



# **BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS**

**“Estudio numérico de curvas de Barrido en  $z$  para  
Medios que Presenten Absorción Lineal”**

**TESIS PRESENTADA AL  
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICA APLICADA**

**QUE PARA OBTENER EL GRADO DE**

**MAESTRO EN CIENCIAS  
(FÍSICA APLICADA)**

**PRESENTA:**

**Roman Torres Romero**

**ASESOR:**

**Dra. Marcela Maribel Méndez Otero**

**JULIO 2015**

# Índice

<b>RESUMEN</b> .....	X
<b>CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN</b> .....	11
1.1 Introducción.....	11
1.2.- Motivación del proyecto.....	14
1.2.1.- Objetivo general.....	14
1.2.2 Objetivos particulares.....	14
1.4 Estructura de la tesis.....	15
<b>CAPÍTULO 2 REVISIÓN TEÓRICA</b> .....	16
2.1 Conceptos teóricos.....	16
2.2 Haces Gaussianos.....	22
2.2.1 Parámetros que caracterizan un haz Gaussiano.....	24
2.3 Parámetro q y matriz ABCD.....	26
2.3.1 Matriz ABCD.....	27
2.4 Descripción de la técnica de barrido en z.....	28
<b>CAPÍTULO 3. MODELO NUMÉRICO</b> .....	30
3.1 Introducción.....	30
3.2 Revisión del modelo numérico para medio delgado.....	30
3.3 Revisión del modelo numérico extendido a medio grueso.....	32
3.4 Modificación del modelo numérico para medio grueso, considerando la potencia absorbida.....	36
3.5 Conclusiones.....	38
<b>CAPÍTULO 4. RESULTADOS CON EL MODELO MODIFICADO</b> .....	39
4.1 Introducción.....	39
4.2 Curvas de barrido en z para una no linealidad tipo térmica ( $m=2$ ).....	39
4.2.1 Curvas de barrido en z para diferentes coeficientes de absorción lineal.....	39
4.2.2 Curvas de barrido en z para diferentes magnitudes de abertura.....	43
4.2.3 Curvas de barrido en z para diferentes potencias.....	45
4.3 Comportamiento de y en función de la longitud del medio.....	47
4.4 Conclusiones.....	50

<b>CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES.....</b>	<b>51</b>
5.1 Introducción.....	51
5.2 Desarrollo experimental.....	51
5.3 Resultados experimentales.....	53
5.3.1 Resultados experimentales con diferentes coeficientes de absorción lineal.....	53
5.3.2 Comportamiento $\Delta T_{p-v}$ y $\Delta z_{p-v}$ en función de la longitud del medio....	56
5.4 Ajustes de curvas de barrido en z con el modelo modificado.....	57
5.5. Conclusiones.....	62
 <b>CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES GENERALES.....</b>	 <b>63</b>
 <b>REFERENCIAS.....</b>	 <b>65</b>

## Índice de figuras

Figura.-2. 1: Propagación de una onda electromagnética en dirección del eje x.....	16
Figura.-2. 2: Haz láser con distribución espacial de energía de forma Gaussiana en eje z.....	22
Figura.-2. 3: Arreglo experimental de la técnica de barrido en z.....	28
Figura 2. 4 Signo del índice de refracción, positivo línea negra y negativo línea azul.....	29
Figura.-3. 1: Modelo usado en el análisis de medio delgado para la técnica de barrido en z.....	30
Figura.-3. 2: Modelo de medio grueso para la técnica de barrido en z.....	32
Figura.-3. 3: Modelo utilizado en la técnica de barrido en z por el parámetro q para un medio grueso sin dividir.....	34
Figura.-3. 4: Modelo para obtener la potencia de absorción cuando el medio se considera como un todo.....	36
Figura.-3. 5: Modelo para considerar la potencia absorbida, cuando el medio está dividido como un conjunto de lentes.....	37
Figura 4. 1 Curvas de barrido en z para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y con un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.2*5 cm^{-1}$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	40
Figura 4. 2: Curvas de barrido en z $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y con un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.8*5 cm^{-1}$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm (azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	40

Figura 4. 3: Curvas de barrido en z $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y con un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=1.4*5 cm^{-1}$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).....	41
Figura 4. 4: Potencia transmitida en función de la longitud del medio.....	42
Figura 4. 5 Potencia transmitida en función del coeficiente de absorción lineal.....	42
Figura 4. 6 Comportamiento de la longitud focal a través del medio.....	43
Figura 4. 7 Comportamiento del ancho del haz, a través del medio.....	43
Figura 4. 8: Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y abertura de $r_a=0.1$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra),2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	44
Figura 4. 9: Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y abertura de $r_a=0.2$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra),2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	44
Figura 4. 10: Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y abertura de $r_a=0.3$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra),2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	44
Figura 4. 11: Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y abertura de $r_a=0.4$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra),2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	45
Figura 4. 12: Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , y abertura de $r_a=0.5$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra),2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).....	45

Figura 4. 13: Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , potencia de $P=0.5 mW$ y abertura de $r_a=0.1$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).....	46
Figura 4. 14 Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , potencia de $P=1 mW$ y abertura de $r_a=0.1$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).....	46
Figura 4. 15 Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , potencia de $P=5 mW$ y abertura de $r_a=0.1$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).....	47
Figura 4. 16 Curvas de barrido en z, para $m=2$ , $b_m=-7.85 e^4$ , $\omega_0=17 e^{-4}$ $\lambda=633 nm$ , potencia de $P=10 mW$ y abertura de $r_a=0.1$ con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).....	47
Figura 4. 17 Comportamiento $\Delta T_{p-v}$ , para diferentes coeficientes de absorción lineal.....	48
Figura 4. 18 Comportamiento $\Delta z_{p-v}$ , para diferentes coeficientes de absorción lineal.....	48
Figura 4. 19 Comportamiento $\Delta T_{p-v}$ , para diferentes radios de aberturas.....	49
Figura 4. 20 Comportamiento $\Delta z_{p-v}$ , para diferentes radios de aberturas.....	49
Figura 4. 21 Comportamiento $\Delta T_{p-v}$ , para diferentes valores de potencia.....	50
Figura 4. 22 Comportamiento $\Delta z_{p-v}$ , para diferentes valores de potencia.....	50

Figura.-5. 1: Esquema experimental.....	52
Figura 5. 2: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=0.23\text{ cm}^{-1}$ .....	53
Figura 5. 3: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=0.419\text{ cm}^{-1}$ .....	53
Figura 5. 4:Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=0.617\text{ cm}^{-1}$ .....	54
Figura 5. 5:Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=0.808\text{ cm}^{-1}$ .....	55
Figura 5. 6: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=0.985\text{ cm}^{-1}$ .....	55
Figura 5. 7: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=1.239\text{ cm}^{-1}$ .....	56
Figura 5. 8: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con $\lambda=633\text{ nm}$ y $\alpha=1.39\text{ cm}^{-1}$ .....	56
Figura 5. 9 Curvas de $\Delta T_{p-v}$ en función de la longitud del medio, con diferentes coeficientes de absorción lineal.....	57
Figura 5. 10 Curvas de $\Delta z_{p-v}$ en función de la longitud del medio, con diferentes coeficientes de absorción lineal.....	57
Figura 5. 11 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.23*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	58

Figura 5. 12 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.419*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	58
Figura 5. 13 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.617*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	59
Figura 5. 14 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.808*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	59
Figura 5. 15 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=0.985*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	60
Figura 5. 16 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=1.239*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	60
Figura 5. 17 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de $\alpha=1.39*4\text{ cm}^{-1}$ utilizando un láser de longitud de onda de $\lambda=633\text{ nm}$ .....	61

## **AGRADECIMIENTOS**

En primer lugar agradezco a Dios por este logro mas de mi vida, y por todo lo que me ha dado en este trayecto de mi vida.

A mi asesora la Dra. Marcela Maribel Méndez Otero, por todo el tiempo dedicado para la realización de este trabajo de tesis.

Al Dr. Marcelo David Iturbe Castillo por sus consejos y aportaciones para el desarrollo de este trabajo de tesis.

A cada uno de los miembros del jurado Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco, Dr. Edmundo Reynoso Lara y el Dr. Gerardo Carlos Treviño Palacios por tomarse el tiempo para la revisión de este trabajo de tesis, sus criticas y consejos.

A mi gran familia por estar ahí cuando mas los necesite, y darme su confianza para la realización de este trabajo de tesis.

Al CONACYT por la beca otorgada para mis estudios de Maestria.

## RESUMEN.

La técnica de barrido en  $z$  (z-scan) es un método muy utilizado y práctico para la medición de propiedades ópticas no lineales, que determina tanto el signo como la magnitud del índice de refracción no lineal que exhibe un material, la cual ha sido ampliamente estudiada de manera teórica, numérica y experimental.

En este trabajo de tesis se desarrolla un modelo numérico, que permite describir curvas de barrido en  $z$ , donde se propone incluir en el modelo la potencia lineal absorbida por el material, siendo un parámetro fundamental en el estudio de curvas de barrido en  $z$ , este análisis solo se había considerado en el caso de medios delgados, donde consideran al medio no lineal como una lente delgada de longitud focal  $F$ , mas tarde este modelo fue extendido al caso de medio gruesos, considerando ahora al medio no lineal como un conjunto de lentes delgadas foto-inducidas en el medio con una longitud focal  $F$  variable, en este modelo se incluye la potencia lineal absorbida por el material no lineal, ya que este parámetro no se había considerado en la expresión que caracteriza a la longitud focal  $F$ , que esta en términos de una constante  $a_m$  que representa los parámetros físicos del material, el radio del haz  $\omega^m$ , con  $m$  un número entero que representa el tipo de no linealidad del material.

Para el desarrollo de este modelo numérico se utiliza el parámetro  $q$ , el cual se define en términos del radio del haz y del radio de curvatura del frente de onda y así analizar la propagación del haz Gaussiano dentro del medio no lineal considerando la potencia lineal absorbida lo que modifica la expresión para la longitud focal de la lente foto-inducida para el caso de medio delgado o para múltiples lentes en el caso de medio grueso, para con esto obtener una expresión para la transmitancia normalizada, calculada de manera numérica.

Considerando este modelo los resultados más importantes son; que el valor máximo de la intensidad normalizada en eje va aumentando en función del espesor del medio no lineal, observando que a un determinado valor en su coeficiente de absorción lineal y espesor del medio la intensidad normalizada en eje disminuye. Mostrando también que la posición de los máximos se desplaza hacia la izquierda a diferencia de la posición de los valles quienes permanecen cerca de la misma posición.

## CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN

### 1.1 Introducción

La óptica no lineal en los últimos años ha sido un importante campo de investigación debido a sus múltiples y potenciales aplicaciones en el área de la fotónica y de la optoelectrónica. Sin duda alguna, estas áreas de investigación han y seguirán jugando un papel importante en la tecnología.

La óptica no lineal (por sus siglas, ONL) estudia los diferentes fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas del material por la presencia de campos electromagnéticos alrededor de los mW, por esta razón reciben el nombre de fenómenos ópticos no lineales.

Con la invención del láser en los años sesenta se dio un impulso al desarrollo de la óptica no lineal dado que se observaron una gran variedad de fenómenos ópticos que anteriormente fueron descritos de manera teórica.

A partir de la invención del láser por Maiman en 1960, Franken, A. E Hill, *et al.* [1] realizaron la primera demostración de la generación del segundo armónico a la frecuencia  $2\omega$  a partir de un haz de láser a la frecuencia  $\omega$ , para esto propagaron el haz de un láser de rubí con una longitud de onda de 694.2 nm a través de un cristal de cuarzo y observaron la creación de un haz de luz ultravioleta a 347.1 nm.

Otro fenómeno óptico no lineal fue la generación del tercer armónico (THG), éste fue observado por primera vez en 1962 por Terhune *et al.*[2] y en este mismo año Woodbury y W. K. Ng [3] realizaron la primera demostración de la dispersión Raman estimulada. Por otro lado también se encontró que el índice de refracción de un material era dependiente de la intensidad incidente.

La actividad óptica no lineal se encontró primeramente en semiconductores y en cristales inorgánicos, como el  $LiNbO_3$ , pero la aplicabilidad comercial de este tipo de materiales se encuentra muy limitada por su baja respuesta y son difíciles de incorporarlos en dispositivos microelectrónicos. Sin embargo, a mediados de los 80 los materiales orgánicos se revelaron como materiales apropiados para la obtención de altas

y buenas respuestas no lineales, siendo además fáciles de procesar e integrar en dispositivos ópticos. Sin embargo tienen deficiencias como su degradación y bajo umbral de daño óptico[4].

En la literatura se han reportado diversos métodos para determinar si un material es lineal (su índice de refracción es constante) o no lineal (su índice de refracción es dependiente de la intensidad). Estas técnicas son: interferometría no-lineal [5,6], mezcla degenerada de cuatro ondas [7], mezcla cuasi-degenerada de tres ondas [8], rotación elíptica[9], y distorsión en frentes de onda [10]. La técnica más simple y sencilla es conocida como “la técnica de barrido en z”, el cual es un método simple y fácil de manejar, que determina el signo y la magnitud del índice de refracción no lineal de materiales ópticos [10,11]. Esta técnica consiste en desplazar una muestra óptica, alrededor de la cintura de un haz Gaussiano (haz enfocado por una lente) y a lo largo del eje óptico (dirección z). La potencia transmitida a través del medio es obtenida como función de la posición de la muestra, y detectada por el foto-detector después de pasar por una abertura de aproximadamente dos milímetros de diámetro, colocada a campo lejano.

La mayoría de los modelos que describen las curvas de barrido en z son para medios que presentan una no linealidad tipo Kerr y unos pocos con una no linealidad tipo térmico, estos modelos fueron desarrollados para medios delgados (el espesor del medio es mucho menor que la distancia de Rayleigh,).

El primer modelo para describir a los modelos gruesos, está basado en el modelo para medios delgados propuesto por Sheik-Bahae et al.[10], en este modelo se estudia la forma del haz dentro de la muestra y fuera de ella calculando el perfil del haz a cierta distancia de propagación. El signo y magnitud de  $n_2$  es determinado por una medición de la intensidad del perfil como una función de la distancia de separación entre la lente externa y la muestra no lineal [12], considerando al medio como una composición de lentes delgadas y suponiendo que la forma del haz permanece constante después de atravesar al medio.

Dos años después Magni et. al. [9,13] usan la teoría de menor aberración de auto-enfocamiento y matrices ABCD, en el cual proponen una matriz no lineal para describir la propagación del haz Gaussiano en materiales con una no linealidad tipo Kerr. El

análisis de la propagación de los haces gaussianos muestra que el efecto del medio de Kerr puede interpretarse, en primera instancia debido a la potencia del haz. Este formalismo se ha aplicado para encontrar el enfoque óptimo para los máximos efectos no lineales y para el cálculo de los modos gaussianos en resonadores que contienen a un medio Kerr.

Mas tarde Palfalvi et. al. [10,14], describen la técnica de barrido en  $z$ , obteniendo la normalización de la intensidad sobre eje a campo lejano contra la posición de la muestra, aquí se consideró al haz en el plano de entrada del material hasta la posición del fotodetector a campo lejano, entonces la propagación del haz Gaussaiano pudo ser descrita mediante la matriz ABCD.

De este trabajo concluyeron que si la luz absorbida en el material tiene una contribución lineal y no lineal pueden deducir una expresión para el coeficiente termo-óptico. Para el caso general el término del índice de refracción no lineal es la suma del índice no linealidad Kerr más el índice termo-óptico, tomando estas condiciones llevan la técnica de barrido en  $z$  a un caso general es decir, que con este modelo es posible determinar tres parámetros del material independientemente: refracción no lineal Kerr, el coeficiente de absorción lineal y el coeficiente de absorción no lineal.

En el mismo año Zang et al. [11,15] combinaron el método de descomposición Gaussiana y el modelo de lente distribuida para medios gruesos, introduciendo funciones de corrección que permiten obtener saturación en la refracción no lineal y acoplando entre refracción no lineal y absorción no lineal, obtienen soluciones analíticas para curvas de barrido en  $z$  con apertura cerrada y abierta. Haciendo una comparación de este modelo con los ya propuestos [16, 17, 18], obtienen una mejor aproximación a la simulación numérica no importando la magnitud de la refracción no lineal y la absorción no lineal presente en el medio.

