técnica de z-scan en el laboratorio de fotónica de la FCFM BUAP, y se intenta identificar las respuestas no lineales presentes en el medio, y, en base a la teoría descrita en el capítulo 3, se reproducen y comparan dichas curvas con el modelo más apto, obteniendo así, los valores de los parámetros que describen las propiedades ópticas de estas respuestas no lineales logrando describirlas.

En el capítulo 6 se encuentra la conclusión al proyecto de tesis, se discute sobre los resultados obtenidos y se concluye que tipo de respuestas no lineales, y sus características, se presentan en dicho material no lineal y en qué condiciones.

En la última sección se encuentran las referencias bibliográficas en las cuales está basada esta tesis de maestría.

CAPITULO 2

2 Marco teórico

2.1 Haz Gaussiano

Las ondas con las normales de los frentes de onda formando ángulos pequeños con el eje z se conocen como ondas paraxiales. El haz Gaussiano es una onda paraxial, es decir, una onda plana expresada por $\exp(-jkz)$, su envolvente compleja $A(r)$ es lentamente variable con respecto a su posición. La amplitud compleja de la onda modulada es [2]

$$E(r) = A(r) \exp(-jkz). \quad (2.1.1)$$

Dentro de una vecindad de una longitud de onda $\lambda = 2\pi/k$ la envolvente $A(r)$ es aproximadamente constante por lo que es como una onda plana con normales de frente de onda planos. Dentro de la distancia de una longitud de onda el cambio de fase es pequeño, siendo así que los frentes de onda planos se curvan ligeramente de modo que sus normales son rayos paraxiales.

La amplitud compleja $U(r)$ debe satisfacer la ecuación de Helmholtz, el haz Gaussiano es una solución importante a esta ecuación, la cual es la siguiente

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0. \quad (2.1.2)$$

Para ser satisfecha, la envolvente compleja $A(r)$ debe ser solución a la ecuación paraxial de Helmholtz,

$$\nabla_T^2 A - i2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (2.1.3)$$

Donde $\nabla_T^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ es el Laplaciano transversal, se desprecia $\partial^2 A/\partial z^2$ ya que $\partial^2 A/\partial z^2 \ll k^2 A$.

La amplitud compleja, o campo eléctrico $U(r)$, del haz Gaussiano es

$$E(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right]. \quad (2.1.4)$$

$R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda y está definido por

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right]. \quad (2.1.5)$$

$\zeta(z)$ es un factor de fase

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0}. \quad (2.1.6)$$

W_0 es el radio de la cintura mínima del haz y está dado por

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (2.1.7)$$

Donde z_0 es la distancia de Rayleigh y está relacionado con el radio de la cintura del haz W_0 :

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}. \quad (2.1.8)$$

El ancho del haz en cualquier posición de z es

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.1.9)$$

Cuando $z = 0$ en $W(z)$ el ancho se encuentra en su valor mínimo W_0 lo que es conocido como el radio de la cintura del haz y está dada por

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (2.1.10)$$

La intensidad óptica $I(r) = |U(r)|^2$ es una función de las distancias axial z y radial $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$

$$I(r, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.1.11)$$

La integral de superficie de la intensidad óptica sobre un plano transversal se llama potencia óptica total y se define como

$$P = \int_0^\infty I(r, z) 2\pi r dr = \frac{\pi}{2} I_0 W_0^2. \quad (2.1.12)$$

La intensidad óptica en términos de la potencia es

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.1.13)$$

La energía del haz Gaussiano esta confinada dentro de un pequeño cilindro alrededor de su eje de propagación el cual es tomado como z , dicho haz es una onda circularmente simétrica. Casi todos los láseres emiten un haz Gaussiano [2].

2.2 Óptica no lineal

La óptica no lineal estudia los fenómenos que ocurren como consecuencia a la modificación de las propiedades ópticas de un material debido a la presencia de luz de alta intensidad. Esta rama de la óptica surgió poco después de la invención del láser en 1960, a partir del descubrimiento de la generación del segundo armónico por Franken et al. (1961); este dispositivo genera un haz de luz de altas densidades de energía, por lo que al hacer incidir un haz láser en ciertos materiales se descubrieron nuevos fenómenos y comportamientos debido a la modificación de las propiedades del material.

La ecuación de onda de un medio óptico no lineal tiene la forma [1]

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.2.1)$$

La polarización $\vec{P}(t)$ de un material depende de la fuerza de un campo óptico aplicado $\vec{E}(t)$.

Cuando es el caso de un medio lineal la polarización inducida depende linealmente de la intensidad del campo eléctrico, esto es

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}. \quad (2.2.2)$$

Donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal y ϵ_0 es la permitividad del vacío. La polarización $\vec{P}(t)$ puede ser expresada como una serie de potencias

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \quad (2.2.3)$$

Donde $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ se conocen como las susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden, respectivamente. Las susceptibilidades no lineales dependen de las frecuencias de los campos aplicados. El primer término de \vec{P} se conoce como la polarización lineal y los restantes se toman como términos de la polarización no lineal, entonces la polarización del medio es [1]

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}. \quad (2.2.4)$$

La polarización no lineal de segundo orden, $P^{(2)}$, aplica para procesos ópticos como la generación del segundo armónico, la generación de suma y diferencia de frecuencia y solo ocurren en cristales no centro simétricos.

La polarización no lineal de tercer orden, $P^{(3)}$, aplica para procesos ópticos como la generación del tercer armónico y el índice de refracción dependiente de la intensidad, por ello, se enfoca el interés en este orden de polarización ya que sirve para determinar

el cambio en el índice de refracción el cual es dependiente de la intensidad incidente, la contribución de tercer orden es

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3. \quad (2.2.5)$$

El índice de refracción total es no lineal y es de tercer orden, dependiente de la intensidad, a esto también se le conoce como el efecto Kerr óptico.

$$n = n_0 + \Delta n(I). \quad (2.2.6)$$

Donde n_0 es el índice de refracción lineal, el cambio en el índice de refracción es $\Delta n(I) = \gamma I$ y γ puede ser positivo o negativo.

El auto-enfocamiento y auto-desenfocamiento en un material significa que el medio no lineal se está comportando como una lente, esto es debido a que hay una variación en el índice de refracción no lineal. Se dice que es auto-enfocamiento cuando Δn es positivo, esto es que el material actúa como una lente positiva, es decir está enfocando al haz. El auto-desenfocamiento se presenta cuando Δn es negativa, por lo tanto, el material actúa como una lente negativa, es decir, los rayos están divergiendo [1].

2.3 La técnica de la navaja

La técnica de la navaja es un método para la caracterización del haz, y sirve para medir el radio de la cintura del haz W_0 así como su posición.

Es muy importante conocer la posición y el valor de la cintura del haz Gaussiano generada por la lente positiva colocada después del láser y, además, es necesario para aplicar la técnica de barrido en z , ya que el medio no lineal se analiza en diferentes posiciones alrededor de dicha cintura y la magnitud afecta en el ancho de las curvas de z -scan. Dado que en la cintura se concentra la máxima potencia, entonces alrededor de ésta se observarán las respuestas no lineales del material debido a la alta intensidad. Y recordando que W_0 es un parámetro podremos describir la curva.

Esta técnica consiste en colocar la navaja en el plano transversal (x, y) a la propagación del haz, el cual se propaga en el eje z , colocándola entre la lente y el fotodetector, conociendo la longitud focal de la lente, se coloca aproximadamente donde se encuentra el punto focal ya que ahí estará la cintura. Inicialmente, la navaja se coloca de forma que no cubra el haz para después irse desplazando progresivamente en distancias muy pequeñas, en el orden de micras, en dirección x o y lo cual irá obstruyendo el haz parcialmente y, asimismo, la potencia irá disminuyendo hasta lograr obstruir completamente el spot del haz. Estos cambios de potencia se registran con el fotodetector [14,15].

Después, se hace el mismo procedimiento moviendo la navaja en diferentes posiciones respecto al eje de propagación z y alrededor de la cintura. Con esto se podrá saber a qué distancia de la lente se encuentra la cintura y cuál es el valor de dicha cintura. Conociendo la distancia de la cintura a la lente se determina que la cintura está en $z = 0$.

La intensidad está dada por:

$$I(x, y) = \frac{2P_0}{\pi W^2(z)} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{W^2(z)} \right]. \quad (2.3.1)$$

Cuando el haz es cubierto en dirección y por el filo de la navaja, la potencia es:

$$P_y(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_y^{\infty} I(x, y) dx dy. \quad (2.3.2)$$

Sustituyendo $I(x, y)$ en P_y , y escribimos a $W(z) = W$, entonces se tiene que

$$P_y = \frac{2P_0}{\pi W^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{2x^2}{W^2} \right) dx \int_y^{\infty} \exp \left(-\frac{2y^2}{W^2} \right) dy.$$

Haciendo un cambio de variable en la integral respecto a x

$$= \frac{2P_0}{\pi W^2} \left[\frac{W}{\sqrt{2}} 2 \int_0^\infty e^{-t^2} \cdot 1 dt \right] \left[\frac{W}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}y}{W} \right) \right].$$

Donde $t = \frac{\sqrt{2}x}{W(z)}$, entonces $dx = \frac{W}{\sqrt{2}} dt$

Recordando que la función gama es

$$\gamma(z) = 2 \int_0^\infty e^{-t^2} t^{2z-1} dt$$

entonces $t^2 = \frac{2x^2}{W^2(z)}$ y $t^{2z-1} = 1 \Rightarrow z = \frac{1}{2}$ y recordando que $\gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$, así

$$2 \int_0^\infty e^{-t^2} \cdot 1 dt = \gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi}.$$

Con lo anterior, se tiene que

$$\begin{aligned} P_y &= \frac{2P_0}{\pi W^2} \frac{W}{\sqrt{2}} \gamma\left(\frac{1}{2}\right) \frac{W}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}y}{W} \right) \\ &= \frac{2P_0}{\pi W^2} \frac{W\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \frac{W(z)\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}y}{W} \right) \\ &= \frac{P_0}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}y}{W} \right). \end{aligned} \tag{2.3.3}$$

Normalizando la potencia tenemos que

$$P_N = \frac{P_y}{P_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}y}{W} \right). \tag{2.3.4}$$

La ecuación de la potencia también es escrita como

$$P_N = \frac{P_y}{P_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}(y - y_0)}{W} \right). \tag{2.3.5}$$

Donde P_0 es la potencia incidente y se sitúa en (x_0, y_0) , y (x, y) son las coordenadas transversales de cualquier punto con respecto al origen elegido apropiadamente.

Sabemos que cuando la potencia ha disminuido a la mitad significa que ahí se encuentra el centro del haz. Con esta técnica también se puede comprobar si el láser es simétrico.

2.4 La técnica de z-scan

Esta técnica fue propuesta por Sheik-Bahae, en 1989, sirve para analizar los medios que presentan efectos no lineales debido a la alta intensidad del haz láser incidente, el cual hace que haya un cambio en el índice de refracción del material ocasionando un cambio de fase debido a que se transmite el campo eléctrico a través del medio material [4,5].

Con esta técnica se puede conocer la magnitud y el signo del cambio del índice de refracción, así como el coeficiente de absorción β y refracción γ no lineal. Esta es una técnica sencilla, simple y sensible.

Esta técnica fue desarrollada para un láser pulsado, para medios delgados tipo Kerr, locales y con cambios de fase pequeños $|\Delta\phi_0| \ll 1$, posteriormente se observó que también funciona para láseres continuos, medios que presentan absorción no lineal y medios no locales.

El arreglo experimental, figura 2.1, consiste en colocar un láser, donde la dirección de propagación del haz se determina en el eje z , después se coloca una lente positiva de cierta longitud focal con una distancia notable del láser, a campo lejano, aproximadamente 1.5 m de la lente se coloca una abertura circular de 1 mm de diámetro y posteriormente se coloca el fotodetector. Una vez instalado el arreglo, se determina que la cintura se encuentra en la posición $z = 0$ así la muestra a estudiar toma posiciones antes de la cintura $-z$, cerca de la lente, en la cintura $z = 0$ y después de la cintura $+z$, lejos de la lente. Si el medio es líquido se coloca en una celda de vidrio, puede ser gruesa o delgada.

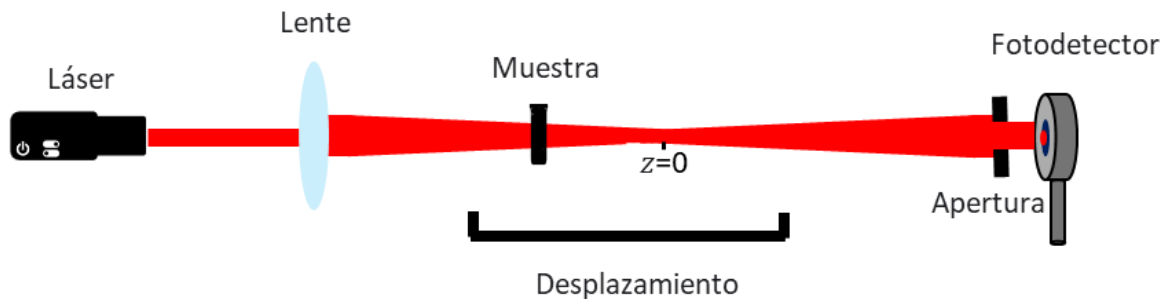


Figura 2. 1. Arreglo experimental de la técnica de barrido en Z.

Usando un haz Gaussiano, el cual es emitido por el láser, se mide la transmitancia normalizada del medio no lineal a través de la abertura finita a campo lejano en función de la posición Z con respecto al plano focal. Un material delgado con cambio en el índice de refracción se puede considerar como una auto-lente delgada de longitud focal variable.

Con este arreglo se observan los fenómenos de auto-enfocamiento y auto-desenfocamiento, debido a la alta intensidad incidente cerca de la cintura, y con esto el material actúa como una lente delgada variable, ya sea positiva o negativa, pero cuando la muestra está lejos de la cintura la irradiancia del haz es baja, entonces se produce una no linealidad insignificante. El auto-enfocamiento significa que el material está actuando como una lente positiva por lo que la no linealidad tiene signo positivo, esto es que el material está enfocando el haz. El auto-desenfocamiento significa que el material está actuando como una lente negativa, el cual, antes de la cintura colima el haz y después de la cintura el haz está desenfocando y la auto lente negativa contribuye a que haya una mayor divergencia, por lo tanto, la transmitancia disminuye [1]. Con estos fenómenos se exhibe la presencia de efectos no lineales en el material.

La abertura es importante ya que esta permite la sensibilidad de la refracción, con la eliminación de ésta, elimina el efecto por completo y no se pueden obtener las curvas de z-scan, sin embargo, se estaría obteniendo solo la absorción no lineal del material.

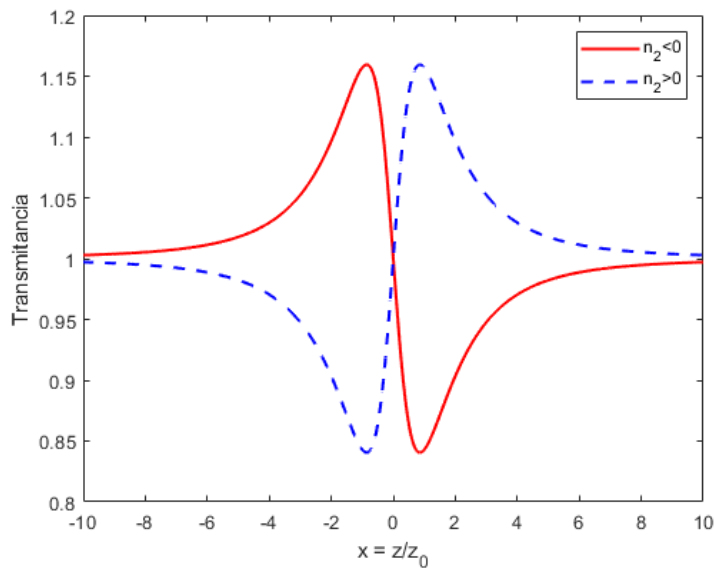


Figura 2. 2. Curvas de Z-scan indicando un medio no lineal negativo y positivo.

En la figura 2.2, se observan los dos tipos de curvas de z-scan con las cuales se determina el signo de la no linealidad presente en el material, esto es, si la curva presenta primero el pico y después el valle (línea roja continua), está indicando que el material se está comportando como una auto lente negativa por lo que el signo del cambio en el índice de refracción es negativo, y viceversa, si se obtiene una curva donde presenta primero el valle y después el pico el material se está comportando como una auto lente positiva por lo que el signo del cambio en el índice de refracción es positivo.

2.5 Amarre de modos (mode-locked)

2.5.1 Amarre de modos activo y pasivo

Dentro de la cavidad láser, existen ondas con diferentes frecuencias y con diferentes modos de oscilación, mediante el amarre de modos se logra un acoplamiento de fase entre dichas ondas y con esto, se generarán los pulsos ultracortos. El amarre de modos se utiliza, en general, para la operación pulsada siendo de pérdida o en ganancia. Existen dos técnicas de amarre de modos las cuales son activo (active mode-locking), o pasivo (passive mode-locking).

Active Mode-Locking. – Se logra la operación pulsada mediante la modulación externa dentro de la cavidad. Esta técnica se puede lograr mediante dos métodos, los cuales son la modulación de amplitud (AM) o la modulación de frecuencia (FM). En el primero (AM), utiliza el modulador como un obturador rápido, se sincronizan la velocidad de modulación con el tiempo de ida y vuelta del pulso. Así, cuando el obturador está abierto el pulso siempre pasará a través del modulador. En el segundo método (FM), se introduce un cambio de frecuencia o fase en la luz que llega de la ventana empujando su espectro fuera del ancho de banda de ganancia. Por lo que los pulsos pueden evolucionar solo durante la breve ventana de tiempo de “sin fase” [17,18].

Passive Mode-Locking. – La operación pulsada se logra mediante una respuesta no lineal adicional, generalmente se introduce un absorbente saturable dentro de la cavidad. El absorbente debe presentar una saturación a mayores intensidades, pero una absorción constante a bajas intensidades. El absorbente saturable, debido a la saturación del medio, reduce la pérdida de luz de alta intensidad. Siendo así, que un pulso saturará rápidamente el medio absorbente reduciendo considerablemente la pérdida del pulso. Esto es de especial interés ya que el láser que se utiliza en este proyecto de tesis, Titanio Zafiro, utiliza esta técnica para producir pulsos ultracortos de femtosegundos [17,18].

2.5.2 Efecto Kerr

Como se mencionó anteriormente, el láser de Titanio Zafiro utiliza la técnica de amarre de modos pasivo, ya que con esta técnica da lugar a uno de los efectos ópticos no lineales, el cual es llamado el efecto Kerr óptico. El efecto Kerr es un mecanismo no lineal que se utiliza comúnmente en láseres de estado sólido para generar pulsos ultracortos. Aquí los efectos temporales y espaciales son no lineales.

El efecto Kerr óptico es un proceso no lineal de tercer orden en el cual un material cambia su índice de refracción que es dependiente de la intensidad incidente, (sección 2.2)

$$n = n_0 + \Delta n(I). \quad (2.5.1)$$

Donde n_0 es el índice de refracción lineal, el cambio en el índice de refracción es $\Delta n(I) = \gamma I$ y γ puede ser positivo o negativo.

2.6 Láser de Titanio Zafiro ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$)

Puede funcionar sobre una longitud de onda de $600 - 1,180 \text{ nm}$, teniendo un ancho de banda de ganancia más amplio que cualquier otro láser. Los láseres de Titanio Zafiro son bombeados con láseres de iones de argón para funcionamiento continuo o láseres de alta potencia Nd: YAG o Nd:YLF para funcionamiento pulsado. El cristal de zafiro de Titanio tiene alta conductividad térmica, lo que permite la disipación eficiente del calor generado, coeficiente de absorción muy bajo y alta dureza, es un medio tipo Kerr, y se comporta como una lente Kerr positiva, es decir, autoenfoca [17].

El cristal de Titanio Zafiro proporciona los pulsos más cortos con las potencias máximas más altas [18]. Un pulso proveniente del medio activo del cristal de Titanio Zafiro está conformado por todas las longitudes de onda, pero la longitud de onda central del láser es la que se encuentra en el máximo de la Gaussiana, en el caso de un láser de pulsos de Titanio Zafiro el espectro de emisión se encuentra en el régimen del infrarrojo teniendo una longitud de onda central de 808 nm . [18]. Este láser emite pulsos ultracortos y un perfil de intensidad Gaussiano, esto es que en el centro contiene mayor intensidad de luz para ir disminuyendo radialmente.

En este proyecto de tesis, se utiliza un láser infrarrojo Griffin con un medio activo cristal de Titanio Zafiro, de la marca KMLabs, con una longitud de onda central de 808 nm , es un láser de pulsos ultrarrápido de femtosegundos ($\times 10^{-15} \text{ s}$), con una razón de repetición de $80 - 95 \text{ MHz}$. Para que el láser emita pulsos utiliza la técnica de amarre de modos por lente Kerr (Kerr lens mode-locked).

El láser de Titanio Zafiro está bombeado por un láser continuo CW de estado sólido, marca Lighthouse Photonics Sprout H-5W, que tiene una longitud de onda de 1064 nm y dentro de la cavidad contiene un doblador de frecuencia por lo que emite una longitud de onda de 532 nm alcanzando una potencia máxima de 5 W . El medio activo del láser de bombeo es Nd: YVO₄. Para generar la emisión de luz de este láser, el cristal Nd: YVO₄ está bombeado por diodos permitiendo la emisión, por lo que a estos láseres se les conoce como DPSS Laser (Diode Pumped Solid State Laser).

El amarre de modos es un método para generar pulsos ultracortos, consiste en que haya un acoplamiento de fase de los modos de oscilación, una vez logrado el amarre de modos se acumula la energía y posteriormente se libera en forma de pulso, y así sucesivamente generando los pulsos ultrarrápidos de femtosegundos o picosegundos. Cuando el láser no se encuentra en amarre de modos se dice que está en régimen continuo, con el cual también es posible sacar curvas de z-scan [19].

