



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

GENERACIÓN Y CARACTERIZACIÓN CASERA DE
CURVAS DE BARRIDO EN Z EN MUESTRAS DE BETABEL Y
JAMAICA.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciada en Física

por

Diana Lizeth García Pérez

Asesorada por

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero

Puebla, Pue.

25/11/2022

INDICE

CAPITULO 1	1
Introducción	1
1.1 Introducción	1
1.2 Objetivos.....	3
1.3 Estructura de la tesis	3
CAPITULO 2.....	5
Desarrollo teórico.....	5
2.1. Haz Gaussiano	5
2.2. Óptica no lineal.....	9
2.3. La técnica de Z-scan.....	12
2.4. La técnica de la navaja	16
CAPITULO 3.....	19
Desarrollo experimental casero.....	19
3.1. Muestras.....	19
3.2. Materiales	19
3.3. Arreglo experimental.....	20
3.4. Desarrollo del experimento casero.....	22
CAPITULO 4.....	24
Desarrollo experimental en el laboratorio.....	24
4.2. Materiales	25
4.3. Caracterización del láser.....	25
CAPITULO 5.....	36
Resultados.....	36
5.1. Resultados Caseros.....	36
5.1.1. Resultados de la muestra de Jamaica	36
5.1.2. Resultados de la muestra de betabel.....	37
5.2. Resultados del Laboratorio	39
5.2.1. Resultados de la muestra de Jamaica	39
5.2.2. Resultados de la muestra de Betabel	40
5.3. Comparación de resultados entre ambos arreglos.....	40
6. CONCLUSIONES.....	42
7. APENDICE.....	43
8. BIBLIOGRAFIA	44

AGRADECIMIENTOS

RESUMEN

Mediante un arreglo experimental casero (armado con elementos que se tenían a la mano) para la técnica de barrido en Z (Z-scan), se generaron y estudiaron curvas de barrido en Z para medios líquidos no lineales, midiendo el signo y magnitud del índice de refracción no lineal a través de un ajuste de las curvas con un programa elaborado en MATLAB.

En este trabajo de tesis se estudiaron dos medios no lineales orgánicos, betabel y flor de Jamaica ambos diluidos con alcohol comercial (alcohol que venden en las farmacias, con un grado del 70 %). Se obtuvieron 6 muestras, 3 de betabel y 3 de flor de Jamaica, variando la concentración de colorante en cada una de las diferentes muestras. Estas muestras se obtuvieron utilizando diferentes cantidades de material orgánico disueltos en el alcohol comercial.

Se usaron muestras rojas ya que el láser que se logró conseguir (se adquirió a través de mercado libre) es verde, el color rojo absorbe la luz verde en cierta cantidad y de esta manera se activan las propiedades de la no linealidad en los materiales.

La obtención de curvas experimentales de barrido en Z con un arreglo casero consistió en obtener estas curvas a través de imágenes capturadas con una cámara de celular, las cuales fueron procesadas con un programa en MATLAB para obtener un valor de la intensidad en cada posición de la muestra, alrededor de la cintura de un haz Gaussiano. Estos valores de intensidad forman finalmente la curva de barrido en Z. Cabe señalar que esta idea surgió debido a la situación de contingencia de COVID-19, ya que dicha pandemia no permitió trabajar en el laboratorio, entonces surgió la pregunta, ¿Qué tan difícil y preciso sería tratar de trabajar desde casa con los materiales que estuvieran a nuestro alcance?. Así, el principal objetivo de este trabajo de tesis es obtener y estudiar curvas de barrido en Z, pero con arreglos caseros y deducir cuanto se aproximan estos resultados con los obtenidos en el laboratorio (en el cual se empleó un medidor de potencia comercial en vez de la cámara de celular). Este trabajo se inició durante la pandemia y se continuó al regreso en la universidad, obteniendo así resultados experimentales con arreglos en el laboratorio y poder realizar una comparación entre éstos. En ambos casos se emplearon las mismas muestras, Betabel y flor de Jamaica,

disueltos en alcohol. También se incluyó la caracterización del láser que se utilizó en los experimentos, para ver el tipo de haz que emite.

CAPITULO 1

Introducción

1.1 Introducción

Con la invención del láser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), en 1960 por Theodore H. Maiman, la óptica tuvo un gran impacto del cual se observaron nuevos fenómenos nunca vistos, por lo que se abrieron nuevos campos y temas de investigación, nuevas aplicaciones, nuevos experimentos para el estudio de estos, y se creó una nueva rama de la óptica, la óptica no lineal. Con este dispositivo, que genera o amplifica la radiación electromagnética produciendo un haz de luz con densidades altas de energía, se pudieron observar varios efectos no lineales en materiales que, anteriormente eran imposibles debido a que no se había logrado llegar a una intensidad de luz tan alta, estos efectos pueden ser observados con campos muy intensos y solo ocurren con un haz de alta potencia.

Existen diferentes tipos de láser, debido a su medio activo que pueden ser sólido, líquido o gaseoso; dependiendo del material que se tenga en el medio activo se puede clasificar por la longitud de onda de emisión, su potencia, emisión continua o pulsada, etc.

Así, el estudio de la luz en los últimos años ha dado un gran avance científico y tecnológico que inició nuevas áreas de la física para su estudio específico ya que se ha descubierto que hay interacción con la materia debido a sus partículas; La óptica, es la rama de la física que se encarga de estudiar el comportamiento y propiedades de la luz, así como los fenómenos ocasionados por la luz debido a la interacción, la instrumentación, etc.

Se han empleado diferentes técnicas para caracterizar medios ópticos no lineales, es decir, medir la refracción no lineal para una variedad de materiales, las cuales incluyen la interferometría no lineal, mezcla degenerada de cuatro ondas, mezcla de 3 ondas casi degeneradas, rotación de elipse y mediciones de distorsión del haz. Los 3 primeros métodos son técnicas potencialmente sensibles, pero requieren de aparatos experimentales relativamente complejos. Se opta por la técnica de barrido en z, la cual

está basada en los principios de la distorsión espacial del haz, para caracterizar y determinar propiedades ópticas no lineales en materiales ópticos ya que esta ofrece gran sensibilidad y simplicidad. [1, 2].

Esta técnica es sencilla y fácil de implementar para determinar las características de un material no lineal, la cual consiste en mover la muestra alrededor de la cintura de un haz gaussiano, dicho haz es generado con una lente convergente colocada a una distancia d del láser. La luz transmitida por la lente es captada a campo lejano con un medidor de potencia, el cual contiene una apertura finita para captar la intensidad alrededor del eje óptico. Esta intensidad registrada por el medidor de potencia es graficada en función de la posición de la muestra. La gráfica obtenida es una curva de barrido en Z, que proporciona el signo de la no linealidad del material a través de su forma, es decir, si la curva muestra un pico seguido de un valle el signo es negativo, en el caso contrario, es positivo. Estas curvas proporcionan una intensidad máxima y una mínima, dichos valores se emplean para determinar la magnitud de la no linealidad del material.

La técnica de Z-scan fue desarrollada en 1989 por M. Sheik-Bahae, A.A. Said y E. W. Van Stryland con la cual como ya se mencionó, se puede conocer el signo y magnitud del índice de refracción no lineal para un medio “delgado”, así como el coeficiente de absorción no lineal donde la fuente puede ser un láser continuo o pulsado. Aquí, se consideraba que el cambio del índice de refracción del medio era puramente local, es decir, que en solo la zona iluminada en el medio el índice de refracción se veía afectada por la luz. Sin embargo, en años recientes se descubrió que existen variaciones del índice de refracción en una vecindad alrededor de la zona iluminada (fenómeno conocido como no local). Así, Emma Vianey et al [3] propusieron un nuevo modelo para la obtención del índice de refracción no lineal a través de una variación de fase inducida por el medio en el haz incidente a él usando la técnica de barrido en Z. Recordemos que la técnica de barrido en Z, en su inicio, fue desarrollada para un láser pulsado y específicamente para un medio tipo Kerr. Entonces, este modelo local no es aplicable a un fenómeno térmico, el cual presenta un fenómeno no local, por tal motivo en este trabajo de tesis se determina el índice de refracción no lineal a través del modelo no local propuesto por Emma Vianey y colaboradores.

1.2 Objetivos

El objetivo general de esta tesis es la generación y estudio de curvas de barrido en Z con un arreglo casero, y determinar el grado de aproximación a resultados obtenidos en un laboratorio en la universidad.

Los objetivos específicos son los siguientes:

Objetivo 1. Armar el arreglo experimental de barrido en Z, con elementos que se tienen a la mano, logrando algo semejante a un arreglo en el laboratorio de la facultad.

Objetivo 2. Obtención de muestras orgánicas (betabel y Jamaica) con diferentes concentraciones disueltas en alcohol etílico comercial.

Objetivo 3. Obtención de las imágenes de barrido en Z, para las muestras preparadas.

Objetivo 4. Analizar las imágenes obtenidas en MATLAB para la obtención de curvas de barrido en Z.

Objetivo 5. Obtener el índice de refracción no lineal, signo y magnitud, mediante un ajuste de las curvas obtenidas experimentalmente empleando un programa numérico desarrollado en Matlab, para cada una de las muestras empleadas.

Objetivo 6. Comparación de las curvas obtenidas en casa con las obtenidas en el laboratorio.

1.3 Estructura de la tesis

En el capítulo 2 se encuentra el análisis teórico, se hace una revisión de los principales principios teóricos en los que está basada esta tesis. De igual manera se revisa el concepto de haz gaussiano, óptica no lineal y la técnica de barrido en Z, con el objetivo de conocer o recordar los conceptos importantes y fundamentales para mayor entendimiento del desarrollo de este proyecto de tesis. Se incluye también la descripción de la técnica de la navaja.

En el capítulo 3 se menciona todo lo relacionado con los materiales ópticos empleados para el estudio de las curvas de barrido en Z. Se explica a detalle la preparación de las muestras, los pasos a seguir para el armado del arreglo experimental y el procedimiento

que se siguió para la obtención de imágenes y gráficos para la intensidad transmitida a través del medio óptico no lineal.

En el capítulo 4 se explica el armado del arreglo experimental que se usó para la obtención de resultados experimentales en el laboratorio. Se da a conocer el procedimiento de la obtención del coeficiente de absorción de las muestras utilizadas. Se enlista el material empleado en el arreglo experimental. Se describe la caracterización de la fuente de luz que se empleó en los experimentos.

En el capítulo 5 se muestran todos los resultados obtenidos en este trabajo de tesis. Primero se dan los obtenidos por el arreglo casero y después se dan los obtenidos en el laboratorio. Finalmente, se muestra la comparación de resultados entre ambos arreglos siendo este el objetivo principal del trabajo de tesis.

En el capítulo 6 se da la conclusión general del trabajo, donde se describe la comparación de los resultados obtenidos de un experimento realizado en casa, con material casero, con los resultados obtenidos en el laboratorio con instrumentos más precisos y de forma más profesional.

En el capítulo 7 se muestra un apéndice.

En el capítulo 8 se da la bibliografía.

CAPITULO 2

Desarrollo teórico

2.1. Haz Gaussiano

Las ondas con las normales de sus frentes de onda formando ángulos pequeños con el eje z se denominan ondas paraxiales. Una onda paraxial es una onda plana expresada matemáticamente por $A \exp(-jkz)$, la cual se considera como una onda “portadora”, que al propagarse puede modificar o “modular” su envolvente compleja A , así, se convierte en una función variando lentamente con respecto a su posición $A(r)$, de modo que la amplitud compleja de la onda modulada queda expresada como [4]

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

Esta variación de $A(r)$ es lenta dentro de la distancia de una longitud de onda $2\pi/k$, de modo que la onda mantiene aproximadamente su naturaleza de onda plana. En las dos siguientes imágenes se observa un ejemplo de esto. La función de onda $u(r, t) = |A(r)| \cos[2\pi vt - kz + \arg\{A(r)\}]$ de una onda paraxial se representa en la figura 2.1.1(a) como una función de z en $t = 0$ y $x = y = 0$. Esta es una función sinusoidal de z con amplitud $|A(0,0,z)|$ y fase $\arg\{A(r)\}$ que varía lentamente con z . Dado que el cambio de fase $\arg\{A(x, y, z)\}$ es pequeño dentro de la distancia de una longitud de onda, los frentes de onda planos $kz = 2\pi q$, de la onda del plano portador se doblan solo ligeramente, de modo que sus normales son rayos paraxiales figura 2.1.1(b) [4]

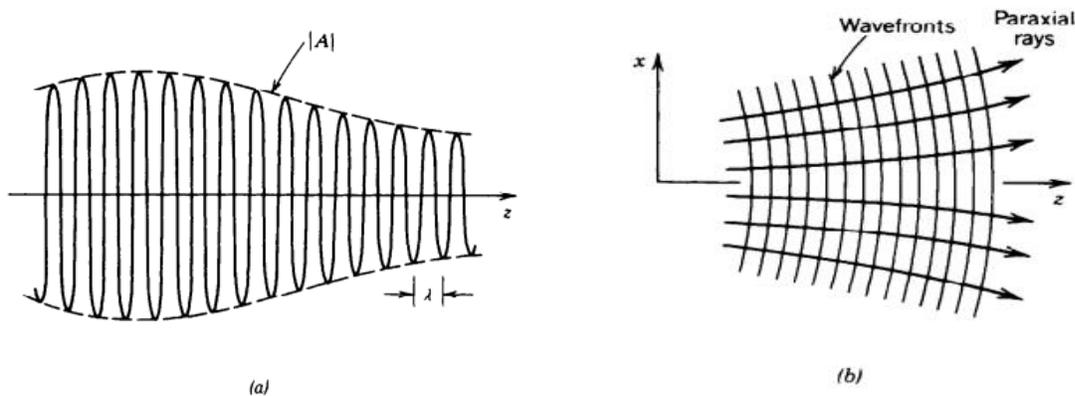


Figura 2. 1. 1. a) Magnitud de una onda paraxial en función de z , b) frentes y normales de una onda paraxial.

