



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE CURVAS DE Z-SCAN DE  
MATERIALES ORGÁNICOS.

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física Aplicada**

por

Juan De La Cruz Quiroga

asesorado por

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero

Puebla Pue.

# Índice general

1. Introducción.....	2
1.1 Antecedentes.....	2
1.2 Objetivo general y particulares.....	3
1.3 Estructura de la tesis.....	4
2. Desarrollo teórico.....	5
2.1 Introducción.....	5
2.2 Óptica no lineal y Fenómenos térmicos.....	5
2.3 Haz Gaussiano.....	7
2.4 Descripción de la técnica de barrido en Z.....	9
2.5 Descripción de algunos materiales orgánicos.....	13
3. Desarrollo experimental.....	14
3.1 Introducción.....	14
3.2 Preparación de muestras.....	14
3.3 Técnicas de caracterización del haz.....	15
3.4 Descripción del arreglo experimental.....	17
4. Resultados.....	19
4.1 Introducción.....	19
4.2 Curvas de absorción.....	19
4.3 Curvas de barrido en Z para medios orgánicos.....	25
4.4 Principales resultados.....	49
5. Conclusiones.....	50
Bibliografía.....	51

---

## Resumen

Un área importante de investigación dentro de la óptica no lineal es la búsqueda y caracterización de nuevos materiales ópticos que presenten propiedades no lineales, para su uso en los campos de la óptica no lineal y la fotónica.

Algunos trabajos de investigación han mostrado que ciertos compuestos orgánicos podrían presentar respuestas ópticas no lineales. En este trabajo de tesis se caracterizaron distintos pigmentos orgánicos de origen vegetal, como parte de este trabajo de tesis también se usaron los pigmentos en distintos solventes como agua, alcohol isopropílico y acetona, buscando así aquel que diera mejores resultados experimentales.

Los distintos pigmentos se caracterizaron mediante la técnica de barrido en  $Z$ , el cual es un método experimental que nos permite determinar la magnitud y signo de la no linealidad del medio, así como el coeficiente de absorción no lineal de materiales ópticos. Se usó esta técnica ya que el sistema experimental es considerablemente sencillo y nos permite obtener mucha información de los materiales utilizados.

---

# Capítulo 1. Introducción

## 1.1 Antecedentes

La óptica no lineal es el estudio de fenómenos que ocurren como una consecuencia de las modificaciones de las propiedades ópticas de los medios, debido a la presencia de la luz <sup>[1]</sup>. La aparición de estos fenómenos ópticos no lineales crea un gran interés en los materiales ópticos, debido a sus grandes aplicaciones en la ciencia y tecnología, como: comunicaciones ópticas, óptica cuántica, electrónica cuántica y optoelectrónica entre otras. Estas aplicaciones han conducido a estudiar y determinar el grado de la no linealidad de estos materiales. Así un material no lineal es aquel que se ve afectado su índice de refracción ante la intensidad de la luz que incide sobre él, en el caso contrario se dice que son materiales lineales.

Existen diversas técnicas para determinar si un material es lineal o no lineal, por ejemplo interferencia no lineal <sup>[2,3]</sup>, mezcla degenerada de tres y cuatro ondas <sup>[4,5]</sup>, rotación elíptica <sup>[6]</sup> y medidas de la distorsión del haz <sup>[7]</sup> entre otras. Varias de estas técnicas requieren de un láser pulsado de alta potencia, con energía de un Joule y arreglos experimentales no tan fáciles de armar.

En 1988 en la búsqueda de nuevas técnicas experimentales que ofrecieran una mayor exactitud y simplicidad en la medición, permitieron el desarrollo de técnicas como la denominada técnica de barrido en Z (Z-scan) por M. Sheik-Bahae, A.A. Said y E. W. Van Stryland <sup>[8]</sup>. Este método no está restringido con respecto a la fuente de luz que se use (la fuente puede ser un láser pulsado o continuo de alta o baja potencia). Siendo esta técnica aplicable a diversos tipos de medios, resultando ser una herramienta valiosa para conocer el signo y la magnitud del índice de refracción no lineal, así como de la absorción no lineal, basada en los principios de la distorsión espacial del haz. Por su simplicidad y exactitud, ha sido utilizada exitosamente en el análisis del índice de refracción no lineal de diferentes tipos de medios tales como: rubí <sup>[9]</sup>, GdAlO<sub>3</sub> <sup>[9]</sup>, CS<sub>2</sub> <sup>[8,10]</sup>, BaF<sub>2</sub> <sup>[8]</sup>, Bi<sub>12</sub>TiO<sub>2</sub> <sup>[11]</sup>, té chino <sup>[12]</sup>.

La técnica de barrido en Z consiste en colocar la muestra a diferentes posiciones alrededor del radio mínimo de un haz gaussiano y a campo lejano registrar con un detector la intensidad transmitida a través del medio. Sobre el detector se coloca una abertura pequeña de alrededor de uno o dos milímetros de diámetro con el objeto de monitorear únicamente los cambios alrededor del eje óptico. En cada una de estas posiciones se registra una lectura con el medidor de potencia los cuales son graficados y la gráfica resultante proporciona el signo y la magnitud de la no-linealidad del medio.

A la fecha se han desarrollado varias mejoras y alternativas a la técnica de barrido en Z: la técnica Z-scan de haces de rejilla cuasi-unidimensional que permite obtener variaciones de 1/500 sobre la distorsión del haz <sup>[14]</sup>, el Z-scan de eclipse en la que un disco en lugar de una abertura bloquea la parte central del haz <sup>[15]</sup>, el Z-scan a campo cercano de dos colores, en el cual el disco se explora alrededor de una vecindad de la muestra <sup>[16]</sup>, la técnica de los haces top-hat, que aumentan la efectividad 2.5 veces

sobre los haces gaussianos <sup>[17]</sup>, el Z-scan de dos colores que estudia las no linealidades no degeneradas <sup>[18]</sup>, el Z-scan de respuesta temporal <sup>[19]</sup> y actualmente la técnica de Z-scan con haces Bessel-Gauss <sup>[20]</sup>, lo hace de esta técnica experimental un sistema increíblemente versátil y relativamente sencillo de implementar.

Así anteriormente se realizó un trabajo de tesis de maestría de Fernando Rodríguez García<sup>[21]</sup> en el cual se hizo una caracterización no lineal de colorantes orgánicos aplicando la técnica de barrido en Z con un haz gaussiano y Bessel-Gauss. Aquí se mostró que los colorantes orgánicos como el Azul de metileno, cristal violeta, verde malaquita y verde brillante disueltos en alcohol isopropílico dan una respuesta no lineal y de signo negativo en todos los casos.

Previo a este trabajo de igual manera se realizó un trabajo de tesis de maestría de J. Diego Barranco Cruz<sup>[22]</sup> en este caso se caracterizaron también colorantes orgánicos como azul de metileno, rodamina, cristal violeta, verde malaquita y verde brillante pero disueltos en alcohol isopropílico, etanol y acetona. De igual manera se obtuvieron índices de refracción no lineal de signo negativo y magnitud del orden de  $10^{-5}$  a  $10^{-7}$ .

En el estudio de medios orgánicos está presente el denominado fenómeno térmico, el cual fue descubierto en 1964 por J. P. Gordon, et al, al observar variaciones en la intensidad y en la divergencia de un láser de Helio-Neón, cuando se colocaron muestras líquidas dentro de la cavidad del resonador<sup>[13]</sup>. Así, se dice que cuando un medio líquido absorbente es iluminado con un haz intenso (luz láser) y con distribución de intensidad de tipo Gaussiano, las moléculas contenidas en el líquido absorben la intensidad de la luz transformándola en calor, que a su vez permite un cambio de temperatura en el medio y este cambio modifica el índice de refracción del líquido induciendo así una lente térmica dentro del medio, la cual se forma al iluminarlo y desaparece cuando se deja de iluminar.