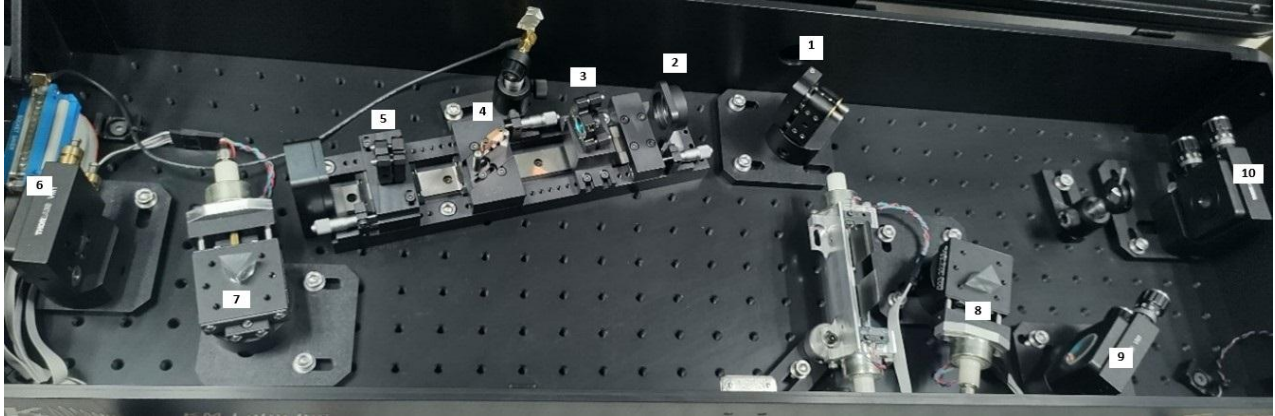


Figura 2. 3. Imagen del láser de Titanio Zafiro con sus componentes ópticos que permiten la emisión del haz CW o pulsado.

En la figura 2.3 se observan los componentes ópticos que conforman el láser, donde 1 es un espejo de entrada para el bombeo, 2 es una lente, 3 y 5 son espejos curvos, 4 es el cristal de Titanio Zafiro, 6 es un espejo plegable, 7 es el primer prisma y 8 el segundo prisma, 9 es un espejo altamente reflejante y 10 es el acoplador de salida.

Para conseguir el amarre de modos del láser, normalmente, se mueven los prismas adelante y/o atrás, a través de un programa para controlar la posición de estos, sin embargo, también se puede controlar la posición de la ranura o el ancho de ésta.

2.7 Medios no lineales

En este proyecto de tesis se utilizan dos medios no lineales para obtener curvas de z-scan experimentales y lograr caracterizar sus propiedades ópticas y obtener el signo y magnitud de los cambios en el índice de refracción. Estos materiales analizados son: el primero, son nanocubos de plata, con tamaño aproximado de 100 nm por lado, suspendidos en un líquido el cual es etilenglicol. Y, el segundo es una película delgada que está conformada por esferas, de 275 nm de diámetro, de dióxido de silicio con nanopartículas, de 20 nm de diámetro, de magnetita depositada en un sustrato de vidrio.

2.7.1 SNC17 EG

La plata durante años ha tenido muchas aplicaciones importantes en la medicina como ejemplo, en heridas y quemaduras, además tiene una actividad antimicrobiana. Por ello, las nanopartículas de plata son altamente investigadas debido a sus propiedades funcionales y aplicaciones como son en los virus, bacterias, hongos, VIH, así como en la fotónica de plasmones, etc. Por lo tanto, tienen gran impacto en la medicina, biología, electrónica y óptica [20,21].

Estas nanopartículas pueden ser de diferentes tamaños y estructuras, pueden ser nanobarillas, nanocubos, nanoesferas, debido a esto tienen propiedades únicas. El tamaño y la estructura dependen del control de parámetros tales como la relación de concentraciones molares, la temperatura y el tiempo de reflujo. Los nanocubos tienen propiedades ópticas únicas.

El medio no lineal que analizamos en esta tesis es un sistema coloidal que contiene nanocubos de plata con un tamaño aproximado de 100 nm por lado, los nanocubos están suspendidos en etilenglicol. Esta muestra ya se ha usado para caracterizar su respuesta no lineal y sus propiedades ópticas con otros tipos de láseres, es decir, con diferentes longitudes de onda; en esta tesis se analiza este medio con un láser de Ti: Zafiro de femtosegundos, el cual está en la región del infrarrojo, y a diferentes potencias. El número 17 en el nombre se atribuye al número de síntesis, esto se refiere al método específico para sintetizar estos nanocubos de plata. Existen diferentes técnicas para la síntesis de las nanopartículas de plata tales como el uso de semillas pulverizadas de plantas, reducción de iones en una solución orgánica.

2.7.2 película delgada de (SiO_2) y (Fe_3O_4).

Esta película está depositada en un sustrato de vidrio (portaobjetos), tiene una masa total de $m_T = 6.7 \times 10^{-3}\text{ g}$, $m_{\text{SiO}_2} = 6.09 \times 10^{-3}\text{ g}$ de esferas de dióxido de silicio SiO_2 de 275 nm de diámetro y $m_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 6.06 \times 10^{-4}\text{ g}$ de nanopartículas de magnetita Fe_3O_4 de 20 nm de diámetro. El sustrato es sumergido en una mezcla de 15 ml de la suspensión coloidal de esferas de SiO_2 , la cual contiene 0.08 g de esferas de SiO_2 en 15 ml de agua

desionizada, y 1 ml de una suspensión de Fe_3O_4 , lo que contiene y 0.4004 g de Fe_3O_4 en 30 ml de agua desionizada [22]. Esta película delgada fue realizada por el laboratorio de materiales de la FCFM BUAP.

Dióxido de silicio (SiO_2)

El silicio (Si) se encuentra en combinación con otros elementos uno de ellos es el oxígeno (O). El silicio es el segundo de los elementos más abundantes en la naturaleza, todas las plantas en su composición contienen silicio, así como bacterias y hongos. Se encuentra principalmente en minerales de silicato y dióxido de silicio (SiO_2).

Cuando un átomo de silicio se une a dos átomos de oxígeno forma el compuesto de dióxido de silicio, figura 2.4, el cual es un mineral que también es conocido como sílice, y está constituido por un 50 – 70% de oxígeno [23].

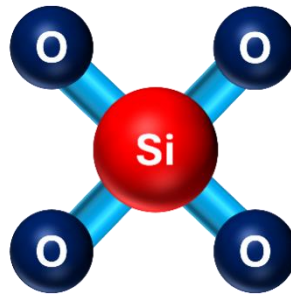


Figura 2. 4. Estructura del compuesto de dióxido de silicio SiO_2 siendo la esfera roja el silicio y las esferas azules el oxígeno.

El dióxido de silicio se presenta en dos formas posibles, forma amorfa y forma cristalina. En la forma cristalina se forma una estructura tetraédrica bien definida, en la cual, el átomo de silicio se encuentra unido a cuatro átomos adyacentes, figura 2.5. En cambio, la forma amorfa del dióxido de silicio no presenta forma organizada [23].

En la película delgada que se analiza se utiliza el dióxido de silicio en su forma amorfa.

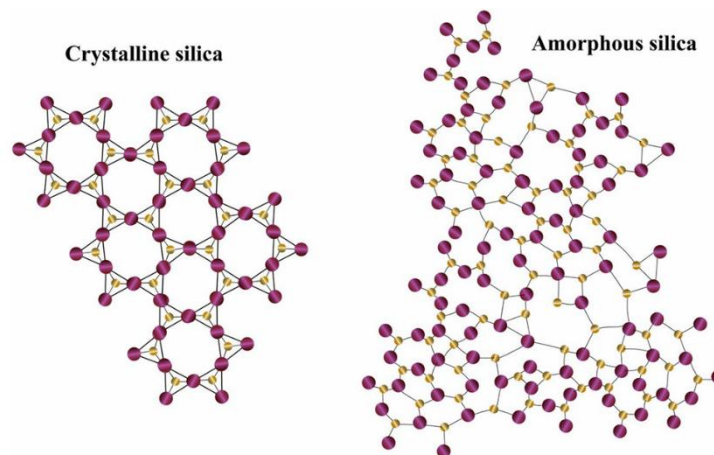


Figura 2. 5. Estructura cristalina y amorfa del dióxido de silicio SiO_2 [23].

Magnetita (Fe_3O_4).

La magnetita es un mineral de hierro, o bien, óxido mixto de hierro, descrito como catalizador, que ha sido estudiado en diversas reacciones que tiene una estructura de espinela inversa (fig. 2.6). Se encuentra en muchas rocas ígneas, arenas negras, etc. Las nanopartículas de magnetita han tomado importancia ya que tienen una buena actividad catalítica y son útiles en el campo de la medicina y la biotecnología [24,25].

A temperatura ambiente, la magnetita es ferrimagnética y las partículas de magnetita presentan una dureza de 5.5, idéntica a la del vidrio [26].

La fórmula química de la magnetita es Fe_3O_4 ($Fe^{3+} Fe^{3+}_2 O_4$) o también $FeFe_2O_4$. Está constituida por un 27.6% de oxígeno y 72.4% de hierro. En su celda unitaria 32 átomos son de oxígeno y 24 son de cationes de hierro, de los cuales 16 están en forma férrica (Fe^{3+}) y 8 en forma ferrosa (Fe^{2+}) [24].

Las propiedades magnéticas de Fe_3O_4 decaen cuando las partículas se reducen a escalas nanométricas, este comportamiento se denomina superparamagnético. Esto se produce debido a que la alta energía térmica de estas nanopartículas supera fuerzas de unión magnéticas ocasionando que los momentos magnéticos fluctúen al azar [25].

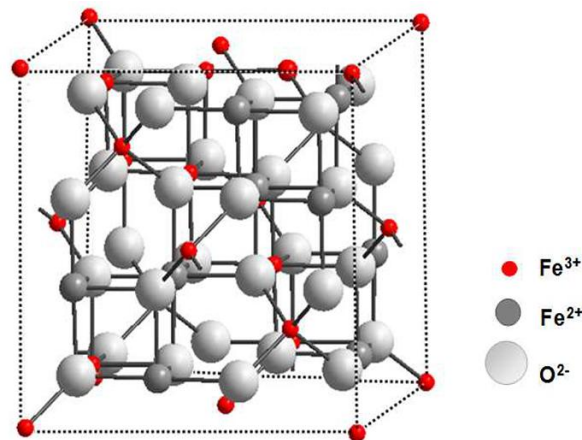


Figura 2. 6. Estructura de espinela inversa de Fe_3O_4 [24].

CAPITULO 3

3 Modelos propuestos

En esta sección, se describen los modelos analíticos ya propuestos por la literatura científica, los cuales tratan de describir las respuestas no lineales que presentan ciertos medios delgados, donde consideran diferentes parámetros y dependencias, así como también proponen nuevas ideas para ir eliminando ciertas restricciones de los modelos anteriores y, con esto, poder identificar el modelo que mejor describa las curvas experimentales obtenidas en el laboratorio de fotónica y presentadas en el capítulo de resultados.

3.1 Modelo para medios con respuesta local con la técnica de z-scan [4,5].

Con base a las referencias [4,5], este fue el primer modelo donde se propuso la técnica de z-scan para calcular el signo y magnitud del cambio en el índice de refracción para un medio delgado; el medio se considera delgado cuando los cambios en el diámetro del haz dentro de la muestra, debido a la difracción o refracción no lineal, se pueden despreciar, para la difracción lineal esto implica que $L < z_0$ y para la refracción no lineal $L \ll z_0/\Delta\phi$ siendo $\Delta\phi$ muy pequeño [5]. Este modelo se desarrolló para un haz Gaussiano emitido de un láser de pulsos para medios tipo Kerr con cambios de fase pequeños. Se usa para una no linealidad cúbica.

En este modelo supone que el material solo tiene absorción lineal y que el perfil de cambio de fase es igual al perfil de la intensidad incidente, por este hecho, se le designa que el modelo es para materiales con respuesta no lineal local.

El campo eléctrico a la entrada de la muestra es el campo del haz Gaussiano

$$E_{ent}(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right]. \quad (3.1.1)$$

Donde los parámetros están dados en la sección 2.1.

La irradiancia y la fase no lineal dentro del medio se rigen por

$$\frac{d\Delta\phi}{dz'} = \Delta n(I)k \quad y \quad \frac{dI}{dz'} = -\alpha(I)I = -\alpha I. \quad (3.1.2)$$

Donde z' es la distancia de propagación dentro de la muestra y α es la absorción lineal.

Se desprecia la absorción no lineal e integrando las ecuaciones (3.1.2) se tiene que,

$$\Delta\phi(r, z) = \Delta\phi_0 \exp(-2r^2/W^2(z)). \quad (3.1.3)$$

$$\Delta\phi_0(z) = \frac{\Delta\Phi_0}{1 + z^2/z_0^2}. \quad (3.1.4)$$

$$\Delta\Phi_0 = k\Delta n \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} = k\Delta n L_{eff}. \quad (3.1.5)$$

Entonces

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}.$$

Donde $\Delta\phi$ cambio de fase máximo en cualquier posición fuera de la cintura y $\Delta\phi_0$ es el cambio de fase en ese punto sin propagarse y $\Delta\Phi_0$ cambio de fase máximo en la cintura.

El campo a la salida de la muestra es

$$E_{sal}(r, z) = E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2} e^{-i\Delta\phi(r, z)}. \quad (3.1.6)$$

Debido a que el medio no lineal ocasiona un cambio de fase en el haz, el haz a la salida de la muestra ya no es un haz Gaussiano entonces, para obtener la transmitancia normalizada, se utiliza el método de descomposición gaussiana en el campo E_{sal} , dicho método es útil para distorsiones de fase pequeños, aproximamos este campo a una suma de haces Gaussianos.

$$e^{-i\Delta\phi(z, r)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \exp\left[-\frac{2mr^2}{W(z)^2}\right]. \quad (3.1.7)$$

Entonces el campo E_{sal} justo a la salida de la muestra es

$$E_{sal}(r, z) = E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \exp\left[-\frac{2mr^2}{W(z)^2}\right]. \quad (3.1.8)$$

Sustituyendo la ecuación (3.1.1) en (3.1.8) tenemos

$$E_{sal}(r, z) = E(0,0) \frac{W_0}{W(z)} \exp[-ikz + i\zeta(z)] e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \exp\left[-\frac{r^2}{W_{m_0}^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)}\right]. \quad (3.1.9)$$

Con $W_{m_0}^2 = \frac{W^2}{2m+1}$

$$E_{sal}(r, z) = E_{ent}(0, z) e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \exp\left[-\frac{ikr^2}{2q_{sal}}\right]. \quad (3.1.10)$$

Con

$$\frac{1}{q_{sal}} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W_{m_0}^2(z)}.$$

Cada haz Gaussiano se propaga hasta la abertura, que se encuentra a campo lejano, y, posteriormente, se suman todos estos haces para obtener el campo total en la abertura. Así, el campo en la abertura esta dado por

$$E_a(r, z) = E_{ent}(r = 0, z) e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \frac{W_{m_0}}{W_m} \exp\left[-\frac{r^2}{W_m^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R_m(z)} + i\zeta_m(z)\right]. \quad (3.1.11)$$

Donde

$$R_m(z) = d \left[1 - \frac{g}{g^2 + d^2/d_m^2} \right]^{-1}. \quad (3.1.12)$$

$$W_m^2(z) = W_{m_0}^2 \left(g^2 + \frac{d^2}{d_m^2} \right). \quad (3.1.13)$$

$$z_{m_0} = d_m = \frac{\pi W_{m_0}^2}{\lambda}. \quad (3.1.14)$$

$$\theta_m = \tan^{-1} \left(\frac{d/d_m}{g} \right). \quad (3.1.15)$$

Con $g = 1 + \frac{d}{R(z)}$.

Se define a d como la distancia de propagación de la muestra a la abertura, y m es el m -ésimo haz Gaussiano de la descomposición gaussiana.

La potencia que llega a la abertura después de pasar por la muestra es

$$P_m = 2\pi \int_0^{r_a} |E_a(\Delta\Phi_0, r, z)|^2 r dr. \quad (3.1.16)$$

La potencia que llega a la abertura sin el medio no lineal es

$$P_{s/m} = P_T = \int_0^{r_a} I(r, z) 2\pi r dr. \quad (3.1.17)$$

La transmitancia normalizada del z-scan viene dada por

$$T = \frac{P_m}{P_{s/m}} = \frac{\int_0^{r_a} |E_a(\Delta\Phi_0, r, z)|^2 r dr}{\int_0^{r_a} |E_a(0, r, z)|^2 r dr}. \quad (3.1.18)$$

La transmitancia sobre el eje es ($r \approx 0$) es

$$T(\Delta\Phi_0, z) = \frac{P_m}{P_{s/m}} = \frac{|E_a(r = 0, z, \Delta\phi_0)|^2}{|E_a(r = 0, z, \Delta\phi_0 = 0)|^2}. \quad (3.1.19)$$

Si $r = 0$ entonces el campo en la abertura queda como

$$E_a(r = 0, z, \Delta\phi_0) = E_{ent}(r = 0, z) e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \frac{W_{m_0}}{W_m} \exp[i\zeta_m(z)]. \quad (3.1.20)$$

Siendo que

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \frac{W_{m_0}}{W_m} e^{i\zeta_m(z)} = \frac{W_{0_0}}{W_0} e^{i\zeta_0(z)} - i\Delta\phi_0(z) \frac{W_{1_0}}{W_1} e^{i\zeta_1(z)} - \frac{\Delta\phi_0^2(z)}{2} \frac{W_{2_0}}{W_2} e^{i\zeta_2(z)} + \dots$$

Cuando hay un pequeño cambio de fase $|\Delta\phi_0| \ll 1$, se toman solo los primeros dos términos como aproximación, tenemos

$$E_a(r, z, \Delta\phi_0) = E_{ent}(r = 0, z) e^{-\alpha L/2} e^{i\zeta_0} \left[\frac{W_{0_0}}{W_0} - i\Delta\phi_0(z) \frac{W_{1_0}}{W_1} e^{i(\zeta_1 - \zeta_0)} \right].$$

Cuando $d \rightarrow \infty$ se tiene que $\zeta_1 = \zeta_0$, por lo que $e^{i(\zeta_1 - \zeta_0)} = 1$. Así

$$E_a(r, z, \Delta\phi_0) = E_{ent}(r = 0, z) e^{-\alpha L/2} e^{i\zeta_0} \left[\frac{W_{0_0}}{W_0} - i\Delta\phi_0(z) \frac{W_{1_0}}{W_1} \right]. \quad (3.1.21)$$

Para el haz Gaussiano que cruza por la celda sin cambio en el índice de refracción, $\Delta\phi_0 = 0$, es decir, sin el medio no lineal, se tiene que

$$E_a(r, z, \Delta\phi_0 = 0) = E_{ent}(r = 0, z) e^{-\alpha L/2} \left[\frac{W_{0_0}}{W_0} e^{i\zeta_0(z)} \right]. \quad (3.1.22)$$

Donde

$$\frac{W_{m_0}^2}{W_m^2} = \left(g^2 + \frac{d^2}{d_m^2} \right)^{-1}. \quad (3.1.23)$$

Entonces la transmitancia es

$$T(z, \Delta\Phi_0) = \frac{\left| e^{i\zeta_0} \left[\frac{W_{0_0}}{W_0} - i\Delta\phi_0(z) \frac{W_{1_0}}{W_1} \right] \right|^2}{\left| \frac{W_{0_0}}{W_0} e^{i\zeta_0} \right|^2} = \frac{\left| \left(g + i \frac{d}{d_0} \right)^{-1} - i\Delta\phi_0 \left(g + i \frac{d}{d_1} \right)^{-1} \right|^2}{\left| \left(g + i \frac{d}{d_0} \right)^{-1} \right|^2}. \quad (3.1.24)$$

Siendo

$$d_m = \frac{z_0}{(2m+1)} [1+x^2] \quad y \quad g = 1 + \frac{xd}{z_0[1+x^2]}. \quad (3.1.25)$$

Así,

$$T(z, \Delta\Phi_0) = \left| 1 - i\Delta\phi_0 \frac{\frac{z_0}{d} + \frac{x}{[1+x^2]} + i\frac{1}{[1+x^2]}}{\frac{z_0}{d} + \frac{x}{[1+x^2]} + i\frac{3}{[1+x^2]}} \right|^2 = \left(1 - \frac{2x\Delta\phi_0}{x^2+9}\right)^2 - \Delta\phi_0^2 \left(\frac{x^2+3}{x^2+9}\right)^2.$$

Recordando que $\Delta\phi_0$ el segundo termino de $T(z, \Delta\Phi_0)$

$$T(z, \Delta\Phi_0) = \left(1 - \frac{2x\Delta\phi_0}{x^2+9}\right)^2 = 1 - \frac{4x\Delta\phi_0}{x^2+9}.$$

Nuevamente se desprecia el tercer término del binomio y recordando que

$$\Delta\phi_0 = \frac{\Delta\Phi_0}{1+z^2/z_0^2} = \frac{\Delta\Phi_0}{1+x^2}.$$

Sustituyendo $\Delta\phi_0$ en $T(z, \Delta\Phi_0)$, la expresión analítica para la transmitancia normalizada es

$$T(z, \Delta\Phi_0) = 1 - \frac{4x\Delta\Phi_0}{(x^2+9)(1+x^2)}. \quad (3.1.26)$$

Con $x = \frac{z}{z_0}$.

Medios con absorción no lineal [5].

Con este método se puede obtener el coeficiente de refracción y absorción no lineal. Aquí se supone que el material cuenta con efectos refractivos y, además, efectos absorptivos no lineales.

Para el caso en el que el material tiene absorción no lineal

$$\alpha(I) = \alpha + \beta I. \quad (3.1.27)$$

Sustituyendo la ecuación (3.1.27) en la segunda ecuación de (3.1.2) tenemos

$$\frac{dI}{dz'} = -\alpha I - \beta I^2 \quad y \quad \frac{d\Delta\phi}{dz'} = \Delta n(I)k = k\gamma I. \quad (3.1.28)$$

Reescribiendo la primera ecuación de (3.1.28), se tiene que

$$\frac{dI}{dz'} + \alpha I = -\beta I^2.$$

Resolviendo mediante la ecuación de Bernoulli $y' + Py = Qy^n$ tenemos que

$$m = I^{1-n} = I^{-1}$$

$$m' = (1-n)I^{-n}I' = -I^{-2}I'.$$

Multiplicando ambos lados por $-I^{-2}$ a la ecuación obtenida entonces

$$-I^{-2}I' - \alpha I^{-1} = \beta.$$

Vemos que queda de la forma

$$m' - \alpha m = \beta.$$

Luego

$$\mu = e^{-\int \alpha dz'} = e^{-\alpha z'}.$$

Multiplicando la ecuación anterior, dependiente de m , por lo anterior, $\mu = e^{-\alpha z'}$.