La envolvente $A(r)$ es aproximadamente constante dentro de una vecindad de tamaño λ , de modo que la onda es como una onda plana con frentes de onda planos que son llamados rayos paraxiales.

Para que la amplitud compleja $U(r)$ satisfaga la ecuación de Helmholtz $\nabla^2 U + k^2 U = 0$, la envolvente compleja $A(r)$ debe satisfacer la ecuación paraxial de Helmholtz

$$\nabla_T^2 A - i2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (2.1.2)$$

Donde $\nabla_T^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ es la parte transversal del operador Laplaciano. Para obtener la ecuación paraxial de Helmholtz sustituimos la ecuación (2.1.1) en la ecuación de Helmholtz, se resuelve el laplaciano, el cual son derivadas parciales tal como ∇_T^2 pero respecto a los 3 ejes y posteriormente se desprecia $\partial^2 A/\partial z^2$ ya que $\partial^2 A/\partial z^2 \ll k^2 A$ y con esto se obtiene la ecuación (2.1.2).

Una solución importante a la ecuación paraxial de Helmholtz, que exhibe las características de un haz óptico, es una onda llamada haz Gaussiano. Un haz Gaussiano es una onda circularmente simétrica cuya energía está confinada alrededor de su eje, el cual es el eje z . La amplitud compleja $U(r)$ del haz gaussiano es

$$E(\rho, z) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right]. \quad (2.1.2)$$

Donde $A_0 = A_1/iz_0$ es una nueva constante. Donde z_0 es la distancia de Rayleigh y está relacionado con el radio de la cintura del haz W_0 :

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda},$$

$R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda y es definido como [4-7]

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right], \quad (2.1.3)$$

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

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0}. \quad (2.1.4)$$

W_0 es el radio de la cintura mínima del haz y se define como

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (2.1.5)$$

Dentro de cualquier plano transversal, la intensidad del haz tiene su valor máximo en el eje del haz que cae por un factor de $1/e^2 \approx 0.135$ en la distancia radial $\rho = W(z)$. Ya que el 86% de la potencia se transporta dentro de un círculo de radio $W(z)$ se considera a $W(z)$ como el ancho del haz en cualquier posición de z , o bien, la dependencia del radio del haz respecto a z , y se rige por [4]

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.1.6)$$

La cintura del haz se encuentra en su valor mínimo w_0 en el plano $z = 0$. Con esto W_0 se dice que es el radio de la cintura. El radio del haz aumenta gradualmente con z alcanzando $\sqrt{2}W_0$ en $z = z_0$ y continúa aumentando con z . Para $z \gg z_0$ el primer término de la ecuación (2.1.6) puede despreciarse dando como resultado la relación lineal [4-6]

$$W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z.$$

Donde $\theta_0 = W_0/z_0$ es el ángulo de divergencia, o bien, despejando z_0 de la ecuación (2.1.6) se puede escribir

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (2.1.7)$$

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

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.1.8)$$

Donde $I_0 = |A_0|^2$. La distribución de intensidad en cualquier plano transversal es una función gaussiana circularmente simétrica centrada alrededor del eje del haz. En cada valor de z la intensidad es una función Gaussiana de la distancia radial ρ .

En la cintura del haz el ancho de la función es mínimo y va creciendo gradualmente en ambas direcciones, cerca de la cintura del haz los frentes de onda son aproximadamente planos, pero después se van curvando gradualmente hasta volverse aproximadamente esféricos lejos de esta cintura mínima.

La potencia del haz se concentra principalmente dentro de un pequeño cilindro que rodea el eje del haz. La integral de la intensidad óptica sobre un plano transversal se llama potencia óptica total transportada por el haz, y se define como

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = \frac{\pi}{2} I_0 W_0^2. \quad (2.1.9)$$

Despejando I_0 de la ecuación (2.1.9) y sustituyéndolo en la ecuación (2.1.8) se tiene que,

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right]. \quad (2.1.10)$$

La óptica de un haz láser es esencialmente la del haz gaussiano, casi todos los láseres emiten un haz Gaussiano. [4, 6, 7]

La divergencia angular de la normal del frente de onda es el mínimo permitido por la ecuación de onda para un ancho de haz dado. Por lo tanto, las normales del frente de onda son muy parecidas a un lápiz delgado de rayos. El radio del haz aumenta aproximadamente lineal con z cuando $z \gg z_0$ definiendo un cono con un ángulo medio θ_0 . Alrededor del 86% de la potencia del haz está confinada dentro de este cono, por lo tanto, la divergencia angular está definida por

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0} \quad (2.1.12)$$

Para obtener un haz altamente direccional se debe usar una longitud de onda corta y una cintura de haz ancha. [4]

2.2. Óptica no lineal

El comienzo del campo de la óptica no lineal se considera a partir del descubrimiento de la generación del segundo armónico por parte de Franken et al (1961), poco después de la invención y demostración del primer láser funcional por parte de Maiman en 1960.

El láser genera un haz de luz de altas densidades de energía, por lo cual al incidir el rayo láser en ciertos materiales se descubrieron nuevos fenómenos y comportamientos nunca vistos, estos materiales presentan propiedades no lineales.

En base a lo anterior, la óptica no lineal, es una rama de la óptica, que estudia y describe el comportamiento de las interacciones de campos electromagnéticos con materiales que presentan no linealidad, dicho de otra forma, estudia los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material debido a la presencia de la luz. La no linealidad en los materiales aparece cuando la intensidad de la luz es alta, por lo general, solo la luz láser es lo suficientemente intensa para modificar las propiedades ópticas de un sistema de materiales [9].

Se realizaron muchos experimentos con el láser que quedó en claro que diversos medios ópticos exhiben un comportamiento no lineal, los cuales son: [4, 6]

- El índice de refracción cambia con la intensidad de la luz en un medio óptico
- Se viola el principio de superposición
- La luz puede alterar su frecuencia a medida que pasa a través de un material óptico no lineal.
- La luz puede controlar la luz, esto es, los fotones interactúan.

Un medio dieléctrico lineal (óptica lineal) es caracterizado por la relación entre P y E donde la polarización inducida depende linealmente de la intensidad del campo eléctrico, esto se puede escribir como [4, 5, 6, 9,10]

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E. \quad (2.2. 1)$$

Donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal y ϵ_0 es la permitividad del vacío. Generalizando la ecuación anterior, la polarización P se puede expresar como una serie de potencias en la intensidad de campo E como [11-14]

$$P = \epsilon_0 [\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots]. \quad (2.2. 2)$$

Las cantidades $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son conocidas como susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden, respectivamente. La relación entre P y E es lineal cuando E es pequeño $P^{(1)}$, en cambio cuando E adquiere valores comparables con los campos eléctricos interatómicos se vuelve no lineal $P^{(2)}$ y $P^{(3)}$. Por simplicidad, tomamos los campos P y E como cantidades escalares. Los procesos físicos resultantes entre la polarización de segundo y tercer orden son distintos. Las interacciones ópticas no lineales de segundo orden solo ocurren en cristales no centrosimétricos en cambio, las de tercer orden pueden ocurrir tanto para medios centrosimétricos como no centrosimétricos.[9]

La polarización no lineal de segundo orden aplica para procesos físicos como la generación del segundo armónico, la generación de frecuencia de suma y diferencia.

La polarización no lineal de tercer orden se aplica para procesos físicos como la generación del tercer armónico y el índice de refracción dependiente de la intensidad. La contribución considerada de tercer orden es

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3. \quad (2.2.3)$$

Enfocamos nuestro interés en la polarización no lineal de tercer orden ya que en este orden de la polarización se encuentra ubicado el fenómeno físico de la variación del índice de refracción no lineal dependiente de la intensidad [9].

En el caso particular cuando la dependencia del índice de refracción del medio en función del campo eléctrico aplicado toma una de las dos formas:

- El índice de refracción cambia en proporción al campo eléctrico aplicado, fenómeno conocido como efecto electro-óptico lineal o el efecto Pockels.
- El índice de refracción cambia en proporción al cuadrado del campo eléctrico aplicado, que es conocido como el efecto cuadrático electro-óptico o el efecto Kerr.

En este caso el índice de refracción del medio es del tipo no lineal de tercer orden y se representa como

$$n = n_0 + \Delta n(I). \quad (2.2.4)$$

Donde n_0 es el índice de refracción lineal y $\Delta n(I)$ es una cantidad que caracteriza la variación del índice de refracción (no linealidad óptica, valor determinado con la técnica de barrido en Z) en función de la intensidad [9, 11].

El índice de refracción de un medio electroóptico es una función $n(E)$ del campo eléctrico aplicado E . Esta función varía solo ligeramente con E , de modo que puede expandirse en una serie de Taylor alrededor de $E = 0$,

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (2.2. 5)$$

Por otro lado, el efecto térmico ocurre cuando a un material óptico se le hace incidir luz láser y este material absorbe la luz incidente y la transforma en calor, generando así un cambio de temperatura, que a su vez induce un cambio en el índice de refracción del material. De esta manera, cuando el índice de refracción n varía con la temperatura los efectos térmicos son descritos por: [5]

$$\Delta n = \left(\frac{dn}{dT} \right) \Delta T, \quad (2.2. 6)$$

donde dn/dT es la dependencia de la variación del índice de refracción en función de la temperatura, siendo ΔT el cambio de temperatura inducida en el medio. [5, 9]. Este trabajo de tesis está basado en el efecto térmico.

Como ha sido mencionado, en los últimos años se ha estudiado y verificado que el efecto térmico es de tipo no local, ya que el efecto se da no tan solo en la zona iluminada, sino que también en sus alrededores. Determinar la variación del índice de refracción respecto a la temperatura no es sencillo, es por ello, que para determinar este valor, se usó un ajuste numérico de las curvas obtenidas experimentalmente, empleando el método numérico deducido para la refracción no lineal no local.

Cabe señalar que el autoenfocamiento y autodesenfocamiento en un material óptico hace que este medio actúe como una lente térmica positiva o negativa, siendo este el resultado de la variación del índice de refracción no lineal. Cuando el índice de refracción no lineal es positivo, el material actúa como una lente térmica positiva, lo que hace que los rayos incidentes al medio se curven hacia un punto (autoenfocamiento). En el caso contrario, cuando se tiene autodesenfocamiento el índice de refracción no lineal es

negativo por lo tanto actúa como una lente negativa (los rayos los diverge como si vinieran de un punto) [9].

2.3. La técnica de Z-scan

La técnica de Z-scan, también conocida como técnica de barrido en Z, es una técnica sencilla, fácil de implementar, sensible y con gran precisión para medir propiedades ópticas en materiales no lineales, principalmente se mide el índice de refracción no lineal, su signo y magnitud, así como el coeficiente de absorción no lineal α , las cuales pueden ser determinadas por separado o juntas. Esta técnica fue desarrollada por M. Sheik-Bahae y está basada en los principios de distorsión del haz, este método ha sido ampliamente usado en el estudio de las propiedades de diversos materiales.

Esta técnica consiste en colocar un láser a lo largo de un eje elegido como eje z, después, se coloca una lente de longitud focal f a una cierta distancia del láser, luego, a campo lejano se coloca un fotodetector con una abertura circular pequeña para medir las variaciones de intensidad alrededor del eje, cambios generados por un medio que puede ser delgado o grueso, el cual es colocado antes de la cintura mínima del haz gaussiano generado por una lente. Si la muestra es líquida se coloca dentro de una celda de vidrio, con la cual se realiza un barrido alrededor de la cintura del haz a lo largo de z. [12]



Figura 2. 3. 1. Arreglo experimental de la técnica de barrido en Z.

Si la longitud L de la muestra es lo suficientemente pequeña como para que los cambios en el diámetro del haz dentro de la muestra debido a la difracción o la refracción no lineal puedan despreciarse, el medio se considera "delgado", en el caso contrario es "grueso".