Recientemente Severiano Carrillo et. al. [19] basándose en el modelo propuesto por Reynoso Lara et. al. [20] para medios delgados propusieron un nuevo modelo para caracterizar la no linealidad de medios ópticos no lineales sin importar el espesor, encontrando así que este modelo puede describir curvas de barrido en  $z$  para medios gruesos para diferentes no localidades, encontrando que algunas características de las

curvas dependen del parámetro  $m$ . De igual manera este modelo fue comparado con otros modelos para describir la técnica de barrido en  $z$  para medios gruesos encontrando que este modelo da aproximadamente el mismo comportamiento que el modelo basado en descomposición gaussiana para un medio local cuando el parámetro  $m$  toma el valor el 4.

### **1.2.- Motivación del proyecto.**

Como ya se menciona anteriormente la técnica de barrido en  $z$ , es un método bastante sencillo que permite determinar el signo y la magnitud del índice de refracción no lineal que exhibe un material óptico. Se han considerado diferentes estudios para la determinación de estos parámetros, sin embargo la mayoría de los modelos son para medios delgados, condición experimental limitada, por tal motivo fue necesario desarrollar un modelo donde no influya el espesor del medio, esto motivó a realizar un modelo numérico para medios gruesos sin importar el espesor, que pudiera reproducir resultados experimentales de curvas de barrido en  $z$  con la idea de conocer el origen de la no linealidad del medio.

#### **1.2.1.- Objetivo general.**

Realizar un estudio de curvas de barrido en  $z$  para medios ópticos que presentan absorción lineal, a través de simulaciones numéricas. Las simulaciones se obtienen después de modificar el modelo presentado por Severiano Carrillo.

#### **1.2.2 Objetivos particulares.**

- 1.- Revisión de las principales características y propiedades de la técnica de barrido en  $z$  ( $z$ -scan), para comprender mejor el modelo a modificar y comprender el por qué esta técnica es la más sencilla para obtener las propiedades no lineales de las muestras empleadas.
- 2.- Modificación del modelo numérico propuesto por Severiano-Carrillo para describir curvas de barrido en  $z$  para medios ópticos que presenten absorción lineal, y de esta manera obtener un mejor ajuste a las curvas obtenidas experimentalmente.
- 3.- Caracterización de curvas de barrido en  $z$  para medios ópticos que presenten absorción lineal, con la idea de obtener mayor información que ayude a determinar el origen de la no linealidad de las muestras utilizadas.

4.- Realizar un ajuste de curvas experimentales de barrido en  $z$  con el modelo modificado para analizar la posible dependencia del origen de la no linealidad de dichos materiales en estudio.

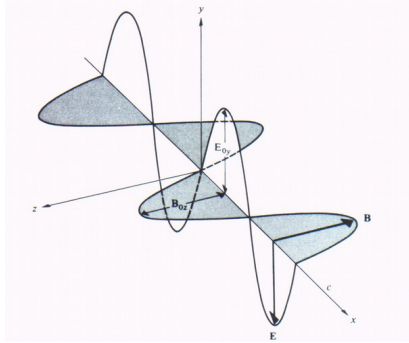
#### **1.4 Estructura de la tesis.**

En este trabajo de tesis se encuentra organizado por 6 capítulos incluyendo a la introducción y los objetivos planteados para este trabajo. En el capítulo 2 se presentan los puntos teóricos para entender los parámetros de un haz gaussiano, sus propiedades y de esta manera ver como es la técnica de barrido en  $z$ . En el capítulo 3 se muestran los modelos que han sido propuestos para un medio delgado, la extensión a medios gruesos, la modificación con la expresión de la potencia absorbida. En el capítulo 4 se muestran los resultados con el modelo modificado de manera numérica. En el capítulo 5 se muestran los resultados experimentales con diferentes coeficientes de absorción y un ajuste con el modelo a estos resultados experimentales. Finalmente en el último capítulo se presentan las conclusiones generales de este trabajo de tesis.

## CAPÍTULO 2 REVISIÓN TEÓRICA

### 2.1 Conceptos teóricos.

La luz es una onda de carácter electromagnético donde los campos eléctricos  $\mathbf{E}$  y magnético  $\mathbf{B}$  que la forman son perpendiculares entre sí, de tal manera que el vector obtenido del producto cruz  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  apunta en dirección de propagación de dicha onda tal como se ilustra en la figura 2.1.



**Figura.-2. 1:** Propagación de una onda electromagnética en dirección del eje x.

Para describir matemáticamente a una onda electromagnética debemos especificar el valor del campo eléctrico  $\mathbf{E}$  y del campo magnético  $\mathbf{B}$  para un tiempo dado y una posición definida, es decir, los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  son funciones de la posición y del tiempo:  $\mathbf{E}=\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  y  $\mathbf{B}=\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  ; de tal manera que las expresiones matemáticas para el campo eléctrico y magnético de la figura 2.1 están dadas como:

$$\mathbf{E}_y(x,t)=E_0 \cos(\omega t-\kappa x+\epsilon)\hat{j}. \quad (2.1)$$

$$\mathbf{B}_z(x,t)=B_0 \cos(\omega t-\kappa x+\epsilon)\hat{k}. \quad (2.2)$$

Donde  $E_0$  y  $B_0$  son las amplitudes del campo eléctrico  $\mathbf{E}$  y magnético  $\mathbf{B}$  ;  $k$  es el número de onda definido como  $\kappa=\frac{2\pi}{\lambda}$  donde  $\lambda$  es la longitud de onda;  $\omega$  es la

frecuencia angular dada por  $\omega=2\pi\nu$ , donde  $\nu$  es la frecuencia expresada en Hertz; y  $\epsilon$  es la fase inicial de la onda.

Para el caso de ondas electromagnéticas propagándose en un medio libre de cargas y de corrientes, los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  cumplen con las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2.3)$$

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

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (2.6)$$

A partir de las ecuaciones de Maxwell podemos obtener las ecuaciones de onda para los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  respectivamente:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.7)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.8)$$

donde cada una de las componentes cartesianas de las expresiones 2.7 y 2.8 cumplen con la ecuación de onda:

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \quad (2.9)$$

Dado que los fenómenos ópticos no lineales son el resultado de la interacción del campo electromagnético intenso de un láser con el material. Es fundamental describir las propiedades ópticas del material cuando se propaga una onda electromagnética a través de él, considerando un momento dipolar por unidad de volumen o polarización  $P(t)$  que depende del campo aplicado  $E(t)$ .

En el caso de la óptica convencional (lineal), la polarización inducida depende de manera lineal del campo eléctrico, a través de:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (2.10)$$

Donde  $\chi^{(1)}$  es una constante de proporcionalidad conocida como susceptibilidad eléctrica del material. En óptica no lineal la polarización del material puede ser descrita por medio de una serie de potencias del campo  $E(t)$ , por lo que considerando a la ecuación (2.1) se obtiene:

$$P(t) = \epsilon_0 \left[ \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \right] \quad (2.11)$$

Las  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son conocidas como susceptibilidades eléctricas no lineales de segundo y tercer orden, respectivamente. Por simplicidad en las ecuaciones (2.10) y (2.11) se ignoró la naturaleza vectorial de la polarización  $P(t)$  y del campo  $E(t)$ , pero si se considera el carácter vectorial de éstos se tiene que  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son tensores.

Los efectos no lineales de tercer orden son tan importantes como los de segundo orden en la óptica no lineal. En los materiales centrosimétricos no existe la no linealidad de segundo orden y por lo tanto, la no linealidad de tercer orden corresponde al primer efecto no lineal en estos materiales. A diferencia de los medios centrosimétricos (caso contrario) en los cuales existe la no linealidad de segundo orden. Debido a que este trabajo de tesis se encuentra enfocado en no linealidades de tercer orden entonces se hace una revisión con respecto a estos fenómenos.

La ecuación de onda (ecuación 2.7) ya no es válida para describir la propagación de un campo en un medio no lineal, es por ello que fue desarrollada la ecuación de onda no lineal la cual es obtenida a través de las ecuaciones de Maxwell (2.3), (2.4), (2.5) y (2.6)

considerando  $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$  y  $\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E}+\mathbf{P}$ , de tal manera que estas ecuaciones quedan de la siguiente manera:

$$\nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\nabla\times\mathbf{H}=\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\nabla\cdot\mathbf{D}=0 \quad (2.14)$$

$$c_0=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \quad (2.15)$$

Donde tenemos que  $\mathbf{B}$  es el vector de densidad de flujo magnético,  $\mathbf{D}$  es el vector de densidad de polarización y  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética.

Usando el operador  $\nabla\times$ , en la ecuación (2.12) y usando la relación  $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$  junto con la ecuación (2.13), se tiene:

$$\nabla\times(\nabla\times\mathbf{E})=-\mu_0\frac{\partial^2\mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (2.16)$$

usando la identidad vectorial  $\nabla\times(\nabla\times\mathbf{E})=\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E})-\nabla^2\mathbf{E}$  y la expresión  $\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E}+\mathbf{P}$  se tiene que

$$\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E})-\nabla^2\mathbf{E}=-\varepsilon_0\mu_0\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}-\mu_0\frac{\partial^2\mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2.17)$$

para medios isotrópicos  $\mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E}$ , entonces de (2.13) se tiene que  $\nabla\cdot\mathbf{E}=0$ . Sustituyendo esta expresión en (2.16) y considerando a (2.14) se obtiene lo siguiente:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

Esta ecuación es la ecuación de onda para medio no lineales, es aplicable para todo medio isotrópico: no lineal o lineal no dispersivo o dispersivo. Donde la densidad de polarización  $\mathbf{P}$  se presenta como una suma de una parte lineal y no lineal de la ecuación (2.18).

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}, \quad (2.19)$$

con

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(t), \quad (2.20)$$

y

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \left[ \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \right] \quad (2.21)$$

La respuesta de un medio no lineal de tercer orden ante un campo óptico monocromático  $\mathbf{E}(t) = \Re \left\{ E(\omega) \exp(i\omega t) \right\}$  es una polarización no lineal  $\mathbf{P}_{NL}(t)$  que contiene una componente en frecuencia  $\omega$  y otra en la frecuencia  $3\omega$ ,

$$P_{NL}(\omega) = 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 E(\omega), \quad (2.22)$$

por lo que:

$$P_{NL} = \chi^{(3)} E^3(\omega). \quad (2.23)$$

La presencia de una componente de polarización en la frecuencia  $3\omega$  indica que esta generándose luz en el tercer armónico.

Los principales fenómenos ópticos no lineales de tercer orden caracterizados con la técnica de barrido en  $z$  son efecto Kerr y efecto térmico, pero debido al tipo de material que se trabajó, el estudio se enfoca principalmente al efecto térmico.

**Efecto térmico.**

Cuando un material óptico es iluminado con una cierta distribución de luz, esta luz es absorbida por el material, que la transforma en calor que a su vez produce una distribución de temperatura y consecuentemente se produce un cambio en la densidad del medio, el cual es llamado un medio con no linealidad tipo térmica. El cambio en la densidad produce un cambio en el índice de refracción del material.

Este índice de refracción del material puede aumentar o disminuir en función del cambio en la temperatura; que dependerá de la estructura interna del material. Matemáticamente, el índice de refracción no lineal esta dado por:

$$\delta n = \frac{dn}{dT} \delta T, \quad (2.24)$$

donde el término  $dn/dT$  es una propiedad intrínseca del material y  $\delta T$  es la variación de la temperatura. Para un efecto térmico es complicado encontrar una expresión analítica que describa la parte no lineal del índice de refracción, esta variación de temperatura en el medio se puede obtener experimentalmente a través de los parámetros (ancho de la celda, tamaño del spot del haz, y la conductividad térmica del material). Bajo estas condiciones es posible obtener una primera aproximación para la temperatura ( $T$ ), a partir de la ecuación de conductividad del calor:

$$\kappa \nabla^2 T - \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha I, \quad (2.25)$$

donde  $\alpha I$  es el calor dado al material por unidad de tiempo y unidad de volumen,  $\kappa$  es la conductividad térmica,  $\rho$  es la densidad de masa,  $c_v$  es el calor específico a volumen constante y  $\alpha$  es el coeficiente de absorción lineal del material. La ecuación (2.24) puede reescribirse como:

$$D \nabla^2 T - \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\alpha}{\rho c_v} I, \quad (2.26)$$

donde  $D$  es el coeficiente de difusión térmico definido por:

$$D = \frac{\kappa}{\rho c_v}. \quad (2.27)$$

Los efectos ópticos no lineales con respuestas térmica son no locales, ya que, el cambio en el índice de refracción cambia en función de la temperatura, que a su vez cambia en función de la energía absorbida.

## 2.2 Haces Gaussianos.

La amplitud de una onda paraxial se define por la expresión

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{-ikz},$$

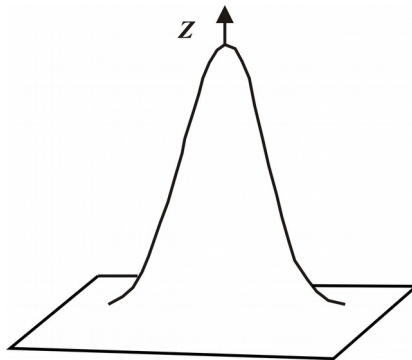
que satisface la ecuación de Helmholtz

$$\nabla^2 U(\mathbf{r}) + k^2 U(\mathbf{r}) = 0,$$

donde a su vez la envolvente compleja  $A(\mathbf{r})$  satisface la ecuación de Helmholtz Paraxial

$$\nabla_T^2 A(\mathbf{r}) - 2ik \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial z} = 0.$$

Una de las soluciones más importantes de esta ecuación es la que produce las características de un haz de luz láser con una distribución espacial de energía de forma gaussiana centrada a lo largo del eje del haz.



**Figura.-2. 2:** Haz láser con distribución espacial de energía de forma Gaussiana en eje z.

La expresión para la envolvente compleja, solución a la ecuación de Helmholtz Paraxial, y que define a un haz gaussiano propagándose en dirección z está dada por:

$$A(\mathbf{r}) = A(\boldsymbol{\rho}, z) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-\frac{ik\rho^2}{2q(z)}\right), \quad (2.28)$$

donde  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ;  $q(z)$  se conoce como el radio complejo del haz y es igual a  $q(z) = z + iz_0$  (con  $z_0$  real), donde  $2z_0$  es conocida como rango de Rayleigh y es un parámetro característico del haz cuyo significado se definirá posteriormente.

Para separar la amplitud y fase de esta envolvente compleja podemos redefinir al radio complejo como

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + iz_0},$$

con parte real y parte imaginaria, para lo cual se definen dos nuevas funciones reales  $R(z)$  y  $W(z)$  que cumplen:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}, \quad (2.29)$$

donde  $R(z)$  es el radio de curvatura del frente de onda en la posición  $z$  y  $W(z)$  es el radio del haz en  $z$ .

La amplitud compleja  $U(\mathbf{r})$  del haz Gaussiano es dada por la expresión:

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]. \quad (2.30)$$

Si consideramos que la onda se propaga en la dirección  $z$  y definimos

$$\xi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (2.31)$$

entonces, la expresión para la amplitud compleja de la onda paraxial  $U(\mathbf{r})$  queda finalmente como:

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i \xi(z)\right], \quad (2.32)$$

donde los primeros dos términos multiplicativos son identificados como la envolvente o la amplitud que modula al tercer término, y el factor que se encuentra entre los corchetes del tercer término es nombrado como la fase de la amplitud compleja de la onda.

**2.2.1 Parámetros que caracterizan un haz Gaussiano.**

$$W(z) = \omega_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.33)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (2.34)$$

$$\xi(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \quad (2.35)$$

$$\omega_0 = \left( \frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.36)$$

$$z_0 = \frac{\omega_0^2 \pi}{\lambda} \quad (2.37)$$

$$A_0 = \frac{A}{iz_0} \quad (2.38)$$

Donde  $A_0 = A_1 / iz_0$  definido por conveniencia,  $A_1$  es una constante,  $W(z)$  es el radio del haz,  $R(z)$  es el radio de curvatura del frente de onda en  $z$ ,  $\xi(z)$  es el retardo de fase relativo de Gouy con respecto al plano de la onda,  $\omega_0$  es el radio de la cintura del haz y  $z_0$  es la distancia de Rayleigh.