## 1.2 Objetivo general y particulares

Objetivo general: realizar un análisis experimental de las curvas de barrido en Z de algunos materiales orgánicos.

Objetivos particulares:

1. Determinación de curvas de absorción de materiales orgánicos como: betabel, col morada, jamaica y cascara de uva.
2. Armar el arreglo experimental con las condiciones experimentales y parámetros del haz adecuados para la obtención de curvas de barrido en Z.
3. Determinar las propiedades del haz gaussiano.
4. Hacer una caracterización de las concentraciones de tintes orgánicos, así como los líquidos disolventes a utilizar en este trabajo de tesis.
5. Obtención de curvas de barrido en Z experimentales.
6. Realizar un análisis y comparación de resultados experimentales apoyados por algunas simulaciones numéricas.
7. Redacción y defensa de la tesis.

### **1.3 Estructura de la tesis**

En el segundo capítulo de esta tesis de licenciatura se muestra el marco teórico necesario para el desarrollo de este trabajo, se describe la teoría del haz gaussiano y ciertos fenómenos no lineales involucrados en este trabajo, también se describe en detalle la técnica de barrido en Z.

En el tercer capítulo se determinan las condiciones necesarias para el arreglo experimental utilizado en la técnica de barrido en Z, así como la preparación de las muestras utilizadas. También se describen los métodos usados para caracterizar el haz gaussiano empleado en la obtención de resultados experimentales.

En el cuarto capítulo nos centramos sobre el análisis de las curvas experimentales, obtenidas de los distintos materiales estudiados, obteniendo ciertos parámetros como la magnitud y el signo del índice de refracción no lineal. También empleando un ajuste numérico a las curvas de barrido en Z podemos determinar la naturaleza de la no linealidad del material estudiado.

Finalmente en el quinto y último capítulo se dan las conclusiones finales de este trabajo de tesis, donde se comenta sobre los resultados obtenidos y se mencionan algunas cuestiones y sugerencias para futuros trabajos.

---

## Capítulo 2. Desarrollo teórico

### 2.1 Introducción

Hoy en día, muchas de las cosas que nos rodean tienen que ver con fenómenos ópticos, en particular con ópticos no lineales que como ya se mencionó involucran diversos tipos de materiales con comportamiento no lineal, de aquí la importancia de la caracterización de estos materiales. De esta manera, el mayor interés de este trabajo de tesis es contribuir en la búsqueda de nuevos materiales con dichas propiedades, fáciles de conseguir y de bajo costo como son los materiales orgánicos para impulsar el avance de la ciencia y la tecnología.

Esta búsqueda se realiza en base a los estudios teóricos, analíticos y experimentales, reportados por diversos trabajos publicados a lo largo de los años. Así para realizar esta caracterización es necesario hacer una revisión teórica de los principales conceptos y fenómenos ópticos involucrados en este tema de tesis.

### 2.2 Óptica no lineal y Fenómenos térmicos

Un medio presenta una respuesta óptica no lineal cuando sus propiedades tales como el índice de refracción, la velocidad de la luz, el principio de superposición y la frecuencia se ven afectadas ante la presencia de la luz.

Para un medio dieléctrico lineal la relación entre la densidad de polarización y el campo eléctrico está dada por

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E. \quad (2.1)$$

Donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío y  $\chi^{(1)}$  es un escalar.

Por otro lado, para un dieléctrico no lineal esta relación está dada por

$$P = \epsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \dots \quad (2.2)$$

Donde  $\chi^{(n)}$  son las susceptibilidades del material (tensor de susceptibilidad de n-ésimo orden) y E es el campo eléctrico.

Así, para un campo eléctrico pequeño solo la componente lineal ( $\chi^{(1)}$ ) presenta un efecto significativo (caso lineal), los órdenes mayores son tan pequeños que se desprecian. Sin embargo cuando el campo eléctrico es grande las componentes de segundo y tercer orden llegan a ser significativas (caso no lineal). Esto ocurre por ejemplo cuando un material se ilumina con luz láser, aquí la intensidad del campo eléctrico de la onda electromagnética es comparable a los campos eléctricos interatómicos del

material y se pueden manifestar los efectos no lineales del material<sup>[1]</sup>.

Uno de los fenómenos en estudio dentro de la óptica no lineal es el cambio del índice de refracción de un material en función de la intensidad de la luz incidente sobre él, definido como índice de refracción no lineal ( $n_2$ ). Donde el índice de refracción neto, es la suma del índice de refracción lineal o constante ( $n_0$ ) y la contribución no lineal ( $n_2$ ).

$$n = n_0 + n_2 I. \quad (2.3)$$

La magnitud del índice de refracción no lineal depende del tipo de fenómeno óptico generado dentro del material. El índice de refracción puede ser dependiente de cambios en la temperatura denominado efecto térmico, variaciones en la tensión dentro del material denominado efectos acusto-ópticos o más comúnmente puede ser susceptible a cambios ocasionados por un campo eléctrico, denominado efecto electro-óptico.

El efecto electro-óptico es uno de los fenómenos ópticos más estudiados en la óptica no lineal, el cual da origen a dos fenómenos: el efecto Kerr y el efecto Pockels. Estos surgen al considerar una dependencia del índice de refracción en función de la presencia de un campo eléctrico, matemáticamente esta dependencia se suele expresar como una serie de Taylor.

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \frac{1}{6} a_3 E^3 + \dots \quad (2.4)$$

Efecto Kerr:

Es el cambio del índice de refracción de un material en respuesta a un campo eléctrico incidente de una onda electromagnética, éste se caracteriza por que el cambio en el índice de refracción es proporcional al cuadrado del campo eléctrico.

$$n(E) = n - \frac{1}{2} \zeta n^3 E^2. \quad (2.5)$$

Donde  $n$  es el coeficiente del índice de refracción del material cuando el campo eléctrico aplicado  $E$  es cero y a  $\zeta$  se le denomina el coeficiente electro-óptico cuadrático o coeficiente Kerr.

Efecto Pockels:

Es el cambio en el índice de refracción en respuesta a la luz incidente, en este efecto el cambio es linealmente proporcional al campo aplicado, es importante mencionar que este efecto solo se produce en materiales que carecen de inversión de simetría es decir que son no centrosimétricos.

$$n(E) = n - \frac{1}{2} \tau n^3 E. \quad (2.6)$$

A  $\tau$  se le denomina el coeficiente electro-óptico lineal o coeficiente Pockels.

El cambio en el índice de refracción generado por estos fenómenos producen a su vez un fenómeno

dentro del material denominado autoenfocamiento o autodesenfocamiento, en este caso los cambios locales en el índice de refracción hacen que el medio actúe como una lente cuando una onda electromagnética presenta un gradiente en su distribución de intensidad, por ejemplo en el caso de un haz gaussiano, dependiendo del signo del índice de refracción no lineal en el material éste puede actuar como una lente positiva o negativa, enfocando o desenfocando la luz respectivamente.

Recordemos que otro de los efectos no lineales es el efecto térmico. Se denomina así al fenómeno en el cual se induce un cambio en el índice de refracción de un medio óptico debido a un cambio en la temperatura, usualmente asociado a la dilatación del material. Este fenómeno puede producirse al hacer incidir la luz de un láser sobre un material óptico, debido a que la energía absorbida por el material se transforma en calor induciendo un cambio en la temperatura y así un cambio en el índice de refracción. De esta manera se define el cambio en el índice de refracción en función del cambio en la temperatura ( $\Delta T$ ) y un coeficiente de proporcionalidad denominado el coeficiente termo-óptico ( $\alpha$ ).

$$n(\Delta T) = n + \alpha \Delta T. \quad (2.7)$$

Es importante mencionar que este efecto térmico no es instantáneo y toma un tiempo del orden de unos cuantos segundos para estabilizarse, dependiendo de las características propias del material. En el caso de un láser con cierta simetría como es el caso de un haz gaussiano al tener un gradiente en la intensidad de la radiación, se obtiene un gradiente en el índice de refracción generando una lente inducida y dando lugar a fenómenos de autoenfocamiento o autodesenfocamiento.