Como se mencionó en el capítulo anterior, aquí se encuentra el fenómeno de autoenfocamiento o autodesenfocamiento ya que un material no lineal delgado actúa como una auto-lente variable debido a la intensidad del láser que incide sobre él. Si el

índice de refracción del material delgado es negativo, al iniciar el escaneo a medida que la muestra va acercándose al foco (z negativo), el material autoenfoca y así la irradiancia y la transmitancia incrementan. Cuando la muestra pasa del plano focal a la derecha (z positivo) se encuentra el autodesenfoque haciendo divergir el haz y, por lo tanto, la transmitancia disminuye. Cuando la muestra está muy alejada del foco la irradiancia del haz es baja entonces se produce una no linealidad insignificante. [15]

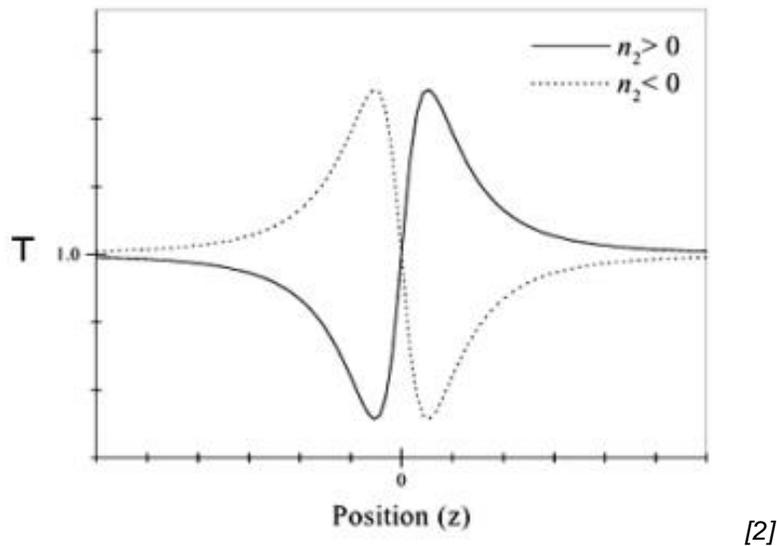


Figura 2. 3. 2. Curvas de Z-can indicando un medio no lineal negativo y positivo.

En las curvas de barrido en Z se pueden encontrar dos tipos de gráficos, dependiendo de estos gráficos se puede determinar el signo del índice de refracción. Para la característica donde primero se encuentra el valle y luego el pico la no linealidad es positiva, si es pico y luego valle la no linealidad es negativa, figura 2.3.2.

En general, el índice de refracción de un medio óptico está determinado por

$$n = n_0 + \Delta n. \tag{2. 3. 1}$$

Con n_0 como el índice de refracción lineal, Δn representa la variación del índice de refracción debido a la incidencia de la luz en el material. Esta variación del índice de refracción caracteriza el índice de refracción no lineal y dependiendo del tipo de no linealidad es su expresión matemática. [16]

Para un medio tipo Kerr el cambio del índice de refracción esta dado como

$$\Delta n = n_2 I$$

Donde n_2 es el índice de refracción no lineal.

Cuando el haz pasa a través del medio no lineal sufre un cambio de fase dado por $\Delta\Phi_0$, cambio de fase en eje y en el foco, el cual se define como

$$\Delta\Phi_0 = k\Delta n_0 L_{eff},$$

o bien

$$\Delta\Phi_0 = n_2 I_0 L_{eff}. \quad (2.3.2)$$

$$\Delta\Phi_0 = k\Delta n_0 L_{eff},$$

Donde $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ con L la longitud de la muestra y α el coeficiente de absorción lineal. Aquí, $\Delta n_0 = n_2 I_0$ siendo I_0 la irradiancia inicial incidente al medio. [1, 2, 13, 17] y n_2 es el índice de refracción no lineal.

La transmitancia normalizada se calcula a partir de dividir la potencia transmitida por la potencia incidente del láser al medio [18]

$$T(z) = \frac{P(z)}{P(\infty)} = \frac{P_T}{P_i}. \quad (2.3.3)$$

El tamaño de apertura sobre el detector es importante ya que una gran apertura reduce la precisión de las variaciones de $T(z)$ en eje, para una apertura pequeña da más precisión de la transmitancia alrededor del eje. Y sin apertura el efecto no lineal desaparece.

La variación de ΔT_{p-v} como función de $\Delta\Phi_0$ para varios tamaños de apertura, con una precisión de $\pm 3\%$, cumple la relación [14, 15, 17, 11]

$$\Delta T_{p-v} \approx 0.406(1 - S)^{0.25} |\Delta\Phi_0| \quad \text{para } |\Delta\Phi_0| \leq \pi. \quad (2.3.4)$$

Para un medio tipo Kerr, sustituyendo la ecuación (2.3.2) en la ecuación (2.3.4) se despeja n_2 que da como resultado

$$n_2 = \frac{\Delta T_{p-v}}{0.406kI_0 \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}} \quad (2.3.5)$$

Donde ΔT_{p-v} es la diferencia de la transmitancia máxima y mínima de la curva de barrido en Z , y $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. [5, 11]

La absorción de la muestra es un factor importante ya que este efecto da lugar a la no linealidad del medio. La magnitud del coeficiente de absorción de la muestra depende de la cantidad de concentración de colorante orgánico en la muestra. Con la ley de Lambert-Beer se puede obtener el coeficiente de absorción empleando

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \quad (2.3.6)$$

donde I es la irradiancia transmitida, I_0 es la intensidad incidente al medio, es decir, en $L = 0$, L la longitud de la muestra y, α es conocida como el coeficiente de absorción lineal. [5, 13]

Ahora, para un material que presenta una no linealidad térmica, el cambio del índice de refracción está dado por

$$\Delta n = \left(\frac{dn}{dT} \right) \Delta T$$

Cuando un haz gaussiano atraviesa un medio térmico delgado ($d \ll z_0$) el campo a la salida del medio se obtiene a través de la ecuación [3,8]

$$E_{out} = E(\rho, z) \exp(-i\Delta\phi(\rho)) \quad (2.3.7)$$

Donde el cambio de fase no lineal se aproxima como

$$\Delta\phi(\rho) \approx \Delta\phi_0(z, m) \exp\left(-\frac{m\rho^2}{W^2(z)}\right) \quad (2.3.8)$$

Con

$$\Delta\phi_0(z, m) = \frac{\Delta\Phi_0}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{m/2}} \quad (2.3.9)$$

Aquí, $\Delta\Phi_0$ es el máximo cambio de fase fotoinducido. El parámetro m modifica el ancho del perfil del cambio de fase y representa si la no linealidad es local o no local.

Si el ancho del perfil de cambio de fase es proporcional al ancho del perfil de la intensidad, $m = 2$, la respuesta del medio es considerada como local, en cambio si el perfil del cambio de fase es más ancho, $m < 2$, se considera una no localidad fuerte y si es más angosto, $m > 2$, se considera una no localidad débil. Con esto, se puede decir que un medio térmico presenta una no localidad fuerte o débil.

Para los medios tipo Kerr se dice que son locales, para los que presentan efecto térmico se considera como una no localidad. Ya que para el tipo Kerr el índice de refracción del material varía solo en la parte iluminada por el láser y para el efecto térmico el índice de refracción varía, además, en una vecindad cercana. [3,8]

2.4. La técnica de la navaja

La medición de la cintura de un haz gaussiano es muy importante para muchas aplicaciones como en el caso de la técnica de barrido en Z y espectrometría de lente térmica. Por esto, se han desarrollado muchas técnicas, pero la más utilizada es la técnica del filo de la navaja. Esta técnica permite la determinación rápida, económica y precisa de los parámetros del haz [20]

La técnica de la navaja es otro método para la caracterización del haz, el cual sirve para medir el radio de la cintura del haz W_0 . Esta técnica consiste en poner una navaja común, entre la lente y el fotodetector, sin cubrir el haz, en el plano transversal a la propagación del haz, ya sea en el eje x o y, alrededor de donde se encuentra el punto focal ya que en el punto focal se encuentra la cintura mínima del haz. La navaja se va desplazando progresivamente con una montura micrométrica, de manera perpendicular a la dirección de propagación del haz, en pequeñas distancias hacia el haz, la cual irá cubriendo el haz parcialmente y, por lo tanto, la potencia irá disminuyendo conforme la navaja obstruye el spot del haz. El cambio de la potencia transmitida en cada posición se ve reflejado en la potencia registrada por el fotodetector que son registradas en la computadora para, posteriormente, graficar las potencias.

La navaja se coloca en diferentes posiciones respecto al eje z, alrededor del foco, y se hace el mismo procedimiento en cada una de ellas.

Como se escribió anteriormente de los haces gaussianos, la intensidad es: [21]

$$I(x, y) = \frac{2P_0}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{W^2}\right] \quad (2.4.1)$$

Cuando el rayo láser es cortado en la dirección y por el filo de la navaja, la potencia transmitida es:[22]

$$P_y(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_y^{\infty} I(x, y) dx dy. \quad (2.4.2)$$

Sustituyendo $I(x, y)$ en P_y tenemos que [23]

$$\begin{aligned} P_y &= \frac{2P_0}{\pi W^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2x^2}{W^2}\right) \int_y^{\infty} \exp\left(-\frac{2y^2}{W^2}\right) dx dy \\ &= \frac{2P_0}{\pi W^2(z)} \left[2 \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{2x^2}{W^2(z)}\right) dx \right] \left[\frac{W(z)\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}y}{W}\right) \right] \\ &= \frac{2P_0}{\pi W^2(z)} \frac{W(z)\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \frac{W(z)\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}y}{W}\right) \\ &= \frac{P_0}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}y}{W}\right) \end{aligned}$$

Normalizando la potencia tenemos que [22]

$$P_N = \frac{P_y}{P_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}y}{W}\right). \quad (2.4.3)$$

Donde P_0 es la potencia máxima. Así, podemos encontrar W de la curva de P_N .

Para resolver la ecuación de la potencia se utilizó la función gamma, en la primera integral, y la función error complemento, en la segunda integral. Y con esto se obtiene la cintura del haz en cierta posición z .

Sabemos que cuando la potencia ha disminuido a la mitad significa que ahí se encuentra el centro del haz.

La ecuación de la potencia también es escrita como [20]

$$P_N = \frac{P_y}{P_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}(y - y_0)}{W} \right) \quad (2.4.4)$$

Donde P_0 es la potencia máxima en el centro del haz y se sitúa en (x_0, y_0) , y (x, y) son las coordenadas transversales de cualquier punto con respecto al origen convenientemente elegido. W es el radio del haz medido en una posición donde la intensidad disminuye a $1/e^2 = 0.135$ veces su valor máximo de I_0 .

La técnica de la navaja es una de las formas que se utilizó para la caracterización del láser, así es posible conocer su foco y la cintura mínima del haz, también se puede encontrar si el láser es simétrico. La ecuación de la potencia normalizada nos permite encontrar la magnitud de la cintura mínima W .

CAPITULO 3

Desarrollo experimental casero

3.1. Muestras

Como se mencionó anteriormente, se usaron 2 materiales orgánicos los cuales son: flor de Jamaica y betabel.

Se prepararon las muestras en 6 recipientes diferentes con la misma cantidad de alcohol, a 3 recipientes se le agregan flor de Jamaica en diferentes concentraciones para adquirir diferentes tonalidades unas más intensas que otras y de esta manera tener diferentes coeficientes de absorción. A los otros 3 recipientes se les agregó betabel también a diferentes concentraciones.

Se debe tener en cuenta el índice de refracción lineal del solvente, que en este caso fue el alcohol etílico con índice lineal de 1.36. Y las mezclas con los colorantes tienen un índice de refracción no lineal (la Jamaica y el betabel).

Es importante usar los materiales orgánicos con mayor tonalidad, en este caso los más rojizos, para así asegurar una buena variación en el índice de refracción no lineal.

La forma de obtener estas mezclas fue colocando unas flores de Jamaica dentro del alcohol, así como también colocando unos trozos de betabel dentro del alcohol. Se dejaron reposar de 2 o 3 días aproximadamente para obtener una mayor coloración, es necesario que estos recipientes se mantengan en un lugar oscuro para evitar su pronta decoloración.

Se encontró que las muestras tienen más tiempo de duración en su pigmentación si se mantienen en lugares frescos o fríos, como el refrigerador, ya que si se tiene a temperatura ambiente o un lugar caliente las muestras se decoloran más rápido y duran menos de una semana, en cambio en refrigerador dura hasta aproximadamente un mes.

3.2. Materiales

- Muestras de Jamaica y betabel preparadas en alcohol
- Caja para soporte del láser

- Láser verde (532 nm)
- Lente de longitud focal 7.5 cm
- Soporte para lente
- Bolas de unicel
- 2 polarizadores
- Palitos de madera
- Botón
- Hoja negra
- Pantalla blanca
- Soporte para celular
- Celda de 1 mm de espesor
- Celda de 2 cm de espesor
- Silicón
- Regla
- Flexómetro
- Cola loca
- Bicarbonato

3.3. Arreglo experimental

Para el armado del arreglo experimental casero previamente se tuvieron que preparar las muestras y construir celdas con portaobjetos para agregar dentro de ellas las muestras líquidas. La celda construida para la obtención de las curvas de barrido fue de 1 mm de espesor por donde el haz se propagó, la celda para calcular el coeficiente de absorción fue de 2 cm de espesor.

Los polarizadores, el botón y las celdas se pegaron a un palo de madera y este se unió a pedazos de unicel funcionando como soporte. Se le agregó una hoja negra alrededor del botón para asegurarse de que solo la luz alrededor del eje pase.



Figura 3.3. 1 Arreglo experimental casero para la técnica de barrido en Z

Para la instalación se usó una caja de cartón para sostener a una cierta altura el láser, se observó que el láser no está polarizado, por lo que se le colocó un polarizador para polarizar el haz, el cual fue polarizado verticalmente. Se alineó el láser con dos aberturas cualquiera, una al inicio de la salida del haz y otra a $2m$ del láser.