La intensidad para un haz Gaussiano  $I(\rho) = |E(\rho)|^2$  es una función de las distancias axial  $z$  y radial  $\rho(x^2 + y^2)^{1/2}$ ; como se muestra a continuación:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[ \frac{\omega_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[ -\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right] \quad (2.39)$$

donde  $I_0 = |A_0|^2$ . En cada valor de  $z$  la intensidad es una función Gaussiana.

La intensidad en eje ( $\rho=0$ ) de este tipo de haz ésta dada por:

$$I(0, z) = I_0 \left[ \frac{\omega_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2} \quad (2.40)$$

el cual tiene su máximo valor  $I_0$  en  $z=0$  y decae gradualmente (de forma Lorentziana) al incrementar  $z$ .

La potencia total para un haz Gaussiano, dada como la integral de la intensidad óptica sobre un plano transversal (a una distancia  $z$ ), está dada como:

$$P_T = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = \frac{1}{2} I_0 (\pi\omega_0^2) \quad (2.41)$$

la cual es independiente de  $z$ . La potencia del haz es la mitad de la intensidad pico del área del haz, dado que el haz es a menudo descrito por su potencia  $P_T$ , es útil expresar  $I_0$  en términos de  $P_T$  para reescribir (2.39) en la forma:

$$I(\rho, z) = \frac{2P_T}{\pi W^2(z)} \exp \left[ -\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right] \quad (2.42)$$

Así, la potencia medida dentro de un círculo de radio  $r_a$  en el plano transversal a la posición  $z$  es

$$\frac{1}{P_T} \int_0^{r_a} I(\rho, z) 2\pi \rho d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2r_a^2}{W^2(z)}\right] \quad (2.43)$$

La potencia contenida dentro de un círculo de radio  $r_a=W(z)$  es aproximadamente 86% de la potencia total.

### 2.3 Parámetro q y matriz ABCD.

La relación que existe entre las matrices ABCD y el haz gaussiano se da a través del parámetro q, el cual se define en términos del radio del haz y del radio de curvatura del frente de onda como se observa en la ecuación (2.44).

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (2.44)$$

La propagación de una haz Gaussiano puede ser descrita totalmente con el parámetro q, donde éste tiene tres propiedades fundamentales [21]. La primera propiedad nos dice que si se conoce la magnitud del parámetro inicial ( $q_i$ ) en un punto determinado en la propagación de haz Gaussiano, se puede conocer este parámetro a una distancia d en un punto posterior ( $q_f$ ), cuando entre estos dos puntos exista espacio libre

$$q_f = q_i + d. \quad (2.45)$$

La segunda propiedad indica que si se conoce el parámetro  $q_i$  justo antes de una lente de distancia focal f, entonces se puede conocer  $q_f$  justo después de la lente a través de:

$$\frac{1}{q_f} = \frac{1}{q_i} - \frac{1}{f}. \quad (2.46)$$

Utilizando estas dos propiedades, es posible describir la propagación de un haz Gaussiano en cualquier sistema óptico.

Una tercera propiedad del parámetro q esta relacionada con la matriz ABCD, que se describe en la siguiente sección.

### 2.3.1 Matriz ABCD.

La matriz ABCD se puede deducir a través de un trazo de rayos y en la aproximación paraxial en óptica geométrica. Donde a cada elemento óptico es posible asociarle una matriz correspondiente de  $2 \times 2$ , de ahí la notación ABCD. Así es posible describir la propagación de un haz gaussiano en cualquier sistema óptico por medio de éstas, que están relacionadas directamente con el parámetro  $q$ .

$$q_f = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D} \quad (2.47)$$

Siendo ésta ecuación la más general en la propagación de haces Gaussianos.

A continuación se representan las matrices ABCD para algunos elementos ópticos:

Matriz de transferencia para espacio libre:

$$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

Matriz de transferencia para el límite entre dos medios:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (2.49)$$

Matriz de transferencia para una lente delgada:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

Matriz de transferencia cuando se propaga en un medio, con índice de refracción  $n$ :

$$\begin{bmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

## 2.4 Descripción de la técnica de barrido en z.

La técnica de barrido en z (ver figura 2.3), consiste en desplazar un material no lineal en dirección del eje óptico z, y alrededor del ancho mínimo del haz gaussiano, el cual es enfocado por una lente convergente, colocando posteriormente un foto-detector a campo lejano, para medir la transmitancia a través del medio. La relación de los valores de transmitancia en función de la posición de la muestra da el signo de la no linealidad y el valor numérico del índice de refracción  $n_2$ . De esta manera, la detección de un valor mínimo de transmitancia (valle) seguido de un máximo (pico) en el barrido, nos indicará un comportamiento no lineal positivo, y viceversa, (ver figura 2.4).

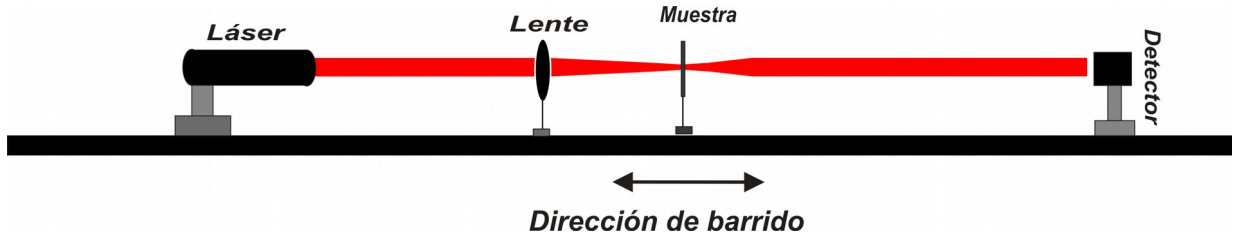


Figura.-2. 3: Arreglo experimental de la técnica de barrido en z.

La diferencia de transmitancia entre el pico y el valle,  $\Delta T_{p-v}$ , se utiliza para calcular la magnitud del índice de refracción no lineal, a través de la ecuación:

$$n_2 = \frac{\Delta T}{0.406 \left[ \kappa I_0 \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \right]} \quad (2.52)$$

donde:  $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  que es el vector de onda, L es el espesor del medio,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción e  $I_0$  es la intensidad con que se está iluminando a la muestra.

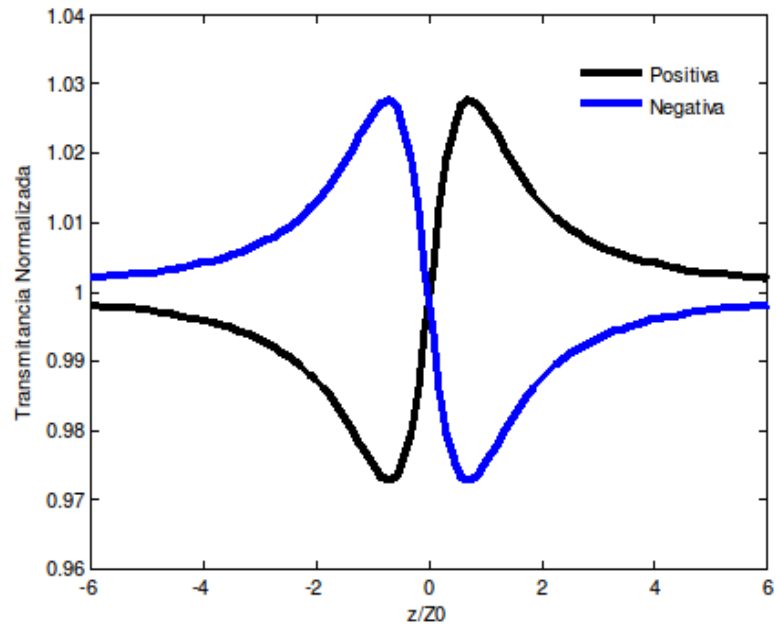


Figura 2. 4 Signo del índice de refracción, positivo línea negra y negativo línea azul.

Esta técnica, es la que se utilizara para la descripción y estudio de la no linealidad de materiales ópticos, obteniendo sus diferentes parámetros los cuales serán de gran importancia para el desarrollo de un modelo numérico, que se describirá en el siguiente capítulo.

## CAPÍTULO 3. MODELO NUMÉRICO.

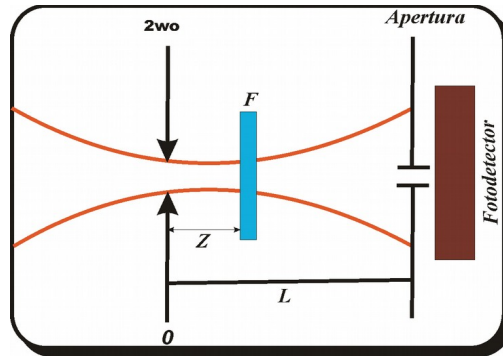
### 3.1 Introducción.

En este capítulo se hace una revisión de los principales modelos que fueron empleados para describir curvas de barrido en  $z$  de manera numérica.

### 3.2 Revisión del modelo numérico para medio delgado.

Este modelo esta basado en un haz gaussiano, donde el medio no lineal fue considerado como una lente delgada foto-inducida de longitud focal  $F$ , colocada a una distancia  $z$ , a partir de la cintura del haz, siendo este el punto de referencia, posteriormente se coloca un foto-detector con una abertura de radio finito  $r_a$ , colocado a campo lejano (distancia  $d \gg z_0$ ) a partir del punto de referencia, esta técnica esta basada en la detección de la luz transmitida alrededor del eje ( $r_a \approx 0$ ), donde  $z_0$  es la distancia de

Rayleigh dada por  $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  y  $\lambda$  es la longitud de onda del haz, ver figura 3.1.



**Figura.-3. 1:** Modelo usado en el análisis de medio delgado para la técnica de barrido en  $z$ .

Este modelo fue propuesto por Reynoso Lara [20], el cual se basó en la propagación de un haz gaussiano utilizando la ley ABCD, este análisis comienza a partir de la cintura de haz , ya que en este punto los frentes de onda son planos y es ahí donde se inicia el análisis de la propagación del haz gaussiano, cuando se propaga en espacio libre, lente, espacio libre hasta el foto-detector, obteniendo así una expresión para la transmitancia normalizada de la siguiente manera:

$$T(z) = \frac{F^2}{z_0^2 + (F - z)^2}. \quad (3.53)$$

Esta expresión es válida para cualquier espesor que cumpla con la condición de medio delgado, es decir, medio que es modelado como una lente foto-inducida delgada de longitud focal F, esta longitud focal depende del tipo de no linealidad del material que se este utilizando, en particular, en este trabajo de tesis se analizó un material con una no linealidad tipo térmica.

Así, la longitud focal para un medio térmico es:

$$F_{ther}(z) = \frac{\pi \kappa}{P_{abs} (\partial n / \partial T)} w^2(z), \quad (3.54)$$

donde  $P_{abs}$  es la potencia absorbida.

La longitud focal de la muestra no lineal vista como una lente delgada se puede expresar como [20]

$$F(z) = a_m w^m(z), \quad (3.55)$$

donde  $a_m$  representa las propiedades físicas del material,  $w^m(z)$  es el radio del haz y  $m$  supondremos que es un numero entero, que representa el tipo de no linealidad del material.

### 3.3 Revisión del modelo numérico extendido a medio grueso.

En esta sección se muestra la extensión del modelo propuesto por E. Reynoso [20] a medio grueso, en el cual se considera un conjunto de lentes foto-inducidas, con una misma longitud focal  $F$ . Se considera de igual manera un haz incidente Gaussiano con un radio mínimo  $w_0$ , como se observa en la siguiente figura

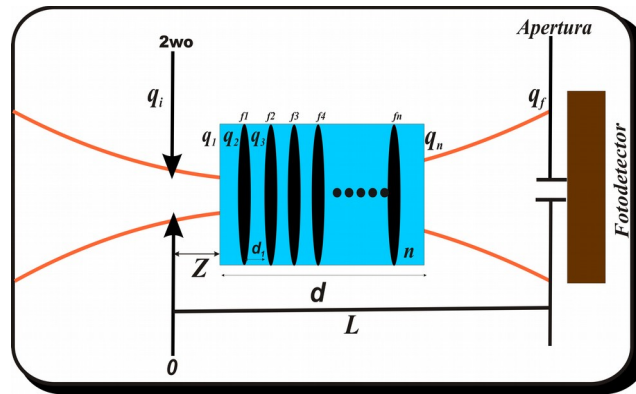


Figura.-3. 2: Modelo de medio grueso para la técnica de barrido en z.

El análisis inicia a partir de la cintura del haz ( $2w_0$ ), el parámetro inicial se le llamó  $q_i$  el cual es similar al del caso delgado y que está dado por  $q_1 = iz_0$ , posteriormente, hay una distancia  $z$ , espacio libre, entre el punto inicial y la entrada del medio. Por la primera propiedad del parámetro  $q$ , antes mencionada, se tiene:

$$q_1 = q_i + z \quad (3.56)$$

Ahora, analizando al medio grueso como un conjunto de lentes contenidas en un medio con un índice de refracción  $n$ , separadas una distancia  $d_1$  entre ellas. La distancia entre las lentes es obtenida cuando se divide el espesor del medio  $d$  entre el número de pedazos  $np$  en que el medio fue dividido  $d/np$ . Para obtener el número de pedazos en que el medio fue dividido se consideró el espesor del medio entre el radio mínimo del haz  $d_1/w_0$ .

De la figura 3.2 se ve como es la propagación del haz a través del medio con índice de

3.3 Revisión del modelo numérico extendido a medio grueso.

---

refracción  $n$ , a una distancia  $d_1$ , cuya matriz esta dada por la ecuación (2.51) y aplicando la tercera propiedad del parámetro  $q$ , (2.47) se tiene que:

$$q_2 = q_1 + \frac{d}{n}. \quad (3.57)$$

Usando la segunda propiedad del parámetro  $q$  para cuando el haz se propagó a través de una lente, ecuación (2.46), se tiene que:

$$1/q_3 = 1/q_2 - 1/f. \quad (3.58)$$

El número de veces en que éste se repite depende del número de partes en que fue dividido el medio.