### 2.3 Haz Gaussiano

La técnica de barrido en Z esta basada en el uso de un haz gaussiano, por lo tanto es importante describir primero las características de este tipo de haz.

El haz gaussiano es una solución a la ecuación de Helmholtz paraxial, donde se considera la aproximación paraxial cuando los vectores normales a los frentes de onda del haz forman ángulos pequeños respecto al eje de propagación del haz y pueden aproximarse a un frente de onda plano ideal.

El campo eléctrico del haz Gaussiano al propagarse a lo largo del eje Z esta descrito por:

$$E(r,z) = E_o \frac{W_o}{W(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{W(z)^2}\right) \exp\left[-i\left(kz - \arctan \frac{z}{z_o} + \frac{kr^2}{2R(z)}\right)\right]. \quad (2.8)$$

Donde  $E_o$  es el campo eléctrico en el punto donde  $r = 0$  y  $z = 0$  con  $z$  la posición sobre el eje de propagación y  $r$  es la posición sobre el plano transversal al eje de propagación.  $W(z)$  es el radio del haz en función de  $z$ ,  $W_o$  es el radio mínimo del haz y  $R(z)$  es el radio de curvatura del frente de onda del haz,  $z_o$  es la distancia de Rayleigh.

El haz gaussiano se caracteriza por tener una simetría circular y la intensidad luminosa se encuentra restringida a un cilindro alrededor del eje de propagación del haz. La característica más determinante

del haz gaussiano es que la intensidad del campo disminuye radicalmente siguiendo el comportamiento de una curva de gauss, donde el perfil transversal de intensidades puede describirse por la siguiente ecuación<sup>[23]</sup>:

$$I(r,z) = I_o \frac{W_o}{W(z)^2} \exp\left[-2 \frac{r^2}{W(z)^2}\right]. \quad (2.9)$$

Los parámetros que caracterizan a un haz gaussiano son su radio  $W(z)$ , radio mínimo ( $W_o$ ) y la longitud de Rayleigh ( $z_o$ ) entre otros:

El radio de curvatura del frente de onda del haz propagándose se puede definir como:

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_o}{z} \right)^2 \right]. \quad (2.10)$$

La longitud de Rayleigh es la distancia antes y después del radio mínimo en la cual se puede considerar el haz como un frente de onda plano.

$$z_o = \frac{\pi W_o^2}{\lambda}. \quad (2.11)$$

Donde  $\lambda$  es la longitud de onda.

Considerando que la función gaussiana del haz se extiende por todo el espacio, por convención se define el ancho de un haz gaussiano  $2W(z)$  como el ancho al cual la intensidad del haz ha disminuido por  $1/e^2$  (aproximadamente 0.135), dentro de este ancho se encuentra el 86% de la energía del haz. Hay que considerar que pueden existir definiciones distintas para el radio de un haz, en este caso matemáticamente se expresa el radio del haz en función de la posición sobre el eje  $Z$  de propagación, de la siguiente forma.

$$W(z) = W_o \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_o} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.12)$$

$W_o$  es el radio más pequeño que alcanza el haz al propagarse y en estas ecuaciones se asume que su posición es en  $Z=0$ . A partir de este punto el radio del haz comienza a crecer, a distancias mayores que  $z_o$  se puede considerar que se expande linealmente, de tal forma que se puede considerar que los rayos del haz se encuentran dentro de un cono, cuyo eje coincide con el eje de propagación y con un ángulo determinado. A este ángulo se le denomina el ángulo de divergencia del haz.

$$\theta_o = \frac{\lambda}{\pi W_o}. \quad (2.13)$$

Cuando un haz gaussiano centrado en  $z = 0$  y radio mínimo  $W_o$  se transmite a través de una lente delgada colocada a una distancia  $z$ , el haz resultante también es gaussiano con una radio mínimo  $W'$ .

situado a una distancia  $z'$  de la lente. Los parámetros de este nuevo haz están relacionados matemáticamente con el haz gaussiano original.

$$r = \frac{z_o}{z-f}, \quad (2.14)$$

$$M_r = \left| \frac{f}{z-f} \right|, \quad (2.15)$$

$$M = \frac{M_r}{(1+r^2)^{1/2}}. \quad (2.16)$$

Al parámetro  $M$  se le denomina la amplificación del sistema y relaciona las características del haz incidente con el haz transmitido por la lente, y  $f$  es la longitud focal de la lente a través de la cual se transmite el haz.

$$W'_o = M W_o, \quad (2.17)$$

$$2z'_o = M^2(2z_o), \quad (2.18)$$

$$(z' - f) = M^2(z - f), \quad (2.19)$$

$$\theta'_o = \frac{\theta_o}{M}. \quad (2.20)$$

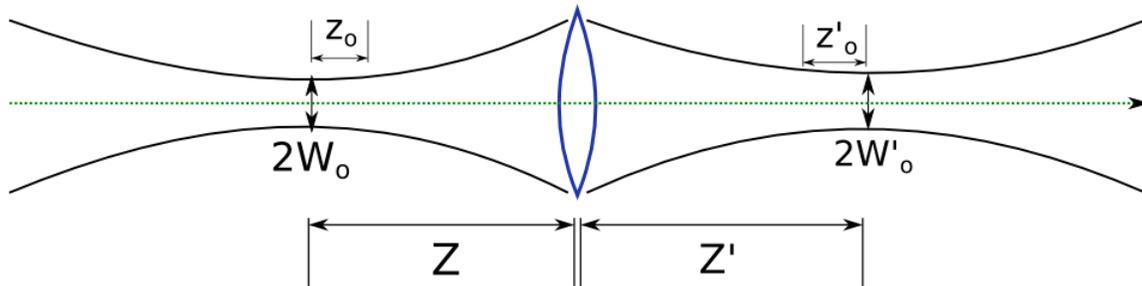


Diagrama 2.1: Transmisión de un haz gaussiano a través de una lente delgada.

## 2.4 Descripción de la técnica de barrido en Z

El Z-scan o técnica de barrido en Z es un método experimental usado para medir la magnitud y el signo del índice de refracción no lineal de un material óptico. El método consiste en realizar un barrido sobre el eje  $z$  moviendo una muestra delgada alrededor de la cintura de un haz gaussiano y midiendo con un detector de potencia los cambios de la intensidad del haz alrededor del eje óptico a campo lejano<sup>[10]</sup>.

Estos cambios del haz se generan debido a que la muestra presenta comportamientos no lineales cuando se le hace incidir luz láser. Un ejemplo de estos comportamientos es autoenfocamiento o autodesenfocamiento del haz. Esta técnica experimental es comúnmente utilizada para caracterizar materiales ópticos debido a la simplicidad del arreglo experimental. Recordemos que sobre el detector se coloca una abertura circular pequeña, para medir las variaciones sobre el eje óptico, para un haz gaussiano en esta región se tiene la mayor intensidad y se puede esperar que también se de la mayor variación en el índice de refracción, sin embargo pueden hacerse modificaciones dependiendo de las condiciones experimentales.

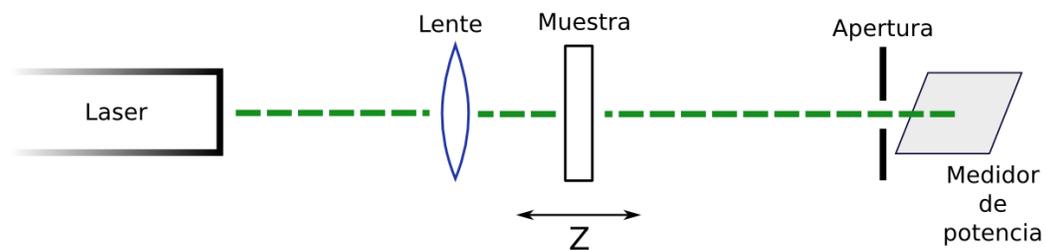


Diagrama 2.2: Arreglo de la técnica de barrido en Z.