Delante del polarizador se puso la lente de longitud focal de 7.5 cm a una distancia de 35 cm del láser. La muestra se colocó justo después de la lente ya que esta es la que hace el barrido cada 0.5 cm alrededor del foco.

Debido a que el láser era bastante intenso se optó por agregar un polarizador antes de del botón (abertura circular para detectar en eje), ya que sin el polarizador se obtenían imágenes muy brillantes, lo cual imposibilitaban el análisis de estas imágenes con el programa.

Después se puso el orificio (el botón), para así obtener información alrededor del eje óptico, este spot fue el resultado del haz láser transmitido a través del medio y así poder estudiar la intensidad con mejor precisión y eliminar ruido alrededor de éste.

Luego, fuera del arreglo se puso un tripié que sostuvo el celular, con el cual se capturaron las imágenes. Dado que el celular no se movió las imágenes fueron tomadas exactamente en la misma posición. Al final del arreglo, a $2m$ del láser, se puso una pantalla blanca, sobre la cual se observaron las imágenes.

Todo esto fue alineado en una mesa, con una regla grande para las mediciones y un flexómetro.

3.4. Desarrollo del experimento casero

Después de tener el láser alineado, se anexaron todos los elementos necesarios para poder realizar barridos en Z con los materiales antes mencionados. Luego se agregó la muestra líquida a estudiar en la celda de vidrio construida; esta muestra primero se colocó cerca de la lente que generó el haz gaussiano, haciendo un barrido con este medio alrededor de la cintura del haz, en un rango de desplazamiento de $[-3.5, 3.5]$ donde aproximadamente 0 es la posición del foco, se capturó una fotografía del spot sobre la pantalla en cada posición de la muestra, la cual se desplazó cada 0.5 cm hasta llegar a los 3.5 cm después de la posición del foco. Se obtuvieron 15 imágenes en total por cada muestra. Y se repitió el proceso 5 veces para sacar un promedio tanto para el betabel como para la Jamaica.

Las fotografías obtenidas de cada muestra se procesaron a través de un programa en MATLAB con el objetivo de obtener una curva de intensidad para cada muestra. Nuestro interés fue determinar un valor para la intensidad en un punto específico promedio en el centro de cada spot de las 15 imágenes. Así, se tomó la intensidad en un píxel determinado. Después de obtener las intensidades de los puntos medios de cada imagen

se procedió a graficarlos en función de la posición del medio para obtener la curva de barrido en Z.

CAPITULO 4

Desarrollo experimental en el laboratorio

4.1. Descripción del experimento en el laboratorio

A continuación, se describe el arreglo experimental en el laboratorio que fue usado para la obtención de curvas de barrido en Z, y que de esta manera se pudo llevar a cabo la comparación entre curvas de barrido en Z obtenidas con una cámara de celular (arreglo casero) y un fotodetector (arreglo en el laboratorio).

Se ha mencionado que a través de las curvas de barrido en Z se puede determinar el signo y magnitud del índice de refracción no lineal. Así, se colocó la lente a una distancia de 35 *cm* del láser, luego, se ubicó el fotodetector a una distancia de 165 *cm* de la lente por lo que la distancia del láser al fotodetector fue de 200 *cm* o bien, 2 *metros*.

Dado que se empleó el mismo láser fue necesario analizar el comportamiento de la intensidad (con el fotodetector) a lo largo del arreglo, por tal motivo, con la finalidad de conocer la variación de la luz se tomaron varios datos de las potencias en diferentes partes del arreglo (para conocer su variación):

Potencia de salida del láser con el fotodetector cerca 142 *mW* – 137 *mW*

Potencia después de colocarle el polarizador cerca 77.2 *mW* – 75.5 *mW*

Potencia de llegada al fotodetector a campo lejano sin polarizador y sin la lente 10.71 *mW* – 10.60 *mW*

Potencia de llegada al fotodetector con polarizador y sin la lente a campo lejano 7.237 *mW* – 7.308 *mW*

Potencia de llegada al fotodetector sin polarizador y con la lente 207 μW – 209 μW

Potencia de llegada al fotodetector con polarizador y con la lente 99 μW – 102 μW

Potencia de llegada al fotodetector con la celda de 1mm de vidrio vacía 90 μW

Con estos datos se pudo observar cuanta potencia se reduce al colocar un polarizador al haz del láser ya que este haz no es circular, es elíptico, por lo tanto, la luz después de

ser polarizada tiene un comportamiento elíptico. Con el polarizador y girando el láser se eligió obtener una dirección de polarización vertical; también se pudo observar cuanta potencia dispersa la lente y cuanta potencia llega al fotodetector.

4.2. Materiales

- Muestras de Jamaica y betabel preparadas anteriormente
- Vástagos
- Porta vástagos
- Montura para láser
- Láser verde (532 nm)
- Diafragma
- Apertura de 1 mm
- Polarizador
- Soporte para lente
- Lente de longitud focal 7.5cm
- Fotodetector
- Computadora
- Celda de 1 mm de espesor
- Celda de 2 cm de espesor
- Navaja
- Montura micrométrica

4.3. Caracterización del láser

Debido a la apertura de la universidad a inicios de este año para algunos estudiantes, se obtuvo el acceso al laboratorio de Fotónica, lo cual permitió realizar el arreglo experimental para la caracterización del láser como primera instancia, se caracterizó con respecto a la polarización, la simetría, la potencia y la medición y ubicación de la cintura generada por la lente, los resultados obtenidos se muestran a continuación.

Tipo de polarización del láser (1^{er} experimento)

Para comenzar con las mediciones de las muestras en el laboratorio se empezó con la medición de potencia, se empleó un polarizador para encontrar el mínimo y máximo de

potencia, esto sirvió para saber qué tipo de polarización tiene el láser debido a que es un láser comercial y no profesional para laboratorio, además de que esto no viene especificado en su manual.

Primero se colocó el láser en una montura para laser, luego se colocó el medidor de potencia (fotodetector) de tal forma que el haz llegará a la parte sensible del detector, con esto se observó que la potencia del láser antes de colocar el polarizador es alrededor de 134.4 *mW*.

Después de esto se procedió a colocar el polarizador entre el láser y el detector. Progresivamente se fue girando mientras se observó en el driver del detector el cambio de la potencia encontrando así el máximo valor.

Los resultados fueron los siguientes:

LASER CON POLARIZADOR

PRUEBAS	MAXIMO (<i>mW</i>)	MINIMO (<i>mW</i>)	ANGULOS
Prueba 1	80.06	64.28	Máx. 90° y 270° Mín. 0° y 180°
Prueba 2	82.34	73.31	Máx. 90° y 270° Mín. 0° y 180°
Prueba 3	75.67	54.72	Máx. 110° y 290° Mín. 20° y 200°
Prueba 4	81.27	57.63	Máx. 90° y 270° Mín. 0° y 180°
Prueba 5	84.2	65.4	Máx. 120° y 300° Mín. 30° y 210°
Prueba 6	78.05	60.85	Máx. 100° y 280° Mín. 10° y 90°

Tabla 4.3. 1. Lecturas correspondientes a la potencia del láser medidas con el fotodetector.

En la tabla 4.3.1 se aprecia como varían las potencias en los máximos y mínimos, esto es debido a que el láser no tiene una fuente de voltaje casi constante, ya que el láser, como es comercial, usa una pila de litio de 4.2 V con 9800 mA la cual es recargable y

por lo tanto la corriente no es constante y varía dependiendo de la carga hasta el punto en que se descarga la pila y es donde baja la potencia de la luz.

También, al ir rotando el polarizador, se aprecia que la potencia sí va variando en el proceso, pero nunca llega a cero, es decir, no se anula la luz. Como no se anula la luz por completo su polarización no es lineal, y como existe un mínimo que es diferente del máximo tampoco es polarización circular ya que para ser polarización circular no tendría máximo ni mínimo debido a que sería la misma potencia para cualquier ángulo. Con esto se deduce que la polarización del láser es elíptica debido a la existencia del mínimo no nulo y la poca diferencia entre los máximos y mínimos.

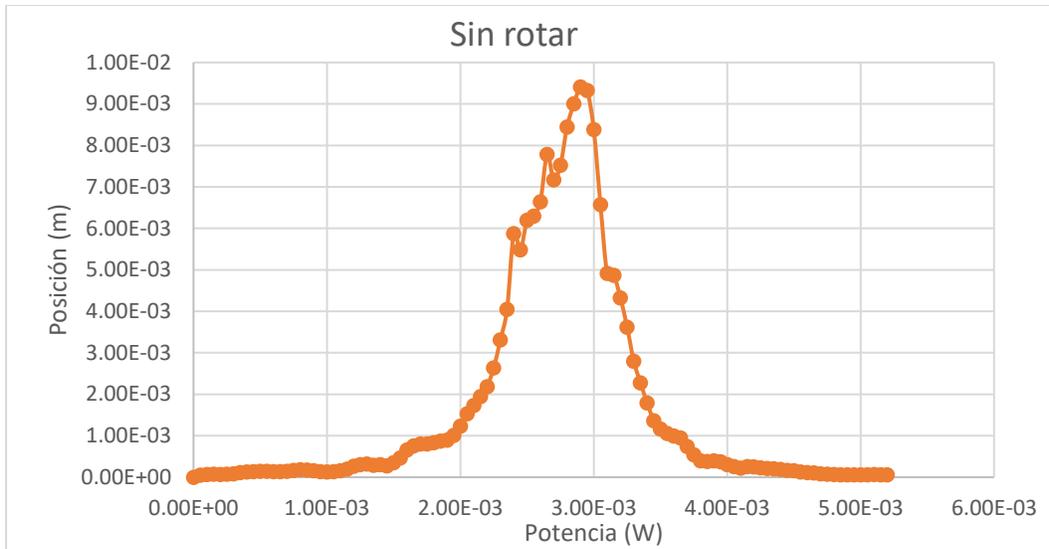
Simetría del láser (2^{do} experimento)

En este arreglo se analizó la simetría del haz, para esto no fue necesario usar el polarizador, en cambio se usó una rendija la cual se pegó sobre el detector, el detector se colocó en una montura micrométrica que hizo que se moviera de forma perpendicular al eje del haz.

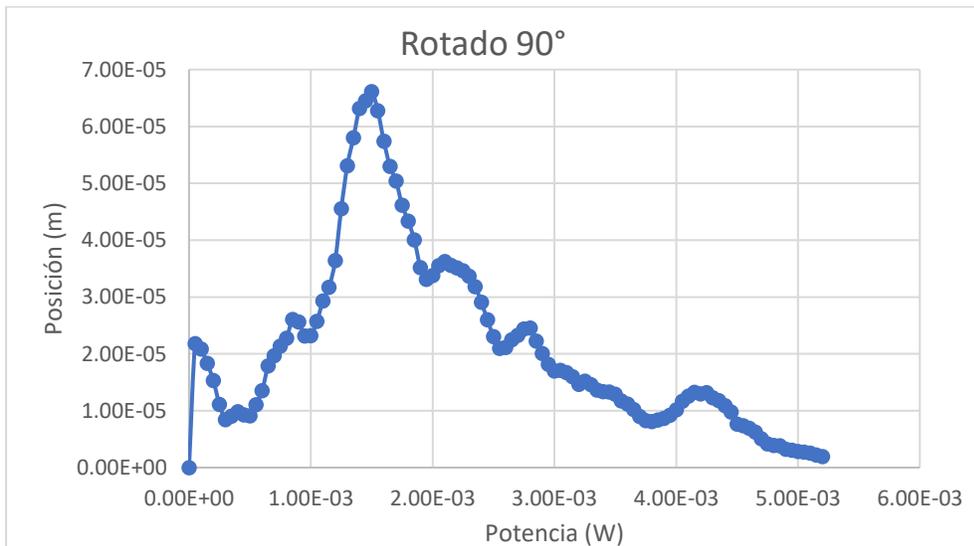
La montura micrométrica se movió cada $50 \mu m$ y, simultáneamente, la computadora fue captando estos datos en MATLAB mientras los fue graficando. Se graficaron $5.04 mm$ en total, los cuales fueron 105 puntos en la gráfica. Con esto se obtuvo una gráfica similar a la función Gaussiana.

Luego, se rotó el láser 90° para medir su simetría y se hizo el mismo proceso para obtener la segunda gráfica del otro perfil transversal.