Por otro lado, a la salida del medio grueso se tiene espacio libre hasta el foto-detector el cual tiene colocada una abertura, en esta posición la  $q_f$  esta dada como:

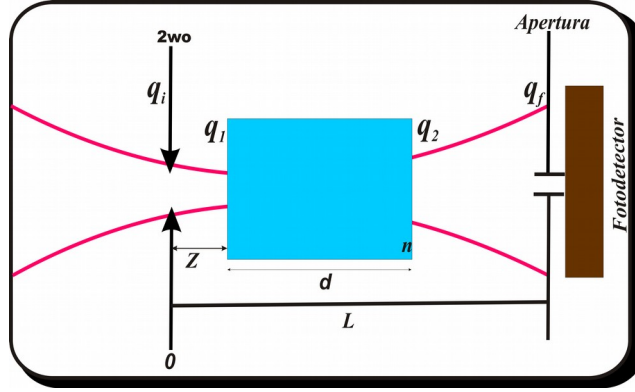
$$q_f = q_n + L - z - d, \quad (3.59)$$

Para conocer el cambio del ancho del haz en la posición del foto-detector se determina la parte imaginaria del parámetro  $q$  expresado en (2.44), e igualándola con la parte imaginaria del inverso de esta ultima expresión, obteniendo así

$$\frac{1}{w_f^2(q_i)} = -\frac{\pi}{\lambda} \Im \left( \frac{1}{q_f} \right). \quad (3.60)$$

Para la normalización, se considera al medio grueso sin dividir, como se observa en la figura 3.3

3.3 Revisión del modelo numérico extendido a medio grueso.



**Figura.-3. 3:** Modelo utilizado en la técnica de barrido en Z por el parámetro q para un medio grueso sin dividir.

El análisis se inicia nuevamente en la cintura del haz, seguida de una distancia de espacio libre  $z$ , posteriormente continua el medio grueso de espesor  $d$ , finalizando nuevamente con un espacio libre hasta la posición del foto-detector, de esta manera se tiene:

$$q_2 = q_1 + d, \quad (3.61)$$

$$q_L = q_2 + L - z - d. \quad (3.62)$$

De igual manera sacando el inverso e igualando con la parte imaginaria de la ecuación (2.44) se tiene:

$$\frac{1}{w_L^2(q_i)} = -\frac{\pi}{\lambda} \Im \left( \frac{1}{q_L} \right). \quad (3.63)$$

La potencia que es detectada en la posición  $z$  sobre la abertura  $r_a$  en el plano transversal, se obtendrá mediante la ecuación (2.41)

3.3 Revisión del modelo numérico extendido a medio grueso.

---

$$P_{NL} = \frac{I_0 \pi \omega_{of}^2}{2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{\omega_f^2}\right) \right], \quad (3.64)$$

esta expresión es para el medio no lineal, por otro lado para el medio lineal el resultado es:

$$P_L = \frac{I_0 \pi \omega_{of}^2}{2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{\omega_L^2}\right) \right], \quad (3.65)$$

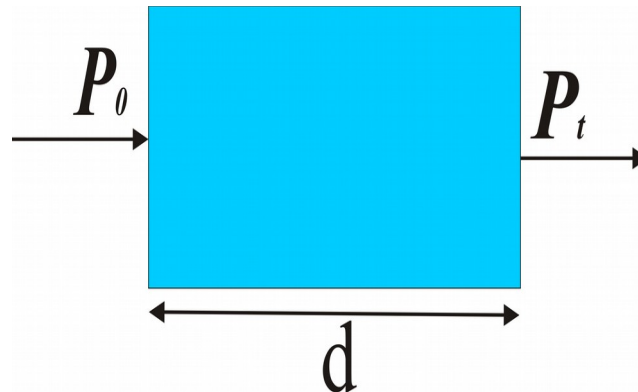
así, la transmitancia normalizada queda de la siguiente manera:

$$T = \frac{P_{NL}}{P_L} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{\omega_f^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{\omega_L^2}\right)}. \quad (3.66)$$

Donde  $\omega_f$  está representada por la ecuación (3.60),  $\omega_L$  por la ecuación (3.63) y  $r_a$  representa el radio de la abertura colocado sobre el detector

### 3.4 Modificación del modelo numérico para medio grueso, considerando la potencia absorbida.

Ahora, en éste modelo para medio grueso modificado se considera un parámetro que es fundamental en la longitud focal de lente foto-inducida, como lo es la potencia absorbida, esta potencia es constante para cada una de las lentes que se generan dentro del medio, el cual se calculó considerando únicamente una lente, es decir, como si se tuviera un solo medio, como se muestra en la figura 3.4. Así considerando un haz con una potencia inicial iluminando el medio se genera dentro de este una potencia absorbida y a la salida una potencia transmitida



**Figura.-3. 4:** Modelo para obtener la potencia de absorción cuando el medio se considera como un todo.

Por lo que la potencia absorbida por el material se expresa de la siguiente forma;

$$P_{\text{abs}} = P_0 - P_t, \quad (3.67)$$

siendo esta la expresión fundamental a determinar en el modelo numérico.

Ahora, por la ley de Beer la cual relaciona la potencia de luz incidente en un medio con la potencia de salida a través de la siguiente relación:

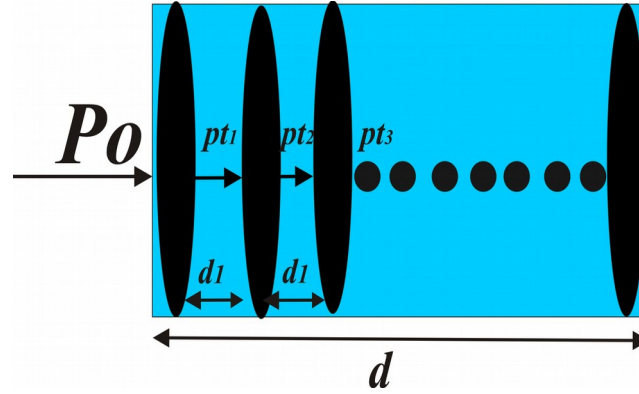
3.4 Modificación del modelo numérico para medio grueso, considerando la potencia absorbida.

$$P_t = P_0 e^{-\alpha d}, \quad (3.68)$$

así, la potencia absorbida por el material es de la siguiente forma:

$$P_{\text{abs}} = P_0 (1 - e^{-\alpha d}). \quad (3.69)$$

Esta expresión proporciona la potencia absorbida para un medio de espesor  $d$ , la cual será de utilidad para determinar la potencia absorbida a lo largo de todo el medio, cuando éste es considerado como un conjunto de lentes foto-inducidas separadas a una distancia  $d_1$  como se muestra en la siguiente figura:



**Figura.-3. 5:** Modelo para considerar la potencia absorbida, cuando el medio está dividido como un conjunto de lentes.

Esta expresión es considerada en la longitud focal de lente foto-inducida dada por la ecuación (3.55), donde  $a_r = b_m / P_{\text{abs}}$  y  $b_m$  es ahora el parámetro de las propiedades físicas del material expresada como:

$$b_m = \frac{\pi \kappa}{(\partial n / \partial T)} \quad (3.70)$$

Resultando así que la expresión general para cada lente foto-inducida de longitud focal  $F$  es:

### 3.4 Modificación del modelo numérico para medio grueso, considerando la potencia absorbida.

---

$$F = \frac{b_m}{P_{\text{abs}}} \omega^m \quad (3.71)$$

Esta expresión para la longitud focal de lente foto-inducida, se consideró en el modelo numérico para medio grueso desarrollado en Matlab, para la caracterización de curvas de barrido en z en medios ópticos no lineales que presenten absorción lineal, con el objetivo de obtener mayor información como la determinación del origen de la no linealidad de los materiales en estudio.

### 3.5 Conclusiones

El modelo de medio delgado desarrollado por Reynoso Lara mostró, que el medio se puede considerar como una lente delgada con una longitud focal F con características físicas del material. De la misma manera el modelo para medios gruesos muestra que es posible considerar la misma ecuación para la longitud focal F para cada una de las lentes que conforman este medio.

En base a estos modelos donde se considera la misma longitud focal F, se desarrolló un modelo para medio grueso modificado, al cual se le implementó un parámetro fundamental como es la potencia absorbida por el material. Esta expresión se obtuvo al realizar un análisis considerando primero al medio como un todo, y posteriormente considerándolo como un conjunto de lentes y de esta manera se dedujo la ecuación para la potencia absorbida que fue incluida en F, quien fue implementada en el modelo numérico modificado.

## CAPÍTULO 4. RESULTADOS CON EL MODELO MODIFICADO.

### 4.1 Introducción.

En este capítulo se muestran los resultados numéricos que se obtuvieron considerando la potencia absorbida en el modelo modificado para medios gruesos, y de esta manera concluir como el coeficiente de absorción lineal juega un papel muy importante en la propagación de un haz a través de un medio con cualquier espesor.

### 4.2 Curvas de barrido en z para una no linealidad tipo térmica ( $m=2$ ).

Empleando el modelo numérico modificado se obtuvieron curvas de barrido en z para una no linealidad tipo térmica, utilizando diferentes coeficientes de absorción lineal, manteniendo la misma apertura, el mismo parámetro del material (ecuación 3.70) y una misma potencia. Todas las curvas que se obtuvieron de manera numérica fueron con diferentes espesores del medio.

#### 4.2.1 Curvas de barrido en z para diferentes coeficientes de absorción lineal.

En las siguientes figuras se muestran las curvas que fueron obtenidas con una  $\lambda=633\text{ nm}$  ,  $m=2$  , un tamaño de apertura de 0.1,  $b_m=-7.85e4$  y con una potencia constante a 5mW.

En la figura 4.1 se muestran las curvas numéricas de barrido en z, para medios con diferentes espesores de 1mm, 2mm, 5mm, 10mm y 20 mm. En estas curvas se observa que los picos van aumentando en función del espesor del medio, y la posición de éstos se desplaza hacia la izquierda, mientras que los valles disminuyen en su valor conforme el espesor del medio aumenta, permaneciendo en la misma posición. Estas curvas fueron obtenidas con un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.2*5\text{ cm}^{-1}$  .

4.2.1 Curvas de barrido en  $z$  para diferentes coeficientes de absorción lineal.

Por otro lado en la figura 4.2 se muestran las curvas numéricas de barrido en  $z$  para medios con diferentes espesores, observando un comportamiento similar al caso anterior con la diferencia en la ultima curva. La curva para el espesor de 20mm su valor máximo disminuye, siendo esta la principal diferencia con respecto a la anterior. Sin embargo la posición de los picos máximos siguen el mismo comportamiento anterior, es decir se desplazan hacia la izquierda al aumentar el espesor de la celda, y para los valles se observa que ya no disminuyen tan abruptamente, es decir estos se mantienen casi en el mismo valor y en la misma posición. Estas curvas fueron obtenidas para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.8*5\text{ cm}^{-1}$ .

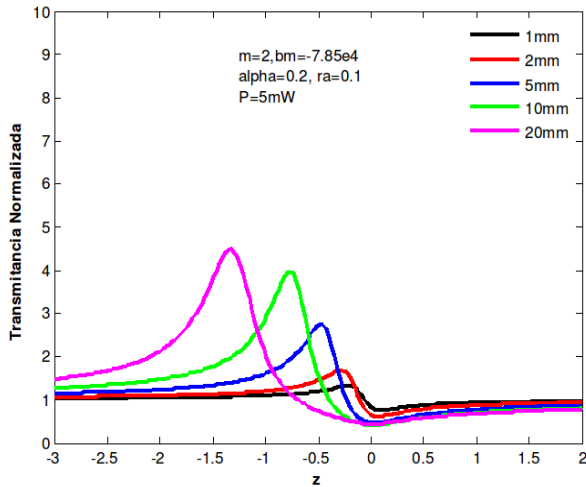


Figura 4. 1 Curvas de barrido en  $z$  para  $m=2$ ,  $b_m=-7.85 e^4$ ,  $\omega_0=17 e^{-4}$ ,  $\lambda=633\text{ nm}$  y con un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.2*5\text{ cm}^{-1}$  con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

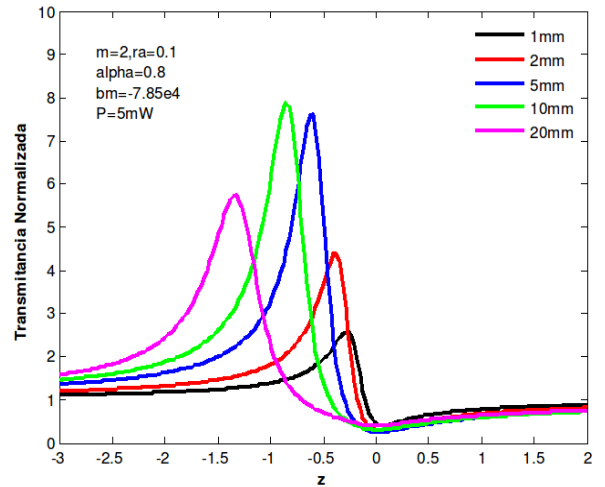


Figura 4. 2: Curvas de barrido en  $z$  para  $m=2$ ,  $b_m=-7.85 e^4$ ,  $\omega_0=17 e^{-4}$ ,  $\lambda=633\text{ nm}$  y con un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.8*5\text{ cm}^{-1}$  con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

En la figura 4.3, se observa que para las curvas de espesores mayor a uno los picos descienden, caso contrario al mostrado en la figura 4.1, en este caso la posición de los picos máximos siguen desplazándose hacia la izquierda al aumentar los espesores de las celdas y los valles no varían en magnitud y posición ante un aumento en el espesor de las celdas.

4.2.1 Curvas de barrido en  $z$  para diferentes coeficientes de absorción lineal.

Una característica importante que se puede observar en esta figura es que la curva de la celda de mayor espesor muestra un ancho mayor en su pico, generando una región mas plana entre el máximo y el mínimo en comparación con las otras curvas. Estas curvas se obtuvieron para un valor en su coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=1.4*5\text{ cm}^{-1}$ .

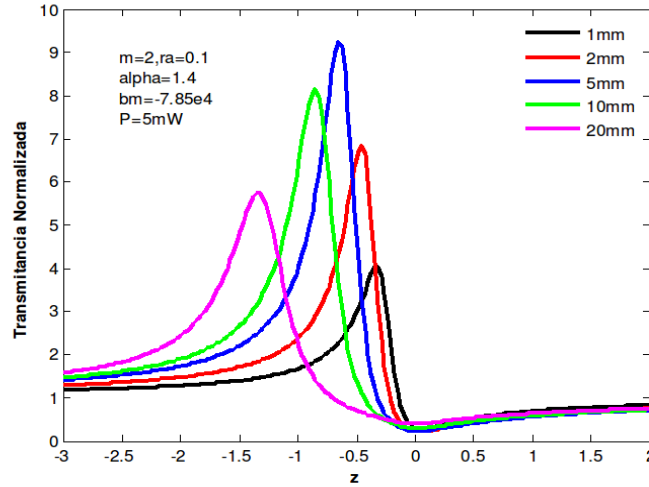


Figura 4. 3: Curvas de barrido en  $z$  para  $m=2$ ,  $b_m=-7.85 e^4$ ,  $\omega_0=17 e^{-4}$ ,  $\lambda=633\text{ nm}$ , y con un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=1.4*5\text{ cm}^{-1}$  con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

Matemáticamente se observa que la potencia transmitida esta en función de  $e^{-\alpha d}$ , esto implica que la potencia transmitida debería de ir disminuyendo, comportamiento contrario a lo que se observa en las gráficas anteriores. Sin embargo, este comportamiento puede ser explicado de la siguiente manera.

Aun cuando las curvas muestran que las transmitancias aumentan a medida que la longitud del material aumenta, esto no significa que la luz transmitida a través del medio va aumentando, mas bien esto significa que a medida que aumenta la longitud del medio las lentes foto-inducidas van siendo menos divergentes, es decir que el ancho del haz va disminuyendo, implicando que la intensidad en eje y a campo lejano sea mayor, como se observa en las siguientes gráficas.

4.2.1 Curvas de barrido en z para diferentes coeficientes de absorción lineal.

En la figura 4.4 se observa el comportamiento de la potencia transmitida normalizada en función de la longitud del medio considerando el coeficiente de absorción lineal constante.

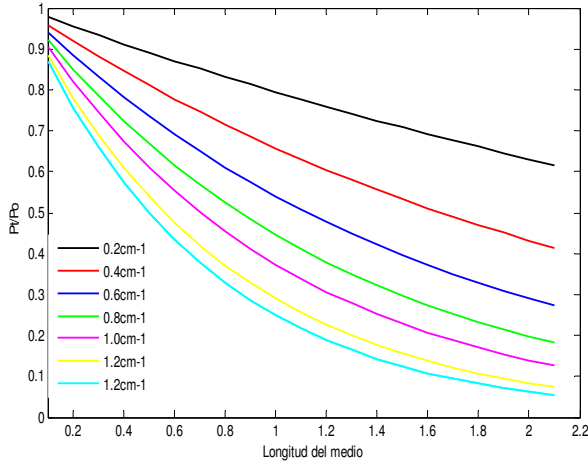


Figura 4. 4: Potencia transmitida en función de la longitud del medio

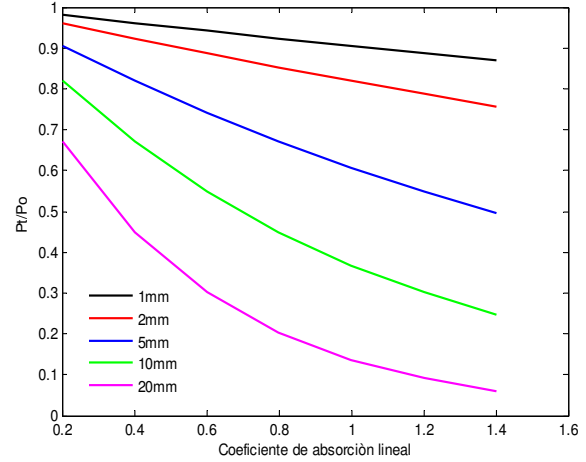


Figura 4. 5 Potencia transmitida en función del coeficiente de absorción lineal.