Tenemos que

$$e^{-\alpha z'} m' - \alpha e^{-\alpha z'} m = e^{-\alpha z'} \beta.$$

Vemos que

$$\frac{d}{dz'} (m e^{-\alpha z'}) = m' e^{-\alpha z'} - m \alpha e^{-\alpha z'} = (m' - m \alpha) e^{-\alpha z'}$$

entonces

$$\frac{d}{dz'} (m e^{-\alpha z'}) = e^{-\alpha z'} \beta.$$

Integrando

$$m e^{-\alpha z'} = \beta \int_0^L e^{-\alpha z'} dz' = -\frac{\beta}{\alpha} e^{-\alpha z'} + C$$

entonces

$$m e^{-\alpha z'} = -\frac{\beta}{\alpha} e^{-\alpha z'} + C.$$

Despejando m , se tiene que

$$m = I^{-1} = -\frac{\beta}{\alpha} + \frac{C}{e^{-\alpha z'}}.$$

Para cuando $z' = 0$, es decir, en la entrada de la muestra tenemos que

$$I^{-1} = -\frac{\beta}{\alpha} + C \Rightarrow C = I^{-1} + \frac{\beta}{\alpha}.$$

Donde se puede ver que $I = I_{ent} = I(z, r)$ ya que es para cuando $z' = 0$.

Luego

$$I^{-1} = -\frac{\beta}{\alpha} + \frac{C}{e^{-\alpha z'}} = \frac{-\beta e^{-\alpha z'} + \alpha C}{\alpha e^{-\alpha z'}}.$$

Entonces sacando el inverso de I y sustituyendo C , se tiene que

$$I = \frac{\alpha e^{-\alpha z'}}{-\beta e^{-\alpha z'} + \alpha C} = \frac{\alpha e^{-\alpha z'}}{-\beta e^{-\alpha z'} + \alpha \left(\frac{1}{I_{ent}} + \frac{\beta}{\alpha} \right)}$$

$$= \frac{I_{ent} \alpha e^{-\alpha z'}}{\beta I_{ent} - \beta I_{ent} e^{-\alpha z'} + \alpha} = \frac{I(z, r) e^{-\alpha z'}}{1 + \beta I(z, r) \left(\frac{1 - e^{-\alpha z'}}{\alpha} \right)}.$$

Definimos como

$$q(z, r) = \beta I(z, r) L_{eff}. \quad (3.1.29)$$

$$L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha.$$

Entonces, la intensidad a la salida de la muestra es, ($z = L$)

$$I_{sal} = \frac{I(z, r) e^{-\alpha L}}{1 + q(z, r)}. \quad (3.1.30)$$

Integrando la segunda ecuación de (3.1.28) para obtener el cambio de fase,

$$\Delta\phi = k\gamma \int I(z', r) dz' = \frac{I(z', r) e^{-\alpha z'}}{1 + \beta I(z', r) L_{eff}}.$$

Haciendo un cambio de variable donde $u = 1 + \beta I \left(\frac{1 - e^{-\alpha z'}}{\alpha} \right)$ y $du = \beta I e^{-\alpha z'} dz'$, tenemos

$$\Delta\phi = k\gamma \int_0^L \frac{I e^{-\alpha z'}}{u} \cdot \frac{du}{\beta I e^{-\alpha z'}} = \frac{k\gamma}{\beta} \int_0^L \frac{du}{u} = \frac{k\gamma}{\beta} \ln(u) = \frac{k\gamma}{\beta} \ln \left(1 + \beta I \left(\frac{1 - e^{-\alpha z'}}{\alpha} \right) \right).$$

Entonces, el cambio de fase es

$$\Delta\phi = \frac{k\gamma}{\beta} \ln[1 + q(z, r)]. \quad (3.1.31)$$

Sabemos que

$$E_{sal}(z, r) = E_{ent}(z, r) e^{-i\Delta\phi(z, r)}.$$

Recordando $I(z') = |E_{sal}(r, z')|^2$, entonces

$$E_{sal}(r, z') = \frac{E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2}}{(1 + q(z, r, t))^{1/2}} e^{-i\Delta\phi}. \quad (3.1.32)$$

De la ecuación anterior, tenemos que

$$E_{sal}(r, z) = E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2} (1 + q(r, z))^{-ik\gamma/\beta - 1/2}. \quad (3.1.33)$$

3.2 Modelo para medios con respuesta no local para el caso puramente refractivo [7].

En este modelo se introduce la no localidad de los materiales proponiendo una m , en el cambio de fase, la cual nos dirá que tipo de no localidad es. Se considera que la extensión espacial del perfil del cambio de fase no lineal puede ser más amplia o estrecha que el perfil de la intensidad incidente donde el parámetro m es lo que lo determina, esto significa que cuando $m \neq 2$ la respuesta es no local y si $m = 2$ la respuesta es local. Si $m < 2$, se dice que es una no localidad fuerte y cuando $m > 2$, es una no localidad débil.

Se considera para medios puramente refractivos y que solo tiene absorción lineal, es decir, es nula en absorción no lineal.

Se considera un haz Gaussiano

$$E_{ent}(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right].$$

Recordando que el campo de salida es:

$$E_{sal}(z, r) = E_{ent}(z, r) e^{-i\Delta\phi(z, r)}. \quad (3.2.1)$$

Se propone que este cambio de fase no lineal puede ser aproximado como

$$\Delta\phi(r, z) \approx \Delta\phi_0(z, m) \exp(-mr^2/w^2(z)). \quad (3.2.2)$$

Donde

$$\Delta\phi_0(z, m) = \frac{\Delta\Phi_0}{(1 + z^2/z_0^2)^{m/2}}. \quad (3.2.3)$$

$$\Delta\Phi_0 = k\Delta n \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} = k\Delta n L_{eff}. \quad (3.2.4)$$

Donde $\Delta\Phi_0$ es el cambio de fase no lineal máximo en la cintura y m puede ser cualquier número real positivo. Y $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$

Y, nuevamente, se utiliza la descomposición gaussiana donde

$$e^{-i\Delta\phi(z, r)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \exp\left[-\frac{mr^2}{(W/\sqrt{m})^2}\right]. \quad (3.2.5)$$

Propagando un haz (de los de salida):

$$E_a(r, z) = E_{ent}(r=0, z) e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^m}{m!} \frac{W_{m0}}{W_m} \exp\left[-\frac{r^2}{W_m^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R_m(z)} + i\zeta_m(z)\right]. \quad (3.2.6)$$

Y la expresión analítica para la transmitancia normalizada es

$$T(z, \Delta\Phi_0) = 1 - \frac{2mx\Delta\Phi_0}{(x^2 + 9)(1 + x^2)^{m/2}} + \left(\frac{2x\Delta\Phi_0}{x^2 + 9}\right)^2. \quad (3.2.7)$$

Si $m < 2$ se considera que el perfil de cambio de fase es más grande que el perfil de intensidad incidente (no localidad fuerte), si $m > 2$, se dice que el perfil de cambio de fase es más angosto que el perfil de la intensidad incidente (no localidad débil) y si $m = 2$ ambos perfiles son iguales. En otras palabras, si $m < 2$, el área donde existe un cambio de fase $\Delta\Phi_0$ es mayor al área que se está iluminando en la muestra, y viceversa, si $m > 2$, la región donde hay un cambio de fase $\Delta\Phi_0$, es menor a la región que se está iluminando.

A continuación, se presenta una gráfica con los diferentes perfiles de cambio de fase para los tipos de no localidad, para cuando $m = 1, m = 2$ y $m = 4$.

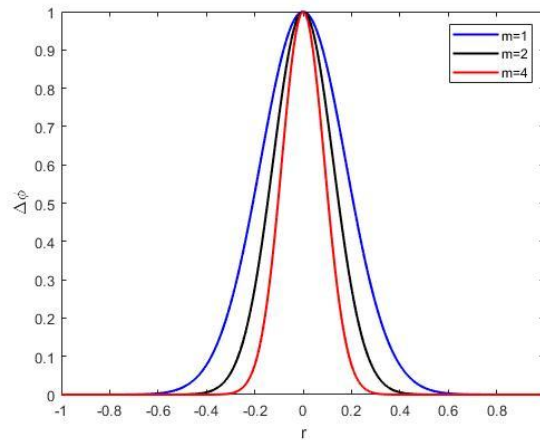


Figura 3. 1. Perfiles de cambio de fase con $\Delta\Phi_0 = 1 \text{ rad}$, $m = 1$ (azul), $m = 2$ (negro) y $m = 4$ (rojo).

En la figura 3.1, se observa que para $m = 2$ el perfil de cambio de fase no lineal sigue la distribución de intensidad incidente, es decir, la respuesta no lineal es local.

Cuando $m = 1$ la amplitud de la curva es mayor que la obtenida para el caso local, mientras que para $m = 4$ la amplitud de la curva es menor que la del caso local.

3.3 Modelo para medios con respuesta no local para el caso refractivo y absorbtivo [9].

En el modelo 3.1 se describió de forma analítica la transmitancia para materiales con refracción y absorción no lineal para el caso local, es decir, para $m = 2$. En este modelo, se presentan expresiones analíticas para la transmitancia normalizada a campo lejano para cambios de fase arbitrarios, sin restricciones en la magnitud, donde se introdujo la no localidad del modelo 3.2, para el caso de medios delgados con respuesta refractiva y absorbtiva no lineal.

Se considera un haz Gaussiano

$$E_{ent}(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right].$$

Recordando que el campo a la salida es

$$E_{sal}(r, z') = E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2} (1 + q(z, r))^{-iky/\beta - 1/2}. \quad (3.3.1)$$

Donde

$$q(r, z) = \beta \frac{I_0}{1 + z^2/z_0^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{W^2(z)}\right] L_{eff}. \quad (3.3.2)$$

Siendo $L_{eff} = 1 - e^{-\alpha L}/\alpha$.

De las ecuaciones (3.1.30) y (3.1.31),

$$I_{sal} = \frac{I(z, r) e^{-\alpha L}}{1 + q(z, r)} \quad y \quad \Delta\phi = \frac{ky}{\beta} \ln[1 + q(z, r)].$$

Introduciendo la no localidad del modelo anterior

$$\Delta\phi(r) \approx \Delta\phi_0(z, m) \exp(-mr^2/W^2(z)). \quad (3.3.3)$$

Entonces

$$\Delta\phi(r) = \frac{\Delta\phi_0}{(1 + z^2/z_0^2)^{m/2}} \exp\left(-\frac{2\left(\frac{m}{2}\right)r^2}{W^2}\right) = \frac{\Delta\phi_0}{(1 + z^2/z_0^2)^{m/2}} \left[\exp\left(-\frac{2r^2}{W^2}\right)\right]^{m/2}.$$

Haciendo un cambio de variable para reducir la expresión

$$G_{loc} = \frac{\exp\left(\frac{-2r^2}{W^2(z)}\right)}{1 + z^2/z_0^2}. \quad (3.3.4)$$

Entonces

$$G_{loc}^{m/2} = \frac{\left(\exp\left(\frac{-2r^2}{W^2(z)}\right)\right)^{m/2}}{(1 + z^2/z_0^2)^{m/2}}. \quad (3.3.5)$$

Por lo tanto, el cambio de fase es

$$\Delta\phi(r) = \Delta\phi_m(r) = \Delta\Phi_0 G_{loc}. \quad (3.3.6)$$

Luego, de la ecuación (3.1.29), se tiene que

$$q(z, r) = \beta I(z, r) L_{eff} = \beta I_0 \frac{\exp\left(\frac{-2r^2}{W^2(z)}\right)}{1 + z^2/z_0^2} L_{eff} = \beta I_0 G_{loc} L_{eff}.$$

Así,

$$q_m(r, z) = \beta I_0 G_{loc}^{m/2} L_{eff}. \quad (3.3.7)$$

El campo a la salida de la muestra es

$$E_{sal}(r, z') = E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2} (1 + q_m(r, z))^{-ik\gamma/\beta - 1/2}. \quad (3.3.8)$$

Entonces se tiene que el campo a la salida para el caso refractivo y absorbivo es

$$E_{sal}(r, z') = E_{ent}(r, z) e^{-\alpha L/2} (1 + \Delta\Psi_0 G_{loc}^{m/2})^{-i\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Psi_0} \frac{1}{2}}. \quad (3.3.9)$$

Donde

$$\Delta\Phi_0 = k\gamma I_0 L_{eff} \text{ y } \Delta\Psi_0 = \beta I_0 L_{eff}.$$

Por lo que

$$\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Psi_0} = \frac{k\gamma}{\beta}.$$

3.4 Modelo para medios con más de una respuesta no lineal [10,11].

En este modelo se propone que el medio delgado tiene más de una respuesta no lineal y pueden ser no locales, en el artículo [11] se toman dos no lineales los cuales tienen los mismos parámetros que el modelo anterior. En este caso cada respuesta no lineal tiene los parámetros del cambio de fase refractivo $\Delta\Phi_0$, la no localidad m y el cambio de fase absorbivo $\Delta\Psi_0$.

Se considera un haz Gaussiano. El campo a la salida del medio delgado no lineal no local es

$$E_{sal}(r, z') = E_{ent}(r, z)e^{-\alpha L/2}(1 + q_m(r, z))^{-i\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Psi_0} - \frac{1}{2}}. \quad (3.4.1)$$

Donde

$$q_m(r, z) = \Delta\Psi_0 G_{loc}^{m/2}, \Delta\Phi_0 = k\gamma I_0 L_{eff}, \Delta\Psi_0 = \beta I_0 L_{eff} \text{ y } L_{eff} = 1 - e^{-\alpha L}/\alpha.$$

Donde β es el coeficiente de absorción no lineal y γ es el coeficiente de refracción no lineal.

Se propone para un medio que presenta dos respuestas no lineales no locales m_1 y m_2 , el campo a la salida es

$$\begin{aligned} E_{sal}(r, z) &= E_{ent}(r, z)e^{-\alpha L/2} \frac{1}{(1 + q_{m_1})^{1/2}} \frac{1}{(1 + q_{m_2})^{1/2}} e^{-i(\Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2)} \quad (3.4.2) \\ &= E_{ent}(r, z)e^{-\alpha L/2} \frac{e^{-i\Delta\Phi_1}}{(1 + q_{m_1})^{1/2}} \frac{e^{-i\Delta\Phi_2}}{(1 + q_{m_2})^{1/2}}. \end{aligned}$$

Recordando que

$$\Delta\phi = \frac{\Delta\Phi_{01}}{\Delta\Psi_{01}} \ln[1 + q(z, r, t)].$$

Entonces, sustituyendo lo anterior, se tiene que

$$\begin{aligned} E_{sal}(r, z) &= E_{ent}(r, z)e^{-\alpha L/2} \frac{\exp(-i\frac{\Delta\Phi_{01}}{\Delta\Psi_{01}} \ln[1 + q_{m_1}]) \exp(-i\frac{\Delta\Phi_{02}}{\Delta\Psi_{02}} \ln[1 + q_{m_2}])}{(1 + q_{m_1})^{1/2} (1 + q_{m_2})^{1/2}} \\ &= E_{ent}(r, z)e^{-\alpha L/2} \frac{(1 + q_{m_1})^{-i\frac{\Delta\Phi_{01}}{\Delta\Psi_{01}}}}{(1 + q_{m_1})^{1/2}} \frac{(1 + q_{m_2})^{-i\frac{\Delta\Phi_{02}}{\Delta\Psi_{02}}}}{(1 + q_{m_2})^{1/2}}. \end{aligned}$$

Por lo tanto, el campo a la salida de la muestra es

$$E_{sal}(r, z') = E_{ent}(r, z)e^{-\alpha_0 L/2}(1 + q_{m_1})^{-i\frac{\Delta\Phi_{01}}{\Delta\Psi_{01}} - \frac{1}{2}}(1 + q_{m_2})^{-i\frac{\Delta\Phi_{02}}{\Delta\Psi_{02}} - \frac{1}{2}}. \quad (3.4.3)$$

Donde

$$q_m(r, z) = \Delta\Psi_0 G_{loc}^{m/2}, \Delta\Phi_0 = k_j \gamma I_0 L_{eff}, \Delta\Psi_0 = \beta_j I_0 L_{eff} \text{ con } j = 1 \text{ o } 2.$$

3.5 Modelo para medios con una no linealidad refractiva y absorptiva simultáneas del mismo orden [13].

En este modelo se propone que el medio delgado no lineal a analizar solo se presenta un solo tipo de no linealidad la cual es una respuesta refractiva y absorptiva no lineales, ambas del mismo orden, presentes simultáneamente.

Se obtiene una solución analítica para la transmitancia normalizada en eje, de un medio delgado poniendo una abertura a campo lejano, y otra solución para la transmitancia normalizada total a campo lejano sin abertura.

A diferencia de los modelos anteriores, este modelo utiliza dos funciones importantes para poder reproducir las curvas de z-scan y obtener la transmitancia normalizada de materiales con refracción y absorción no lineal, las cuales son la función Gamma y la función hipergeométrica.

Se considera un haz Gaussiano

$$E_{ent}(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right].$$

Ignorando los cambios de fase independiente de las coordenadas transversales, ya que solo nos importan las variaciones de fase radiales $\Delta\phi(r)$, todos los cambios constantes en r se ignoran, el campo eléctrico queda

$$E_{ent}(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)} - ik\frac{r^2}{2R(z)}\right]. \quad (3.5.1)$$

Se ilumina una muestra delgada, $L \ll z_0$, con un haz Gaussiano, se propone que la intensidad y la fase dentro de este medio no lineal se rigen por

$$\frac{\partial\Delta\phi}{\partial z'} = k\gamma I^{m/2} \quad y \quad \frac{\partial I}{\partial z'} = -\alpha_0 I - \beta I^{\left(\frac{m}{2}+1\right)}. \quad (3.5.2)$$

$m \neq 0$ es un entero par que relaciona el orden de la no linealidad. Integrando la segunda ecuación de (3.5.2) y resolviendo de la misma manera que (3.1.30) mediante la ecuación de Bernoulli

$$y' + Py = Qy^n. \quad (3.5.3)$$

$$I(z') = \frac{I_{ent} e^{-\alpha_0 z'}}{\left[1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm}\right]^{2/m}}.$$

Donde

$$L_{efm} = \frac{1 - \exp\left(-\alpha_0 \frac{m}{2} z'\right)}{\alpha_0}. \quad (3.5.4)$$

I_{ent} es la intensidad incidente en la muestra, $m/2 + 1$ es el número de fotones absorbidos, β es el coeficiente de absorción multifotónica y $m + 1$ es el orden de la no linealidad.

Integrando la primera ecuación de (3.5.2),

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial z'} = k_0 \gamma I^{m/2}.$$

$$\Delta \phi = \int d\Delta \phi = k_0 \gamma \int I^{m/2} dz' = k_0 \gamma \int \frac{I_{ent}^{m/2} e^{-m\alpha_0 z'/2}}{1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm}} dz'.$$

Haciendo un cambio de variable

$$u = 1 + \beta I_{ent}^{m/2} \frac{1 - e^{-\alpha_0 \frac{m}{2} z'}}{\alpha_0}, \quad du = \frac{m}{2} \beta I_{ent}^{m/2} e^{-\alpha_0 \frac{m}{2} z'} dz'.$$

Entonces

$$\Delta \phi = \frac{k_0 \gamma}{\beta} \left(\frac{2}{m} \right) \int \frac{1}{u} du = \frac{k_0 \gamma}{\left(\frac{m}{2} \right) \beta} \ln(u).$$

Por lo tanto

$$\Delta \phi(z') = \frac{k\gamma}{\frac{m}{2}\beta} \ln[1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm}]. \quad (3.5.5)$$

Sabemos que

$$E_{sal}(r, z) = E_{ent} e^{-\alpha L/2} e^{-i\Delta \phi(r, z)}.$$

Entonces

$$I_{sal}(z') = \frac{I_{ent} e^{-\alpha z'}}{(1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm})^{2/m}} = |E(z')|^2.$$

Luego de $I(z') = |E(z')|^2$, se tiene que

$$E(z') = \frac{E_{ent} e^{-\alpha z'/2}}{(1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm})^{1/m}} e^{-i\Delta \phi} = \frac{E_{ent} e^{-\alpha z'/2}}{(1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm})^{1/m}} e^{-i \frac{k\gamma}{2\beta} \ln[1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm}]}.$$

Así, el campo a la salida de la muestra es $z' = L$

$$E_{sal} = \frac{E_{ent} e^{-\alpha_0 L/2}}{(1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm})^{1/m}} [1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm}]^{\left(-i \frac{k\gamma}{2\beta} \right)}.$$

Por lo tanto,

$$E_{sal} = E_{ent} e^{-\alpha_0 L/2} \left[1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm} \right]^{\left(-i \frac{2k\gamma}{m\beta} - \frac{1}{m} \right)}. \quad (3.5.6)$$

Si $m = 2$, tenemos el caso de Sheik-Bahae, el cual es

$$E_{sal} = E_{ent} e^{-\alpha_0 L/2} \left[1 + \beta I_{ent} L_{efm} \right]^{\left(-i \frac{k\gamma}{\beta} - \frac{1}{2} \right)} = E_{ent} e^{-\alpha_0 L/2} \left[1 + q(z, r, t) \right]^{\left(-i \frac{k\gamma}{\beta} - \frac{1}{2} \right)}.$$

Cuando $d \gg r$, de acuerdo con la fórmula general de la integral de difracción de Huygens-Fresnel, el campo eléctrico en la abertura es

$$E_a(z, r^*) = \frac{i}{\lambda B} \exp(-ikB) \iint E_{sal}(z, r) \exp\left(\frac{-ik}{2B} [Ar^2 + Dr^{*2} - 2rr^* \cos(\varphi - \varphi^*)]\right) r dr d\varphi. \quad (3.5.7)$$

r^* es la distancia radial del eje óptico en el plano de abertura, φ y φ^* son los ángulos azimutales en el plano de salida de la muestra y el plano de abertura, respectivamente, A, B y D son los elementos de la matriz de transferencia óptica de rayos desde el plano de salida de la muestra hasta el plano de abertura. La matriz es:

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.5.8)$$

Sustituyendo los valores de la matriz en el campo en la abertura E_a tenemos

$$E_a(z, r^*) = \frac{i}{\lambda d} \exp(-ikd) \iint E_{sal}(z, r) \exp\left(\frac{-ik}{2d} [r^2 + r^{*2} - 2rr^* \cos(\varphi - \varphi^*)]\right) r dr d\varphi.$$

Considerando el campo eléctrico en el eje $r^* = 0$ y sabiendo que $\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi$

$$E_a(z, r) = \frac{i2\pi}{\lambda d} \exp(-ikd) \int_0^\infty E_{sal}(z, r) \exp\left[\frac{-ik}{2d} (r^2)\right] r dr.$$

Pero $k = \frac{2\pi}{d}$, entonces

$$E_a(z, 0) = \frac{ik}{d} \exp(-ikd) \int_0^\infty E_{sal}(z, r) \exp\left(\frac{-ikr^2}{2d}\right) r dr. \quad (3.5.9)$$

Sustituyendo el campo E_{ent} en E_{sal} y luego E_{sal} en E_a , así

$$E_a = \frac{ik}{d} E_0 \frac{W_0}{W(z)} e^{-\alpha_0 L/2} e^{-ikd} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)} - \frac{ikr^2}{2d}\right] \left[1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm} \right]^{\left(-i \frac{2k\gamma}{m\beta} - \frac{1}{m} \right)} r dr.$$

Se definen algunas variables para simplificar y facilitar esta expresión

$$a = \frac{1}{W^2(z)} + i \frac{k}{2} \left[\frac{1}{R(z)} + \frac{1}{d} \right]. \quad (3.5.10)$$

$$b = \frac{m}{W^2(z)}. \quad (3.5.11)$$

$$q_0(z) = \frac{\Delta\Psi_0}{(1+z^2/z_0^2)^{\frac{m}{2}}}. \quad (3.5.12)$$

$$\Lambda = \frac{ik_0 E_0 W_0}{dW(z)} e^{-\alpha_0 L/2} e^{-ik_0 d}. \quad (3.5.13)$$

$$\Delta\Phi_0 = k\gamma I_0^{m/2} L_{efm}. \quad (3.5.14)$$

$$\Delta\Psi_0 = \beta I_0^{m/2} L_{efm}. \quad (3.5.15)$$

Sustituyendo las variables y reescribiendo la integral tenemos

$$E_a(z) = \Lambda \int_0^\infty \exp(-ar^2) \left[1 + \beta I_{ent}^{m/2} L_{efm}\right]^{\left(-i\frac{2k\gamma}{m\beta} - \frac{1}{m}\right)} r dr. \quad (3.5.16)$$

$$\beta I_{ent}^{m/2} L_{efm} = \beta \frac{I_0^{m/2}}{(1+z^2/z_0^2)^{m/2}} \exp\left[-\frac{2r^2}{W^2(z)}\right]^{m/2} L_{efm} = \frac{\Delta\Psi_0}{(1+z^2/z_0^2)^{m/2}} \exp\left(\left[-\frac{2r^2}{W^2(z)}\right] \frac{m}{2}\right).$$

Entonces

$$\beta I_{ent}^{m/2} L_{efm} = q_0(z) \exp(-br^2). \quad (3.5.17)$$

Además,

$$\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Psi_0} = \frac{k\gamma I_0^{m/2} L_{efm}}{\beta I_0^{m/2} L_{efm}} = \frac{k\gamma}{\beta}.$$

Sustituyendo esto en la ecuación (3.5.16), tenemos que

$$E_a(z) = \Lambda \int_0^\infty \exp(-ar^2) \left[1 + q_0(z) \exp(-br^2)\right]^{\left(-i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} - \frac{1}{m}\right)} r dr. \quad (3.5.18)$$

La representación integral de la función hipergeométrica es

$$F(\mu, \nu, \zeta, y) = \frac{\Gamma(\zeta)}{\Gamma(\nu)\Gamma(\zeta-\nu)} \int_0^1 t^{\nu-1} (1-t)^{\zeta-\nu-1} (1-yt)^{-\mu} dt. \quad (3.5.19)$$

Entonces tenemos que

$$\eta = \exp(-br^2) \Rightarrow d\eta = -2br \exp(-br^2) dr.$$

Cambiando los límites de integración tenemos que cuando $r \rightarrow 0$ y $r \rightarrow \infty$ entonces

Cuando $r \rightarrow 0 \Rightarrow \eta = 1$ y cuando $r \rightarrow \infty \Rightarrow \eta = 0$.