Las gráficas obtenidas fueron las siguientes:

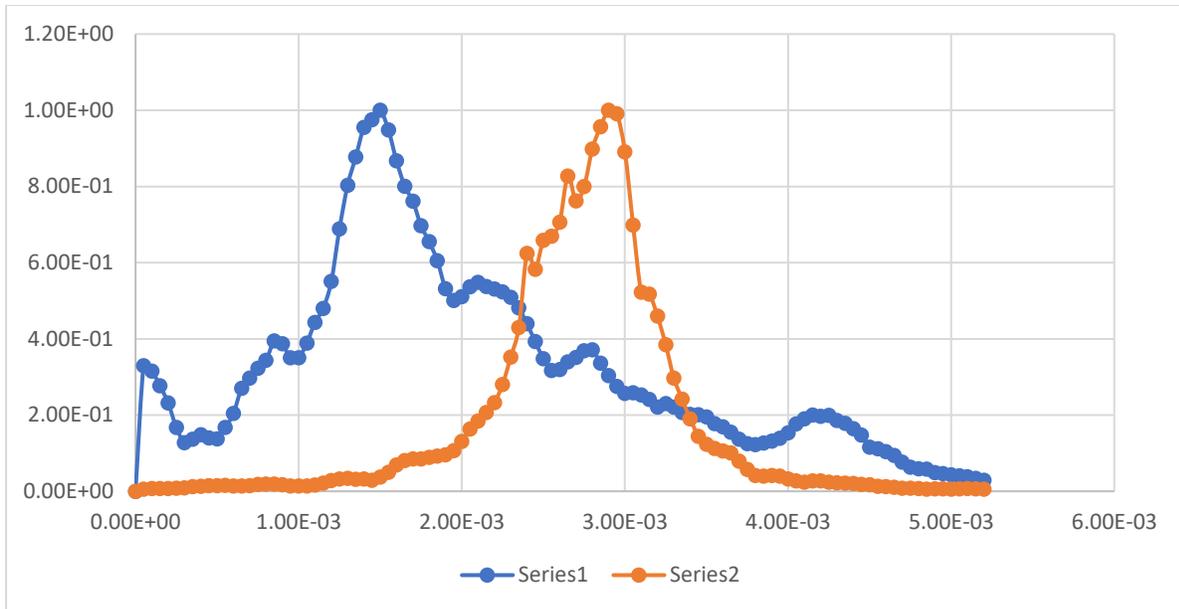


Gráfica 4.3. 1 Perfil de potencias en uno de los ejes transversales del láser para analizar la simetría del haz.



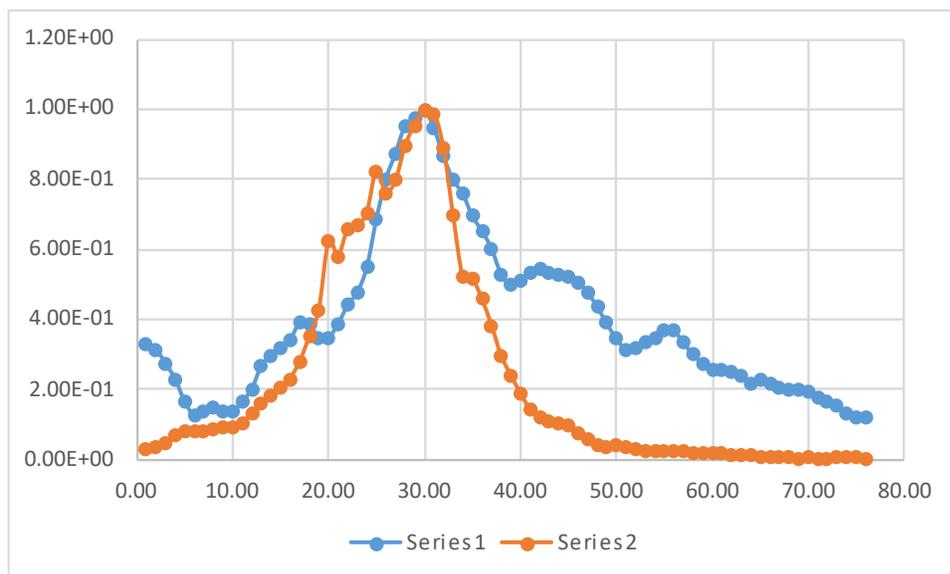
Gráfica 4.3. 2. Perfil de potencias en el segundo eje transversal del láser para analizar la simetría del haz

Para mejor el análisis de estas graficas se normalizaron y se superpusieron. Observando el comportamiento de estas se pudo deducir lo siguiente:



Gráfica 4.3. 3. Comparación de ambos ejes transversales del láser.

Como se observa en esta gráfica la forma de la curva azul es diferente a la forma de la curva naranja, esto significa que aun cuando empatemos los puntos máximos las curvas no son iguales hay notables diferencias, lo que indica que el haz no es simétrico. Para observar mejor esto, hacemos coincidir los máximos de cada gráfico.



Técnica de la navaja (3^{er} experimento)

En este arreglo experimental se colocó el láser y se alineó, el cual emite en una longitud de onda de 532 nm, cerca de éste se colocó una lente de 7.5 cm de longitud focal a una

distancia de 30 cm del láser, posteriormente se puso la navaja, la cual está en una montura micrométrica, en un rango donde aproximadamente se encuentra el foco y en la parte final se colocó el fotodetector, el cual está conectado a la computadora y envía la lectura de las potencias registrándose en el programa MATLAB.

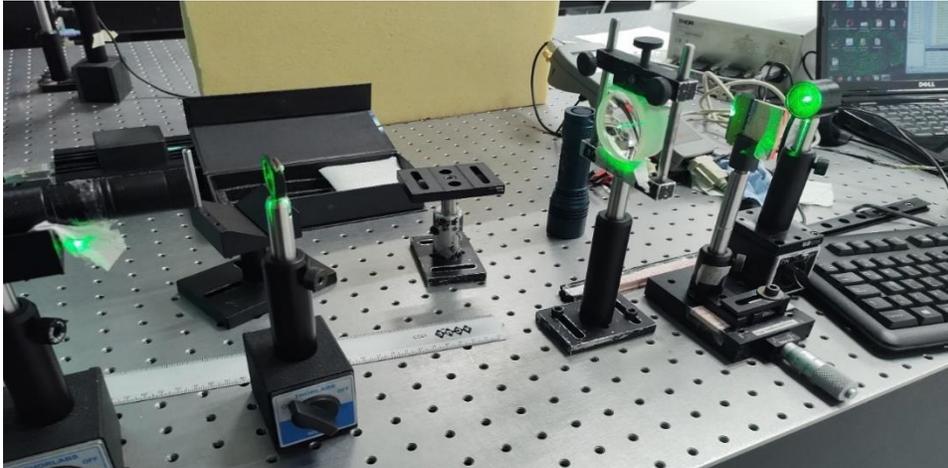


Figura 4.3. 1. Arreglo experimental correspondiente a la técnica de la navaja.

Primero se obtiene la potencia total del láser, en el proceso del desplazamiento de la navaja la intensidad del haz va disminuyendo hasta que lo cubre casi en su totalidad y la potencia tiende a cero. MATLAB va graficando cada lectura de la potencia en todas las posiciones de la navaja hasta obtener una gráfica completa. Luego la navaja se cambia de posición en z, acercándose o alejándose del foco, y se hace el mismo procedimiento.

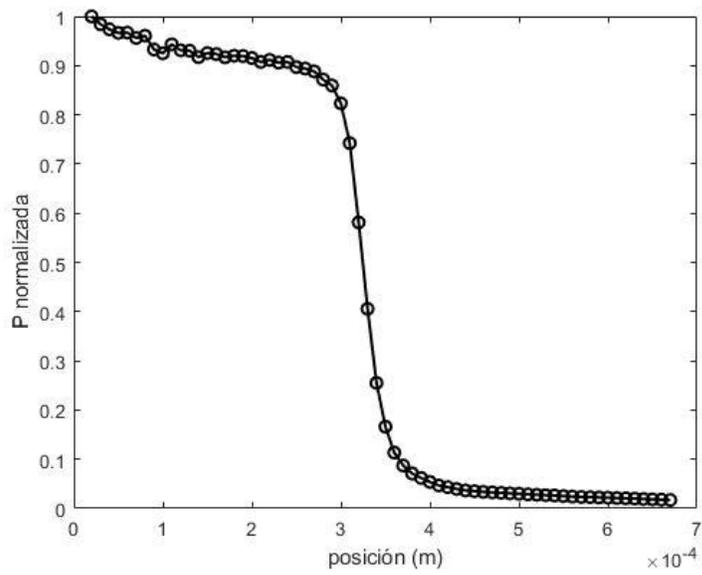
Se dedujo que el foco se encontraba entre 8 y 9 cm respecto a la lente y luego se comprobó la ubicación aproximada del foco.

La navaja se movió en ambas posiciones transversales, en x y y , a distancias de $1 \times 10^{-5} m$, esto es $10 \mu m$, esto para comprobar nuevamente que el haz no es simétrico; respecto al eje z, la navaja se movió cada 0.25 cm.

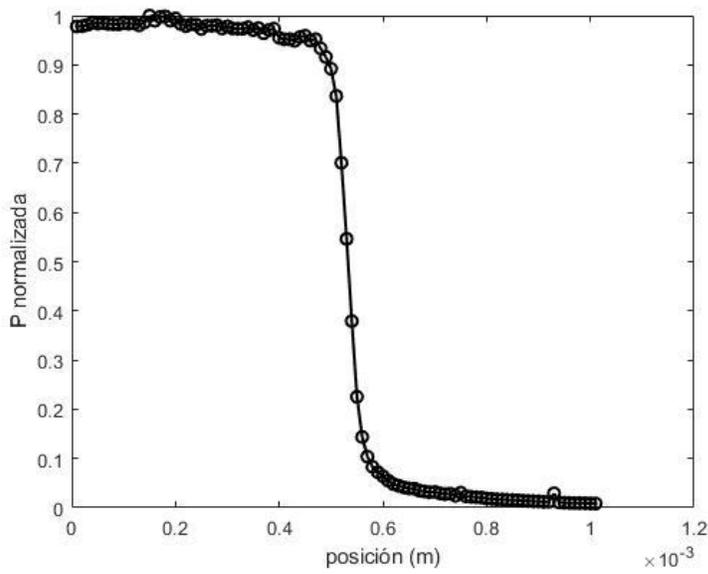
El valor de la cintura del haz se obtuvo del programa MATLAB con la ecuación de la potencia normalizada:

$$P_N = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}y}{W(z)} \right) \right] \quad (4.3. 1)$$

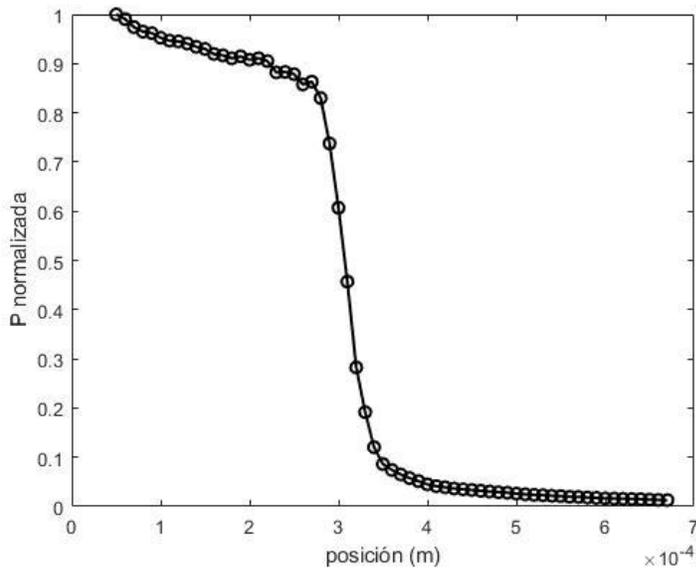
Las gráficas obtenidas son las siguientes:



Gráfica 4.3. 4. Datos obtenidos para la distancia de -0.25 del foco, la cintura del haz es $W=66.14\mu$.

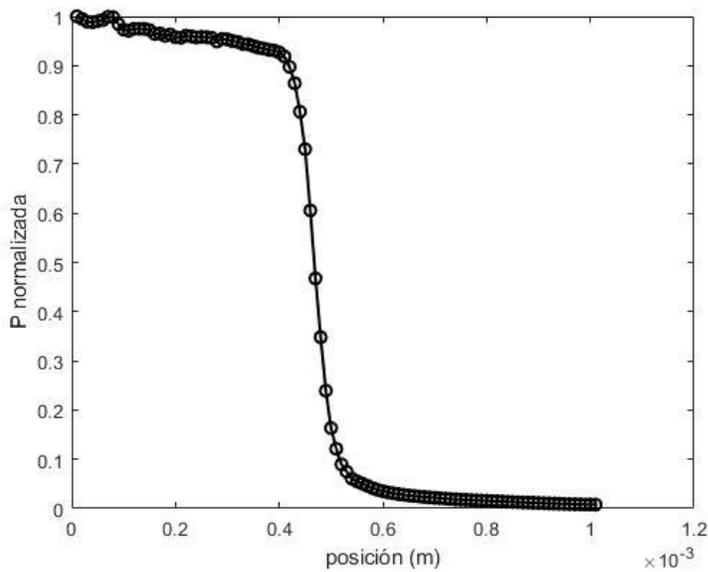


Gráfica 4.3. 5. Datos correspondientes a la posición del foco, la cintura del haz es $W=56.07\mu$.

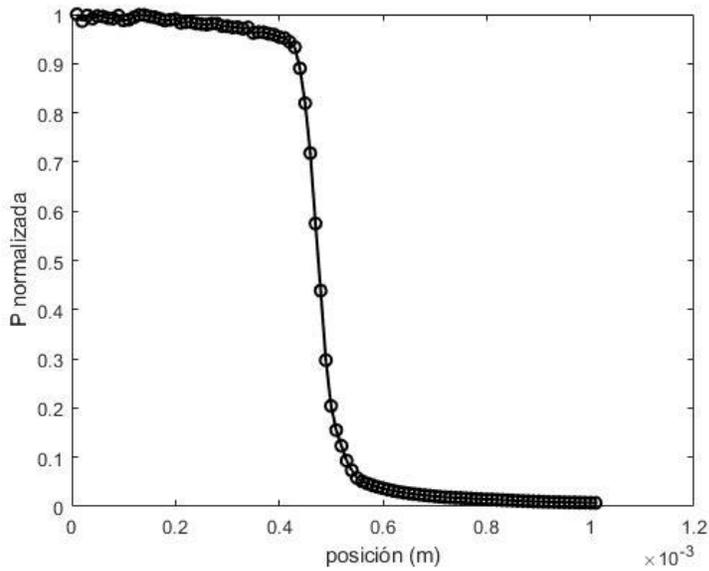


Gráfica 4.3. 6. Datos para una posición de la navaja de 0.25 cm después del foco, la cintura del haz es $W=64.1\mu\text{m}$.