De la misma manera se muestra en la figura 4.5 el comportamiento de la potencia transmitida normalizada en función del coeficiente de absorción lineal manteniendo a la longitud del medio constante.

En las dos gráficas anteriores se observa el mismo comportamiento debido a que el argumento de la exponencial es el producto del coeficiente de absorción lineal por el espesor del medio, existiendo solo una diferencia de escalamiento.

Otra manera de entender el comportamiento de la transmitancia máxima en eje es a través del comportamiento de la longitud focal y el ancho del haz dentro del medio, los cuales se muestran en las siguientes figuras.

En la figura 4.6 se muestra como va cambiando la longitud focal a medida que el haz se propaga a través del medio, el cual se considero para un espesor de 20mm y con diferentes coeficientes de absorción lineal, se puede observar que la longitud focal va disminuyendo en función de la longitud de propagación dentro del medio.

4.2.1 Curvas de barrido en z para diferentes coeficientes de absorción lineal.

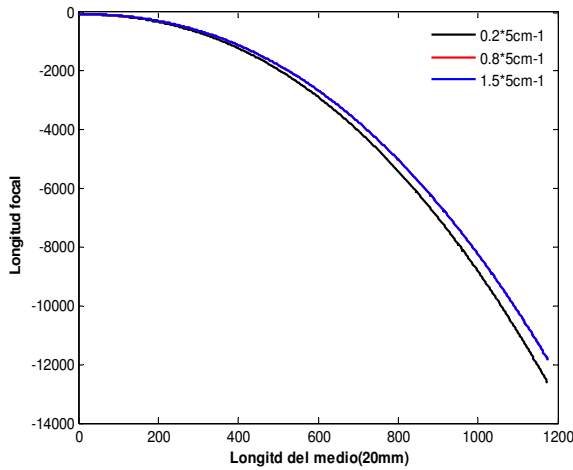


Figura 4. 6 Comportamiento de la longitud focal a través del medio.

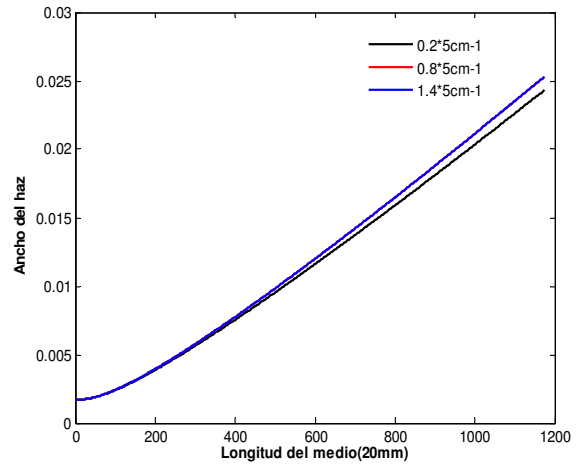


Figura 4. 7 Comportamiento del ancho del haz, a través del medio.

Mientras tanto en la figura 4.7 se observa ahora el comportamiento del ancho del haz, de igual manera cuando el haz se propaga a través del medio para un espesor de 20mm y con diferentes coeficientes de absorción lineal, aquí se observa que el ancho del haz va aumentado en función de la longitud del medio.

4.2.2 Curvas de barrido en z para diferentes magnitudes de abertura.

A continuación se presentan curvas numéricas de barrido en z, donde se variaron únicamente las magnitudes de los radios de apertura sobre el detector, para un valor de coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.2*5\text{ cm}^{-1}$ , una potencia de 5mW y  $b_m = -7.85e4$

En las figuras (4.8) ,(4.9) y (4.10) se observa la influencia de la magnitud del radio sobre la magnitud de los picos máximos, observando así que al aumentar el radio de la apertura se produce una disminución en sus picos.

4.2.1 Curvas de barrido en z para diferentes coeficientes de absorción lineal.

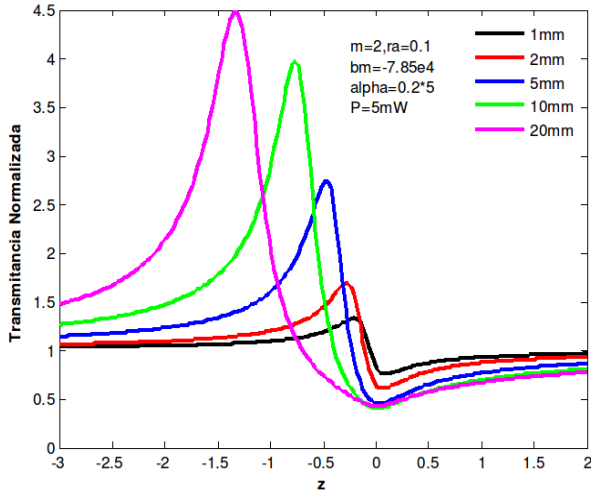


Figura 4. 8: Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$   $\lambda = 633 nm$  ,  $\alpha = 0.2 * 5 cm^{-1}$  y abertura de  $r_a = 0.1$  con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).

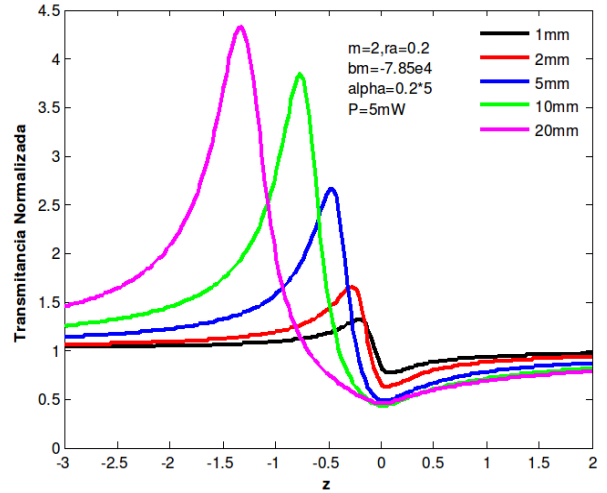


Figura 4. 9: Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$  ,  $\lambda = 633 nm$  ,  $\alpha = 0.2 * 5 cm^{-1}$  y abertura de  $r_a = 0.2$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).

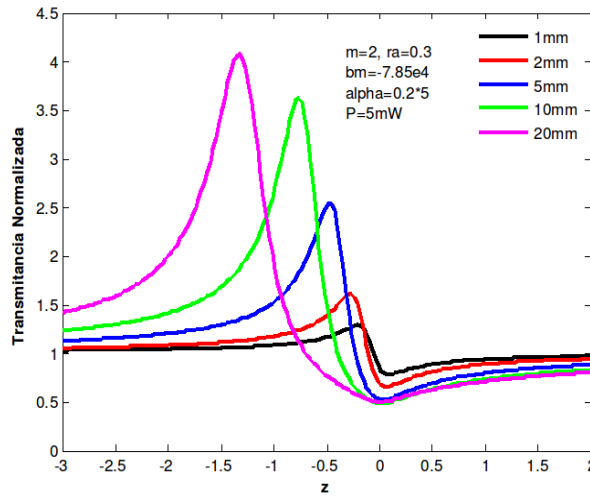


Figura 4. 10: Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$   $\lambda = 633 nm$  ,  $\alpha = 0.2 * 5 cm^{-1}$  y abertura de  $r_a = 0.3$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul), 10mm(verde) y 20mm (magenta).

4.2.1 Curvas de barrido en z para diferentes coeficientes de absorción lineal.

Las figuras (4.11) y (4.12) muestran el mismo comportamiento que las figuras anteriores. En general se observa que para la abertura mínima de  $r_a=0.1$ , estas curvas de barrido en z alcanzan su valor máximo.

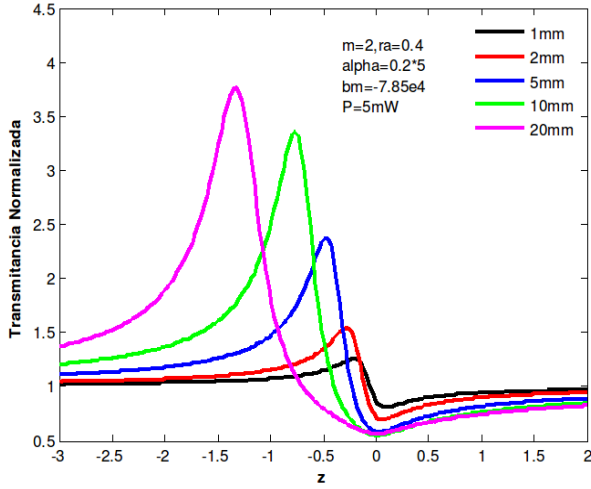


Figura 4. 11: Curvas de barrido en z, para  $m=2$ ,  $b_m=-7.85 e^4$ ,  $\omega_0=17 e^{-4}$ ,  $\lambda=633 nm$ ,  $\alpha=0.2*5 cm^{-1}$  y abertura de  $r_a=0.4$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

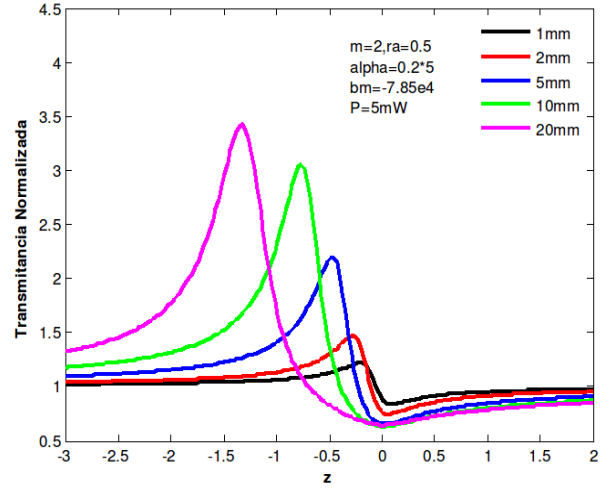


Figura 4. 12: Curvas de barrido en z, para  $m=2$ ,  $b_m=-7.85 e^4$ ,  $\omega_0=17 e^{-4}$ ,  $\lambda=633 nm$ ,  $\alpha=0.2*5 cm^{-1}$  y abertura de  $r_a=0.5$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

4.2.3 Curvas de barrido en z para diferentes potencias.

Los siguientes resultados que se muestran se obtuvieron para una abertura de  $r_a=0.1$ , coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.2*5 cm^{-1}$ ,  $b_m=-7.85e4$  y para diferentes potencias.

En la figura 4.13 las curvas que se obtuvieron fueron para una potencia de  $P=0.5 mW$ , mientras que en la figura 4.14 son para  $P=1mW$ , estos resultados muestran un aumento en su pico máximo como función del espesor del medio, desplazándose hacia la izquierda mientras que los valles de estas curvas van disminuyendo conforme el valor en su espesor aumenta.

De igual manera se observa que los picos y valles se ensanchan en función del aumento en el espesor de las celdas y la región entre máximo y mínimo tiende a aplanarse. La diferencia entre estas dos figuras es que a mayor potencia los picos máximos aumentan.

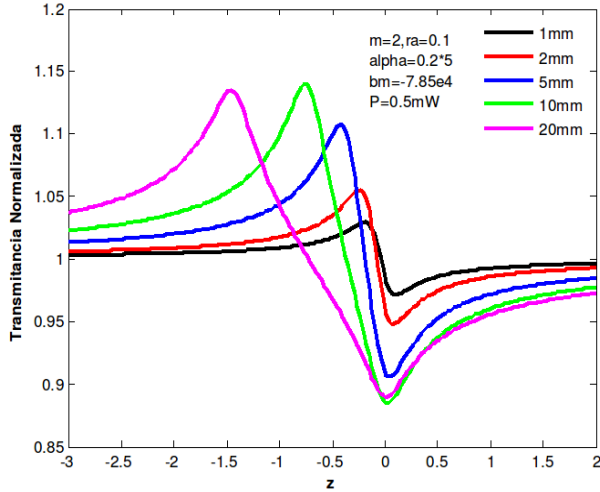


Figura 4. 13: Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$   $\lambda = 633 \text{ nm}$   $\alpha = 0.2 * 5 \text{ cm}^{-1}$  y potencia de  $P = 0.5 \text{ mW}$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

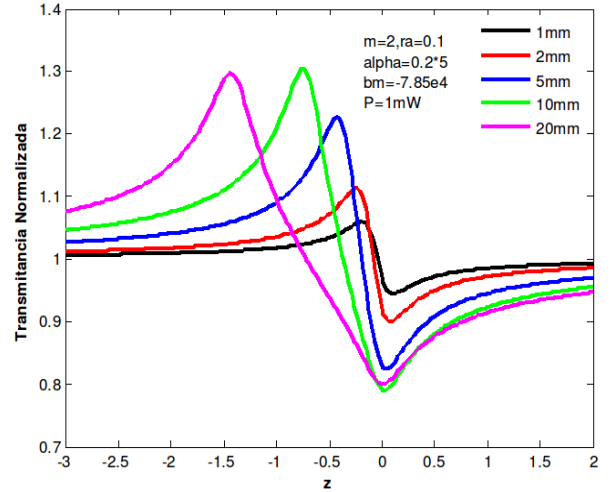


Figura 4. 14 Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$   $\lambda = 633 \text{ nm}$  ,  $\alpha = 0.2 * 5 \text{ cm}^{-1}$  y potencia de  $P = 1 \text{ mW}$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

En la figura 4.15 las curvas se tienen para una potencia de  $P=5\text{mW}$  y para la figura 4.16 son para una potencia de  $P=10\text{mW}$ , estas curvas muestran de igual manera un aumento en su pico máximo como función del espesor del medio, desplazándose hacia la izquierda mientras que los valles de las curvas en la figura (4.15) van disminuyendo conforme el valor en su espesor aumenta, a diferencia de la figura (4.16) donde los valles permanecen casi en la misma posición y en su valor mínimo, la región entre máximo y mínimo ya no tiende a aplanarse como el caso de la figura (4.13) y (4.14) esto depende del valor de su potencia que se le asigna a cada conjunto de curvas, de la misma forma a mayor potencia los picos aumentan.

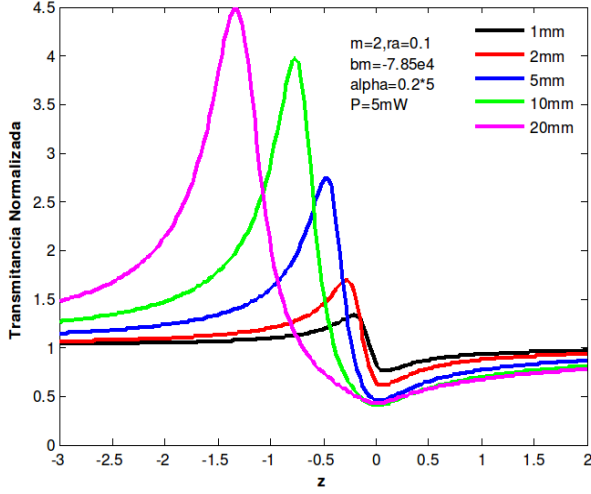


Figura 4. 15 Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$   $\lambda = 633 nm$   $\alpha = 0.2 * 5 cm^{-1}$  y potencia de  $P = 5 mW$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

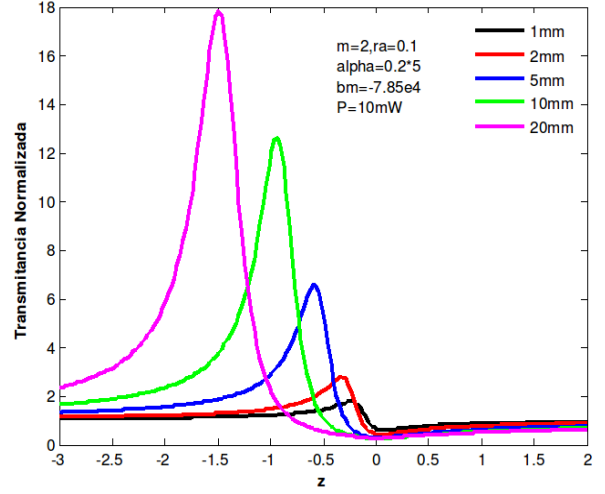


Figura 4. 16 Curvas de barrido en z, para  $m=2$  ,  $b_m = -7.85 e^4$  ,  $\omega_0 = 17 e^{-4}$   $\lambda = 633 nm$   $\alpha = 0.2 * 5 cm^{-1}$  y potencia de  $P = 10 mW$  y abertura de con diferentes espesores del medio 1mm(negra), 2mm (roja), 5mm(azul),10mm(verde) y 20mm (magenta).