Escribiendo la ecuación (3.5.18) de la forma de la integral de la función hipergeométrica y multiplicando por 1's a conveniencia, tenemos que

$$E_a(z) = \Lambda \int_0^\infty [1 + q_0(z) \exp(-br^2)]^{\left(-i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} - \frac{1}{m}\right)} \exp(-ar^2) \exp(br^2) \exp(-br^2) \left(\frac{-2b}{-2b}\right) r dr.$$

Vemos que

$$\exp(-ar^2) \exp(br^2) = \exp\left(-b\left(\frac{a}{b} - 1\right)r^2\right) = \exp(-br^2)^{\left(\frac{a}{b}-1\right)} = \eta^{\left(\frac{a}{b}-1\right)}.$$

Sustituyendo en (3.5.18), tenemos que

$$E_a(z) = \frac{\Lambda}{-2b} \int_1^0 [1 + q_0(z)\eta]^{\left(-i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} - \frac{1}{m}\right)} \eta^{a/b-1} d\eta = \frac{\Lambda}{-2b} \int_1^0 [1 - (-q_0(z)\eta)]^{\left(-i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} - \frac{1}{m}\right)} \eta^{a/b-1} d\eta.$$

Multiplicando por un $1 = (1 - \eta)^{(a/b+1)-a/b-1}$ entonces

$$E_a(z, 0) = \frac{\Lambda}{-2b} \int_1^0 \eta^{a/b-1} (1 - \eta)^{(a/b+1)-a/b-1} [1 - (-q_0(z)\eta)]^{\left(-i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} + \frac{1}{m}\right)} d\eta.$$

Comparando con la integral de la función hipergeométrica vemos que

$$\mu = i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} + \frac{1}{m}, \quad \nu = \frac{a}{b}, \quad \zeta = \frac{a}{b} + 1, \quad y = -q_0(z), \quad t = \eta. \quad (3.5.20)$$

Entonces despejando la integral de la función hipergeométrica, tenemos que

$$\int_0^1 t^{\nu-1} (1-t)^{\zeta-\nu-1} (1-yt)^{-\mu} dt = \frac{\Gamma(\nu)\Gamma(\zeta-\nu)}{\Gamma(\zeta)} F(\mu, \nu, \zeta, y).$$

Sustituyendo esto en $E_a(z)$ tenemos que

$$E_a(z, 0) = \frac{\Lambda}{2b} \frac{\Gamma\left(\frac{a}{b}\right)\Gamma(1)}{\Gamma\left(\frac{a}{b} + 1\right)} F\left[i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} + \frac{1}{m}, \frac{a}{b}, \frac{a}{b} + 1; -q_0(z)\right]. \quad (3.5.21)$$

Recordando que $\Gamma(1) = 1$ y $\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$

Entonces

$$\frac{\Gamma\left(\frac{a}{b}\right)\Gamma(1)}{\Gamma\left(\frac{a}{b} + 1\right)} = \frac{\Gamma\left(\frac{a}{b}\right)}{\frac{a}{b}\Gamma\left(\frac{a}{b}\right)} = \frac{b}{a}.$$

Entonces

$$\frac{\Lambda}{2b} \frac{\Gamma\left(\frac{a}{b}\right)\Gamma(1)}{\Gamma\left(\frac{a}{b} + 1\right)} = \frac{\Lambda}{2b} \frac{b}{a} = \frac{\Lambda}{2a}.$$

Así, el campo en la abertura es

$$E_a(z) = \frac{\Lambda}{2a} F\left[i\frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} + \frac{1}{m}, \frac{a}{b}, \frac{a}{b} + 1; -q_0(z)\right]. \quad (3.5.22)$$

$$T = \frac{P_m}{P_{s/m}} = \frac{|E_a(\Delta\Phi_0, r, z)|^2}{|E_a(0, r, z)|^2}.$$

Para obtener el campo en la abertura sin el medio no lineal $\Delta\Phi_0 = 0$ y $\Delta\Psi_0 \rightarrow 0$ ya que es mínima la absorción, entonces

$$E_a(z, \Delta\Phi_0 = 0, \Delta\Psi_0 \rightarrow 0) = \Lambda \int_0^\infty \exp(-ar^2) r dr.$$

Haciendo un cambio de variable donde $u = -ar^2$, $du = -2ardr$ y $\frac{du}{-2a} = r dr$, entonces

$$\Lambda \int_0^\infty \exp(-ar^2) r dr = -\frac{\Lambda}{2a} \int_0^\infty e^u du = -\frac{\Lambda}{2a} [e^{-\infty} - 1] = \frac{\Lambda}{2a}.$$

Entonces el campo en la abertura es

$$E_a(z, \Delta\Phi_0 = 0, \Delta\Psi_0 \rightarrow 0) = \frac{\Lambda}{2a}. \quad (3.5.23)$$

Entonces la transmitancia normalizada es

$$T(z) = \left| F \left[i \frac{2\Delta\Phi_0}{m\Delta\Psi_0} + \frac{1}{m}, \frac{a}{b}, \frac{a}{b} + 1; -q_0(z) \right] \right|^2. \quad (3.5.24)$$

En este modelo, posteriormente de obtener el procedimiento matemático para obtener la transmitancia normalizada, se observa que puede reproducir curvas experimentales de alto orden por lo que se propone que $m \neq 0$ sea un entero par. Posteriormente, en el artículo se menciona que “Una no localidad caracterizada por valores de $m < 2$ significa que los cambios de fase no lineales se extienden más allá del área iluminada. También es posible evaluar la ecuación (3.5.24) sin utilizar valores enteros de m ”, pero esto fue comprobado en el artículo.

CAPITULO 4

4 Arreglo experimental

El arreglo experimental de la técnica de z-scan propuesto por Sheik-Bahae consiste en colocar un láser que emita un haz Gaussiano, se coloca una lente, a campo lejano se coloca una abertura finita y después de la abertura el fotodetector. Por último, colocamos el medio no lineal antes de la cintura del haz el cual se desplazará tomando diferentes posiciones alrededor de la cintura tomando mediciones de potencia. Ver figura 4.1.

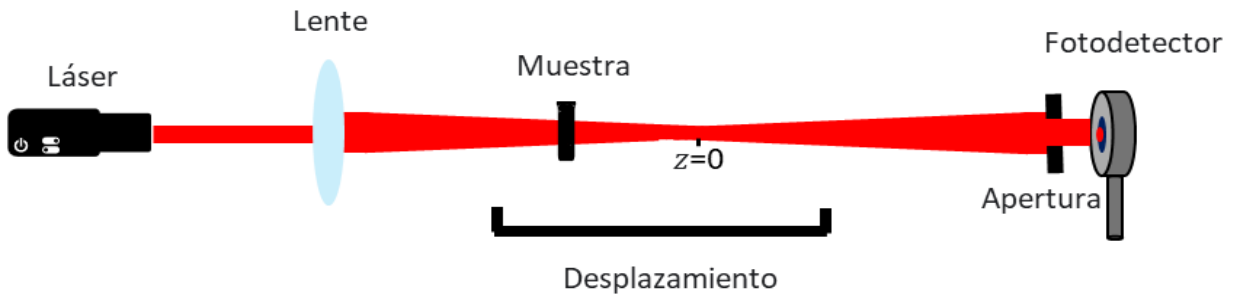


Figura 4. 1. Arreglo experimental de la técnica de barrido en Z.

En este proyecto se hizo una modificación al arreglo experimental propuesto por Sheik Bahae, agregando dos lentes de longitud focal de 7.5 cm justo después del láser con el fin de introducir un chopper de una sola rendija [27] para reducir los efectos acumulativos y observar los efectos rápidos que presenta el material, además se colocó un fotodetector ultrarrápido con tiempo de respuesta de 35 ns ; el diagrama de este arreglo se observa en la figura 4.2 y una fotografía del arreglo del laboratorio se encuentra en la figura 4.3. Utilizando la técnica de la navaja, se observó que la posición de la cintura está a 4.5 cm del tercer lente y tiene un valor de $w_0 = 38\text{ }\mu\text{m}$.

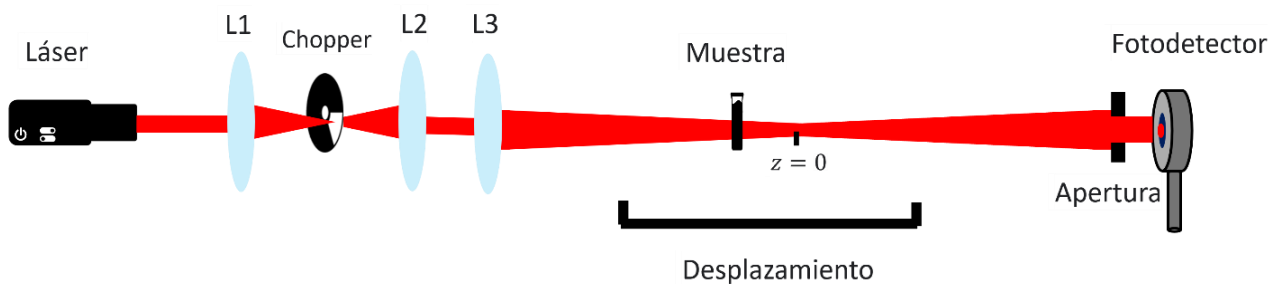


Figura 4. 2. Diagrama de la técnica de z-scan utilizado para sacar curvas con chopper y sin chopper.

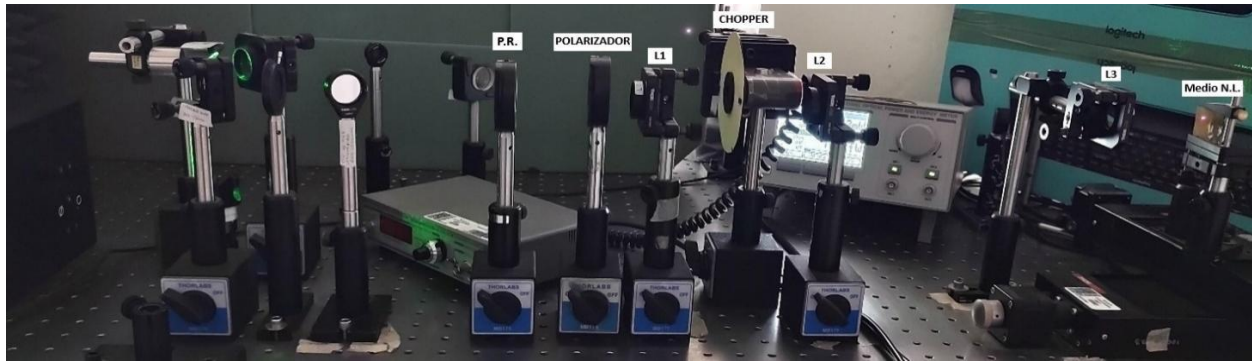


Figura 4. 3. Imagen del arreglo experimental para la técnica de z-scan utilizado en el laboratorio de fotónica de la FCFM BUAP.

Se describen los instrumentos de laboratorio que se utilizaron y se explica la función de cada uno para llevar a cabo la técnica de z-scan y poder obtener las curvas experimentales, así como el funcionamiento de dicho arreglo. Los componentes ópticos utilizados son:

Láser Ti:Za. - Se utiliza como fuente de luz un láser de Titanio Zafiro pulsado infrarrojo ultrarrápido de femtosegundos marca KMLabs, modelo Griffin Sprout 5, funciona por método conocido como amarre de modos el cual es un método para la generación de pulsos ultracortos haciendo que los modos de oscilación entren en acoplamiento de fase, los pulsos son importantes ya que éstos tienen una mayor energía y por lo tanto una mayor potencia pico, por lo que induce más fácil los efectos ópticos no lineales. Se dice que es ultrarrápido porque la razón de repetición de los pulsos es de $80 - 95 \text{ MHz}$ tomando el promedio que son 90 MHz , es decir, llegan 90 millones de pulsos por segundo a la muestra. Este láser tiene un ancho temporal de 50 femtosegundos. La longitud de onda central de $\lambda = 808 \text{ nm}$. Utiliza un láser de bombeo continuo de estado sólido, marca Lighthouse Photonics Sprout que opera a $\lambda = 532 \text{ nm}$.

L1.- La lente 1 es una lente positiva de longitud focal de 7.5 cm , la función de esta lente es enfocar el haz Gaussiano, haciendo que tenga una cintura en el plano focal, y poder colocar el chopper en la cintura para elegir los tiempos de iluminación y medir los efectos Kerr. Esta lente forma una cintura de $w_0 = 50 \mu\text{m}$.

L2. - La lente 2 es una lente positiva de longitud focal de 7.5 cm ; esta se coloca para colimar el haz que se transmite del L1 y asemejarse al haz emitido a la salida del dispositivo láser. La distancia de separación entre L1 y L2 es de 14 cm .

L3. - Es una lente positiva de longitud focal 5 cm , la cual enfoca el haz Gaussiano. En esta cintura que L3 forma, es donde el medio se va a desplazar alrededor de ella para obtener la transmitancia en cada una de las posiciones de la muestra, esta cintura vale $w_0 = 38 \mu\text{m}$ por lo que la distancia de Rayleigh es $z_0 = 5.6 \text{ mm}$. La cintura se determina que está colocada en $z = 0$.

Chopper. – Es un disco con varias rendijas, estas rendijas fueron cubiertas dejando solo una sin cubrir de longitud 4.318 mm , se coloca en el plano focal que se encuentra entre L1 y L2, a una distancia de 8 cm de L1. El chopper se pone a girar a una frecuencia de 20 Hz , con esto se deja de iluminar la muestra 50 ms haciendo que se empiece a relajar y regresar a su estado inicial y temperatura ambiente, evitando la influencia de los efectos acumulativos en la respuesta no lineal cuando la muestra sea iluminada nuevamente y poder observar los efectos rápidos presentes. Cuando el haz pasa por dicha rendija la muestra se ilumina $819\text{ }\mu\text{s}$, este tiempo de iluminación se puede observar en la señal que se muestra en el osciloscopio, en la figura 4.4 se puede ver que cada cuadro que hay en el osciloscopio equivale a $100\text{ }\mu\text{s}$, nos interesa solo la línea superior ya que es cuando todo el spot completo del haz esta iluminando a la muestra, entonces se observa que, del extremo izquierdo al extremo derecho de la línea superior, son aproximadamente 8 cuadros, esto es que se ilumina aproximadamente $800\text{ }\mu\text{s}$. Para calcular con exactitud el tiempo en que se ilumina la muestra para una frecuencia de $f = 20\text{ Hz}$ se hace lo siguiente:

$$t = d/v$$

t – tiempo de iluminación
d – longitud de la rendija
v – velocidad en que gira el chopper

$$T = 1/f = \mathbf{1/20\text{ s}}$$

T – periodo
f – frecuencia del chopper

El radio del centro del chopper a donde entra el pulso es de 0.04 m , entonces

$$v = 2\pi r/T = 2\pi(20\text{ 1/s})(0.04\text{ m}) = \mathbf{5.027\text{ m/s}}$$

r – radio

Entonces el tiempo de iluminación total es

$$t_T = d/v = \frac{4.318 \times 10^{-3}\text{ m}}{5.027\text{ m/s}} = 859 \times 10^{-6}\text{ s} = \mathbf{859\text{ }\mu\text{s}}$$

Con esto se comprueba que el material esta iluminándose $859\text{ }\mu\text{s}$.

obtenemos el número de pulsos #*P* que llegan a la muestra en $859\text{ }\mu\text{s}$

$$\#P = (90 \times 10^6\text{ 1/s}) \times (859 \times 10^{-6}\text{ s}) = (90 \times 859) = \mathbf{77\ 310}$$

Entonces en $859\text{ }\mu\text{s}$ de iluminación, llegan $77\ 310$ pulsos de 50 fs a la muestra.

El tiempo de subida es el tiempo en que tarda en descubrirse por completo el spot cuando el filamento de la rendija empieza a descubrir el spot del haz, desde el inicio del spot (cubierto completamente) hasta el final del spot (descubierto por completo) éste empieza a iluminar parcialmente a la muestra.

Entonces el tiempo de subida t_s es calculado por

$$t_s = d/v$$

donde d es el diámetro del spot que tiene un valor $d = 2w$, la cintura del haz es $w = 50 \mu m$, y de lo anterior obtuvimos que $v = 5.027 \text{ m/s}$, entonces el tiempo de subida es

$$t_s = \frac{d}{v} = \frac{2w}{5.027 \text{ m/s}} = \frac{100 \times 10^{-6} \text{ m}}{5.027 \text{ m/s}} = 19.89 \mu m \approx \mathbf{20 \mu m} \quad w - \text{cintura del haz}$$

Para el tiempo de bajada t_b , es el proceso contrario que para t_s y consiste en que el spot este descubierto completamente iluminando la muestra y el filamento de la rendija empieza a cubrirlo parcialmente hasta cubrirlo por completo, este tiempo es el mismo que el de subida, así, $t_b = 20 \mu m$.

Entonces, el tiempo de iluminación a la muestra, cuando todo el diámetro del spot está iluminando a la muestra, es

$$t = t_T - t_s - t_b = 859 \mu s - 40 \mu s = 819 \mu s$$

Por lo que en $819 \mu s$ llegan 73 440 pulsos.

Osciloscopio.- El fotodetector ultrarrápido esta conectado a un osciloscopio, marca Tektronix INC. modelo TSD2024, con el cual se pueden observar las señales obtenidas por el fotodetector, figura 4.4. La muestra se queda en una posición fija donde el osciloscopio tiene el tiempo suficiente para obtener los datos de la señal que son de potencia, posición y tiempo, además, está conectado a la PC y mediante un programa en LabVIEW obtenemos estos datos de cada señal en diferentes posiciones.

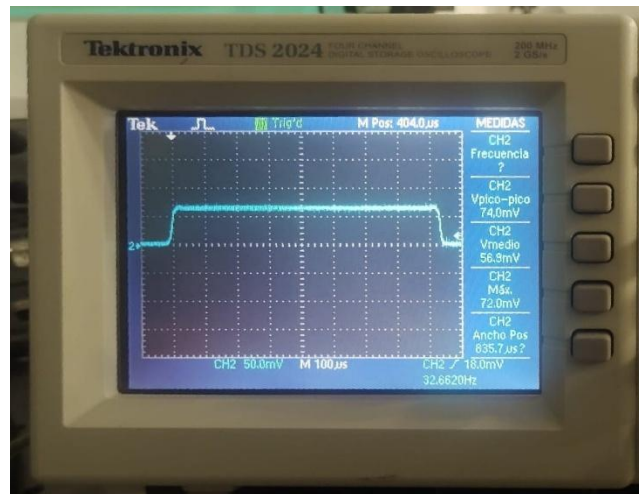


Figura 4. 4. Señal del fotodetector registrado en el osciloscopio en una sola posición.

Montura. – La montura que se utilizó para hacer el barrido de la muestra es marca Thorlabs modelo NRT100/M, conectada a una consola Thorlabs APT Precision Motion Controller, modelo BSC103. Con esta montura se hace el barrido en el eje z cambiando de posición a la muestra, también sirve para hacer la técnica de la navaja haciendo mediciones en el eje y , para obtener la cintura del haz debido a L3. Mediante el programa de LabVIEW se controla la distancia de barrido y cada qué distancia se detiene la

muestra para obtener los datos experimentales en esa posición fija por el fotodetector hasta completar el barrido. El barrido se hace de manera automática.