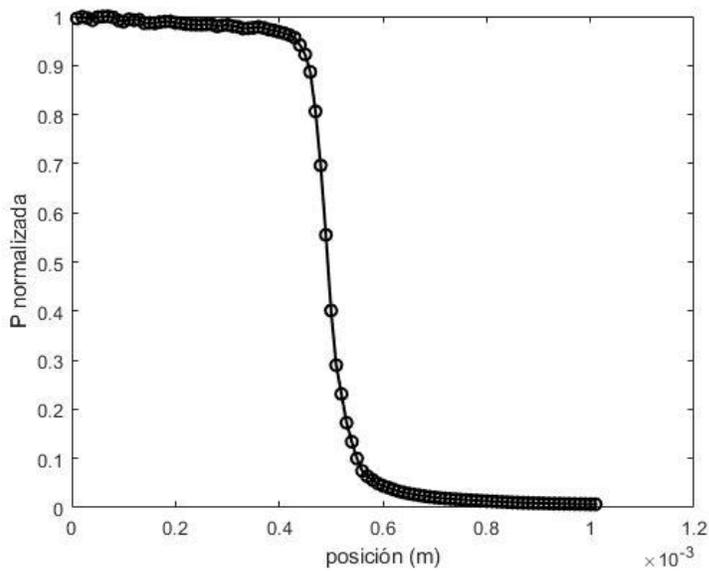
Con esto se observó que el foco, en este eje, se encuentra en 8.25 de la lente. Conociendo la longitud focal se hizo nuevamente la técnica de la navaja en el eje transversal faltante, las gráficas resultantes son:



Gráfica 4.3. 7. Datos registrados para la posición de la navaja en -0.25 antes del foco, la cintura del haz es $W=74.56\mu\text{m}$



Gráfica 4.3. 8. Datos para la navaja colocada en el foco, la cintura del haz es $W=66.25\mu\text{m}$.



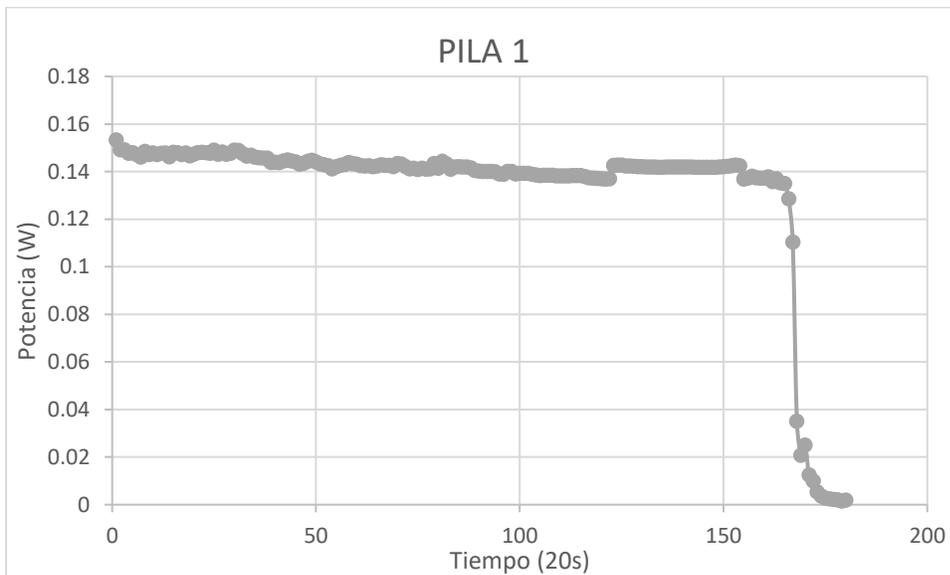
Gráfica 4.3. 9. Datos para la posición de la navaja a 0.25 después del foco, la cintura del haz es $W=70.1\mu\text{m}$

Se puede observar que la cintura del haz se encuentra a 8.25 cm de la lente, pero el valor de la cintura del haz en el eje x es diferente que en el eje y , con esto se reafirma que el haz no es simétrico y por lo tanto es elíptico.

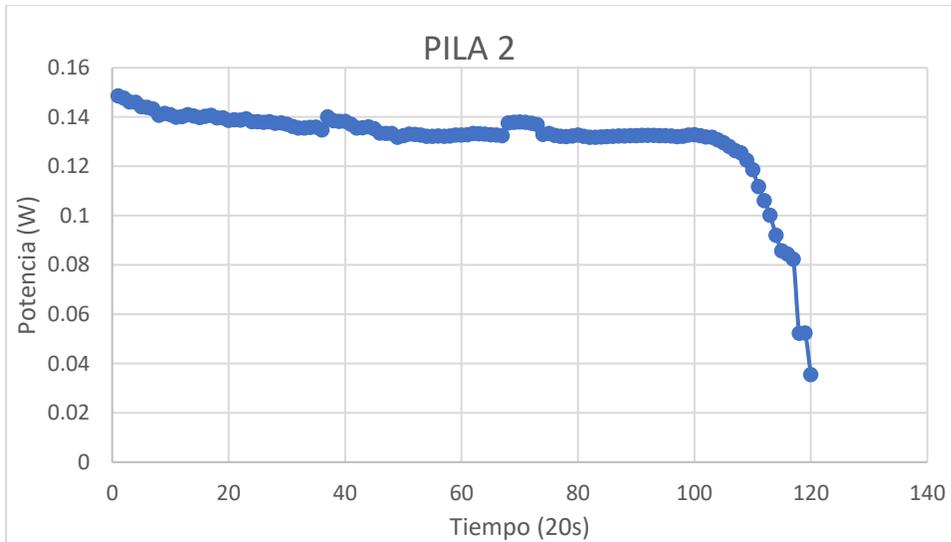
Variación de la potencia respecto al tiempo (4^{to} experimento)

Se realizó esta parte de caracterización de haz para observar cómo va disminuyendo la potencia respecto al tiempo, y así ver cuánto afecta a las curvas de barrido en Z y la variación de los datos obtenidos debido a que no se tiene una fuente de voltaje constante, sino variable.

Para realizar este experimento se dejó cargando ambas pilas alrededor de 8 horas, después, en el laboratorio, el láser es colocado y en seguida se coloca el fotodetector conectado a la computadora, la cual va tomando datos cada 20 segundos. Los resultados de esta variación son los siguientes



Gráfica 4.3. 10. Aquí se observa la variación de la potencia con respecto del tiempo de la pila 1 por 1 hora.



Gráfica 4.3. 11. Aquí se observa la variación de la potencia con respecto del tiempo de la pila 2 por 40min.

Se puede observar en ambas gráficas anteriores que la potencia se mantiene en un rango entre [153 a 135 mW] para la pila 1 y para la pila 2 el rango es de [148 a 125mW] para luego decaer a un valor bajo y descargarse la pila. También se ve como la forma de decaimiento no es constante, si no que hace fluctuaciones en ciertos instantes debido a que no se puede asignar una potencia determinada con una fuente variable.

Cabe aclarar que cada dato en las gráficas fue tomado con una diferencia de 20 segundos por ello la gráfica de la pila 1 es de 1 hora y la gráfica de la pila 2 es de 40 minutos.

En la mayoría de los experimentos y resultados se usaron pilas con las mismas características de la pila 1 ya que esta es de mayor duración temporal. Agregando que cada pila no fue utilizada por completo en los resultados obtenidos, sino que cada pila fue cargada completamente y usada aproximadamente 30 minutos y luego cambiar la pila por la otra, esto fue para que salieran con más “precisión” los resultados y no arriesgar la posibilidad de obtener resultados cuando la pila ya tiene una baja potencia. La pila 2 se consideró como de repuesto ya que por sus características se prefirió la pila 1.

CAPITULO 5

Resultados

En este capítulo se muestran algunas gráficas de cada una de las muestras que en total fueron 4. En cada material orgánico se realizaron 2 muestras de diferente pigmentación. Se seleccionaron 2 gráficos de una variedad grande de resultados obtenidos para cada muestra, las cuales son las más representativas, favorables y capaces para realizar un análisis de las curvas de Z-scan.

También se determinó el coeficiente de absorción de cada muestra, el signo y magnitud del índice de refracción del material no lineal de ambos arreglos experimentales.

Para obtener el índice de refracción de un medio térmico por el cual, incide un láser continuo, se obtuvo el cambio de fase mediante un ajuste de curvas con un programa realizado en MATLAB y así obtener la variación del índice debido a la fórmula [3,8]

$$\Delta\Phi_0 = k\Delta n_0 L_{eff}$$

La transmitancia normalizada es obtenida a partir de los resultados registrados, ya que

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{P}{P_0}$$

Para obtener el coeficiente de absorción lineal de cada muestra se usó la fórmula

$$\alpha = -\frac{\ln(P_m/P_i)}{L} \quad (5.1)$$

donde P_m es la potencia a la salida del medio, P_i es la potencia registrada a la salida de la celda o recipiente sin medio y L es la longitud del medio.

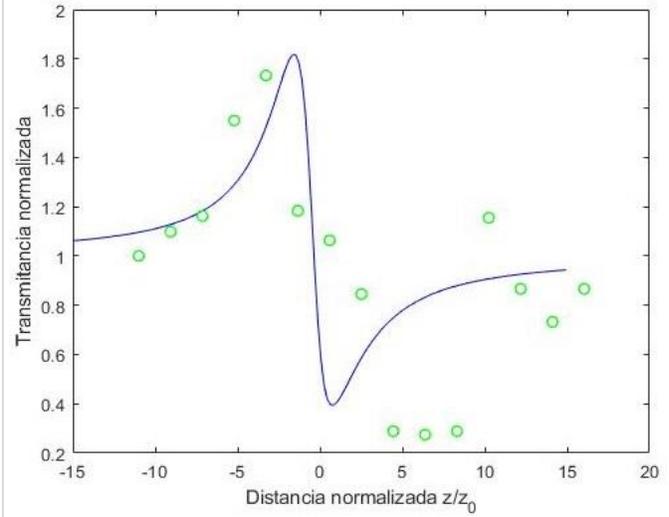
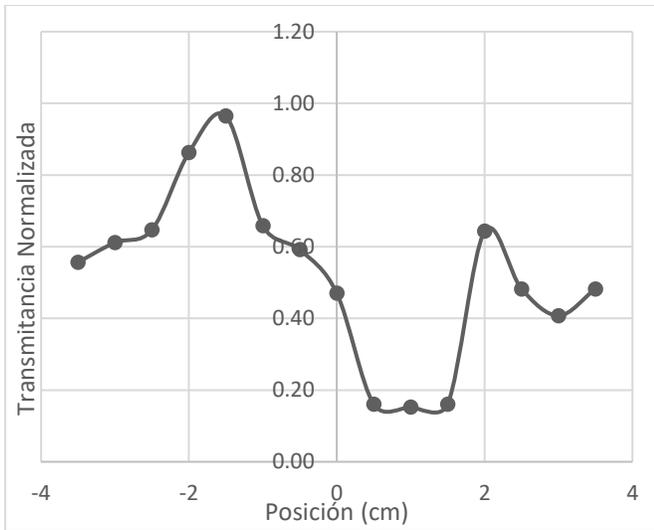
Las siguientes imágenes se encuentran las curvas de Z-scan con el ajuste de curvas para cada una de ellas.

5.1. Resultados Caseros

5.1.1. Resultados de la muestra de Jamaica

5.1.1.1. Muestra 2

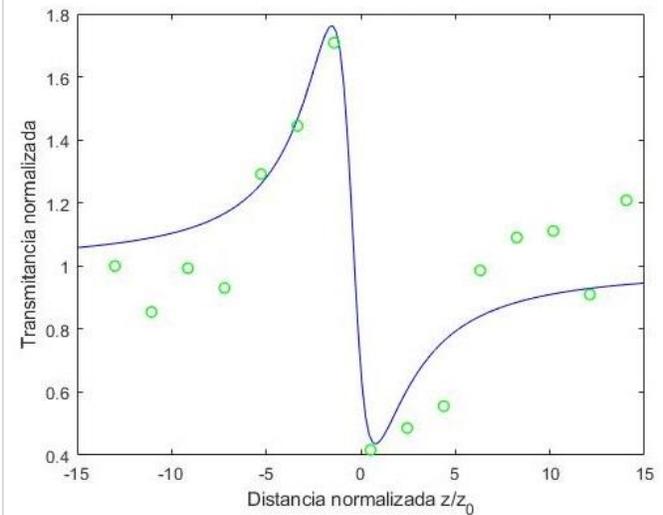
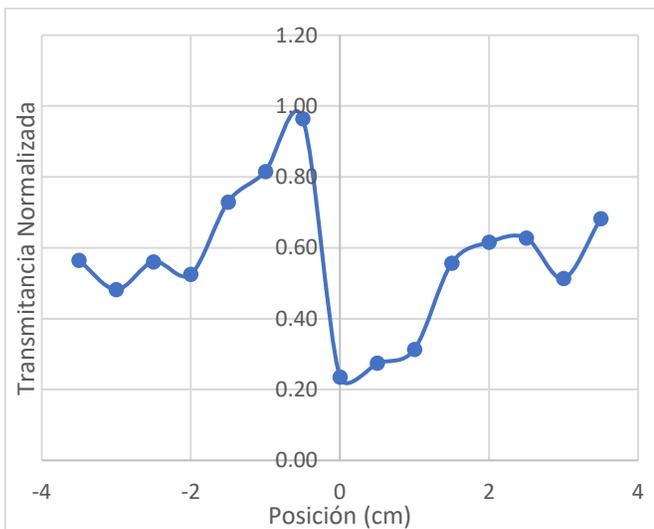
Esta muestra contiene mayor pigmentación de flor de Jamaica. Las gráficas de barrido son:



Gráficas 5.1. 1.1 Curvas de Z-scan con $\alpha = 0.62 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -1\pi$, $m = 0.2$ y con $\Delta n_0 = -2.05 \times 10^{-5}$.