### 4.3 Comportamiento de $\Delta T_{p-v}$ y $\Delta z_{p-v}$ en función de la longitud del medio.

En las figuras siguientes se muestran las diferencias entre el pico y valle para una no linealidad tipo térmico es decir para  $m=2$ .

Una manera de visualizar mejor el comportamiento de las curvas de barrido en z, para cuando se tienen diferentes coeficientes de absorción lineal es a través de las curvas de la figura 4.17. Para un valor de  $\alpha = 0.2 * 5 cm^{-1}$  el valor  $\Delta T_{p-v}$  en función de la longitud del medio va aumentando, mientras que para un valor de  $\alpha = 0.8 * 5 cm^{-1}$  ,

$\Delta T_{p-v}$  alcanza su valor máximo a una longitud del medio de 1cm y para 2cm éste disminuye. Para un valor de  $\alpha = 1.4 * 5 cm^{-1}$  la  $\Delta T_{p-v}$  máxima se da a una longitud del medio de 5cm, menor que en el caso anterior, a partir de ésta longitud del medio la diferencia en transmitancias disminuye. En general la separación entre pico y valle aumenta en función de la longitud del medio, como se observa en la figura 4.18.

4.3 Comportamiento de  $\Delta T_{p-v}$  y  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio.

Por otro lado, se observa también un ligero aumento de  $\Delta z_{p-v}$  en función del coeficiente de absorción. Para los coeficientes de absorción de  $\alpha=0.8*5\text{ cm}^{-1}$  y  $\alpha=1.4*5\text{ cm}^{-1}$  con una longitud del medio de 1cm y mayores, el incremento de  $\Delta z_{p-v}$  es la misma.

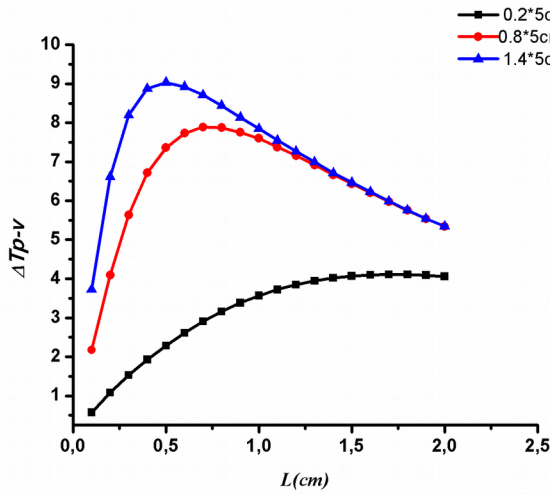


Figura 4. 17 Comportamiento  $\Delta T_{p-v}$  , para diferentes coeficientes de absorción lineal.

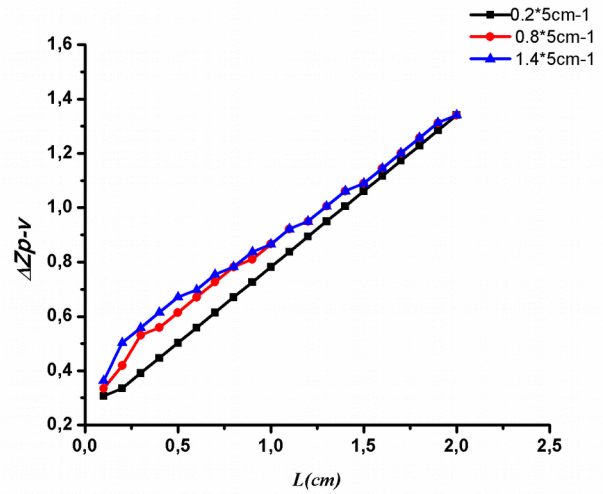


Figura 4. 18 Comportamiento  $\Delta z_{p-v}$  , para diferentes coeficientes de absorción lineal.

En la figura 4.19 se muestran las curvas  $\Delta T_{p-v}$  para diferentes radios de apertura, observando que conforme el radio de apertura aumenta los valores en transmitancia disminuyen, como se observa cuando se tienen las curvas de barrido en z para estos valores.

En la figura 4.20 se muestra  $\Delta z_{p-v}$  , en la cual se observa que conforme se aumenta la longitud del material la separación entre pico y valle aumenta y esta  $\Delta z_{p-v}$  es invariante ante el aumento de la abertura sobre el fotodetector.

4.3 Comportamiento de  $\Delta T_{p-v}$  y  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio.

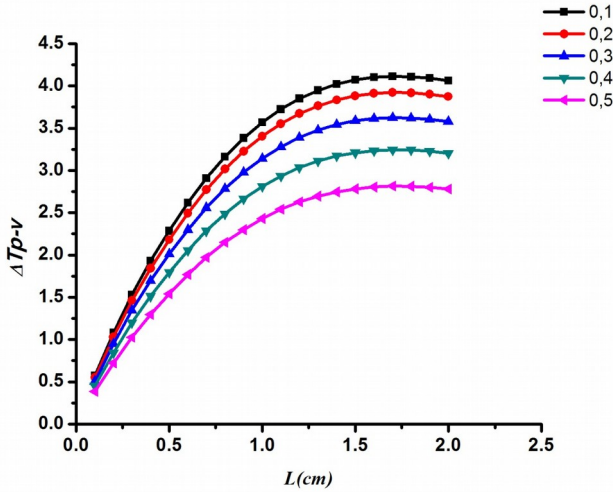


Figura 4. 19 Comportamiento  $\Delta T_{p-v}$ , para diferentes radios de aberturas.

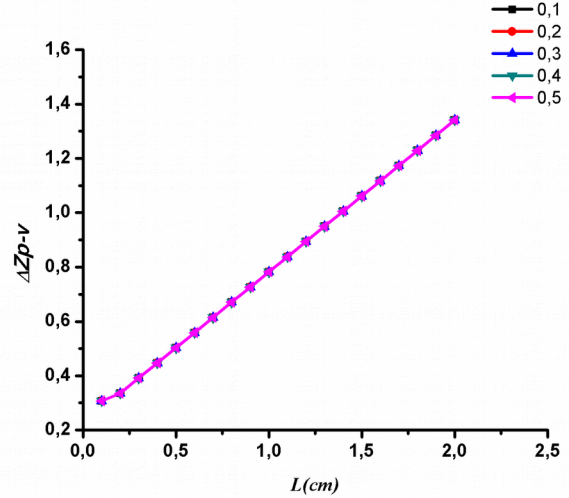


Figura 4. 20 Comportamiento  $\Delta z_{p-v}$ , para diferentes radios de aberturas.

De la misma forma en la figura 4.21 se muestran  $\Delta T_{p-v}$  para diferentes potencias, en este caso se observa que conforme la potencia aumenta, la diferencia entre pico y valle aumenta en función de la longitud del medio. Mientras que en la figura 4.22 un aumento  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio, observamos que para un valor de  $P=0,5$ mW y  $P=1$ mW el incremento de  $\Delta z_{p-v}$  es la misma. Por otro lado las curvas para  $P=5$ mW y  $P=10$ mW muestran pequeñas diferencias entre ellas y entre las curvas para  $P=0,5$ mW y  $P=1$ mW. En general, para longitudes del medio menores e iguales a 5mm el comportamiento de  $\Delta z_{p-v}$  es casi el mismo y para mayores a 5cm muestran diferencias considerables.

4.3 Comportamiento de  $\Delta T_{p-v}$  y  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio.

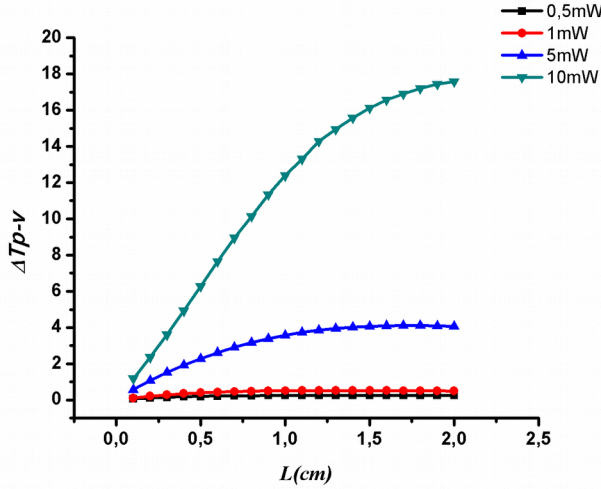


Figura 4. 21 Comportamiento  $\Delta T_{p-v}$  , para diferentes valores de potencia.

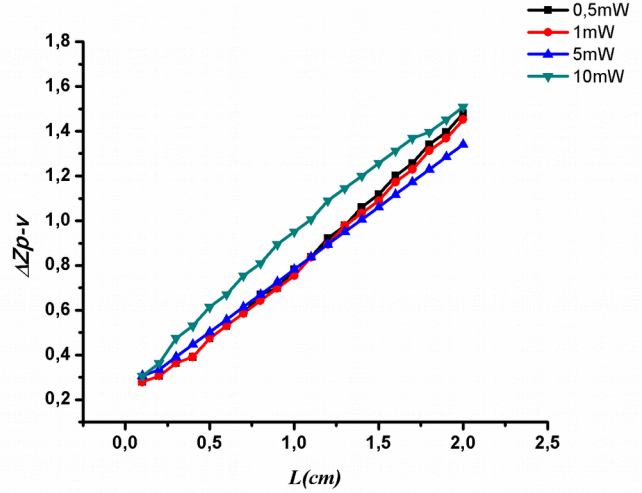


Figura 4. 22 Comportamiento  $\Delta z_{p-v}$  , para diferentes valores de potencia.

4.4 Conclusiones.

El modelo numérico modificado difiere fundamentalmente del modelo extendido a medios grueso en la consideración de la potencia absorbida en la longitud focal de lentes foto inducidas. Los resultados numéricos obtenidos con este modelo modificado muestran que, el comportamiento de  $\Delta T_{p-v}$  para una no linealidad tipo térmico en función de la longitud del medio muestra un aumento en cada caso, es decir cuando se varia el coeficiente de absorción, la abertura sobre el detector y la potencia incidente al medio, observando una diferencia importante en la cual se ve que hay un limite en el espesor de la celda donde la variación de la transmitancia en eje disminuye siendo esta dependiente del coeficiente de absorción, es decir,  $\alpha > 0.8 * 5 \text{ cm}^{-1}$  .

El comportamiento  $\Delta z_{p-v}$  para una no linealidad tipo térmica. La separación entre pico y valle en función del espesor del medio es independiente de la abertura sobre el fotodetector. Sin embargo, cuando se varia el coeficiente de absorción y la potencia incidente al medio  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio aumentan y se observan pequeños cambios entre ellas.

## CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES.

### 5.1 Introducción.

En este capítulo se muestran algunos resultados experimentales de curvas de barrido en z que se obtuvieron con un colorante en verde, disuelta en alcohol isopropilico, se consideraron siete muestras con diferentes coeficientes de absorción lineal, las cuales se muestran en el presente capítulo.

### 5.2 Desarrollo experimental.

Para obtener el coeficiente de absorción lineal deseado se utilizó la ecuación (5.77), conociendo previamente los parámetros involucrados en esta ecuación, como son: la potencia incidente al medio, la potencia transmitida por la muestra y el espesor del medio.

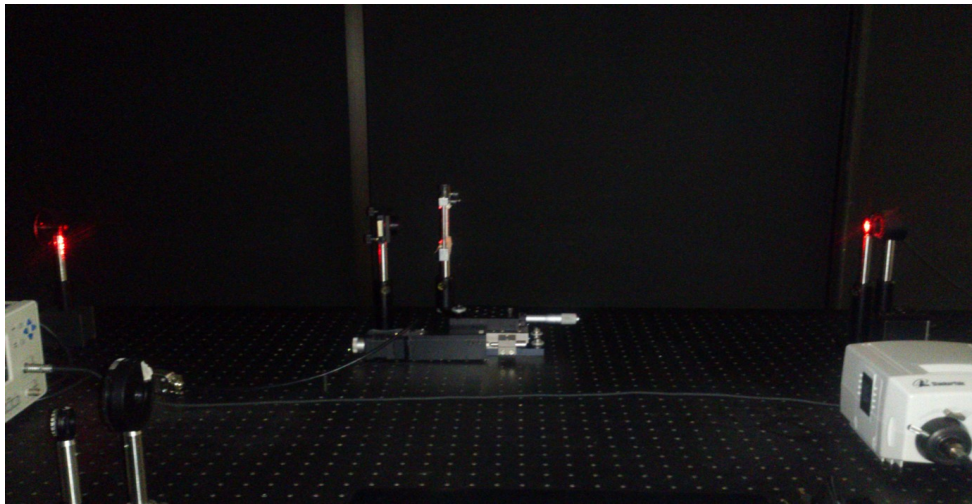
$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{P_t}{P_0}\right)}{-L} \quad (5.72)$$

En base a resultados experimentales previos se decidió trabajar con siete coeficientes de absorción lineal, los cuales se obtuvieron al ir agregando un determinado numero de gotas para obtener diferentes concentraciones y de esta manera obtener diferentes tipos de coeficientes de absorción lineal como se muestra en la tabla 5.1.

Numero de gotas	Coefficiente de absorción lineal
3	$\alpha = 0.239 \text{ cm}^{-1}$
7	$\alpha = 0.419 \text{ cm}^{-1}$
9	$\alpha = 0.617 \text{ cm}^{-1}$
15	$\alpha = 0.808 \text{ cm}^{-1}$
19	$\alpha = 0.985 \text{ cm}^{-1}$
21	$\alpha = 1.239 \text{ cm}^{-1}$
24	$\alpha = 1.39 \text{ cm}^{-1}$

**Tabla.-5.1.** Coeficiente de absorción para una muestra de color verde utilizando 35 ml de alcohol isopropilico

A cada una de estas muestras se les realizaron curvas de barrido en  $z$  para diferentes espesores del medio. Para el arreglo experimental se empleó un láser de He-Ne de emisión continua con una potencia de  $P=20\text{mW}$ , (marca JDS Uniphase, modelo 1135P), con una longitud de onda de  $\lambda=633\text{ nm}$ , también se empleo una lente convergente de  $f=3.5\text{ cm}$  de longitud focal, colocada a una distancia  $d=61.5\text{ cm}$  a partir del láser. El fotodetector que se empleó es de (marca Newport, modelo 918-SL) colocado a  $106\text{ cm}$  con respecto de la lente con abertura finita de radio  $r_a=1\text{ mm}$  y se emplearon celdas de cuarzo de diferentes espesores  $1\text{mm}$ ,  $2\text{mm}$ ,  $5\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  y  $20\text{mm}$  respectivamente estas celdas fueron colocadas sobre una montura automatizada con un rango de desplazamiento de  $50\text{mm}$ , la cual es controlada a través de un programa realizado en LabView, donde se pueden obtener las curvas descriptivas de barrido en  $z$ .



**Figura.-5. 1:** Esquema experimental.

Con este arreglo se genero una cintura mínima del haz gaussiano de  $w_0=17\mu\text{ m}$ , y una  $z_0=1.4\text{ mm}$ .

### 5.3 Resultados experimentales.

Se midieron siete coeficientes de absorción lineal, la caracterización de éstos se dividieron en dos grupos debido a que mostraron cambios considerables, los cuales se muestran en las siguientes secciones.

#### 5.3.1 Resultados experimentales con diferentes coeficientes de absorción lineal.

Las siguientes curvas se obtuvieron para una muestra en color verde con  $\alpha=0.239\text{ cm}^{-1}$  ,  $\alpha=0.419\text{ cm}^{-1}$  ,  $\alpha=0.617\text{ cm}^{-1}$  , una potencia inicial de  $P=5\text{mW}$  , una  $\lambda=633\text{ nm}$  y diferentes espesores de las celdas.