Las gráficas de la técnica de barrido en Z se normalizan de tal forma que la transmitancia sea la unidad para puntos donde la no linealidad sea despreciable, usualmente se usan los puntos mas alejados de la cintura mínima.

Las curvas de la técnica de barrido en Z típicamente presentan un pico seguido de un valle o un valle seguido de un pico, la forma de la curva nos permite determinar el signo del coeficiente del índice de refracción no lineal (ver figura 2.1). De esta forma si en la curva, respecto a la posición sobre el eje Z se encuentra antes el valle de la curva y después el pico, el signo del índice de refracción no lineal es positivo, por el contrario si se encuentra primero el pico y luego el valle el índice de refracción es negativo.

Es de importancia recordar que la técnica de barrido en Z es sensible a los cambios en el índice de refracción debido a fenómenos no lineales sin embargo no proporciona de forma directa información respecto a la naturaleza o mecanismo que da origen a estos cambios en el índice de refracción. Para esto usualmente es requerido usar modelos teóricos para analizar las curvas experimentales.

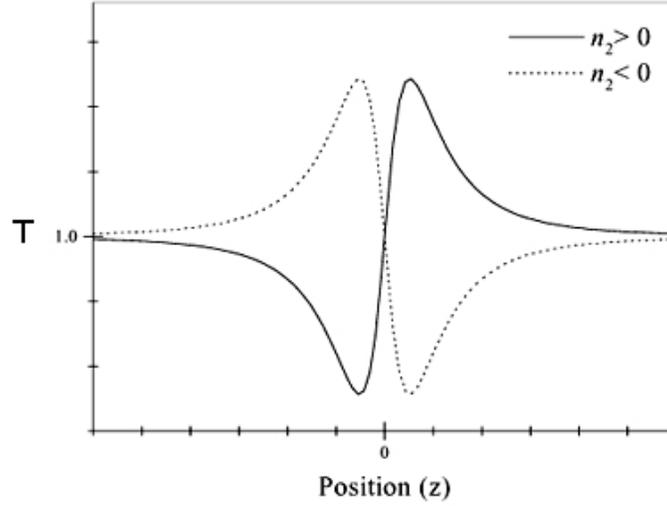


Figura 2.1: Curvas típicas para la técnica de barrido en Z, con la transmitancia normalizada en el eje Y.

En el caso de materiales tipo Kerr con no linealidades de tercer orden se ha encontrado que la diferencia entre el pico y el valle de la transmitancia en las curvas de la técnica de barrido en Z esta dada por.

$$\Delta T_{pv} \simeq 0.0406(1-S)^{0.25} |\Delta \Phi| \quad (2.21)$$

Donde  $\Delta T_{pv}$  es la diferencia entre la transmitancia máxima y mínima de la curva del barrido en Z, S es la transmitancia a través de la apertura circular colocada sobre el detector y  $\Delta \Phi$  es el cambio de fase que sufre el haz al alcanzar la cara posterior de la muestra y esta dada por

$$\Delta \Phi = k n_2 I_o L_{eff} \quad (2.22)$$

donde  $I_o$  es la intensidad incidente,  $n_2$  es el índice de refracción no lineal y  $L_{eff}$  es la longitud efectiva la cual esta dada por

$$L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha \quad (2.23)$$

Con L la longitud de la muestra y  $\alpha$  su coeficiente de absorción.

A partir de estas ecuaciones se el coeficiente del índice de refracción no lineal para medios tipo Kerr se puede determinar a partir de las curvas de la técnica de barrido en Z mediante el uso de la siguiente ecuación considerando una aproximación donde el cambio en la fase es pequeño y la apertura también es pequeña haciendo que S tienda a cero, entonces el índice de refracción no lineal se puede definir

como:

$$n_2 = \frac{\Delta T_{pv}}{0.406 k I_o \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}}, \quad (2.24)$$

Donde  $n_2$  es el índice de refracción no lineal,  $\Delta T_{pv}$  es la diferencia entre la transmitancia máxima y mínima de la curva del barrido en Z,  $I_o$  es la intensidad del láser sobre el eje donde  $z=0$  y  $r=0$ ,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción del material y L es el espesor de la muestra utilizada, con k el numero de onda definido como:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.25)$$

También se ha encontrado que para no linealidades de quinto orden la diferencia entre el pico y el valle de la curva es

$$\Delta T_{pv} \simeq 0.21 (1 - S)^{0.25} |\Delta \Phi| \quad (2.26)$$

con la diferencia de fase en este caso dada por

$$\Delta \Phi = k n_4 I_o^2 L'_{eff} \quad (2.27)$$

Y la longitud efectiva para estos materiales esta dada por

$$L'_{eff} = (1 - e^{-2\alpha L}) / 2\alpha \quad (2.28)$$

Observamos que un parámetro importante que debe conocerse al realizar la técnica de barrido en Z y poder determinar el índice de refracción no lineal, es el coeficiente de absorción del material utilizado. Se denomina absorción al fenómeno de interacción entre la radiación electromagnética y un medio donde la radiación electromagnética al propagarse a través de un medio ésta es transformada en una forma diferente de energía, usualmente calor. Matemáticamente se puede definir la absorción en relación a la intensidad de radiación transmitida y la intensidad incidente.

$$I = A + T. \quad (2.29)$$

Donde A es la intensidad absorbida por el medio y T es la intensidad transmitida por el mismo. Se define el coeficiente de absorción como una relación entre la intensidad luminosa absorbida por un material por unidad de longitud.

$$I = I_o e^{-L\alpha}. \quad (2.30)$$

Donde  $I$  es la intensidad saliente,  $I_0$  es la intensidad incidente sobre el medio,  $L$  es la longitud del medio y  $\alpha$  es el coeficiente de absorción. Usualmente la absorción se considera constante siendo independiente de la intensidad luminosa, sin embargo puede suceder que para ciertos materiales a intensidades muy altas se den comportamientos no lineales en la absorción del material.

Cuando un material presenta absorción no lineal se pueden observar modificaciones en las mediciones realizadas a través de la técnica de barrido en  $Z$ . Sin embargo para determinar estos cambios en el índice de refracción se puede emplear la misma técnica únicamente retirando la obstrucción sobre el detector.

## 2.5 Descripción de algunos materiales orgánicos

Se usaron pigmentos vegetales, extraídos de diversas plantas, para este caso se usaron, flor de jamaica, betabel, uva roja y col morada. Los pigmentos vegetales usados se encuentran clasificados dentro de diversas familias de químicos Carotenoides, antocianinas y betalainas, así se intento usar pigmentos pertenecientes a distintas familias para evitar que se repitieran de forma innecesaria.

Carotenoides: son un grupo de los tetrapenos con una estructura de aproximadamente cuarenta átomos de carbono formando cadenas polienicas conjugadas usualmente terminadas en anillos de carbono, se subdividen en Xantofilas, aquellos compuestos que contienen oxígeno en su estructura y Carotenos, aquellos formados exclusivamente por hidrocarburos. El color varia entre el amarillo, anaranjado y rojo, esto está relacionado a su estructura química donde el numero de enlaces dobles de carbono en la molécula está estrechamente ligado a la longitud de onda absorbida por el compuesto y por ende con el color del pigmento, entre mayor es el numero de enlaces dobles mayor es la longitud de onda reflejada por el pigmento. Los enlaces de carbono le otorgan mayor movilidad a los electrones requiriendo una energía menor para cambiar de estado estos hacen que absorban longitudes de onda menores, permitiendo que sean reflejadas longitudes de onda mayores.

Antocianinas: son una familia de pigmentos pertenecientes a la familia de los flavonoides, son solubles en agua y se caracterizan principalmente por la tonalidad de estos pigmentos que depende de la acidez o alcalinidad del medio en el que se encuentren, este se debe a que el cambio en el PH del medio altera fácilmente la estructura de los pigmentos, a esto se le denomina efecto batocromático. A esta familia pertenecen los pigmentos encontrados en la col morada, la flor de jamaica y la uva<sup>[24]</sup>.