Abertura. - La abertura tiene un diámetro de 1 mm , esta abertura es muy importante ya que solo con la abertura podemos detectar y obtener los efectos refractivos, si retiramos la abertura se eliminan completamente los efectos refractivos, sin la posibilidad de detección, y únicamente se estaría midiendo el efecto absorbivo.

Fotodetector. – Se coloca a una distancia de 1.12 m de la L3, la cintura está a 4.5 cm de L3 por lo que el fotodetector está colocado a una distancia de 1.075 m de la cintura. El fotodetector es un detector ultrarrápido, marca Thorlabs, Figura 4.5, con un tiempo de respuesta de 35 ns , detecta señales de longitud de onda que van de $350 - 1100\text{ nm}$, mide la potencia transmitida en eje por la muestra, se coloca justo después de la abertura y se conecta a un osciloscopio. La señal del fotodetector se visualiza en el osciloscopio y mediante el uso del programa LabVIEW se adquiere la información de las potencias, posición y tiempo de iluminación de las señales para que, con el programa de MATLAB, normalizando los datos experimentales con la transmitancia sin el medio, obtener las gráficas de transmitancia normalizada en función de la posición las cuales nos dan curvas de z-scan para el régimen pulsado sin chopper. Mientras que para el régimen con chopper se obtienen mediante un código en MATLAB que nos permite obtener los valores de la transmitancia normalizada en un tiempo de iluminación específico y, por último, se suavicen mediante el programa Origin obteniendo las curvas.



Figura 4. 5. Fotodetector ultrarrápido.

Medio no lineal. – Se analizan dos medios no lineales, el primero es una muestra coloidal de nanocubos de plata suspendidas en etilenglicol (SNC17 EG), los nanocubos tienen una longitud aproximada de 100 nm esta muestra fue cedida por una investigadora de la FCFM BUAP, y el segundo es una película que contiene esferas de dióxido de silicio (SiO_2) con nanopartículas de magnetita superparamagnéticas (Fe_3O_4). Esta muestra se prepara en un sustrato de vidrio (portaobjetos). Se sumerge el portaobjetos en un vaso de precipitados que contiene 15 ml de una suspensión coloidal de esferas de silicio

(SiO₂) y 1 ml de suspensión de magnetita (Fe₃O₄), cada una suspendida en agua desionizada, y se somete a una temperatura de 80°C durante 8 horas en un horno de secado, para tener más información de la preparación de esta película delgada se encuentra en el apartado 2 del artículo [22]. Al evaporarse el agua debido a la temperatura del horno se obtuvo una disposición semiordenada de esferas SiO₂ debido a la agregación de nanopartículas Fe₃O₄ ya que se aglomera y deforma la estructura.

Funcionamiento del Arreglo experimental

El fotodetector, que mide la potencia a campo lejano a través de una abertura de 1 mm, está conectado al osciloscopio el cual permite ver la señal que registra el fotodetector. Asimismo, el osciloscopio está conectado a una computadora y mediante el programa LabVIEW, se procesan y se registran los datos de las señales y las potencias registradas para cada una de las posiciones en que se realiza el barrido de la muestra, esto es posible debido al fotodetector ultrarrápido y el osciloscopio.

Se obtienen los datos para las curvas de z-scan en régimen pulsado sin chopper, entonces como el láser está conformado por ondas de diferentes frecuencias y moviendo únicamente la posición de los dos prismas, que están dentro de la cavidad láser, estas ondas entran en acoplamiento de fase, o bien, amarre de modos, generando pulsos los cuales llegan a la muestra y logran una longitud de onda central de 808 nm. La muestra se mueve en diferentes posiciones alrededor de la cintura del láser, la cintura tiene un valor de $w_0 = 38 \mu m$. Para obtener estas curvas experimentales, el desplazamiento de la muestra se hace de manera motorizada. Los datos se grafican mediante un código elaborado en el programa de MATLAB el cual grafica la potencia en función del tiempo.

Para obtener las curvas experimentales de z-scan con chopper, el chopper se coloca en la cintura que se encuentra en el plano focal de L1, girando a una frecuencia de 20 Hz, dado que llegan menos pulsos a la muestra, la potencia de entrada es mucho menor que para el régimen pulsado sin chopper. Con el chopper, nos permite elegir el tiempo de iluminación de la muestra, además, reduce los efectos acumulativos y permite observar los efectos rápidos. En el osciloscopio se observan señales como en la figura 4.6 obteniendo una señal para cada una de las posiciones en que se coloca la muestra, conforme se desplaza la muestra, acercándose a la cintura, en las señales se observarán los efectos acumulativos con respecto del tiempo de iluminación, es decir la evolución temporal de la muestra. Los datos de las potencias, señales y posiciones se obtienen mediante el programa LabVIEW, y con la creación de un código en el programa de MATLAB el cual consiste en elegir un tiempo de iluminación específico para todas las señales obteniendo los datos de las potencias en diferentes posiciones para ese tiempo en un archivo txt, una vez obtenidos estos datos para diferentes tiempos de iluminación, se normalizan con el primer dato en el programa de Origin, obteniendo la transmitancia normalizada, posteriormente, en este mismo programa, se suavizan los datos utilizando el método de filtro de la transformada de Fourier FFT el cual es usado para eliminar o

atenuar ciertas frecuencias, una vez obtenidos los datos ya suavizados se guardan en formato txt, por último, mediante otro código creado en MATLAB se grafican los datos suavizados y normalizados, los cuales son la transmitancia normalizada en función de la posición y con esto se obtienen las curvas de z-scan a diferentes tiempos de iluminación.

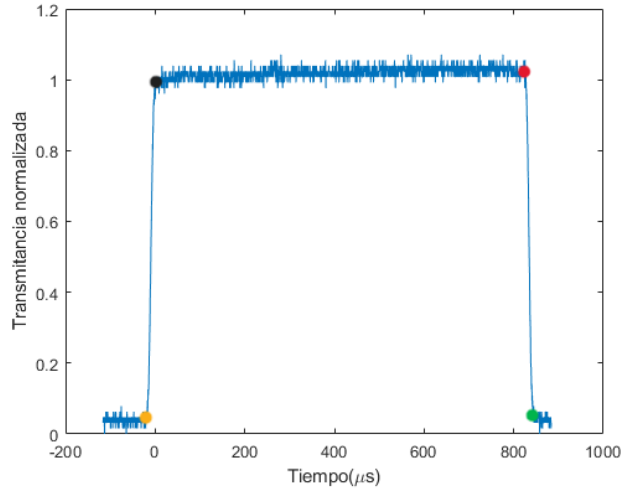


Figura 4. 6. Señal registrada por el osciloscopio para el régimen pulsado con chopper en una posición.

En la figura 4.6 se muestra una señal del fotodetector registrada por el osciloscopio y graficada en MATLAB formada en una posición z fija lejos de la cintura, esta señal describe la evolución temporal de los efectos acumulativos debido a la llegada de más pulsos conforme incrementa el tiempo de iluminación; se observa que la diagonal, que va del punto amarillo al punto negro, es el tiempo de subida t_s que tiene un valor de $20 \mu s$, luego, el punto negro indica el inicio del tiempo de iluminación a la muestra cuando el haz está completamente descubierto por la rendija y estabilizado, a este punto se determina como el tiempo $0 ms$, mientras que el punto rojo, al extremo derecho, nos indica el final del tiempo de iluminación donde la rendija empieza a cubrir el haz parcialmente para cubrirlo por completo, es decir, del punto negro al rojo indica todo el tiempo en que la muestra está iluminada por todo el spot, por lo que aquí también se observa que la muestra está siendo iluminada $819 \mu s$ debido a la longitud de la rendija, por último, observamos que del punto negro al verde es el tiempo de bajada t_b . La señal no está presentando efectos no lineales, ya que el material está en una posición lejos de la cintura; conforme la muestra toma una posición cerca de la cintura, fijándola en esa posición, la intensidad se concentra en una región más pequeña del medio por lo que se inducirán los efectos no lineales ya que llegarán más pulsos a medida que aumenta el tiempo de iluminación a la muestra, estos efectos pueden observarse en la modificación de las señales que pertenecen a una posición cercana a la cintura.

Un ejemplo de estas señales donde se observan la afectación de los efectos no lineales con respecto a la evolución temporal se observa en la figura 4.7 las cuales son una señal prefocal (naranja), antes de la cintura, y una posfocal (azul), después de la cintura [27]:

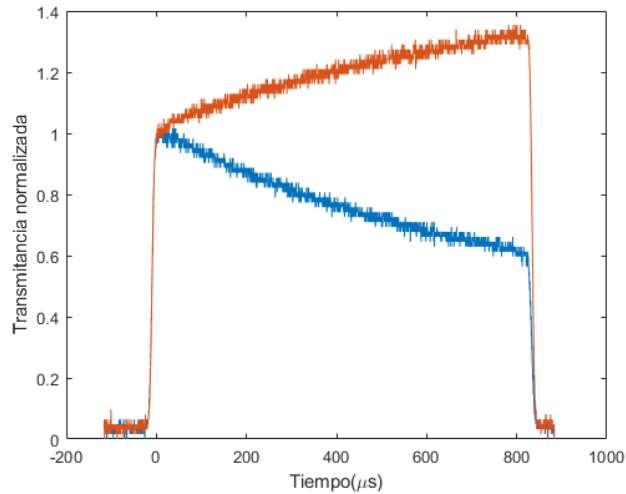


Figura 4. 7. Señal prefocal (naranja) y posfocal (azul).

En la figura 4.7, se muestran las señales prefocal y posfocal en una posición fija en $-z$ y z respectivamente cerca de la cintura, la cual se encuentra en $z = 0$. En estas señales se puede observar que, conforme aumenta el tiempo de iluminación los efectos no lineales se empiezan a acumular (efectos acumulativos), en la señal prefocal se observa que la potencia aumenta conforme el tiempo aumenta, esto significa que la muestra está desenfocando, mientras que para la señal posfocal, la potencia disminuye conforme el tiempo de iluminación aumenta, es decir, está desenfocando al haz, con esto se dice que el medio está comportándose como una autolente negativa.

CAPITULO 5

5 Resultados

En este capítulo, se presentan las curvas de z-scan experimentales obtenidas de dos medios no lineales analizados donde, en la sección 5.1, se encuentran las curvas de z-scan para una muestra líquida de nanocubos de plata, con un tamaño aproximado de 100 nm por lado, suspendidos en etilenglicol, SNC17 EG, contenida en una celda de 1 mm de espesor y en la sección 5.2 se encuentran las curvas para una película delgada con una masa total de $m_T = 6.7 \times 10^{-3}\text{ g}$ que contiene $m_{\text{SiO}_2} = 6.09 \times 10^{-3}\text{ g}$ de esferas de dióxido de silicio SiO_2 de 275 nm de diámetro, y $m_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 6.06 \times 10^{-4}\text{ g}$ nanopartículas esféricas de magnetita Fe_3O_4 de 20 nm de diámetro, la película tiene un espesor de $10.47\text{ }\mu\text{m}$ depositada en un portaobjetos. Las curvas de z-scan de ambos materiales se obtuvieron con un láser pulsado ultrarrápido de femtosegundos de Titanio Zafiro con una longitud de onda central de 808 nm , con una razón de repetición de 90 MHz a diferentes potencias incidentes y en diferentes regímenes de iluminación, los cuales son: pulsado sin chopper y pulsado con chopper, para poder analizar el cambio de la respuesta no lineal respecto a los diferentes regímenes debido a los efectos acumulativos y, mediante la introducción de un chopper, reducir los efectos acumulativos, seleccionando y disminuyendo el tiempo de iluminación de la muestra identificando las respuestas no lineales presentes en estos medios y describirlas utilizando alguno de los modelos propuestos, ya analizado en el capítulo 3, que reproduzca mejor estas curvas experimentales.

5.1 Resultados experimentales para nanocubos de plata SNC17 EG

5.1.1 Régimen pulsado con chopper.

Se coloca el chopper girando a una frecuencia de 20 Hz , el cual contiene una rendija que deja iluminar la muestra solo $819\text{ }\mu\text{s}$, permitiendo elegir el tiempo de iluminación a la muestra. Con dicho dispositivo, cuando la muestra no está siendo iluminada se empieza a relajar reduciendo los efectos acumulativos permitiendo observar respuesta no lineal debido a los pulsos.

En la subsección 5.1.1.1 se encuentran las curvas para una potencia de entrada de 3 mW y en la sección 5.1.1.2 están las curvas para una potencia de entrada de 6 mW . En cada sección se presentan cuatro curvas de z-scan a diferentes tiempos de iluminación. En ambos casos, el barrido de la muestra se hizo de 2 cm alrededor de la cintura, registrando datos cada 0.3 mm .

Por último, se superponen las gráficas a diferentes tiempos de iluminación para compararlas y observar la evolución temporal de los efectos acumulativos respecto al tiempo de iluminación con la modificación de las curvas. Se comparan las gráficas pulsado con chopper y pulsado sin chopper para observar cuánto afectan los efectos acumulativos a la muestra.

5.1.1.1 Resultados experimentales de z-scan a 2.9 mW con chopper

Transmitancia normalizada de la muestra en diferentes posiciones fijas

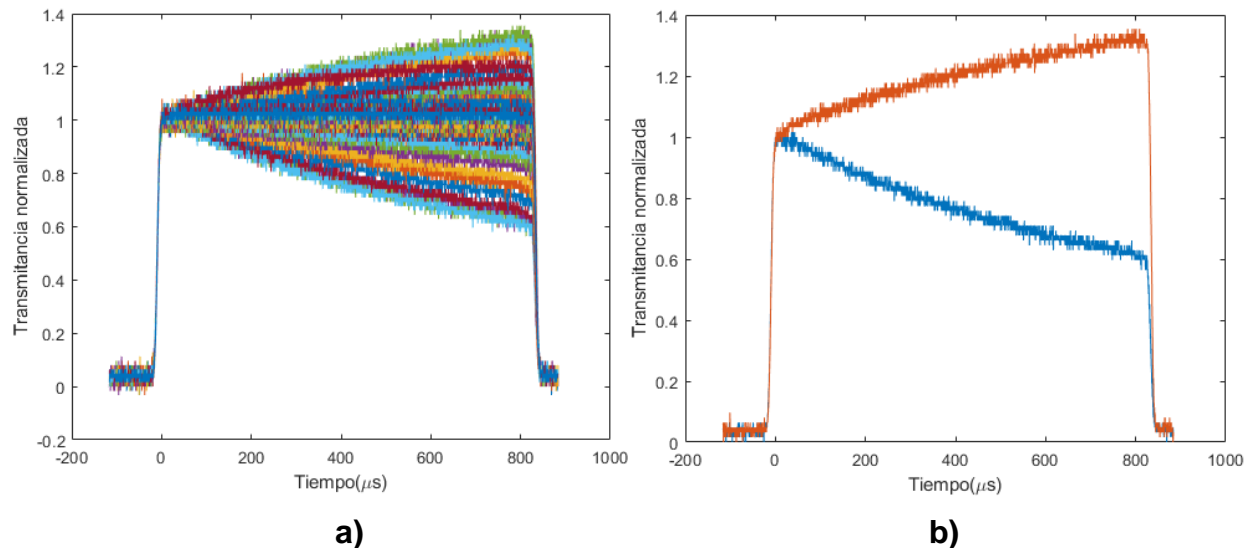


Figura 5. 1. a) transmitancia normalizada en cada una de las posiciones del medio SNC17 EG y b) señales prefocal (naranja) y posfocal (azul).

En la figura 5.1 a) se visualizan todas las señales, cada una tomada en una posición fija de la muestra alrededor de la cintura. En la figura 5.1 b) se tomaron la señal prefocal (antes de la cintura) y posfocal (después de la cintura) máximas. Estas señales se obtienen fijando a la muestra en una sola posición observando la evolución temporal de los efectos no lineales debido a la acumulación de los pulsos; en la señal prefocal se observa que conforme aumenta el tiempo de iluminación la potencia aumenta, esto es que el material está desenfoando debido a los efectos acumulativos en una posición antes de la cintura, para el caso de la señal posfocal, donde la muestra está ubicada después de la cintura, se observa que conforme aumenta el tiempo de iluminación la potencia disminuye, entonces el material está desenfoando. Por lo que el material está actuando como una autolente negativa.

Se presenta una gráfica 3D de todas las señales en las posiciones en que se hace el barrido de la muestra, cada una de estas señales es obtenida manteniendo a la muestra fija en diferentes posiciones alrededor de la cintura; el eje x es el tiempo de iluminación en μs , el eje y es la transmitancia normalizada y el eje z es la posición de la muestra.

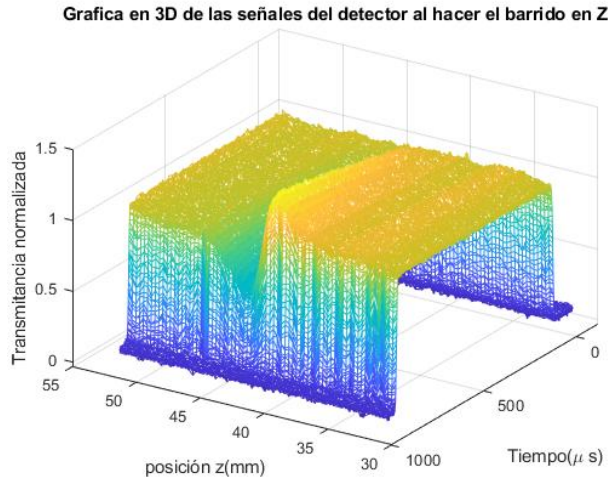


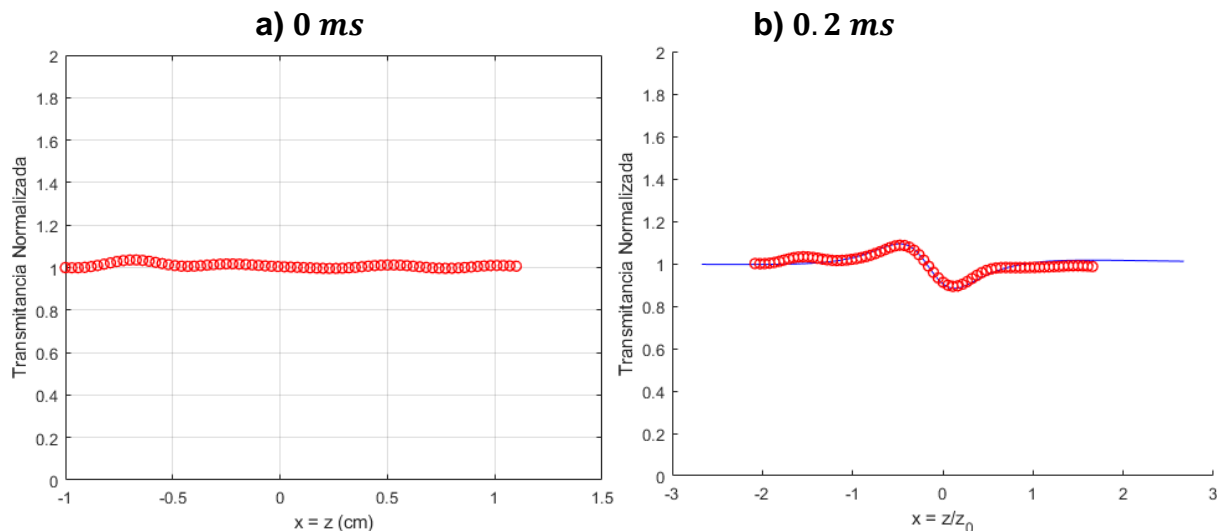
Figura 5. 2. Grafica 3D de las señales debido a la muestra fija en cada una de las posiciones.

En la figura 5.2, si se elige un determinado tiempo de iluminación, y el mismo para todas las señales de las diferentes posiciones, se puede obtener una curva de z-scan para ese tiempo en el plano potencia en función de la posición. En otros términos, si hacemos un “corte” transversal respecto al eje del tiempo, eligiendo un solo tiempo, obtenemos la curva de z-scan para ese tiempo, graficando la potencia en función de la posición z (mm).

Curvas de z-scan experimentales a 2.9 mW con chopper

Se presentan curvas experimentales en diferentes tiempos de iluminación con una potencia de entrada de 2.9 mW donde se tomaron datos en un intervalo de $[-1\text{ cm}, 1\text{ cm}]$ alrededor de la cintura que está en $z = 0$. Estas curvas se lograron reproducir con el modelo para medios con más de una respuesta no lineal, proponiendo dos no linealidades con absorción y refracción (ecuación 3.4.3, Cap. 3).

Las curvas de z-scan experimentales a diferentes tiempos de iluminación se muestran en la siguiente figura:



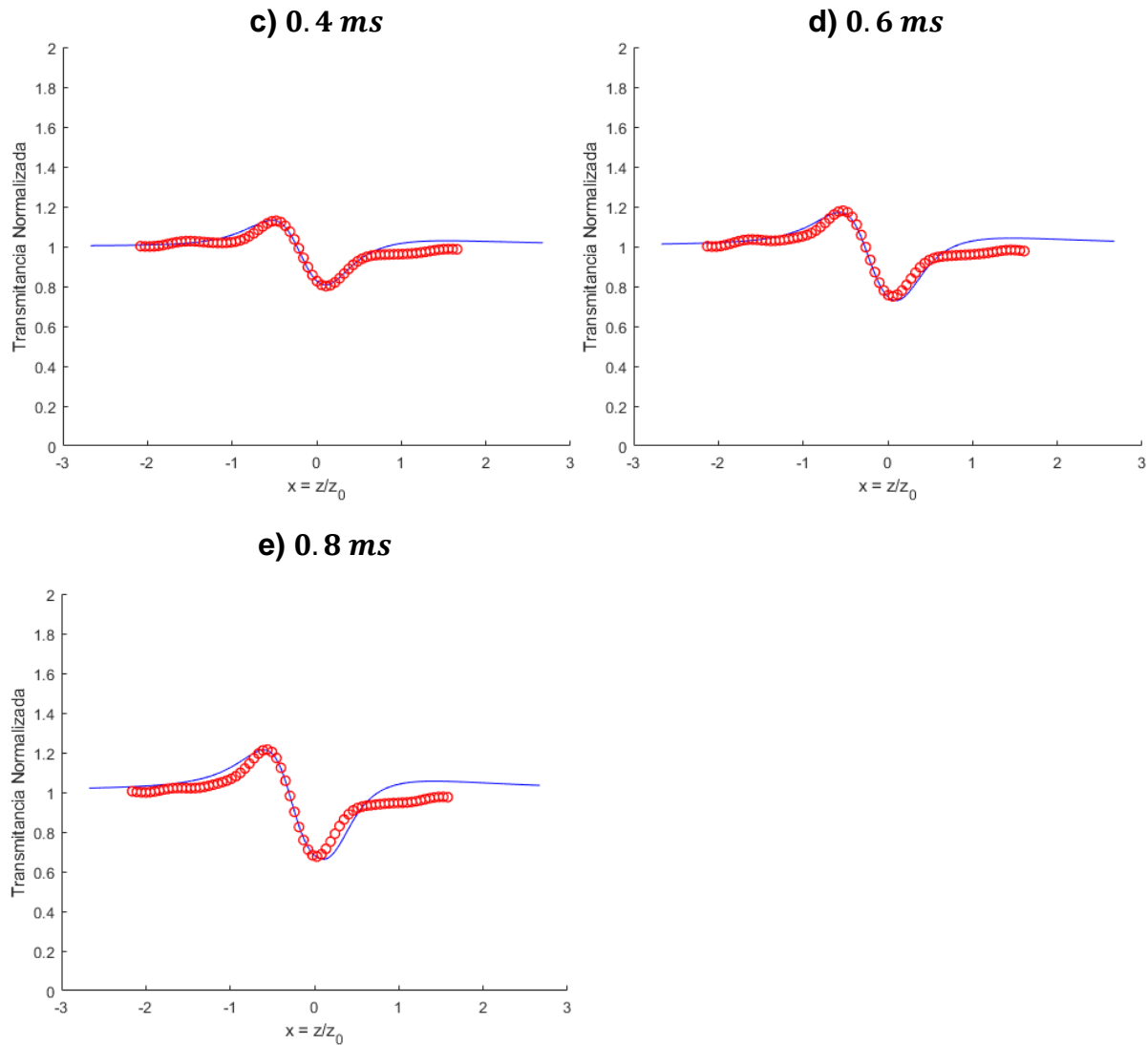


Figura 5. 3. Curvas de z-scan con una potencia incidente de 2.9 mW para los tiempos de iluminación: a) 0 ms, b) 0.2 ms, c) 0.4 ms, d) 0.6 ms y e) 0.8 ms.