En las figuras 5.2, 5.3 y 5.4 se muestran las curvas experimentales de barrido en  $z$ , en las cuales se observa que la magnitud de los picos van aumentando en función del espesor del medio, y su posición se desplaza hacia la izquierda, mientras que los valles se mantienen casi en el mismo valor de su transmitancia y en la misma posición, mismo comportamiento observado en los resultados numéricos.

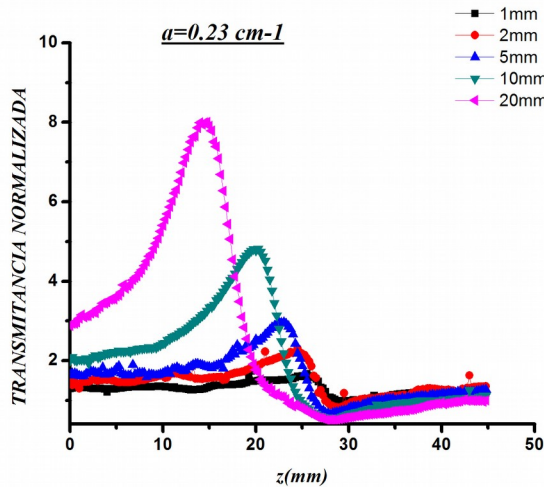


Figura 5. 2: Curvas experimentales de barrido en  $z$  utilizando un láser con  $\lambda=633\text{ nm}$  y  $\alpha=0.23\text{ cm}^{-1}$

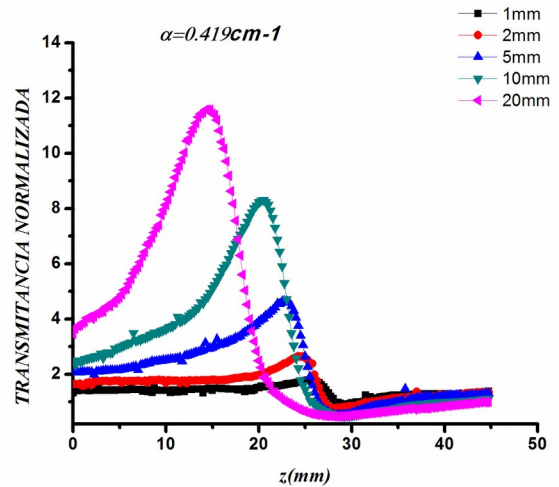


Figura 5. 3: Curvas experimentales de barrido en  $z$  utilizando un láser con  $\lambda=633\text{ nm}$  y  $\alpha=0.419\text{ cm}^{-1}$

5.3.1 Resultados experimentales con diferentes coeficientes de absorción lineal.

En general, se observa de estas curvas que a medida que se aumenta el valor en su coeficiente de absorción lineal, el valor de su transmitancia para cada conjunto de curvas aumenta.

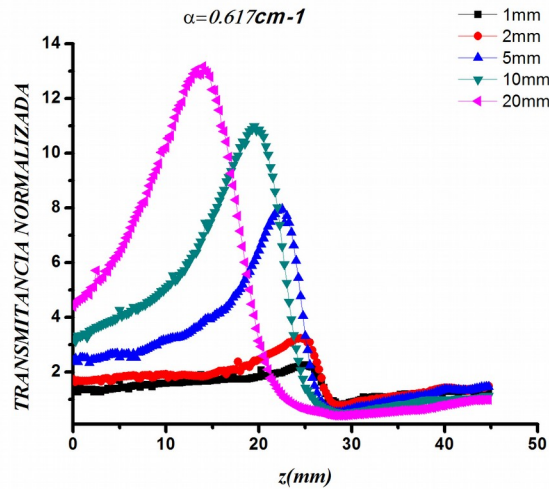


Figura 5. 4:Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con  $\lambda=633\text{nm}$  y  $\alpha=0.617\text{cm}^{-1}$

De la misma forma se obtienen curvas experimentales pero ahora con un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.808\text{cm}^{-1}$  ,  $\alpha=0.985\text{cm}^{-1}$  ,  $\alpha=1.239\text{cm}^{-1}$  y  $\alpha=1.39\text{cm}^{-1}$

En las figuras 5.5 y 5.6 se muestran curvas experimentales de barrido en z, aquí se puede observar que en las curvas los picos de transmitancia aumentan en función de la longitud de la celda solo para valores de 1mm, 2mm, 5mm y 10mm, mientras que para el espesor de 20mm la transmitancia disminuye. La posición de los picos se desplazan hacia la izquierda y la amplitud de los valles permanece casi en el mismo valor de su transmitancia estando a una misma posición.

5.3.1 Resultados experimentales con diferentes coeficientes de absorción lineal.

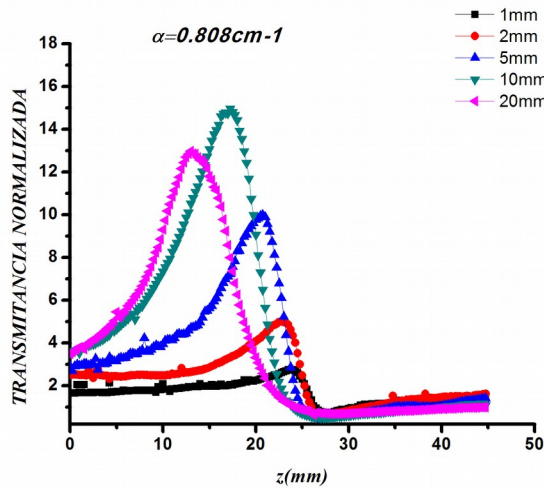


Figura 5. 5: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con  $\lambda = 633 \text{ nm}$  y  $\alpha = 0.808 \text{ cm}^{-1}$

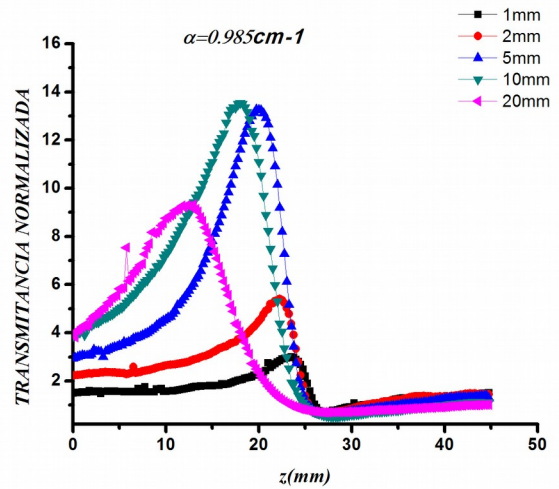


Figura 5. 6: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con  $\lambda = 633 \text{ nm}$  y  $\alpha = 0.985 \text{ cm}^{-1}$

En la figura 5.7 se muestran las curvas experimentales de barrido en z, en estas curvas se puede observar que para un espesor de 1mm, 2mm y 5mm la amplitud de los picos aumenta en función de la longitud del medio, y para los valores de 10mm y 20mm, la amplitud disminuye, mientras que en la figura 5.8 muestra las curvas experimentales de barrido en z, en estas curvas se observa que el espesor de 1mm, 2mm, 5mm y 10 mm la amplitud de los picos aumenta en función de la longitud del medio, y para 20mm la amplitud disminuye. Para ambas figuras la posición de sus transmitancias máximas se desplazan hacia la izquierda conforme se va aumentando la longitud de la celda, por otro lado la amplitud de los valles de estas curvas permanece casi en un mismo valor y en una misma posición.

5.3.1 Resultados experimentales con diferentes coeficientes de absorción lineal.

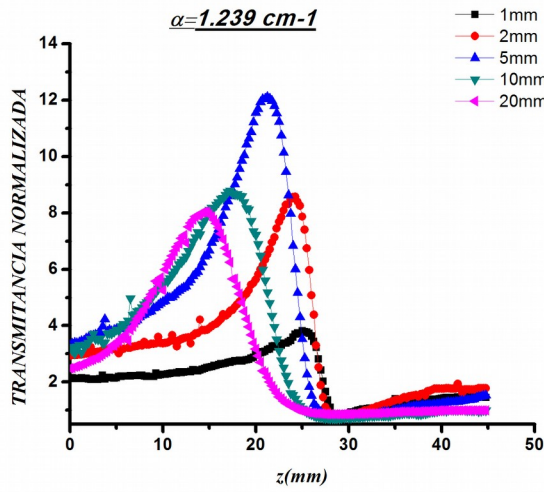


Figura 5. 7: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con  $\lambda=633 \text{ nm}$  y  $\alpha=1.239 \text{ cm}^{-1}$

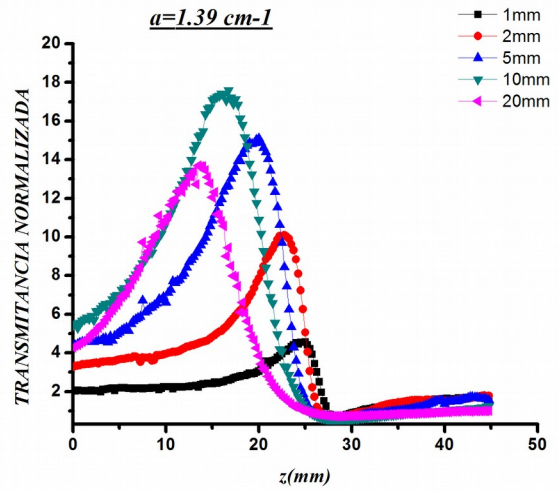


Figura 5. 8: Curvas experimentales de barrido en z utilizando un láser con  $\lambda=633 \text{ nm}$  y  $\alpha=1.39 \text{ cm}^{-1}$

5.3.2 Comportamiento  $\Delta T_{p-v}$  y  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio.

Una manera de visualizar mejor el comportamiento de las curvas de barrido en z, para cuando se tienen diferentes coeficientes de absorción lineal es a través de las curvas mostradas en la figura 5.9 y 5.10.

En la figura 5.9 se muestran las curvas de la diferencia en transmitancia pico-valle, las cuales nos permiten entender mejor el comportamiento de las curvas experimentales obtenidas para los diferentes tipos de absorción para la muestra en color verde, como se menciona en resultados anteriores conforme se aumenta la longitud de la celdas los picos de estas aumentan en transmitancia llegando a un cierto valor en su coeficiente de absorción y aun cierto valor de la longitud de la muestras el pico disminuye, por otro lado en la figura 5.10 se muestra  $\Delta z_{p-v}$ , nuevamente se observa que conforme se aumenta la longitud del medio la separación entre pico y valle aumenta.

5.3.2 Comportamiento  $\Delta T_{p-v}$  y  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio.

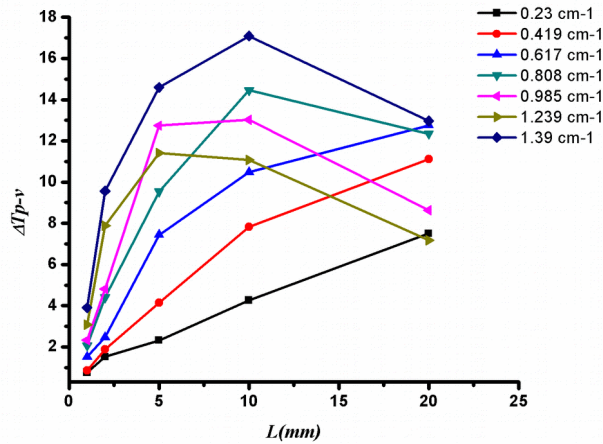


Figura 5. 9 Curvas de  $\Delta T_{p-v}$  en función de la longitud del medio, con diferentes coeficientes de absorción lineal.

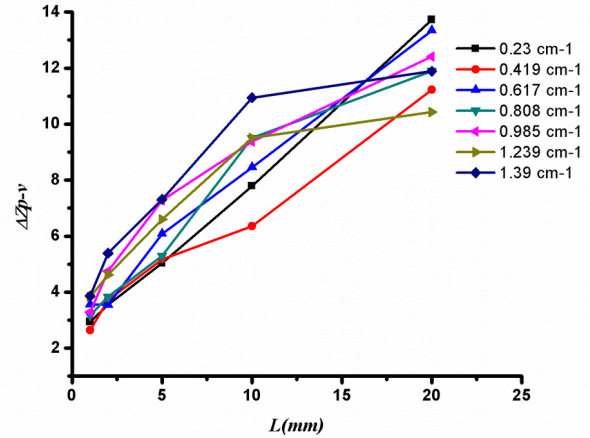


Figura 5. 10 Curvas de  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio, con diferentes coeficientes de absorción lineal.

5.4 Ajustes de curvas de barrido en z con el modelo modificado.

En las siguientes figuras, se muestran los ajustes de curvas experimentales de barrido en z con el modelo modificado para los coeficientes de absorción lineal calculados, estos resultados se muestran a continuación:

En la figura 5.11 se muestran el ajuste de curvas numéricas y experimentales de barrido en z, estos resultados experimentales son los que se obtuvieron con la muestra en color verde con diferentes espesores del medio, se observa que las curvas experimentales y numéricas son casi similares, ya que ambas curvas siguen el mismo comportamiento en los picos, valles, la pendiente y las alas de éstas son casi las mismas, es decir para el espesor de 10mm y 20mm presentan un ligero desfase entre ellas, mientras que los valles permanecen casi de la misma forma para ambos casos.

5.4 Ajustes de curvas de barrido en z con el modelo modificado.

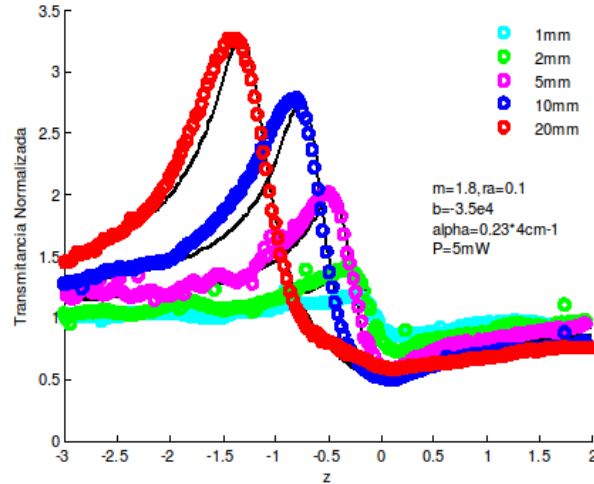


Figura 5. 11 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.23\text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633\text{ nm}$ .

En la figura 5.12 se muestran curvas experimentales y numéricas de barrido en z, para estas curvas se observa que los picos máximos para cada curva son ambos similares, de igual manera la pendientes de estas tienen el mismo comportamiento y en las alas de los máximos presentan un desfase entre las curvas experimentales y numéricas para 5mm, 10mm y 20mm mientras que en el valle permanecen casi de la misma forma para ambos casos.

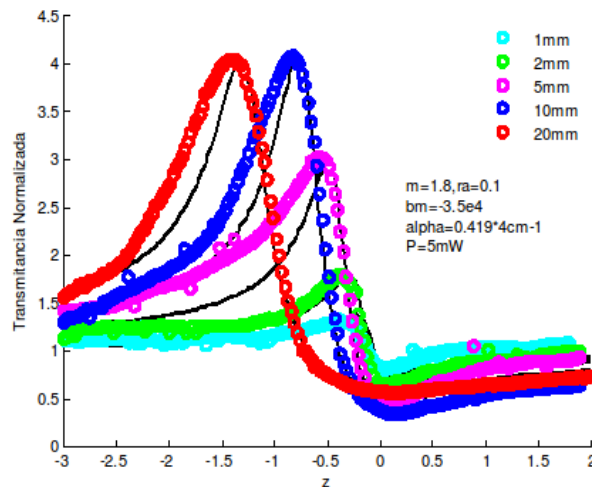


Figura 5. 12 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.419*4\text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633\text{ nm}$ .

5.4 Ajustes de curvas de barrido en z con el modelo modificado.

En la figura 5.13 se muestran el ajuste de curvas numéricas y experimentales de barrido en z, para un medio de 1mm, 2mm, la pendiente, valles y las alas de estas curvas son muy similares con respecto a un medio de 5mm, 10mm y 20mm.