Betalainas: son pigmentos principalmente de tonalidad rojiza encontrados en ciertas plantas en las cuales sustituyen la función de las antocianinas. Estas se subdividen en dos grupos, betacianinas y betaxantinas, dependiendo de si los compuestos tienen o no oxígeno en su estructura molecular. El pigmento que se encuentra dentro del betabel pertenece a esta familia de químicos<sup>[25]</sup>.

---

## **Capítulo 3. Desarrollo experimental**

### **3.1 Introducción**

Hasta el momento hemos hecho una revisión teórica de diversos fenómenos ópticos no lineales y los conceptos teóricos detrás de estos. Es de importancia señalar los efectos no lineales que se generan al cambiar el índice de refracción de un material óptico, como son el efecto Kerr y el efecto térmico.

Como ya se comentó existen una diversidad de técnicas experimentales que nos permiten caracterizar distintas propiedades ópticas de los materiales, una de estas es la técnica de barrido en Z, la cual fue usada en este trabajo de tesis. Esto se empleó debido a la simplicidad del arreglo experimental y a que esta técnica nos permite determinar con facilidad el coeficiente del índice de refracción no lineal y obtener información acerca de su origen.

En este capítulo se describen con detalle los distintos materiales utilizados, la forma de preparar las muestras y los arreglos experimentales usados para caracterizar las propiedades de estos materiales orgánicos.

### **3.2 Preparación de muestras**

Se usaron vegetales como fuente de los pigmentos orgánicos: Betabel, flor de jamaica, col morada, uva roja. Para cada vegetal se realizaron distintas muestras usando agua, alcohol isopropílico o acetona como solventes.

Todas las muestras se prepararon de la misma forma, se tomó la parte de la planta que contenía la mayor cantidad de pigmento. Para la jamaica se usó la flor, para la col morada se usaron las hojas, para el betabel se usó exclusivamente la carne de la fruta y para la uva se usó únicamente la cascara. La parte de la planta usada se cortó en trozos pequeños de aproximadamente medio centímetro cuadrado, los cuales se sumergieron en el solvente correspondiente, se esperó a que el pigmento se disolviera y se filtraron los residuos mediante papel filtro. Este proceso se hizo así para evitar en mayor medida posibles los contaminantes o químicos no deseados.

Al preparar las muestras se encontró que la acetona destruía los pigmentos lo que hizo que estas soluciones fueran inútiles para nuestros propósitos. Las soluciones con agua mostraron degradarse rápidamente, suponemos que debido a la acción de bacterias y/u hongos. Se observó que en alcohol isopropílico los pigmentos se mantenían estables y el alcohol inhibía la descomposición, por lo que las muestras utilizadas fueron disueltas en alcohol isopropílico.

Para la flor de jamaica y el betabel se encontró que no se disolvían fácilmente en alcohol isopropílico por lo que se hizo primero una mezcla en agua con mayor concentración de pigmento y luego esta se disolvió en alcohol isopropílico debido a que ambos vegetales no liberaban su pigmento si se

sumergían únicamente en el alcohol.

De esta forma se terminaron cuatro muestras distintas, flor de jamaica, betabel, uva y col morada. Las muestras de uva y col morada se hicieron usando únicamente alcohol isopropílico como solvente, mientras que las muestras de jamaica y betabel se hicieron usando una mezcla de una tercera parte de agua y dos partes de alcohol para facilitar la disolución de los pigmentos.

Entre la preparación de las muestras y su caracterización mediante las curvas de barrido en Z, las muestras se almacenaron bajo refrigeración para retardar en la mayor medida posible la descomposición de las muestras.

Las muestras que presentaron menores índices de absorción, de alrededor de  $0.5\text{cm}^{-1}$  se midieron directamente con la técnica de barrido en Z, las muestras de jamaica y uva presentaron coeficientes de absorción mayores a  $1\text{cm}^{-1}$  por lo que se disolvieron con mayor cantidad de alcohol isopropílico para obtener distintos coeficientes de absorción y poder obtener curvas de barrido en Z para un mismo pigmento pero con coeficientes de absorción distintos.

### 3.3 Técnicas de caracterización del haz

Es importante para la técnica del barrido en Z conocer las características del haz a utilizar, para esto se usaron dos métodos uno teórico y uno experimental. Matemáticamente se usaron las ecuaciones que describen la propagación de un haz gaussiano a través de una lente. Experimentalmente se usó la técnica de la navaja, con éste método determinamos el radio mínimo de un haz y su posición sobre el eje Z.

De esta forma usando las ecuaciones (2.14-2.19) se calculó la distancia de Rayleigh y la cintura mínima del haz generado por la lente dentro de las condiciones de nuestro arreglo experimental.

De forma paralela se determinó experimentalmente el radio mínimo del haz láser mediante el uso de la técnica de la navaja. Éste consistió en colocar una obstrucción plana semi-infinita normal al eje de propagación del haz, bloqueándolo parcialmente y realizando un barrido con la obstrucción se midió la potencia transmitida con el detector.

Considerando que la obstrucción se mueve sobre el eje Y, así la potencia transmitida está determinada por la ecuación

$$P_N = \frac{P_y}{P_o} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[ \frac{\sqrt{2}(y-u)}{\omega(z)} \right]. \quad (3.1)$$

Donde  $P_y$  es la potencia transmitida por la obstrucción en cierta posición (y),  $P_o$  es la potencia total del láser y  $\omega(z)$  es el radio del haz en la posición (z) en la que se encuentra colocada la obstrucción.

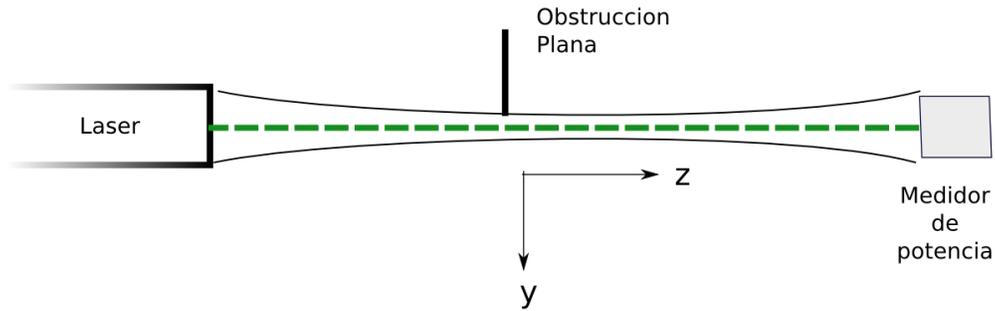


Diagrama 3.1: Arreglo experimental para el método de la navaja.

Para calcular el radio mínimo los datos experimentales de potencia respecto a la posición ( $y$ ) de la obstrucción se ajustan a la ecuación (3.1) y se determina el radio del haz en esa posición. Se realizan varios barridos en distintas posiciones  $L$  a lo largo del haz. Obteniendo así una serie de datos del radio del haz en distintas posiciones sobre el eje de propagación, se usa como marco de referencia  $L$  ya que la posición de la cintura mínima no se conoce. Estos datos se ajustan a un polinomio de segundo grado de la siguiente forma

$$\omega(L)^2 = AL^2 + BL + C \quad (3.2)$$

El coeficiente  $A$  está dado por

$$A = \frac{\lambda^2}{\pi^2 \omega_0^2} \quad (3.3)$$

A partir de este coeficiente se puede determinar el radio de la cintura del haz, la posición de la misma se determina calculando la posición  $L$  a la que se encuentra el valor mínimo del polinomio (3.2).

De esta forma se caracterizó el haz de nuestro arreglo experimental generado por una lente con distancia focal de 2.54cm obteniendo los valores experimentales mostrados en la figura 3.1 junto con el ajuste cuadrático de los mismos, al sustituir los valores del ajuste en la ecuación (3.3) se obtuvo un valor para la cintura mínima de  $9.9\mu\text{m}$  y que éste está situado a 2.6cm de la lente.