En la figura 5.3 se observa como la amplitud de las gráficas va creciendo al aumentar el tiempo de iluminación, además, el valle se profundiza con mayor rapidez, esto se debe a los efectos acumulativos.

	m_1	$\Delta\Phi_{01}$	$\Delta\Psi_{01}$	m_2	$\Delta\Phi_{02}$	$\Delta\Psi_{02}$
a) 0.2 ms	7	-0.5π	-0.5	2	0.03π	-0.05
b) 0.4 ms	7	-0.65π	-0.5	2	0.03π	-0.15
c) 0.6 ms	7	-0.8π	-0.5	2	0.03π	-0.25
d) 0.8 ms	7	-0.95π	-0.5	2	0.03π	-0.35

Tabla 5. 1. Tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas a diferentes tiempos de iluminación.

Con los valores de los parámetros mostrados en la tabla 5.1 se observa que la primera no linealidad es negativa, la región donde cambia la fase es menor a la región que está siendo iluminada por el haz ya que $m > 2$, además el $|\Delta\Phi_{01}|$ va aumentando mientras que el $\Delta\Psi_{01}$ es constante. Para la segunda no linealidad, con $m = 2$, es una no linealidad positiva, indica que es un efecto Kerr óptico, es decir, respuestas electrónicas o respuesta rápida ya que es una respuesta debido a los pulsos, además, se observa que el $\Delta\Phi_{02}$ es muy pequeño y es constante, al ser muy pequeño el efecto Kerr es imperceptible por lo que la respuesta positiva no se observa en las curvas; en esta respuesta $|\Delta\Psi_{02}|$ va aumentando proporcionalmente conforme aumenta el tiempo de iluminación.

SUPERPOSICIÓN DE GRÁFICAS EN DIFERENTES TIEMPOS DE ILUMINACIÓN

Se superponen las gráficas en diferentes tiempos de iluminación para ver como cambian las curvas por la presencia de los efectos acumulativos conforme aumenta el tiempo de iluminación, es decir, llegan más pulsos.

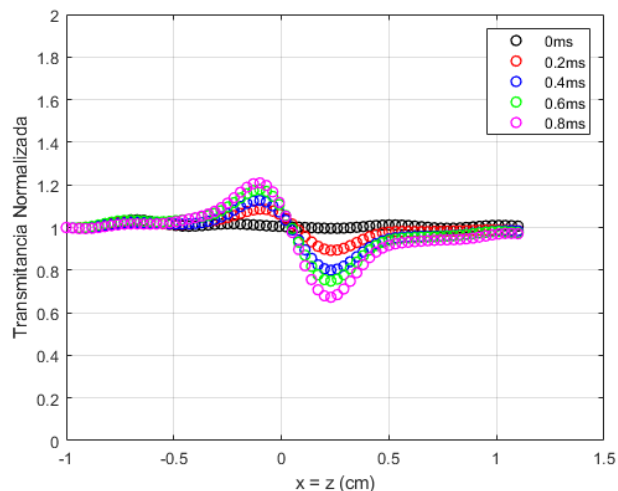


Figura 5. 4. Superposición de las curvas de z-scan con una potencia incidente de 2.9 mW en los tiempos de iluminación: 0 ms (negro), 0.2 ms (rojo), 0.4 ms (azul), 0.6 ms (verde) y 0.8 ms (rosa).

En la superposición de las gráficas, en la figura 5.4, se puede notar con mayor facilidad que el valle se hace más profundo, conforme aumenta el tiempo de iluminación mientras que el pico crece lentamente.

5.1.1.2 Curvas experimentales de z-scan a 6 mW con chopper

Transmitancia normalizada de la muestra en diferentes posiciones fijas

A continuación, en la figura 5.5 a) se muestran todas las señales para cada una de las posiciones, además en la figura 5.5 b) se muestra dos señales prefocal y posfocal:

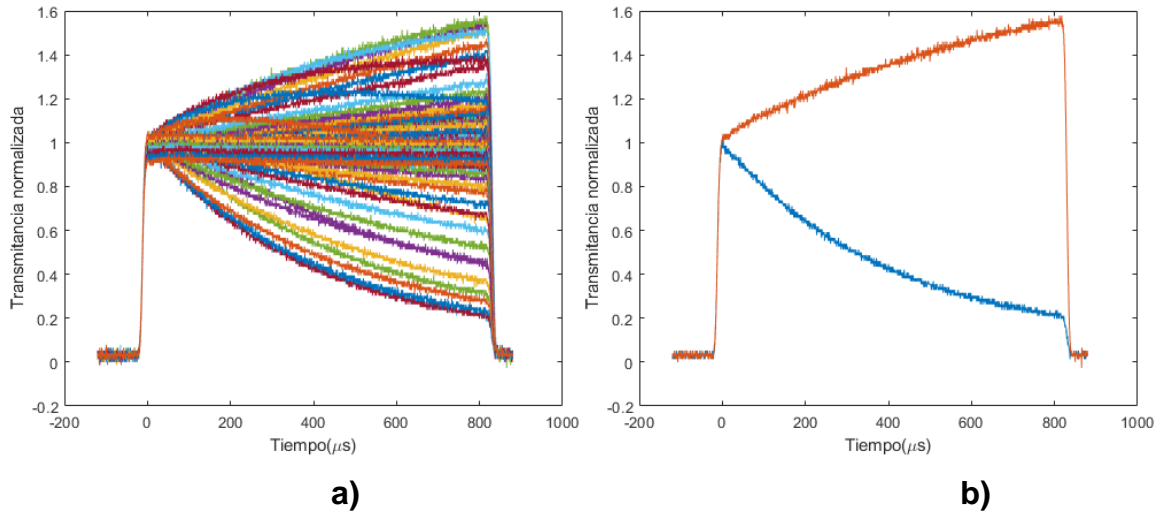
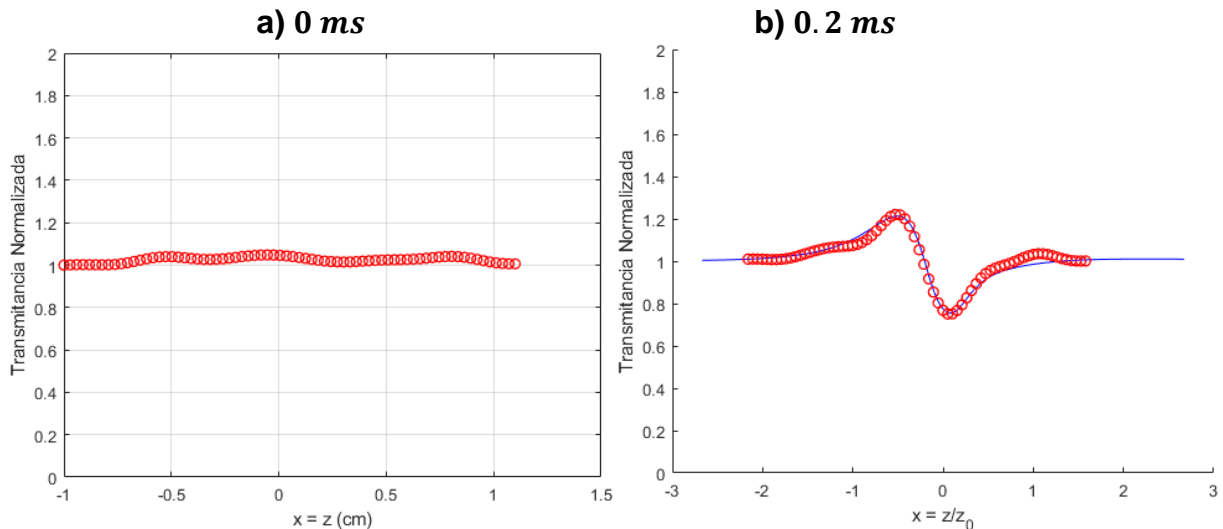


Figura 5.5. a) transmitancia normalizada en cada una de las posiciones del medio y b) señales prefocal (naranja) y posfocal (azul).

En la figura 5.5 a) se observan las gráficas de transmitancia normalizada en cada una de las posiciones donde se deja fija la muestra para una potencia incidente de 6 mW . En estas gráficas la influencia de los efectos acumulativos es mayor que en 3 mW ya que los pulsos llegan con mayor energía, por lo tanto, la respuesta no lineal tiene mayor amplitud. En la figura 5.5 b) se observa que en la señal prefocal el material está desenfocando y en la señal posfocal el material también está desenfocando. Entonces se observa que el material se comporta como una lente negativa.

Curvas de z-scan experimentales a 6 mW con chopper

Se presentan curvas de z-scan, para una potencia de entrada de 6 mW a diferentes tiempos de iluminación, se reprodujeron con el modelo de más de una respuesta no lineal, proponiendo dos no linealidades con absorción y refracción, se tomaron datos en un intervalo de $[-1 \text{ cm}, 1 \text{ cm}]$ alrededor de la cintura que está en $z = 0$:



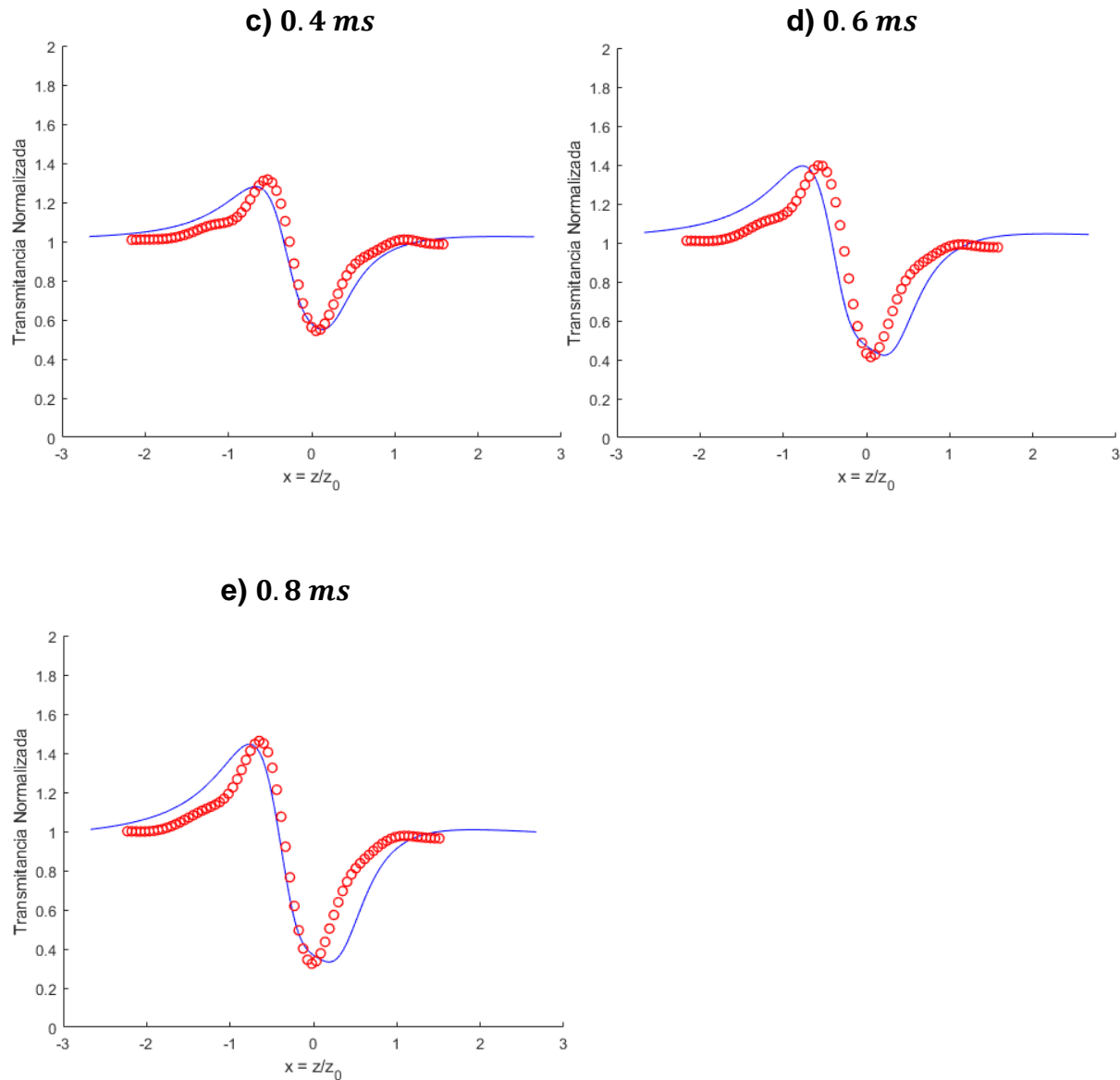


Figura 5. 6. Curvas de z-scan con una potencia incidente de 6 mW para los tiempos de iluminación: a) 0 ms , b) 0.2 ms , c) 0.4 ms , d) 0.6 ms y e) 0.8 ms .

En las gráficas de la figura 5.6, se puede notar que los efectos acumulativos se manifiestan más rápidamente a medida que aumenta el tiempo de iluminación en la muestra, bajo una potencia incidente de 6 mW lo que causa una mayor amplitud de las curvas. En comparación con las curvas obtenidas bajo una potencia de 3 mW con chopper, presentan una amplitud superior, un crecimiento más rápido y notorio.

La tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas de z-scan es:

	m_1	$\Delta\Phi_{01}$	$\Delta\Psi_{01}$	m_2	$\Delta\Phi_{02}$	$\Delta\Psi_{02}$
a) 0.2 ms	5	-0.47π	-0.9	2	0.03π	-0.07
b) 0.4 ms	5	-0.83π	-0.7	2	0.03π	-0.3
c) 0.6 ms	5	-1.24π	-0.5	2	0.03π	-0.58
d) 0.8 ms	5	-1.41π	-0.3	2	0.03π	-0.89

Tabla 5. 2. Tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas a diferentes tiempos de iluminación.

En la tabla 5.2 se observa que la primera no linealidad es negativa, y $|\Delta\Phi_{01}|$ va en aumento, esto es que el efecto refractivo es mayor conforme tiene más tiempo de iluminación y la segunda no linealidad es positiva con el mismo valor constante en $\Delta\Phi_{02}$ en todos los tiempos, conocido como el efecto Kerr óptico; esta segunda no linealidad también se observa en los resultados para una potencia incidente de 3 mW. En este caso, en los parámetros que describen la primera respuesta no lineal el parámetro m disminuyó al aumentar la potencia a 6 mW, se puede decir que entre mayor potencia la m va a disminuir hasta llegar a un valor determinado debido a los efectos acumulativos.

SUPERPOSICIÓN DE LAS GRÁFICAS EN DIFERENTES TIEMPOS DE ILUMINACIÓN

Se superponen las gráficas en los diferentes tiempos de iluminación para observar el comportamiento de los efectos acumulativos conforme aumenta el tiempo de iluminación a la muestra, es decir, alcanza una mayor cantidad de pulsos.

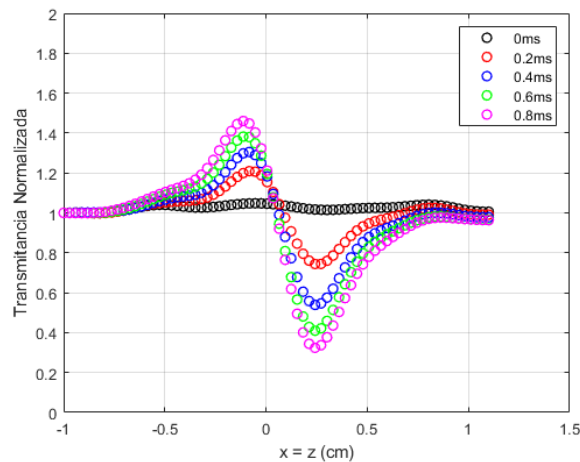


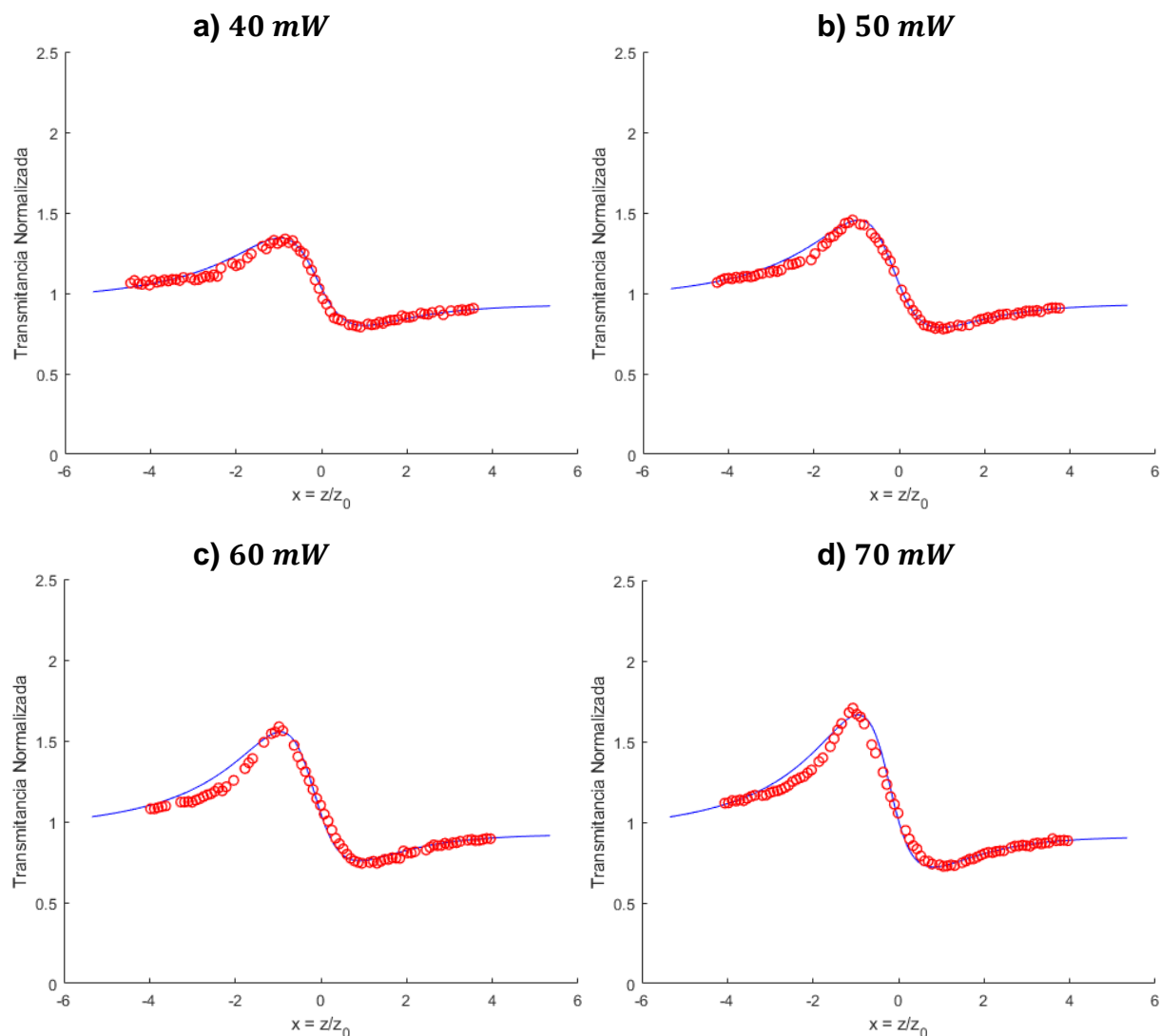
Figura 5. 7. Superposición de las curvas de z-scan con una potencia incidente de 6 mW en los tiempos de iluminación: 0 ms (negro), 0.2 ms (rojo), 0.4 ms (azul), 0.6 ms (verde) y 0.8 ms (rosa).

En la superposición de las gráficas, figura 5.7, se nota el aumento de amplitud de las curvas de z-scan respecto al aumento del tiempo de iluminación. Esto tiene dos motivos, la potencia incidente es mayor y la evolución temporal de los efectos acumulativos.

Nuevamente se observa que el valle se hace más profundo, creciendo en amplitud con mayor rapidez a comparación del pico que crece levemente.

5.1.2 Régimen pulsado sin chopper a diferentes potencias de iluminación.

En la figura 5.8 se observan curvas experimentales de los nanocubos de plata suspendidos en etilenglicol SNC17 EG, que se obtuvieron en régimen pulsado variando la potencia cada 10 mW , desde 40 mW hasta los 100 mW , para lograr esto, se moduló la potencia dejando el polarizador donde transmitiera la máxima potencia y anterior a este, se colocó una placa retardadora de $\lambda/2$, con la cual se fue disminuyendo la potencia. El barrido se hizo en un intervalo de $[-2.5\text{ cm}, 2.5\text{ cm}]$ alrededor de la cintura que tiene un valor de $w_0 = 38\ \mu\text{m}$ y está en $z = 0$. Estas curvas experimentales se lograron reproducir con el modelo de más de una respuesta no lineal no local con refracción y absorción (ecuación 3.4.3, capítulo 3), proponiendo que tiene dos respuestas. También se muestra la tabla de valores de los parámetros que describen las propiedades ópticas no lineales de dicho medio.