5.1.1.2. Muestra 1

Aquí el color de la muestra es más claro que la anterior. Las gráficas son:

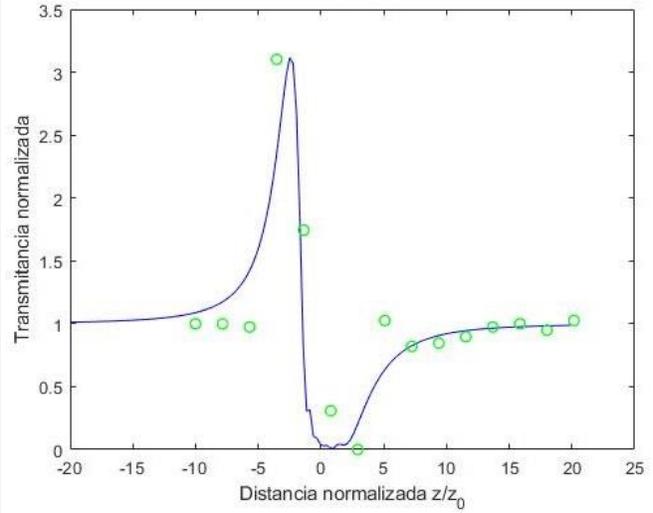
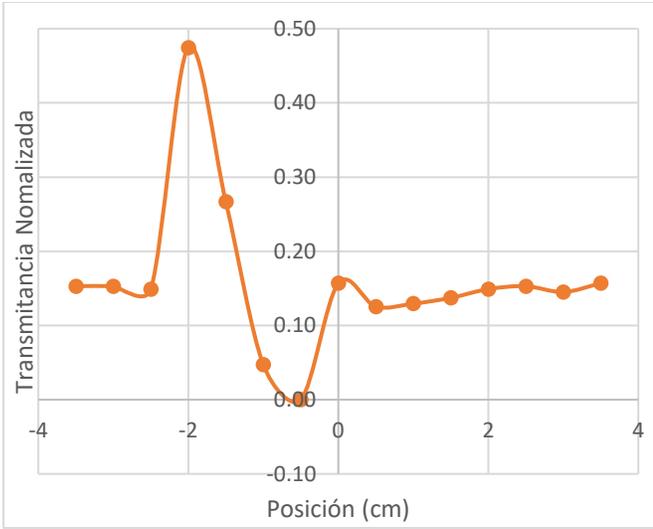


Gráficas 5.1.1.2 Curvas de Z-scan con $\alpha = 0.48 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -0.9\pi$, $m = 0.2$ y $\Delta n_0 = -1.8 \times 10^{-5}$.

5.1.2. Resultados de la muestra de betabel

5.1.2.1. Muestra 2

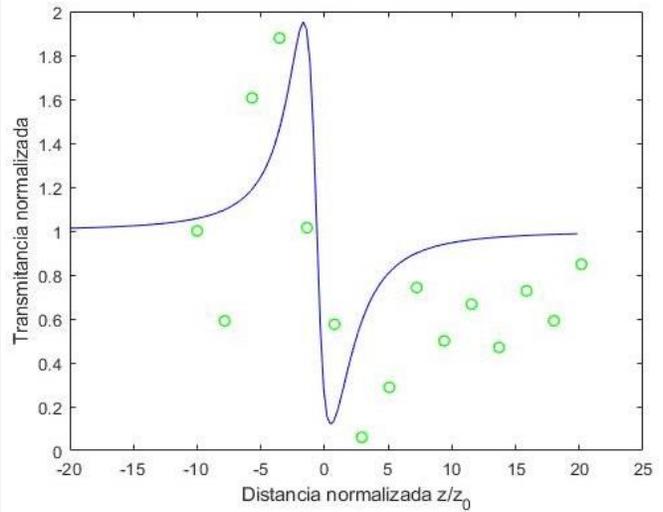
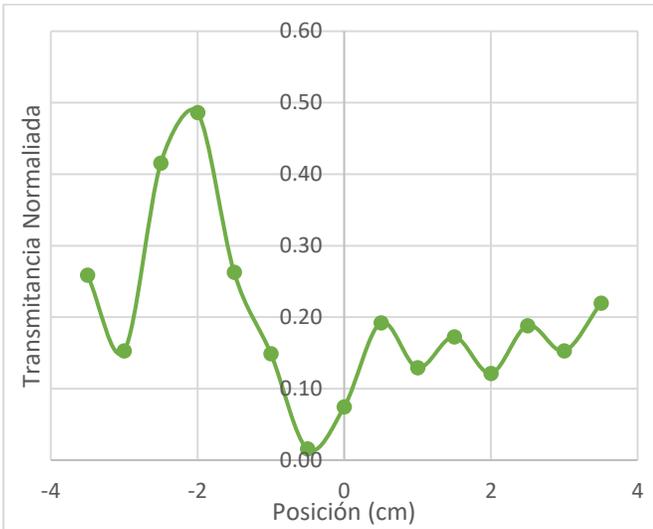
Esta muestra contiene mayor pigmentación. Las curvas de barrido son:



Gráficas 5.1.2.1 Curvas de Z-scan con $\alpha = 0.58 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -1.5\pi$, $m = 0.6$ y $\Delta n_0 = -3.33 \times 10^{-5}$.

5.1.2.2. Muestra 1

Esta muestra contiene menor pigmentación. Las curvas de barrido son:



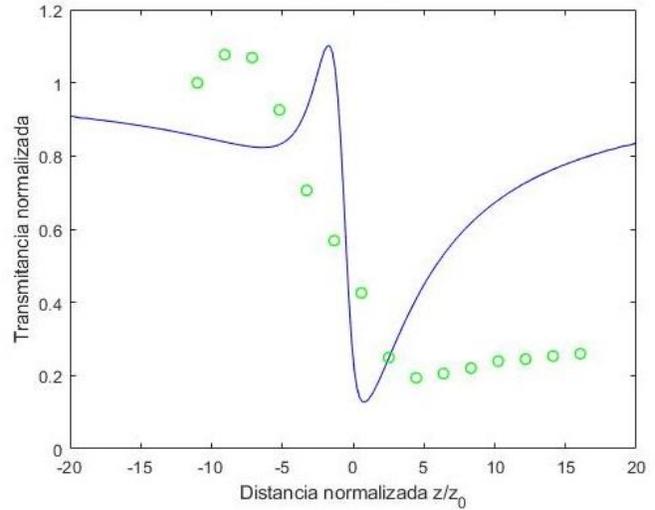
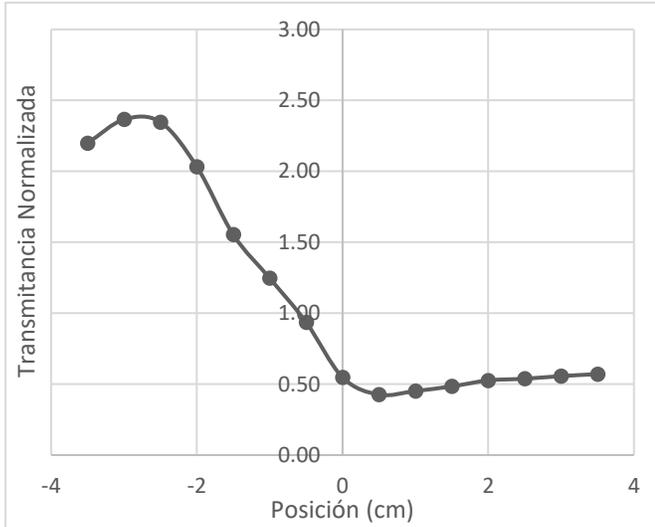
Gráficas 5.1.2.2 Curvas de Z-scan con $\alpha = 0.13 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -0.8\pi$, $m = 1.1$ y $\Delta n_0 = -1.18 \times 10^{-5}$.

5.2. Resultados del Laboratorio

5.2.1. Resultados de la muestra de Jamaica

5.2.1.1. Muestra 2

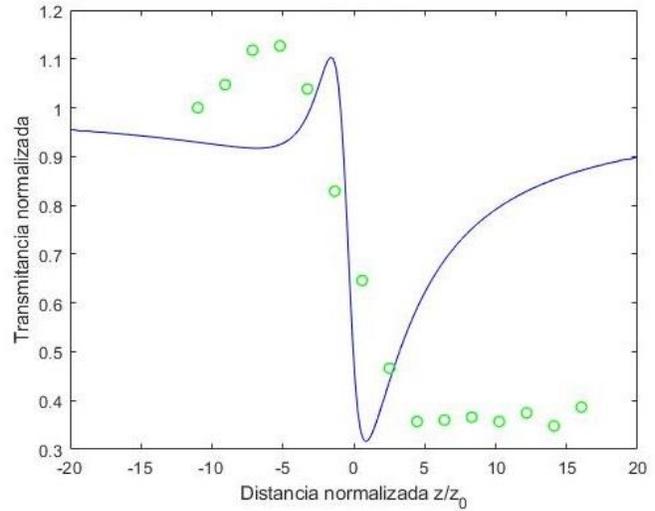
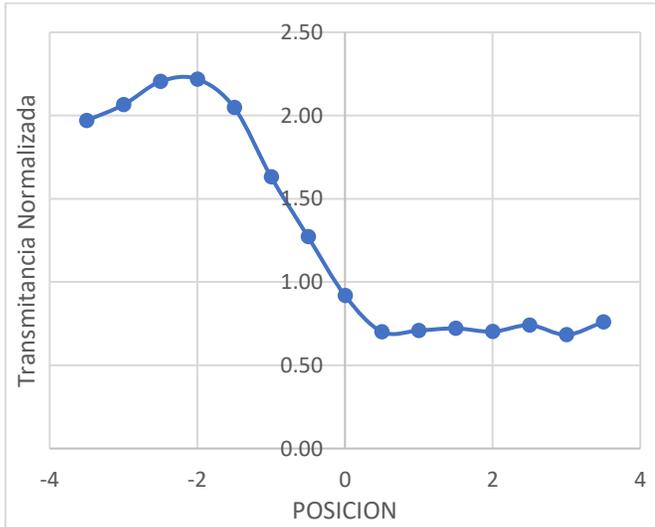
Esta muestra contiene mayor pigmentación. La curva de barrido queda



Gráficas 5.2. 1.1 Curvas de Z-scan con $\alpha = 0.43 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -1\pi$, $m = 0.4$ y $\Delta n_0 = -1.9 \times 10^{-5}$.

5.2.1.2. Muestra 1

Esta muestra contiene menor pigmentación. Las curvas de barrido son:

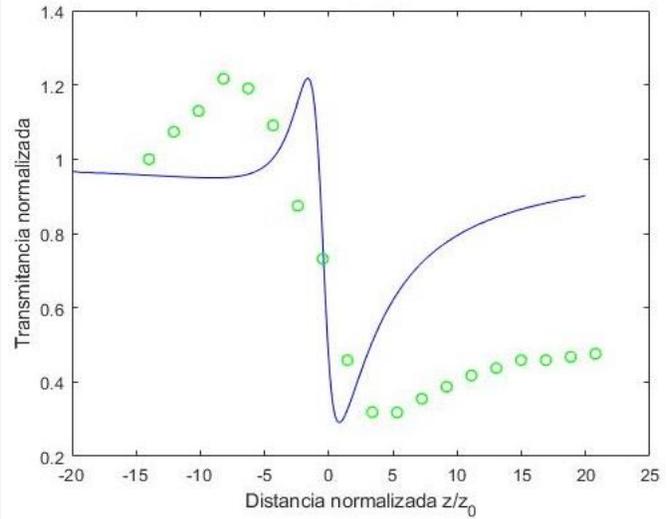
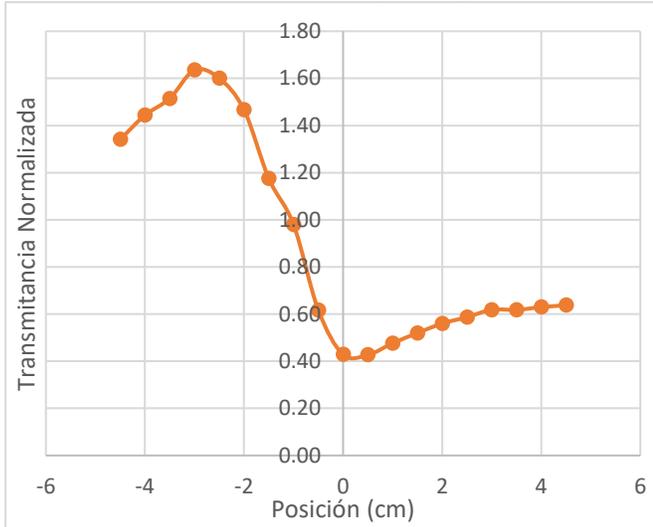


Gráficas 5.2.1. 2 Curvas de Z-scan con $\alpha = 0.35 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -0.7\pi$, $m = 0.3$ y $\Delta n_0 = -1.24 \times 10^{-5}$.