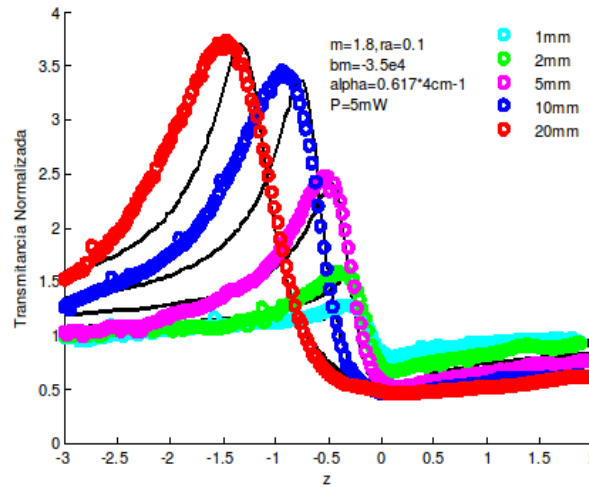


Figura 5. 13 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.617\text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633\text{ nm}$

En la figura 5.14 de la misma forma se muestran las curvas de barrido en z numéricas y experimentales, aquí las curvas presentan un pequeño desfase en sus picos y una variación en su ancho para un medio de 5mm, 10mm y 20mm, los valles están casi a una misma posición y a un mismo valor de su transmitancia.

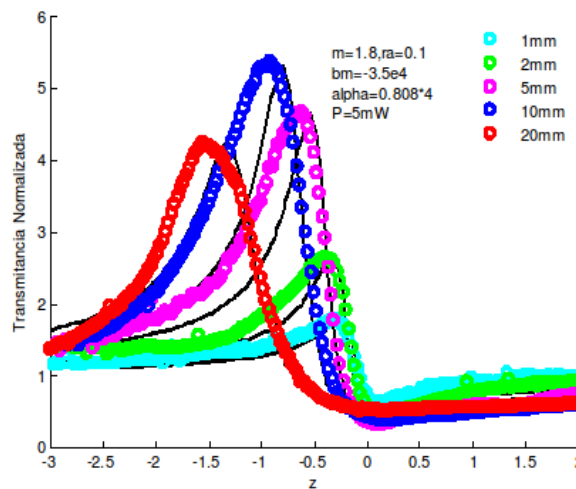


Figura 5. 14 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.808*4\text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633\text{ nm}$

5.4 Ajustes de curvas de barrido en z con el modelo modificado.

La figura 5.15 se observa que para los espesores de 2mm, 5mm, 10mm y 20mm hay un desfase mayor entre ellas en el ancho de sus picos, la pendiente de estas se comporta similar a todo el conjunto de curvas ya mostradas anteriormente.

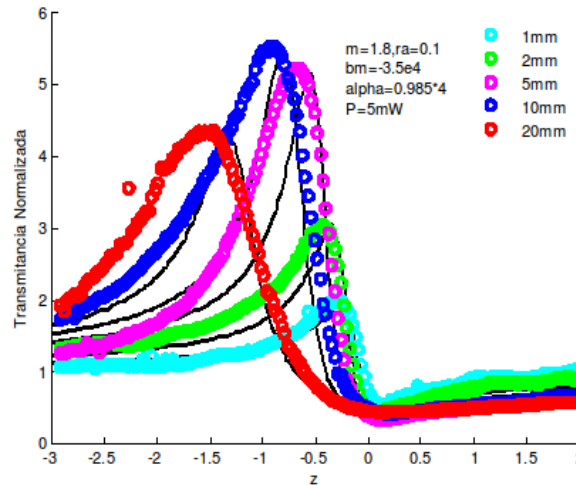


Figura 5. 15 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=0.985 \text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633 \text{ nm}$ .

En la figura 5.16 es similar a la figura 5.15 ya que en los espesores de 2mm, 5mm, 10mm y 20mm sigue habiendo ese mismo desfase en el nacho de sus picos El ajuste se da perfectamente en la pendiente y sus valles.

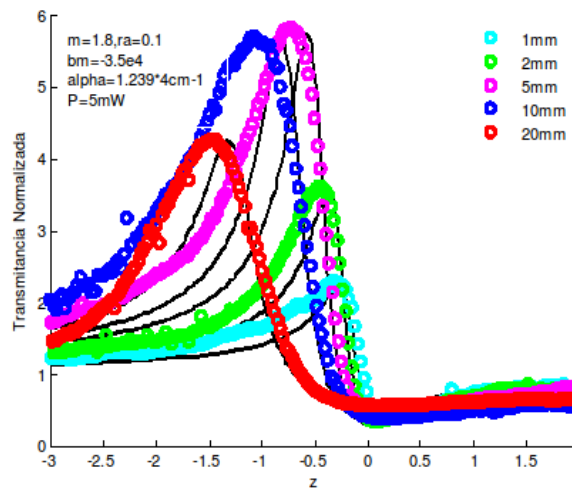


Figura5. 16 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=1.239 \cdot 4 \text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633 \text{ nm}$ .

5.4 Ajustes de curvas de barrido en z con el modelo modificado.

En la figura 5.17, se muestra el último conjunto de curvas para un coeficiente de absorción lineal mayor, para un medio de 5mm y 10mm las alas de sus picos tienen una diferencia considerable, mientras que en los espesores de 1mm, 2mm y 20mm el ajuste es mas cercano al comportamiento experimental.

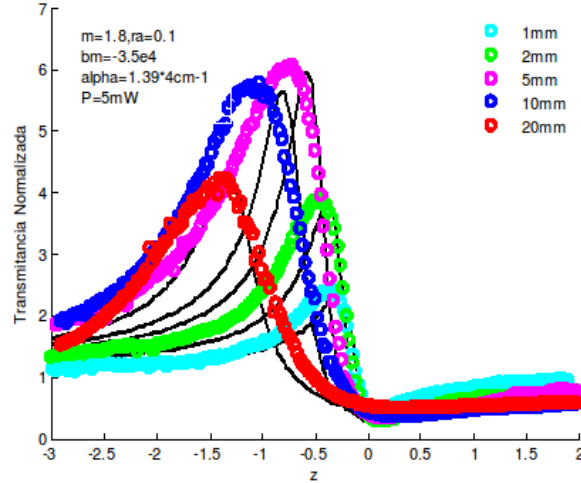


Figura 5. 17 Ajuste de curvas de barrido en z numéricas y experimentales para un coeficiente de absorción lineal de  $\alpha=1.39*4\text{ cm}^{-1}$  utilizando un láser de longitud de onda de  $\lambda=633\text{ nm}$ .

En la tabla 5.2, se muestran los parámetros que se consideraron para los resultados obtenidos experimental y numéricamente, valores necesarios para el ajuste.

$\alpha=0.23\text{ cm}^{-1}$	$\alpha=0.419\text{ cm}^{-1}$	$\alpha=0.617\text{ cm}^{-1}$	$\alpha=0.808\text{ cm}^{-1}$	$\alpha=0.985\text{ cm}^{-1}$	$\alpha=1.239\text{ cm}^{-1}$	$\alpha=1.39\text{ cm}^{-1}$
Núm/Exp.	Núm/Exp.	Núm/Exp.	Núm/Exp.	Núm/Exp.	Núm/Exp.	Núm/Exp.
$\omega_0=-17\text{e-}4$	$\omega_0=-17\text{e-}4$	$\omega_0=-17\text{e-}4$	$\omega_0=-17\text{e-}4$	$\omega_0=-17\text{e-}4$	$\omega_0=-17\text{e-}4$	$\omega_0=-17\text{e-}4$
m=1.8	m=1.8	m=1.8	m=1.8	m=1.8	m=1.8	m=1.8
$b_m=-3.5\text{e}4$	$b_m=-3.5\text{e}4$	$b_m=-3.5\text{e}4$	$b_m=-3.5\text{e}4$	$b_m=-3.5\text{e}4$	$b_m=-3.5\text{e}4$	$b_m=-3.5\text{e}4$

Tabla .-5.2 Parámetros utilizados para el ajuste de curvas de barrido en z, experimentalmente y numéricamente.

### 5.5. Conclusiones.

Los resultados experimentales obtenidos y mostrados en éste capítulo muestran un comportamiento similar a los obtenidos en el caso numérico, en los cuales se observa un aumento en su transmitancia máxima en función de la longitud del medio, con algunas diferencias para determinados coeficientes de absorción y longitudes del medio. Se ajustaron las curvas experimentales y numéricas, observando que en cada conjunto de curvas siguen el mismo comportamiento en los picos, valles, la pendiente y las alas, obteniendo algunas diferencias principalmente en las alas y ancho de los picos para algunos coeficientes de absorción y longitudes del medio.

## CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES GENERALES.

En el modelo de medio delgado desarrollado por Reynoso Lara et al. [20] se consideró al medio como una lente delgada con una longitud focal  $F$ , la cual contiene las características físicas del material, extendiendo este modelo a medio grueso en el cual se considero al medio como un conjunto de lentes delgadas con una misma longitud focal  $F$ . Ahora, considerando la misma longitud focal  $F$  para cada una de las lentes que se induce en el medio, y en base al análisis de curvas de barrido en  $z$ , cuando se considera su coeficiente de absorción lineal, se llega a la conclusión de que en la expresión de la longitud focal  $F$ , se debe considerar a la potencia absorbida, ya que en ésta expresión esta incluido dicho coeficiente de absorción lineal, es por ello que se desarrolló un modelo para medio grueso incluyendo este parámetro. Esta expresión se obtuvo al realizar un análisis considerando primero al medio como un todo, y posteriormente considerándolo como un conjunto de lentes y de esta manera se dedujo la ecuación para la potencia absorbida que fue incluida en  $F$ , quien fue implementada en el modelo numérico modificado.

El modelo numérico modificado difiere fundamentalmente del modelo extendido a medio grueso en la consideración de la potencia absorbida en la longitud focal de lentes foto inducidas, con este modelo se obtuvieron curvas de barrido en  $z$ , para un medio tipo térmico con diferentes coeficientes de absorción lineal. Los resultados muestran que las curvas de barrido en  $z$  aumentan en valor de su intensidad máxima en eje, en función de la longitud del medio y sus posiciones se desplazan hacia la izquierda, de igual manera se obtuvieron curvas de barrido en  $z$  considerando diferentes radios de abertura sobre el fotodetector en las cuales únicamente disminuye la amplitud de su transmitancia máxima conforme el radio de apertura aumenta. Por último, se analizaron curvas de barrido en  $z$  para diferentes potencias, donde para potencias menores a 5mW las curvas cambian principalmente en la región entre su máximo y mínimo, mientras que para valores mayores a 5mW se observan cambios en la magnitud de los valles.

Los resultados numéricos se pueden visualizar mejor considerando las diferencias en transmitancia y desplazamiento de sus picos y valles, mostrando que el comportamiento de  $\Delta T_{p-v}$  en función de la longitud del medio aumenta en cada caso, es decir, cuando se varia el coeficiente de absorción, la abertura sobre el detector y la potencia incidente al medio. Observando una diferencia importante en los resultados obtenidos, como es la

existencia de un límite en el espesor de la celda, donde la variación de la transmitancia disminuye dependiendo del aumento en el coeficiente de absorción; es decir, para  $\alpha > 0.8 \text{ cm}^{-1}$ .

El comportamiento  $\Delta z_{p-v}$  muestra que la separación entre pico y valle en función del espesor del medio es independiente de la abertura sobre el fotodetector. Sin embargo, cuando se varía el coeficiente de absorción y la potencia incidente al medio  $\Delta z_{p-v}$  en función de la longitud del medio aumentan y se observan pequeños cambios entre ellas.

Por último, en este trabajo de tesis se obtuvieron resultados experimentales, estos resultados obtenidos muestran la dependencia de la intensidad máxima en función de la longitud del medio, es decir, que a medida que se aumenta el espesor del medio la transmitancia máxima de cada curva aumenta y se desplaza hacia la izquierda. Encontrando que para un cierto valor de coeficiente de absorción la transmitancia máxima empieza a decaer, estos resultados obtenidos se muestran de igual manera en el caso numérico.

Aplicado el modelo modificado se ajustaron las curvas experimentales y numéricas, observando que en cada conjunto de curvas siguen el mismo comportamiento en los picos, valles, la pendiente y las alas, obteniendo algunas diferencias principalmente en las alas y ancho de los picos para algunos coeficientes de absorción y longitudes del medio.

En general se observa un mejor ajuste para coeficientes de absorción menores que uno, caso contrario para valores mayores que uno.

---

---

**REFERENCIAS.**

- [1]. P.A. Franken, A.E Hill, C.W. Peters y G. Weinreich, Phys. Rev. Lett., Vol. 7, 1961, pp. 118.
- [2]. R.W. Terhune, P.D. Marker y C.M. Savage, Phys. Rev. Lett., Vol. 8, 1962, pp. 404.
- [3]. E.J. Woodbury y W.K. Ng, Proc. IRE Vol. 50, 1962, pp. 2347.
- [4]. Gema de la Torre, Luis Sanchez, et. al; “Compuestos orgánicos con propiedades ópticas no lineales: hacia las nuevas tecnologías fotónica y fotoelectrónica”; Anales de la Real Sociedad Española de Química; Segunda Época Octubre-Diciembre 2002.
- [5] Robert W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, INC. Tercera Edición.
- [6] S. R. Friberg y P. W. Smith. Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches. IEEE J. Quantum Electron., **QE-23** (1987) 2089.
- [7] A. Owyong. “Ellipse rotation studies in laser host materials.” IEEE J. Quantum Electron., **QE-9** (1973) 1064.
- [8] R. Adair L.L. Chase y S. A. Payne. Nonlinear refractive-index measurements of glasses using three-wave frequency mixing. J. Opt. Soc. Am., **B4** (1987) 875.
- [9] W. E. Williams, M. J. Soileau y E. W. Van Stryland. Optical switching and  $n_2$  measurements in CS<sub>2</sub>. Opt. Comm., **50** (1984) 256.
- [10] M. Sheik-Bahae, A. A. Said y E. W. Van Stryland. High-sensitivity, single beam  $n_2$  measurements. Opt. Lett., **14** (1989) 955-957.
- [11]. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. Wei, D. Hagan, and E. W. Van Stryland. IEEE J. Quantum Electron. **QE-26** (1990) 760.

- 
- 
- [12] Mansoor Sheik-Bahae, Ali A. Said, D. J. Hagan, M. J. Soileau, Eric W. Van Stryland, "Nonlinear refraction and optical limiting in thick media." *Optical Engineering*, **30**, 1228-1235, (1991).
- [13].- Vittorio Magni, Giulio Cerullo and Sandro De Silvestre, "ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through Kerr media." *Optics Communications*, **96**, 348-355, (1993)
- [14].- L. Palfalvi and J. Hebling. "Z-scan study of the thermo-optical effect" *Appl. Phys. B*, **78**,775-780, (2004).
- [15].- Wei-Ping Zang, Jian-Guo Tian, Zhi-Bo Liu, Wen-Yuan Zhou, Feng Song, and Chun-Ping Zhang, "Analytic solutions to Z-scan characteristics of thick media with nonlinear refraction and nonlinear absorption", *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 63-66 (2004).
- [16].D. Weaire, B. S. Wherrett, D. A. B. Miller, and S. D. Smith, "Effect of low-power nonlinear refraction on laser beam propagation in InSb." *Opt. Lett.*, **4**, 331-333, (1979).
- [17] J. A Hermann and R. G. McDuff, "Analysis of spatial scanning with thick optically nonlinear media," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2056 -2064 (1993).
- [18] J. G Tian, W. P. Zang, C. Z. Zhang, and G. Y. Zhang, "Analysis of beam propagation through thick nonlinear media," *Appl. Opt.* **34**, 4331-4336 (1995)
- [19].- I. Severiano Carrillo, "Caracterización numérica de medios no lineales a través de la técnica de barrido en Z", tesis de Doctorado en Proceso, Posgrado en Física aplicada, FCFM, BUAP.
- [20] Edmundo Reynoso Lara, Zulema Navarrete Meza, M. David Iturbe Castillo, Carlos G. Treviño Palacios, Erwín Martí Panameño, and M. Luis Arroyo Carrasco. Influence of the photoinduced focal length of a thin nonlinear material in the Z-scan technique. *Optics Express*, Vol. 15, Issue 5 (2007) 2517-2529.
- [21] Amnon Yariv; *Quantum Electronics*. Third Edition; by John Wiley & Sons, Inc. Singapore (1989).
- 
-