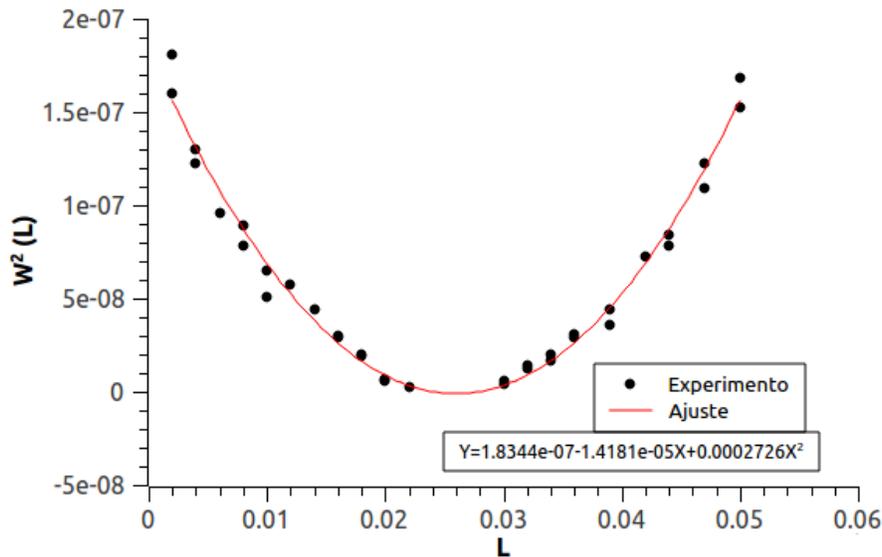


Figura 3.1: Resultados para la caracterización por método de la navaja.

### 3.4 Descripción del arreglo experimental

Para armar nuestro arreglo experimental se usó un láser de argón multilinea con tres longitudes de onda de 514nm, 488nm y 457nm se realizaron dos series de datos una usando una lente convergente plano convexa con distancia focal de 2.54cm y otra con una lente plano convexa con una distancia focal de 3.5cm. Las distintas muestras se colocaron dentro de celdas de cuarzo de 1mm de ancho las cuales se colocaron sobre el eje de propagación del haz.

El haz generado por la lente de 2.54cm se caracterizó encontrando que tiene una distancia de Rayleigh de 0.664mm, matemáticamente se calculó un radio mínimo de 10.1 micras y experimentalmente el radio mínimo fue de 9.9µm, y éste se encuentra situado a 2.6cm de la lente.

El haz generado por la lente de 3.5cm no se caracterizó experimentalmente y matemáticamente se encontró que tiene una distancia de Rayleigh de 0.9mm, un radio mínimo de 11.8 micras y éste está situado a 3.6cm de la lente.

Tanto en el arreglo de Z-scan como para determinar el coeficiente de absorción de las muestras se usaron los mismos medidores de potencia y al realizar los barridos en Z, sobre el medidor se colocó una apertura circular de 1mm de diámetro para medir únicamente la potencia sobre el eje del haz.

En el arreglo con la lente con distancia focal de 2.54cm se usó un medidor de potencia Thorlabs PM100 con un sensor S120A el cual es un sensor semiconductor de silicio que trabaja en longitudes de onda entre 400nm y 1100nm, el sensor es circular con un área de 1cm² y puede medir potencias de hasta 50mW con una precisión de 5%.

En el arreglo con la lente de 3.5cm se cambio el medidor y se uso un medidor de potencia Newport 1930C con un sensor 918-SL este es un sensor semiconductor de silicio que trabaja en longitudes de onda entre 400nm y 1100nm, el sensor es circular con un área de 1cm<sup>2</sup> y puede medir potencias de hasta 2W con una precisión de 1% entre 400nm y 940nm, y del 4% entre 940nm y 1100nm.

Para realizar los barridos en Z se uso una montura milimétrica y un actuador lineal para mover la muestra a lo largo de la dirección de propagación, se uso un programa computacional el cual mueve automáticamente la muestra a intervalos programados y toma un determinado numero de muestras cada posición de la muestra, los cuales promedia para obtener cada valor de potencia de la curva.

Para la primera serie de datos se realizaron barridos a tres distintas potencias ópticas, de 10, 15 y 20mW usando una longitud de onda de 514nm. Esta serie de datos se realizo moviendo la muestra a intervalos de 200micras y se tomaron 20 datos de intensidad por cada posición en Z.

La segunda serie de datos usaron las tres longitudes de onda del láser de argón de 514nm, 488nm, y 457nm, Las curvas se realizaron a 10, 15 y 20mW con excepción de las curvas realizadas a 457nm las cuales por limitaciones del láser no se pudieron realizar a las mismas potencias así que las curvas se tomaron a 5, 7.5 y 10mW. La muestra se movió a intervalos de 500micras tomando muestras de 10 puntos por cada posición.

Para medir el coeficiente de absorción de las muestras se uso una celda de cuarzo de 2cm de espesor, usando el medidor de potencia se determinó la intensidad transmitida a través de la celda en presencia y en ausencia de un medio como se muestra en el diagrama 3.1. En base a estos datos y la ecuación (2.30) para la intensidad de luz transmitida por un medio absorbente se puede determinar el coeficiente de absorción  $\alpha$  de la siguiente forma.

$$\alpha = \frac{-\ln(P_m/P_i)}{L} \quad (3.4)$$

Donde  $P_m$  es la potencia transmitida por el medio y  $P_i$  es la potencia incidente sobre el medio y L es el espesor de la muestra.

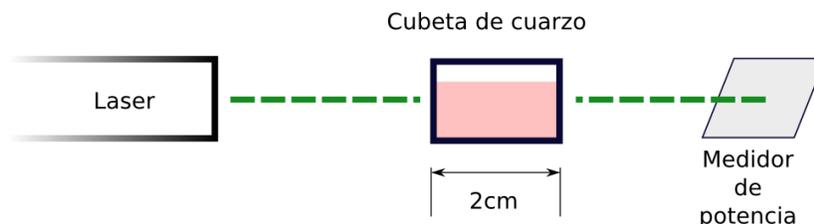


Diagrama 3.1: Arreglo experimental para determinar el índice de absorción.

---

## Capítulo 4. Resultados

### 4.1 Introducción

En el capítulo anterior se describieron las características del arreglo experimental con el cual se realizó la técnica de barrido en Z, también se describió la forma en que se prepararon las distintas muestras utilizadas. En este capítulo mostramos las curvas de barrido en Z obtenidas para los diferentes materiales utilizados, siendo estas, soluciones de alcohol isopropilico con jamaica, betabel, uva y col morada.

Mediante las curvas de barrido en Z determinamos con facilidad el signo y la magnitud del índice de refracción no lineal. Además también obtenemos información del origen de la no linealidad del medio a través de la separación entre las intensidades máxima y mínima.

### 4.2 Curvas de absorción

Determinar las curvas de absorción fue necesario para verificar la longitud de onda adecuada para la activación de la no linealidad del medio. Las curvas se tomaron con un espectrofotómetro “Cary 100” el cual cuenta con dos lamparas una para luz visible y otra para ultravioleta, lo cual permite medir las curvas de absorción entre los 200nm y 900nm, se tomo como linea base la absorción del alcohol isopropilico para solo tomar en cuenta la absorción producida por los pigmentos disueltos en el alcohol isopropilico y los datos de las curvas se tomaron a intervalos de 0.5nm. Así, a continuación se muestran las curvas de absorción obtenida para los diferentes medios.

En las figura 4.1 observamos la curva de absorción para la solución de alcohol isopropilico con col morada, esta presenta varios picos de absorción en la región del ultravioleta, un pico más pequeño de absorción alrededor de los 530nm. En la figura 4.2 se muestra la misma curva de absorción pero únicamente en la región visible del espectro.