5.2.2. Resultados de la muestra de Betabel

5.2.2.1. Muestra 2

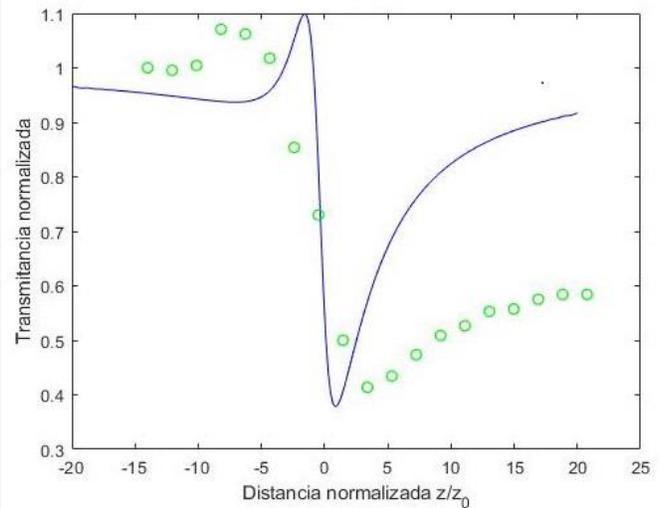
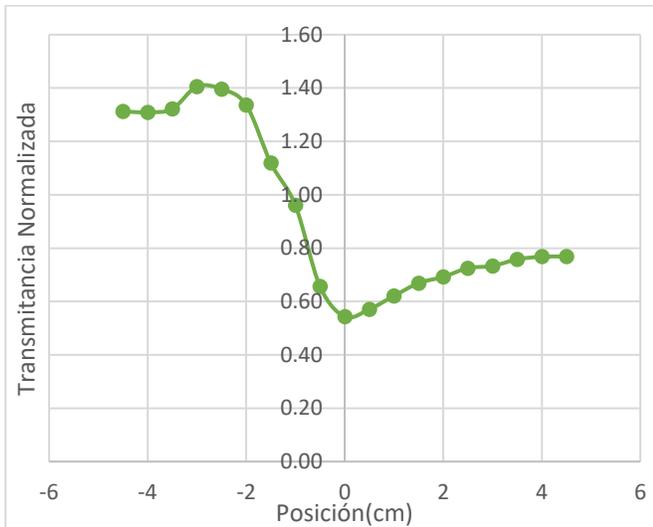
Esta muestra contiene mayor pigmentación. Las curvas de barrido son:



Gráficas 5.2.2.1 Curvas de Z-scan $\alpha = 0.37 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\Phi_0 = -0.8\pi$, $m = 0.3$ y $\Delta n_0 = -1.33 \times 10^{-5}$.

5.2.2.2. Muestra 1

Esta muestra contiene menor pigmentación. Las curvas de barrido son:



Gráficas 5.2. 2.2 Curvas de Z-scan $\alpha = 0.25 \text{ cm}^{-1}$ $\Delta\Phi_0 = -0.6\pi$, $m = 0.3$ y $\Delta n_2 = -9.97 \times 10^{-6}$.

5.3. Comparación de resultados entre ambos arreglos

En esta sección se analizan y comparan los datos obtenidos, así como el coeficiente de absorción y el índice de refracción no lineal, de los gráficos del arreglo experimental casero y del arreglo experimental en laboratorio.

Recordando los datos de las gráficas de la sección anterior

CASERO		LABORATORIO	
JAMAICA MUESTRA 2			
$\alpha = 0.62 \text{ cm}^{-1}$		$\alpha = 0.43 \text{ cm}^{-1}$	
$\Delta\Phi_0 = -1\pi$	$\Delta n_0 = -2.05 \times 10^{-5}$	$\Delta\Phi_0 = -1\pi$	$\Delta n_0 = -1.9 \times 10^{-5}$
JAMAICA MUESTRA 1			
$\alpha = 0.48 \text{ cm}^{-1}$		$\alpha = 0.35 \text{ cm}^{-1}$	
$\Delta\Phi_0 = -0.9\pi$	$\Delta n_0 = -1.8 \times 10^{-5}$	$\Delta\Phi_0 = -0.7\pi$	$\Delta n_0 = -1.24 \times 10^{-5}$
BETABEL MUESTRA 2			
$\alpha = 0.58 \text{ cm}^{-1}$		$\alpha = 0.37 \text{ cm}^{-1}$	
$\Delta\Phi_0 = -1.5\pi$	$\Delta n_0 = -3.33 \times 10^{-5}$	$\Delta\Phi_0 = -0.8\pi$	$\Delta n_0 = -1.33 \times 10^{-5}$
BETABEL MUESTRA 1			
$\alpha = 0.13 \text{ cm}^{-1}$		$\alpha = 0.25 \text{ cm}^{-1}$	
$\Delta\Phi_0 = -0.8\pi$	$\Delta n_0 = -1.18 \times 10^{-5}$	$\Delta\Phi_0 = -0.6\pi$	$\Delta n_0 = -9.97 \times 10^{-6}$

Tabla 5.3. 1. Tabla de comparación entre los resultados caseros y de laboratorio.

De acuerdo con la forma de las curvas de barrido de cada muestra de ambos arreglos se puede observar que se encuentran el pico y luego el valle por lo que se puede determinar que el signo del índice de refracción es negativo.

Se puede observar también que las curvas de barrido del arreglo casero en comparación con las del arreglo de laboratorio, comparando las de misma tonalidad, son similares en la forma y figura pero no son similares en los valores de la transmitancia normalizada, esto es debido a que en el programa de MATLAB, el perfil de intensidad máximo es de 255 por lo que la transmitancia normalizada estará en una escala de [0,1] en cambio el fotodetector tiene la capacidad de obtener el valor de la potencia real del haz.

6. CONCLUSIONES

Se observó que para las muestras orgánicas de betabel es necesario mantenerlas en un lugar fresco y oscuro, especialmente en refrigeración para obtener una mayor duración de tonalidad de aproximadamente 1 mes, en cambio, si las muestras se encuentran en un lugar caliente la duración es de máximo una semana. Las muestras de Jamaica tienen mucho mayor duración estando en diferentes tipos de ambiente.

Es posible obtener curvas de barrido en Z con un láser comercial, el cual tiene características de no ser un haz gaussiano, siendo su distribución de intensidad de tipo elíptico y no contiene una fuente de voltaje constante, por lo que es variable, debido a que la fuente es una pila que debe recargarse. Se notó que la pila trata de mantener una potencia de un rango de entre $[0.137, 0.153]mW$ para posteriormente descender repentinamente. La cintura del haz se calculó mediante la técnica de la navaja obteniendo para un perfil transversal una cintura de $W = 56.07 \mu m$ y para el otro perfil transversal $W = 66.25 \mu m$ con la cual fue otra técnica para rectificar que el haz no es simétrico.

Se llegó a la conclusión de que es posible obtener las curvas a través de la técnica Z-scan mediante un arreglo casero a pesar de una fuente variable y haz asimétrico. Para el caso donde una persona se vea en la necesidad de realizar este experimento en casa, como fue en el caso de la contingencia sí existe la posibilidad de analizar y obtener datos de las curvas de barrido, como el coeficiente de absorción, el signo y magnitud del índice de refracción no lineal, pero estos datos obtenidos no son exactos solo son aproximaciones de los datos reales. También al hacer este experimento casero es bastante complicado y conlleva mucho tiempo, pero da buenos resultados. Esta conclusión se llegó a través de la comparación con las curvas de barrido obtenidas en el laboratorio, con exactamente las mismas muestras, ya que se observó que los valores son semejantes.

7. APENDICE

Debido a la dificultad de adquirir un detector de potencia se optó por capturar imágenes mediante un teléfono celular, las imágenes de cada muestra, mientras las muestras se movían cada medio centímetro, y desarrollar un código en MATLAB.

El código en MATLAB que se desarrolló obtener las potencias de cada imagen y así formar las curvas de Z-scan fueron dos.

El código para la obtención de los ejes coordenados del punto medio de las imágenes fue:

```
A=imread('-3.5.jpg');
figure(1), image(A), axis image
A2=A(1000:1300,1950:2350,:);
figure(2), image(A2), axis image
imshow(A2)
[a1,b1]=ginput(1)
```

El Código para la obtención de la potencia del punto medio del spot fue:

```
A=imread('-3.5.jpg');
figure(1), image(A), axis image
A2=A(1000:1300,1950:2350,:);
figure(2), image(A2), axis image
subplot(2,2,1), imshow(A2);
figure(2), subplot(2,2,3); plot(A2(173,:));
title('perfil horizontal','FontSize',10);
A2(173, :, :)=0;
figure(1), image(A2), axis image
figure(2), subplot(2,2,4); plot(A2(:,180));
title('perfil vertical','FontSize',10);
A2(:,180, :)=0;
figure(1), image(A2), axis image
```

8. BIBLIOGRAFIA

- [1] Sheik-Bahae, M., Said A. A., et al. (1989). *High-sensitivity, Single-beam n_2 Measurements*. Optics Letters. Orlando, Florida.
- [2] Sheik-Bahae, M., Said A. A., Wei, TH. (1990). *Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam*. IEEE Journal of Quantum Electronics. Orlando, Florida.
- [3] García Ramírez, E. V., et al. (2011). "Z-scan and spatial self-phase modulation of a Gaussian beam in a thin nonlocal nonlinear media". Journal of Optics. Puebla, México.
- [4] Saleh, B. E. A. y Teich M. C.. (1991). *Fundamentals of Photonics*. Nueva York: Wiley.
- [5] De la Cruz Quiroga, Juan. (2014). *Estudio Experimental de Curvas de Z-Scan de Materiales Orgánicos*. Puebla Pue.
- [6] Cuatecatl Tlapapatl, Miriam. (2015). *Estudio de la Formación de una Lente Térmica en un Medio Óptico No Lineal*. Puebla, México.
- [7] Dienerowitz, Maria. (2017). *Gaussian Beams*. Jena, Alemania.
- [8] Martínez Irivas, B. A., et al. (2016). "Z-scan for thin media with more than one nonlocal nonlinear response". OSA. Puebla, México.
- [9] Boyd, Robert W. (2007). *Nonlinear Optics*. Nueva York: Academic Press.
- [10] Ponomarenko, Sergey A. (2018). *Fundamentals of Nonlinear Optics*. Lecture Notes.
- [11] Raygoza Sánchez, Karen Y. (2016). *Estudio de la respuesta no-lineal de sistemas ordenados y desordenados de nano-compositos*. Baja California, Mexico.
- [12] Hecht, Eugene. (2017). *Optics*. Estados Unidos: Pearson.
- [13] Mercado Vásquez, J. G. (2015). *Automatización de la técnica Z-scan y su aplicación al estudio del índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción de tercer orden en películas de PMMA contaminadas con DR1*. D.F., México.
- [14] Neethling, Pieter. (2005). *Determining non-linear optical properties using the Z-scan technique*. Stellenbosch, South Africa.

- [15] García A., Valbuena S., Sarmiento R., Racedo F. (2015). *Medidas de las Propiedades Ópticas No-Lineales del Aceite de Oliva Usando Z-Scan*. Barranquilla, Colombia.
- [16] Domínguez-Cruz, R. Milan, D., M.A. et al. (2005). *Determination of Third Order Optical Non-Linearity in a Liquid Crystal by Z-Scan Technique for Optoelectronic Applications*. Puebla, México.
- [17] Van Stryland, Eric W., Sheik-Bahae, Mansoor. (1998). *Z-Scan Measurements of Optical Nonlinearities*. Orlando, Florida.
- [18] Bing Gu, Hui-Tian Wang. (2006). *Theoretical study of saturable Kerr nonlinearity using top-hat beam Z-scan technique*. Optics Communication. China.
- [19] Fuks-Janczarek, I., Miedzinski, R., et al. *Z-scan analysis, and ab initio studies of beta-BaTeMo₂O₉ single crystal*. Czestochowa, Poland.
- [20] C. de Araújo, Marcos A. Silva, Rubens, et al. (2009). *Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis*. Pará, Brazil
- [21] Yasuzi Suzaki and Atsushi Tachibana. (1975). *Measurement of the μm sized radius of Gaussian laser beam using the scanning knife-edge*. Yokohama, Japan.
- [22] Moustafa Rashad, Mohamed. *Measurements of Laser Beam Using Knife Edge Technique*. Politecnico Milano.
- [23] López Rayón, Fernando. (2017). *Caracterización del Perfil Transversal de un Haz de Láser Semiconductor*. Puebla Pue.