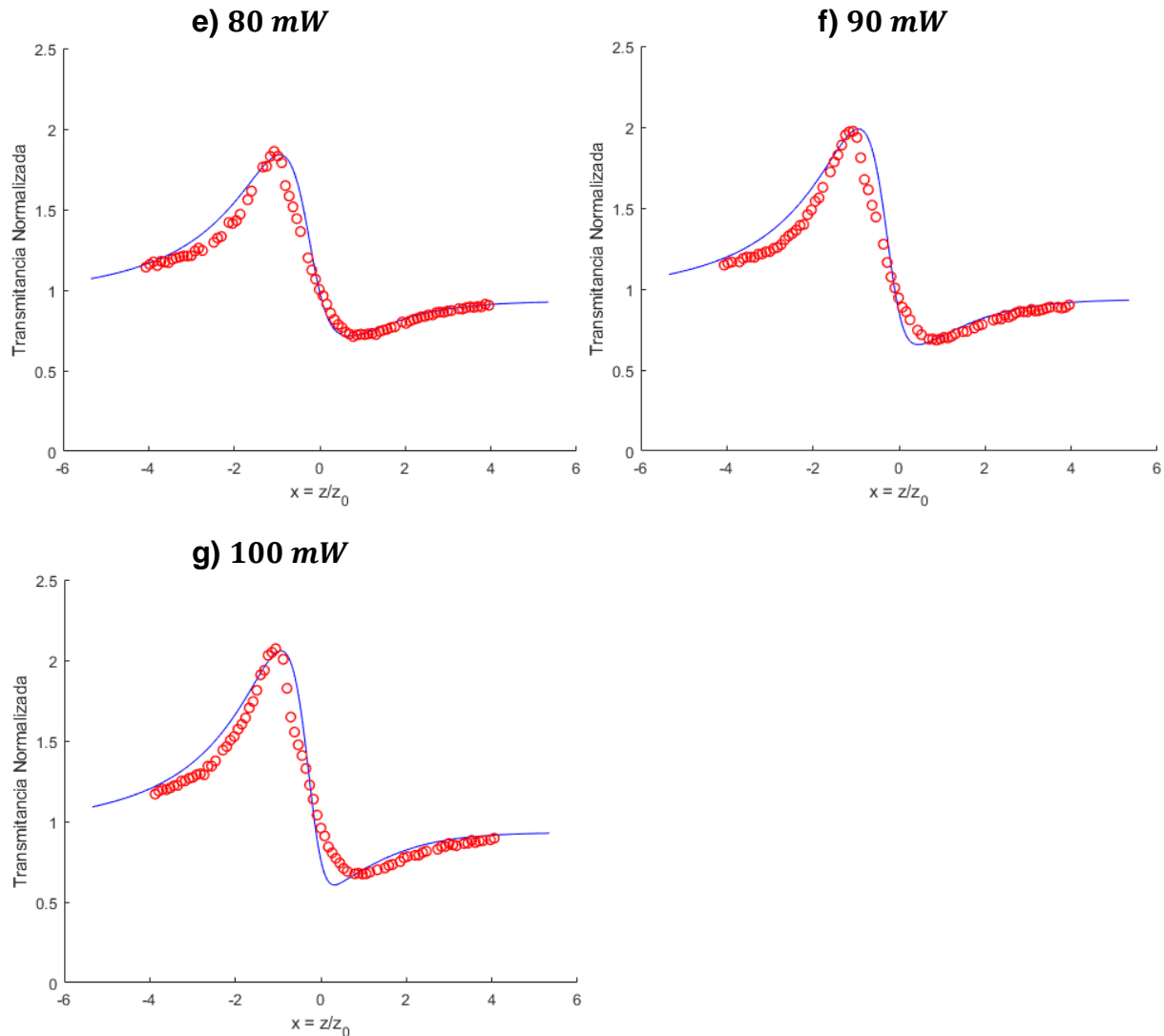


Figura 5. 8. Curvas de z-scan sin chopper a diferentes potencias de iluminación, a) 40 mW, b) 50 mW, c) 60 mW, d) 70 mW, e) 80 mW, f) 90 mW y g) 100 mW.

En las gráficas de la figura 5.8 se observa que entre mayor sea la potencia incidente la curva de z-scan se va deformando más, resaltando que el pico tiene mayor amplitud, en oposición al valle que tiene menor amplitud, siendo menos profundo, por lo que se puede decir que en el régimen pulsado sin chopper los efectos absorptivos son mayores afectando la forma del valle, es decir debido al aumento de la potencia se obtienen curvas con efectos acumulativos más fuertes generando así, efectos térmicos en la muestra, por lo que el valle tiende a ensancharse.

Los parámetros que reproducen las curvas son los siguientes:

	m_1	$\Delta\Phi_{01}$	$\Delta\Psi_{01}$	m_2	$\Delta\Phi_{02}$	$\Delta\Psi_{02}$
a)40 mW	1.2	-0.29π	-0.4	2	0.03π	0
b)50 mW	1.2	-0.33π	-0.48	2	0.03π	-0.05
c)60 mW	1.2	-0.37π	-0.57	2	0.03π	-0.1
d)70 mW	1.2	-0.41π	-0.66	2	0.03π	-0.15
e)80 mW	1.2	-0.44π	-0.74	2	0.03π	-0.22
e)90 mW	1.2	-0.47π	-0.82	2	0.03π	-0.27
e)100 mW	1.2	-0.48π	-0.86	2	0.03π	-0.32

Tabla 5. 3. Tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas a diferentes tiempos de iluminación.

En la tabla de valores 5.3, se observa que la magnitud de los cambios de fase refractivo $|\Delta\Phi_0|$ y absortivo $|\Delta\Psi_0|$ aumentan debido a los efectos acumulativos, se tiene una no linealidad no local negativa y se reproducen con una $m < 2$, esto quiere decir que el área donde ocurre un cambio de fase es mayor al área que está siendo iluminada por el haz incidente.

SUPERPOSICIÓN DE LAS GRÁFICAS A DIFERENTES POTENCIAS.

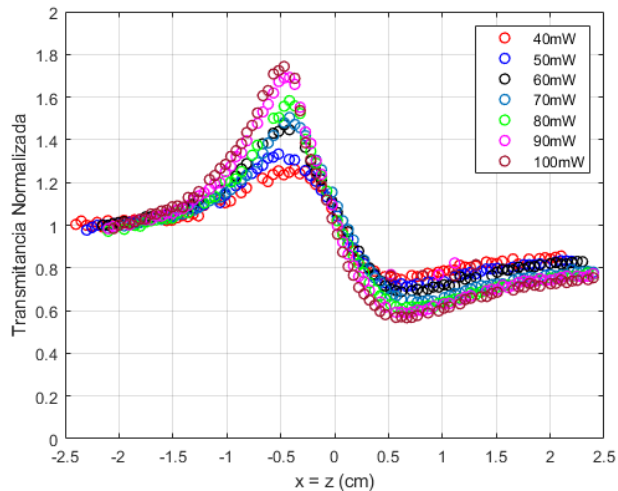


Figura 5. 9. Superposición de las gráficas en régimen pulsado sin chopper a diferentes potencias.

En la figura 5.9 se presentan las curvas de z-scan superpuestas para una mejor visualización del aumento significativo de la amplitud del pico en las curvas, mientras que el valle presenta un crecimiento menor conforme aumenta de la potencia donde se puede ver que el valle ya tiene muy pocos cambios debido a que se llega a un límite.

5.2 Curvas de z-scan de esferas de SiO₂ y nanopartículas de Fe₃O₄.

Se presentan curvas experimentales de z-scan en régimen pulsado con chopper y sin chopper obtenidas de una película delgada de esferas de dióxido de silicio SiO₂ con nanopartículas de magnetita Fe₃O₄ de espesor de 10.47 μm . El modelo para medios con absorción y refracción simultáneas del mismo orden (ecuación 3.5.24, capítulo 3), logró reproducir las curvas experimentales. También se presenta la tabla de valores que reproducen dichas curvas.

5.2.1 Régimen pulsado con chopper.

Se colocó el chopper girando a una frecuencia de 20 Hz, el cual contiene una rendija que ilumina la muestra 819 μs , para observar cuanto afectan los efectos acumulativos a la muestra y poder reproducir estas curvas con algún modelo ya propuesto.

A continuación, se presentan las curvas de z-scan experimentales obtenidas en régimen pulsado con chopper y a diferentes potencias de entrada de la película delgada de silicio con nanopartículas de magnetita, las curvas presentadas son a diferentes tiempos de iluminación los cuales son a 0 ms, 0.2 ms, 0.4 ms, 0.6 ms y 0.8 ms. En la subsección 5.2.1.1 se presentan las curvas experimentales para una potencia de entrada de 1.3 mW y en la subsección 5.2.1.2 para una potencia de entrada de 3.7 mW.

Posteriormente, se superponen todas las gráficas a diferentes tiempos para analizar si aparecen efectos acumulativos y cómo influyen con respecto al tiempo de iluminación afectando las curvas de z-scan. Se comparan las gráficas con chopper y pulsado sin chopper para observar cuánto afectan los efectos acumulativos a la muestra.

5.2.1.1 Curvas experimentales de z-scan a 1.3 mW con chopper

Se presentan curvas experimentales a los diferentes tiempos de iluminación donde antes de colocar el chopper tiene una potencia de entrada de 50 mW y después de colocar el chopper llega una potencia de entrada de 1.3 mW a la muestra. El barrido se hizo en un intervalo de $[-2.5 \text{ cm}, 2.5 \text{ cm}]$ alrededor de la cintura que está en $z = 0$. El modelo que logró reproducir estas curvas experimentales fue el modelo para medios con absorción y refracción simultáneas del mismo orden (ecuación 3.5.24 capítulo 3).

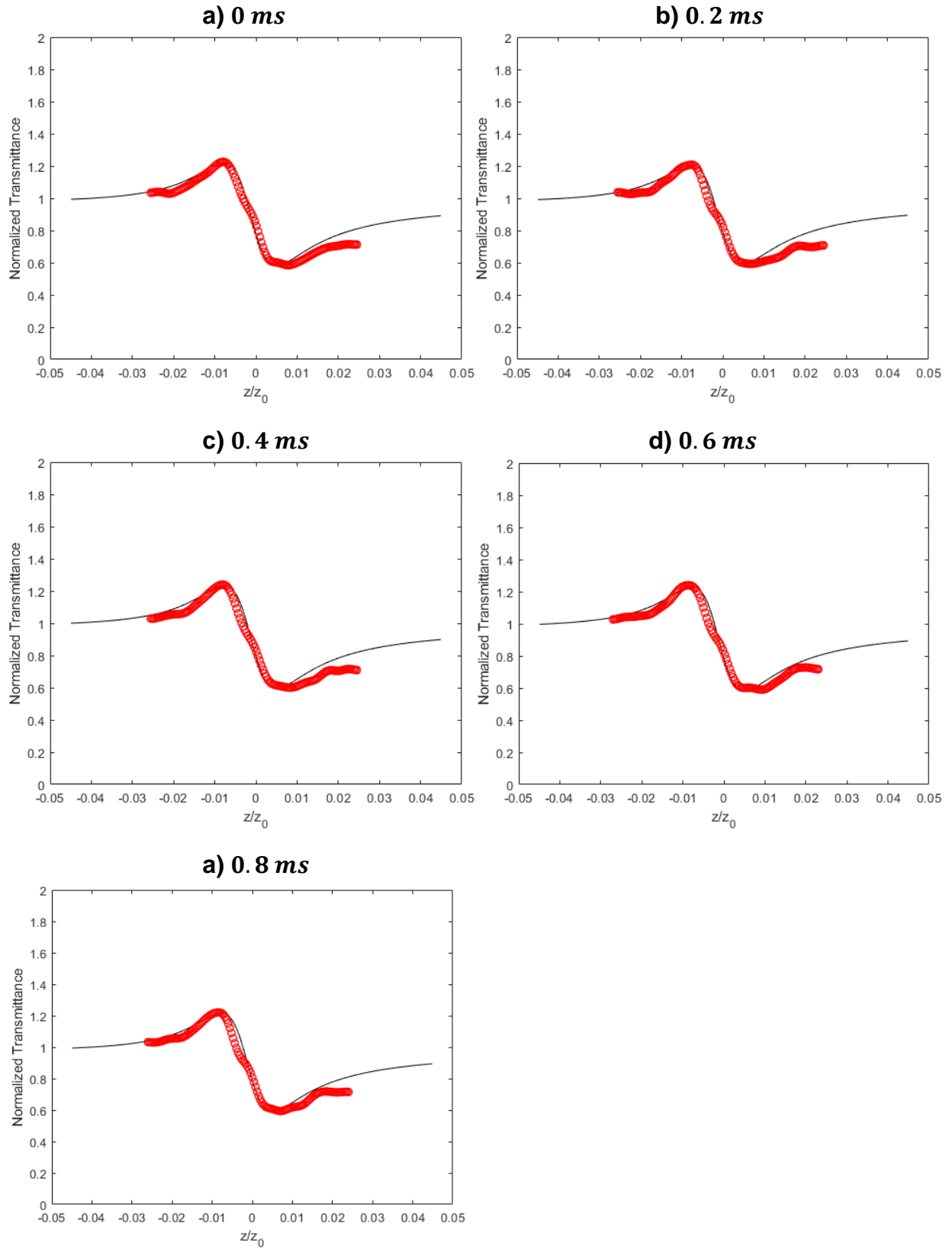


Figura 5. 10. Curvas de z-scan con una potencia incidente de 1.3 mW para los tiempos de iluminación: a) 0 ms, b) 0.2 ms, c) 0.4 ms, d) 0.6 ms y e) 0.8 ms.

En la figura 5.10 se observa que al aumentar el tiempo de iluminación las curvas no presentan cambios entonces la película delgada no tiene efectos acumulativos, además, se observa que en $t = 0 \text{ ms}$ la muestra ya presenta los efectos no lineales.

La tabla de valores de los parámetros que reproducen estas curvas de z-scan es:

	m	$\Delta\Phi_0$	$\Delta\Psi_0$
a) 0 ms	0.6	-0.127π	0.068
b) 0.2 ms	0.6	-0.121π	0.067
c) 0.4 ms	0.6	-0.125π	0.06
d) 0.6 ms	0.6	-0.128π	0.065
e) 0.8 ms	0.6	-0.124π	0.066

Tabla 5. 4. Tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas a diferentes tiempos de iluminación.

En la tabla 5.4 se observa cómo $|\Delta\Phi_0|$ tiene variaciones pequeñas, además, con $m = 0.6$ se confirma que el modelo para medios con absorción y refracción simultáneas del mismo orden reproduce curvas de z-scan donde el cambio de fase ocurre en una región mayor que el área iluminada [13], para $\Delta\Psi_0$ no hay un cambio significativo, se encuentra en el mismo valor y la pequeña diferencia puede atribuirse a las fluctuaciones debido a los pulsos del láser ya que no es estable por completo.

SUPERPOSICIÓN DE LAS GRÁFICAS EN DIFERENTES TIEMPOS DE ILUMINACION

Se superponen las gráficas en diferentes tiempos de iluminación para ver si la muestra presenta efectos acumulativos conforme tienen más tiempo de iluminación y por lo tanto más pulsos.

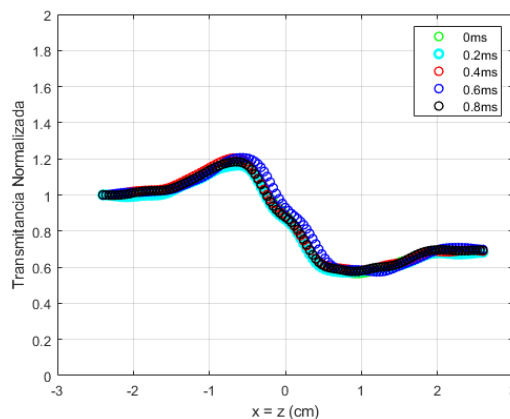


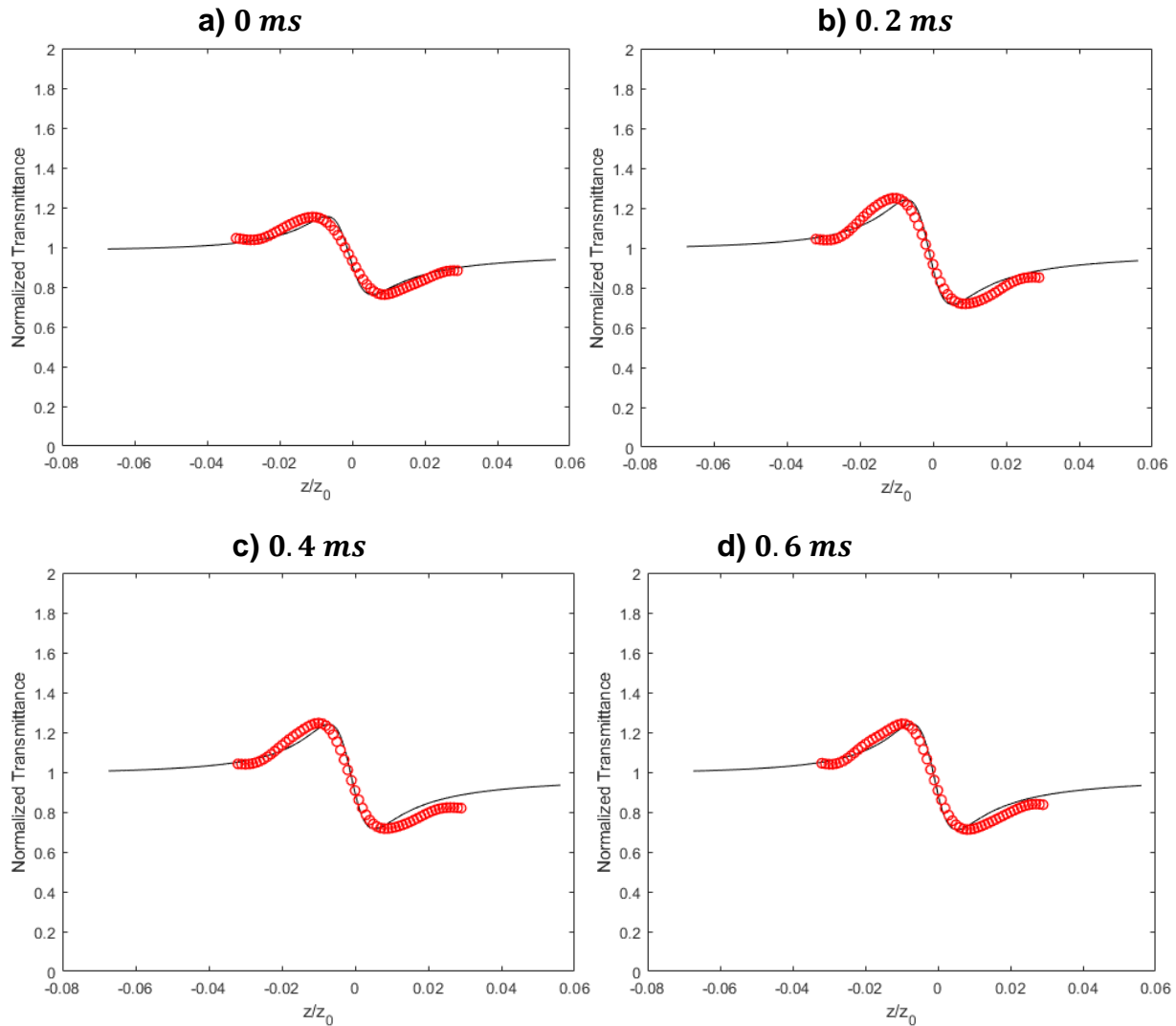
Figura 5. 11. Superposición de las curvas de z-scan con una potencia incidente de 1.3 mW para los tiempos de iluminación: 0 ms (verde), 0.2 ms (celeste), 0.4 ms (rojo), 0.6 ms (azul) y 0.8 ms (negro).

Figura 5.11, al superponer las gráficas a diferentes tiempos de iluminación se observa que éstas son muy similares, en la amplitud y el ancho del pico y del valle son iguales y no se observan cambios, con esto se dice que la muestra ya presenta los efectos no lineales desde el tiempo elegido como 0 ms .

5.2.1.2 Curvas experimentales de z-scan a 3.7 mW con chopper

Se presentan curvas experimentales a los diferentes tiempos de iluminación donde antes de colocar el chopper tiene una potencia de entrada de 200 mW y después de colocar el chopper llega una potencia de entrada a la muestra de 3.7 mW . El barrido se hizo en un intervalo de $[-2.5\text{ cm}, 2.5\text{ cm}]$ alrededor de la cintura que está en $z = 0$. El modelo que reprodujo estas curvas fue, nuevamente, el modelo para medios con absorción y refracción simultáneas del mismo orden (ecuación 3.5.24, capítulo 3).

Las gráficas obtenidas con una potencia de entrada de 3.7 mW , a diferentes tiempos de iluminación son:



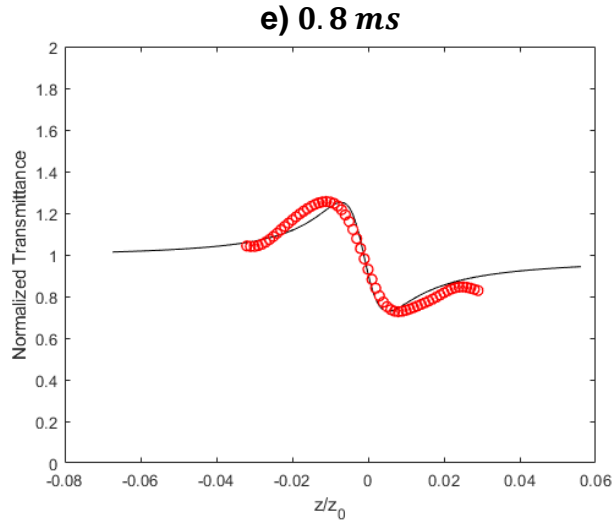


Figura 5. 12. Se presentan curvas de z-scan para diferentes tiempos de iluminación a una potencia incidente de 3.7 mW para a) 0 ms , b) 0.2 ms , c) 0.4 ms , d) 0.6 ms y e) 0.8 ms .