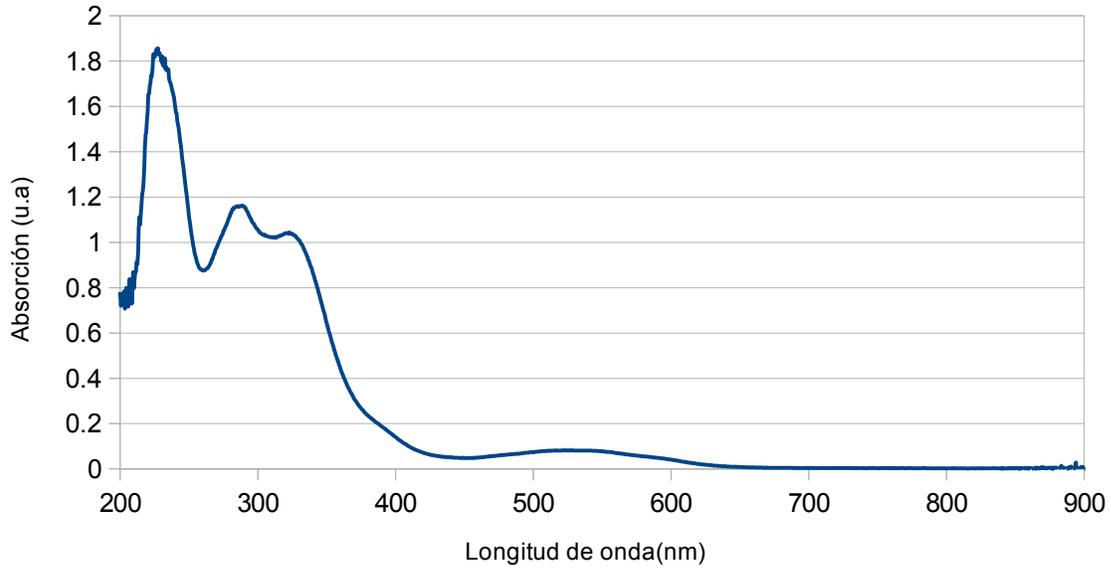


Figura 4.1: Curva de absorción para la solución de col morada con alcohol isopropílico.

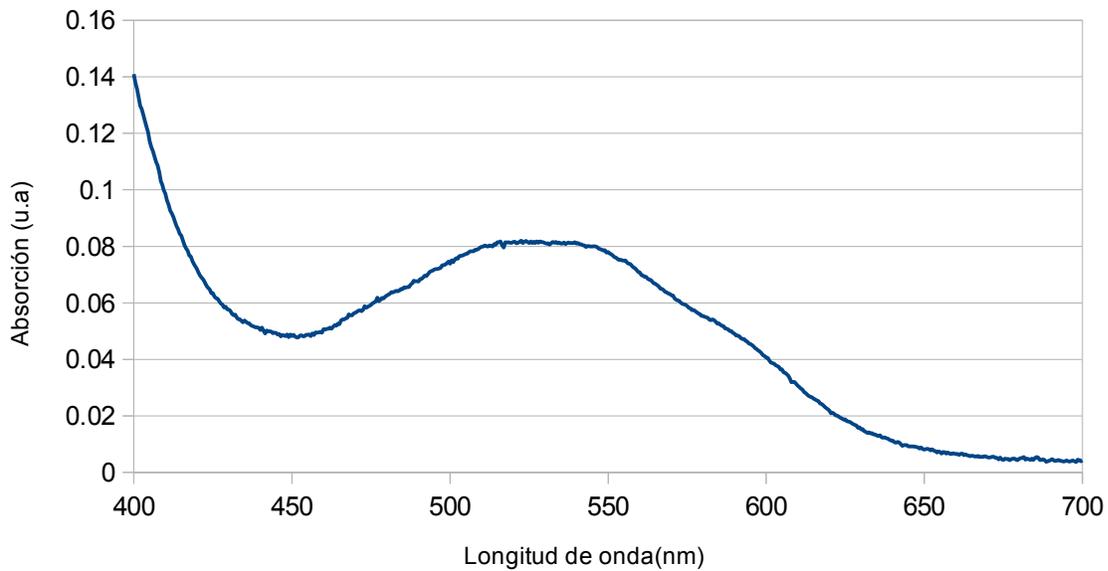


Figura 4.2: Curva de absorción en el espectro visible para la solución de col morada.

En las figuras 4.3 y 4.4 observamos las curva de absorción para la solución de alcohol isopropilico con flor de jamaica, este colorante muestra una alta absorción por debajo de los 400nm en la región del ultravioleta, también presentan un pico más pequeño de absorción alrededor de los 530nm

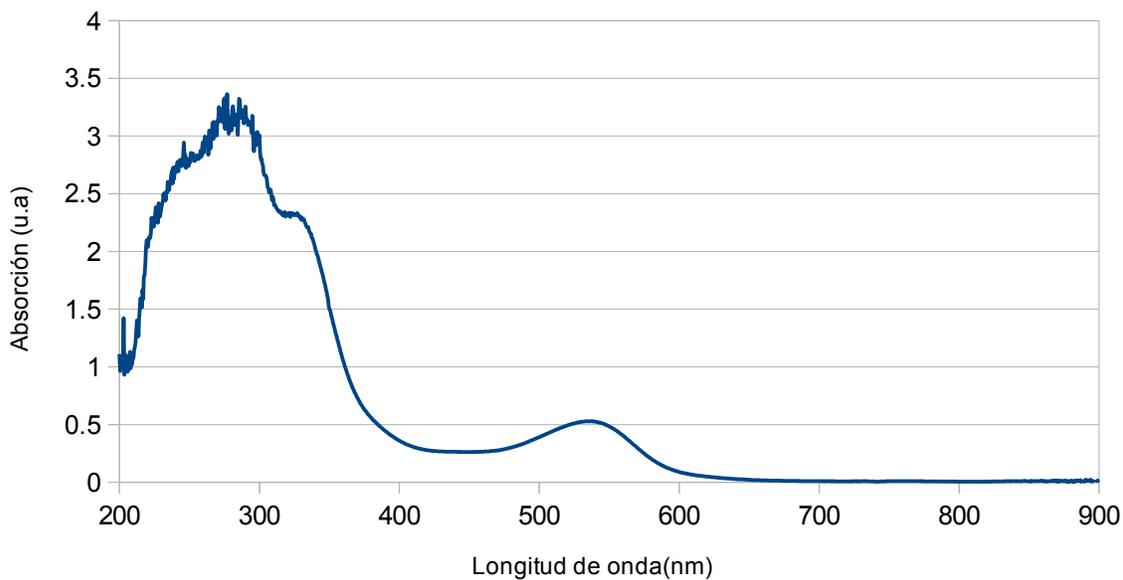


Figura 4.3: Curva de absorción para la solución de flor de jamaica con alcohol isopropilico.

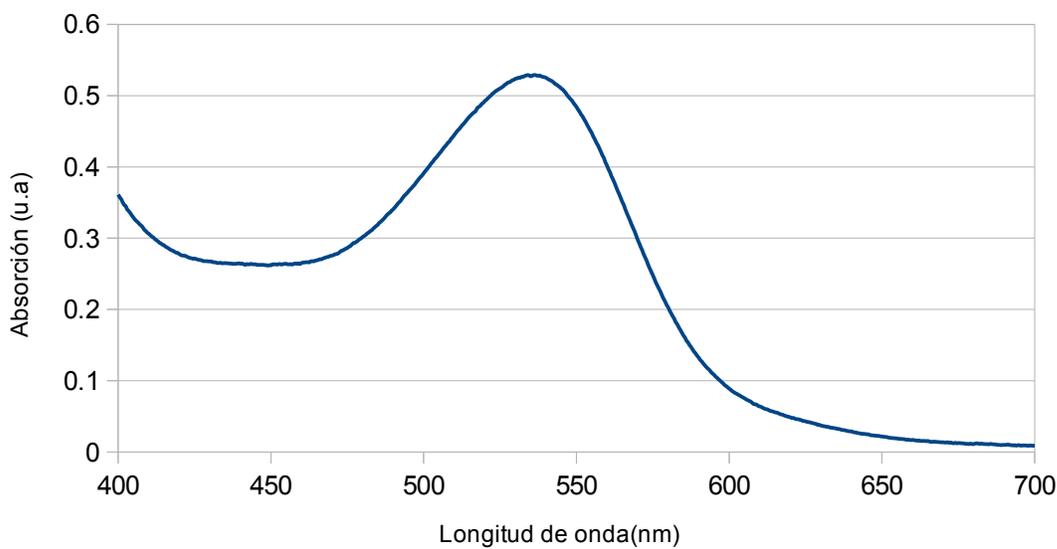


Figura 4.4: Curva de absorción en el espectro visible para la solución de flor de jamaica.