Comparando estas curvas, figura 5.12, con las de la figura 5.10 se observa que las curvas para 3.7 mW tienen menos amplitud tanto en el pico como en el valle, por lo que el cambio de fase refractivo también es menor. Además, el pico se ve más ancho que el valle, tampoco se observan diferencias entre las curvas por lo que se concluye que la película no presenta efectos acumulativos.

La tabla 5.5 muestra los valores obtenidos de los parámetros que describen dichas curvas de z-scan obtenidas para una potencia de entrada de 3.7 mW :

	m	$\Delta\Phi_0$	$\Delta\Psi_0$
a) 0 ms	0.6	-0.049π	0.011
b) 0.2 ms	0.6	-0.065π	0.0088
c) 0.4 ms	0.6	-0.065π	0.009
d) 0.6 ms	0.6	-0.066π	0.0094
e) 0.8 ms	0.6	-0.064π	0.0065

Tabla 5. 5. Tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas a diferentes tiempos de iluminación.

En la tabla 5.5 se observa como $|\Delta\Phi_0|$ no cambia, ya que tiene muy pocas variaciones, otra cosa que se nota es que $m = 0.6$ permanece constante y tiene la misma m que cuando se incidió una potencia de 1.3 mW , nuevamente con esto, se confirma que el modelo para medios con absorción y refracción simultáneas del mismo orden (ecuación 3.5.24) puede reproducir curvas de z-scan con respuestas no locales, mientras que para $\Delta\Psi_0$ no hay un cambio significativo, se encuentra en el mismo valor.

SUPERPOSICIÓN DE LAS GRÁFICAS EN TODOS LOS TIEMPOS

Se superponen las gráficas en todos los tiempos para ver si la muestra presenta efectos acumulativos conforme tienen más tiempo de iluminación y por lo tanto más pulsos.

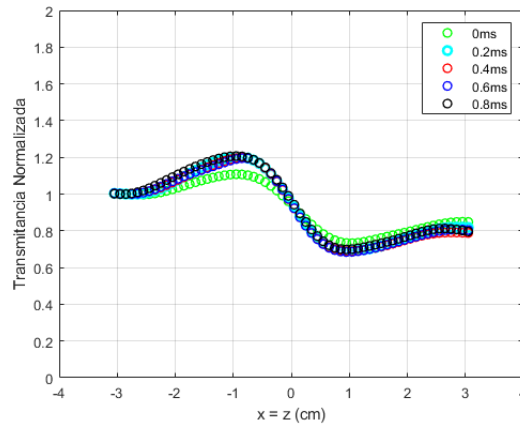
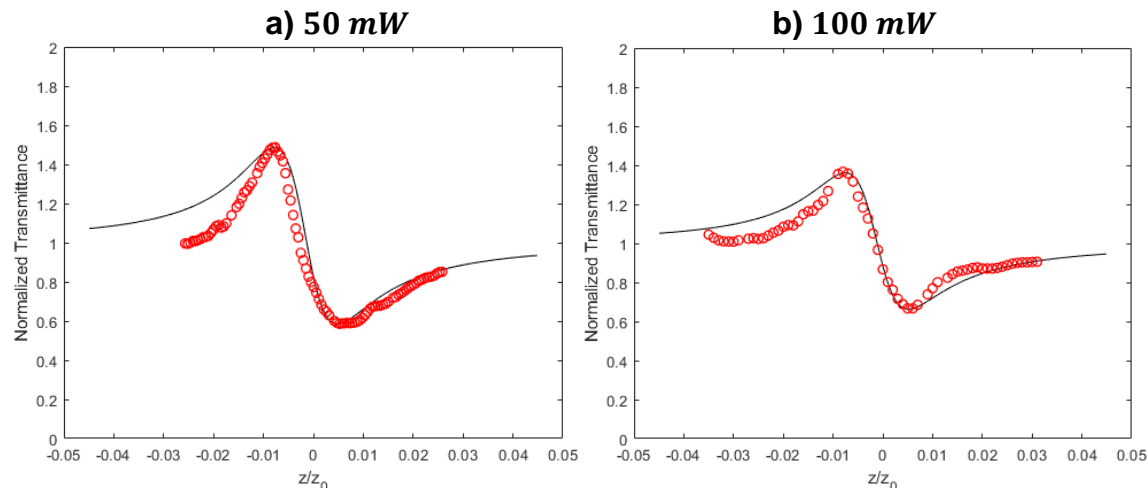


Figura 5. 13. Superposición de las curvas de z-scan con una potencia incidente de 3.7 mW para los tiempos de iluminación: 0 ms (verde), 0.2 ms (celeste), 0.4 ms (rojo), 0.6 ms (azul) y 0.8 ms (negro).

Nuevamente, en la figura 5.13 se observa que al aumentar la potencia de entrada a la muestra sigue ocurriendo el mismo fenómeno, el cual al aumentar el tiempo de iluminación en el medio no se observan cambios en las amplitudes de las curvas siendo estas similares reafirmando que no se observan efectos acumulativos y se observan los efectos no lineales desde el tiempo 0 ms.

5.2.2 Régimen pulsado sin chopper a diferentes potencias de iluminación.

Se mide la misma muestra a diferentes potencias, en régimen pulsado sin chopper, para observar cómo cambia el comportamiento de la respuesta no lineal del material debido al aumento de la potencia incidente para poder identificar y describir estas respuestas con el modelo para medios con absorción y refracción simultáneas del mismo orden (ecuación 3.5.24, capítulo 3). El barrido se hizo en un intervalo de $[-2.5 \text{ cm}, 2.5 \text{ cm}]$ alrededor de la cintura que está en $z = 0$.



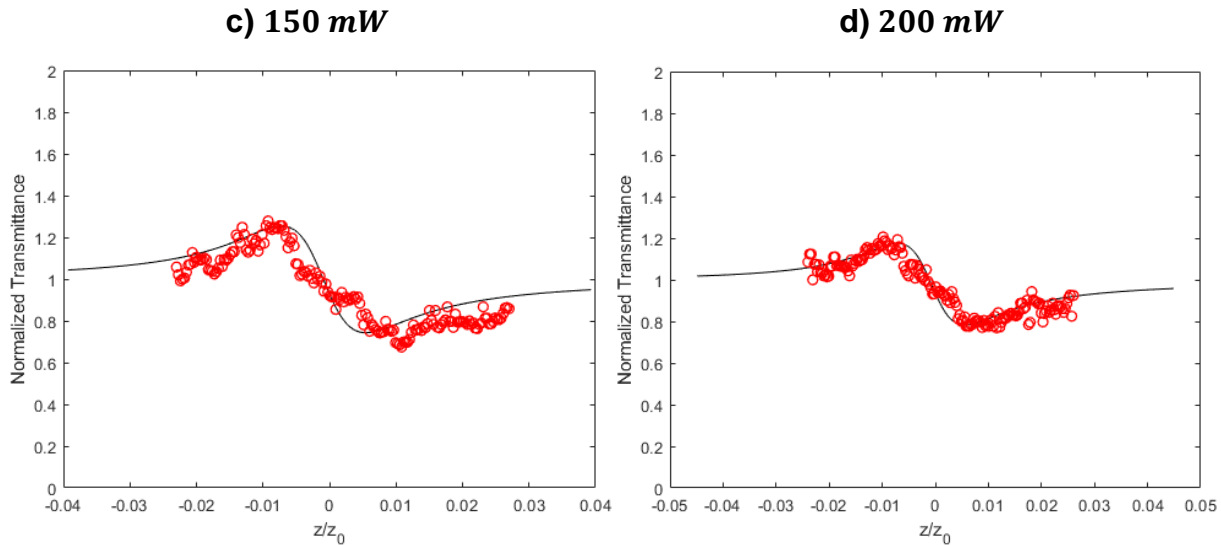


Figura 5. 14. Curvas de z -scan en régimen pulsado sin chopper para potencias de entrada de a) 50 mW , b) 100 mW , c) 150 mW y d) 200 mW

Con las gráficas de la figura 5.14, se puede observar que cuando se le incide a la muestra una potencia de 50 mW se presenta una respuesta no lineal negativa mejor definida y más amplia que las posteriores. Cuando se aumenta la potencia a 100 mW la curva se va deformando y haciendo más pequeña reduciendo la amplitud del pico y del valle; en 150 mW y 200 mW se observa que el pico y el valle se distinguen menos, es decir, conforme la potencia aumenta, el pico y valle decrecen en amplitud y empieza a aparecer ruido, deformando dichas curvas.

A continuación, se presenta la tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas:

POTENCIA	m	$\Delta\Phi_0$	$\Delta\Psi_0$
a) 50 mW	0.6	-0.158π	0.01
b) 100 mW	0.6	-0.123π	0.006
a) 150 mW	0.6	-0.095π	0.002
b) 200 mW	0.6	-0.07π	-0.004

Tabla 5. 6. Tabla de valores de los parámetros que reproducen las curvas a diferentes potencias.

Se observa en la tabla 5.6 que todas las curvas se reproducen $m = 0.6$, vemos que $m < 2$, esto indica que la región donde existe un cambio de fase es más amplia que la región que está siendo iluminada por el haz. También se observa que la magnitud de $\Delta\Phi_0$ va disminuyendo, es decir, el cambio de fase refractivo va siendo menor, por lo que las gráficas se van haciendo más pequeñas en la amplitud del pico y del valle. Para el caso de $\Delta\Psi_0$, el cambio de fase absorptivo es muy pequeño.

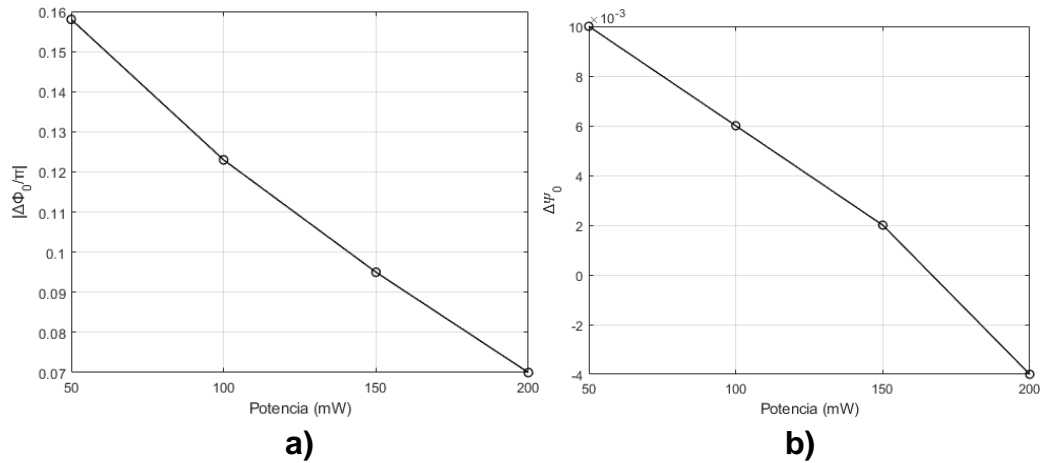


Figura 5. 15. a) Cambio de fase $|\Delta\Phi_0/\pi|$ como función de la potencia y b) Cambio de la absorción $\Delta\Psi_0$ como función de la potencia.

En la figura 5.15, observamos como el cambio de fase refractivo va decreciendo a medida que la potencia aumenta, de igual manera, el cambio de fase absorptivo decrece casi de manera proporcional.

SUPERPOSICIÓN DE LAS GRÁFICAS A DIFERENTES POTENCIAS.

Se superponen las gráficas a diferentes potencias y en régimen pulsado sin chopper para visualizar el comportamiento de la respuesta no lineal conforme se aumenta la potencia de entrada.

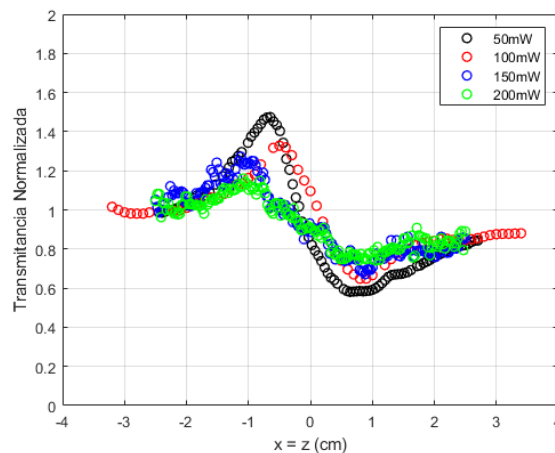


Figura 5. 16. Superposición de gráficas para a 50 mW, 100 mW, 150 mW y 200 mW.

Superponiendo las gráficas, figura 5.16, se observa que la curva a 50 mW es más amplia que las de mayor potencia, la siguiente, de 100 mW es más pequeña. Con esto se dice que puede deberse a un daño estructural en la zona iluminada, debido a que en 250 mW ya se puede observar el daño a simple vista, por lo que al aumentar la potencia los efectos no lineales disminuyen y hay una pérdida de energía. También puede deberse a una probable saturación en la absorción del material, pero no fue comprobado.

6 Conclusiones

Nanocubos de plata suspendidos en etilenglicol SNC17 EG:

Los nanocubos de plata, de tamaño aproximado de 100 nm por lado, suspendidos en etilenglicol presentan efectos no lineales negativos con refracción y absorción no lineal usando como fuente de iluminación un láser de Titanio Zafiro de longitud de onda de 808 nm para el régimen pulsado con chopper y sin chopper.

Para el régimen pulsado con chopper se observa que en $t = 0\text{ ms}$, cuando se empieza a iluminar la muestra con todo el spot, no se presenta respuesta no lineal; conforme incrementa el tiempo de iluminación la respuesta no lineal se presenta con mayor amplitud. En este caso, el valle es el que aumenta su amplitud más rápido que el pico.

Para el caso pulsado con chopper se logró identificar dos respuestas no lineales utilizando el modelo para medios con más de una respuesta no lineal con absorción y refracción [11], es decir, presenta dos no linealidades. La primera no linealidad es no local y la segunda no linealidad es local. La segunda no linealidad, $m = 2$, es un efecto Kerr óptico, esta respuesta es muy pequeña.

La no linealidad no local para una potencia de 3 mW con chopper fue reproducida con $m = 7$ mientras que para 6 mW fue con $m = 5$, con esto, se concluye que entre mayor sea la potencia incidente el parámetro m va decreciendo hasta llegar a un valor promedio debido a los efectos acumulativos.

Debido a la introducción del chopper se identificaron dos no linealidades por lo que para el régimen pulsado sin chopper se reproducen las curvas de z-scan con el modelo para medios con más de una respuesta no lineal, concluyendo que el material presenta al menos dos respuestas no lineales. Siendo una respuesta local debido a los efectos electrónicos y la otra respuesta es no local.

Las curvas de z-scan sin chopper crecen con mayor notoriedad en el pico mientras que en el valle la amplitud es menor y crece lentamente. Se concluye la absorción no lineal del material llega a un límite debido a los efectos acumulativos.

Para ambos regímenes de iluminación, sin chopper y con chopper, la magnitud de $\Delta\Phi_{01}$ y $\Delta\Psi_{02}$ crecen proporcionalmente en función de la potencia y del tiempo de iluminación, respectivamente.

Película delgada de esferas de silicio SiO_2 y nanopartículas de magnetita Fe_3O_4 :

Se concluye que la película delgada, constituida por esferas de dióxido de silicio SiO_2 con nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4), presenta efectos no lineales, la cual es una respuesta no lineal negativa para el régimen pulsado con chopper y sin chopper usando como fuente de iluminación un láser de Titanio Zafiro de longitud de onda de 808 nm .

Para el caso con chopper, se concluye que desde que se empieza a iluminar la película delgada con pulsos inmediatamente presenta efectos no lineales, es decir, desde el tiempo 0 ms .

Para este medio, en las curvas con régimen pulsado con chopper, conforme incrementa el tiempo de iluminación no ocasiona cambios a la respuesta no lineal presente, con esto se concluye que el material no presenta efectos acumulativos.

Las curvas que se presentan con la potencia más baja de 50 mW hasta 200 mW son curvas de z-scan con cambio en el índice de refracción negativo.

Se logra identificar una respuesta no lineal utilizando el modelo de refracción y absorción no lineal simultáneamente y del mismo orden.

Para el régimen pulsado sin chopper entre más aumenta la potencia incidente a la muestra, se reduce la amplitud de las curvas de z-scan, el pico y el valle disminuyen en amplitud, incrementando el ancho, y, además, son más inclinadas atribuyendo a una probable modificación de la película debido a la potencia.

El material soporta hasta 200 mW , ya que después de esta potencia se modifica el material quemándose y pudiendo observar dicha modificación.

Con base a los resultados experimentales de la película delgada de dióxido de silicio y magnetita se concluye que el modelo para un medio con respuestas con refracción y absorción simultáneas del mismo orden es posible reproducir curvas experimentales con $m < 2$, esto es, el modelo puede reproducir curvas de materiales con una no localidad fuerte, es decir la región en donde hay cambios de fase $\Delta\Phi_0$ es mayor a la región que se está iluminando [13].

7 Referencias

1. R. W. Boyd. "Nonlinear optics," Academic press. (2003).
2. B. E. A. Saleh and M. C. Teich. "Fundamentals of Photonics," John Wiley and Sons, Inc., (2001).
3. T. H. Maiman. "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, 187, 493-494 (1960).
4. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, E. W. Van Stryland, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n_2 measurements," *Optics Letters*, 14(17), 955-957 (1989).
5. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE Journal of Quantum Electron*, 26(4), 760-769 (1990).
6. E. V. Garcia Ramirez, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Mendez Otero, S. Chavez Cerda, and M. D. Iturbe Castillo, "Far field distributions due to spatial self phase modulation of a Gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media," *Optics Express*, 18(21), 22067-22079 (2010).
7. E. V. Garcia Ramirez, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Mendez Otero, E. Reynoso Lara, S. Chavez-Cerda, and M. D. Iturbe Castillo, "Z-scan and spatial self-phase modulation of a Gaussian beam in a thin nonlocal nonlinear media," *Journal of Optics*, 13(8), 085203 (2011).
8. A. Balbuena Ortega, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Méndez Otero, V. L. Gayoub, R. Delgado Macuilb, H. Martínez Gutiérrez, and M. D. Iturbe Castillo, "Nonlocal nonlinear refractive index of gold nanoparticles synthesized by ascorbic acid reduction: comparison of fitting models," *Journal of Optics*, 61(S1), S68-S73 (2014).
9. A. Balbuena Ortega, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Méndez Otero, E. Reynoso Lara, E. V. García Ramírez, and M. D. Iturbe Castillo, "Analytical expressions for Z-scan with arbitrary phase change in thin nonlocal nonlinear media", *Optics Express*, 22(23), 27932-27941 (2014).
10. B. A. Martínez Irvias, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Méndez Otero, R. Ramos García and M. D. Iturbe Castillo, "Far-field diffraction patterns by a thin nonlinear absorptive nonlocal media", *Optics Express*, 23(11) 14036-14043 (2015).
11. B. A. Martínez Irvias, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Méndez Otero, R. Ramos García and M. D. Iturbe Castillo, "Z-scan for thin media with more than one nonlocal nonlinear response", *Optics Express*, 24(12), 13387-13393 (2016).
12. B. Gu, J. Chen, Y. X. Fan, J. Ding, and H. T. Wang, "Theory of Gaussian beam Z scan with simultaneous third- and fifth-order nonlinear refraction based on a Gaussian decomposition method," *Optical Society of America*, 22(12), 2651- 2659 (2005).
13. J. J. Méndez Rodríguez, M. L. Arroyo Carrasco, R. Torres Romero, M. M. Méndez Otero, B. A. Martínez Irvias, M. D. Iturbe Castillo, "Z-scan analytical solutions for thin media with high order refractive nonlinearity and multiphoton absorption", *Optics Continuum*, 2(10) 2235-2243 (2023).
14. M. A. C. de Araújo, R. Silva, E. de Lima, D. P. Pereira and P. de Oliveira, "Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis", *Optical Society of America*, 48(2), 393-396 (2009).
15. Y. Suzaki and A. Tachibana "Measurement of the μm sized radius of Gaussian laser beam using the scanning knife-edge," *Applied Optics*, 14(12), 2809-2810 (1975).
16. M. M. Rashad "Measurements of Laser Beam Using Knife Edge Technique," Master's Thesis, Politecnico Milano, (2020).
17. W. T. Silfvast, "Laser fundamentals," Cambridge University Press, (2004).
18. S. Yefet and A. Pe'er, "A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode-Locked Solid-State Lasers," *Applied Sciences*, 3(4), 694-724 (2013).

19. F. López Rayón, "Caracterización de pulsos láser ultracortos", Tesis de maestría, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, (2019).
20. E. M. Diaz Acosta, "Nanopartículas de plata: síntesis y funcionalización. Una breve revisión," *Mundo Nano. Revista Interdisciplinaria en Nanociencias y Nanotecnología*, 12(22), 89–99 (2018).
21. J. Morales, J. Morán, M. Quintana, y W. Estrada, "Síntesis y caracterización de nanopartículas de plata por la ruta sol-gel a partir de nitrato de plata," *Revista de la Sociedad Química del Perú*, 75(2), 177-184 (2009).
22. H. Avalos-Sánchez, A. J. Carmona-Carmona, M. A. Palomino-Ovando, B. F. Desirena, R. Palomino-Merino, K. Misaghian, J. Faubert, M. Toledo-Solano, J. E. Lugo, "Increasing Light-Induced Forces with Magnetic Photonic Glasses," *Photonics*, 11, 827 (2024).
23. L. K. Harada, M. G. Casagrande, T G. Costa, N. B. José, L. F. Fraceto, and R. Lima, "Silica and Silica Nanoparticles: An Approach to Biogenic Synthesis and Their Main Applications", Springer, 191-208 (2024).
24. V. Noval, C. Ochoa, J. Carriazo, "Magnetita (Fe₃O₄): Una estructura inorgánica con múltiples aplicaciones en catálisis heterogénea". *Revista Colombiana de Química*, 46(1), 42-59 (2017).
25. V. E. Noval Lara, "Sistemas magnéticos estructurados tipo core-shell Fe₃O₄-TiO₂ y Fe₃O₄-SiO₂ basados en magnetita (Fe₃O₄): diseño, caracterización y aplicaciones en catálisis heterogénea," Tesis de maestría, Universidad Nacional de Colombia, (2016).
26. L. Blaney, "Magnetite (Fe₃O₄): Properties, Synthesis, and Applications," *Lehigh Review*, Paper 5, 15, 34-81, (2007).
27. A. Gnoli, L. Razzari and M. Righini, "Z-scan measurements using high repetition rate lasers: how to manage thermal effects," *Optics Express*, 13(20), 7976-7981 (2005).