En las figuras 4.5 y 4.6 observamos las curvas de absorción para la solución de alcohol isopropilico con uva, este material muestra una alta absorción por debajo de los 400nm en la región del ultravioleta. También presentan un pico de absorción alrededor de los 530nm.

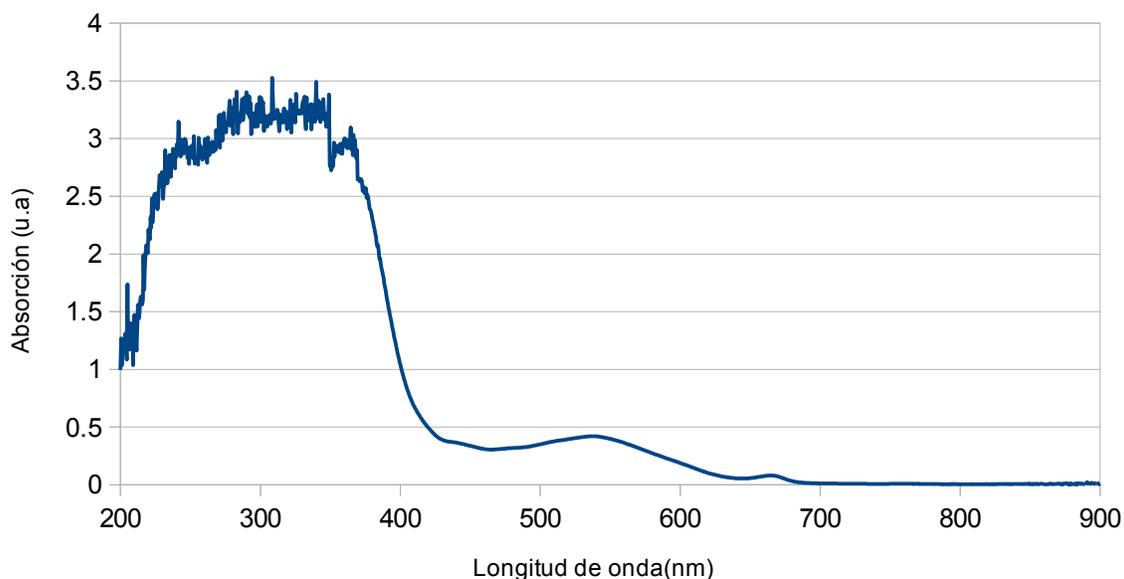


Figura 4.5: Curva de absorción para la solución de uva en alcohol isopropilico.

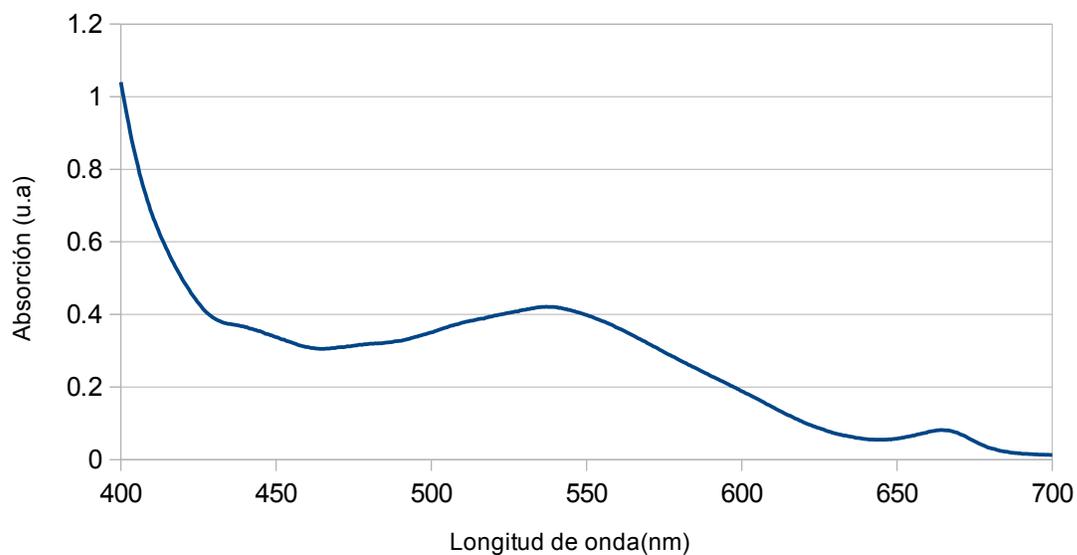


Figura 4.6: Curva de absorción en el espectro visible para la solución de uva.

En las figura 4.7 y 4.8 observamos las curvas de absorción para la solución de alcohol isopropilico con betabel. Ésta tiene menor absorción en la región del ultravioleta, pero muestra dos picos de absorción alrededor de los 530nm y los 477nm.

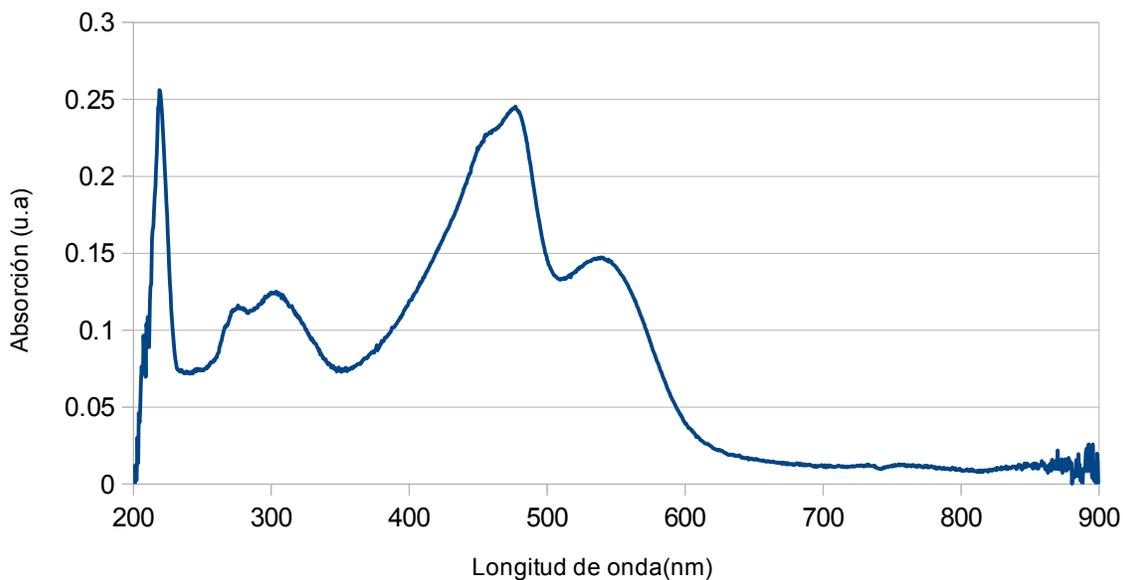


Figura 4.7: Curva de absorción para la solución de betabel en alcohol isopropilico.

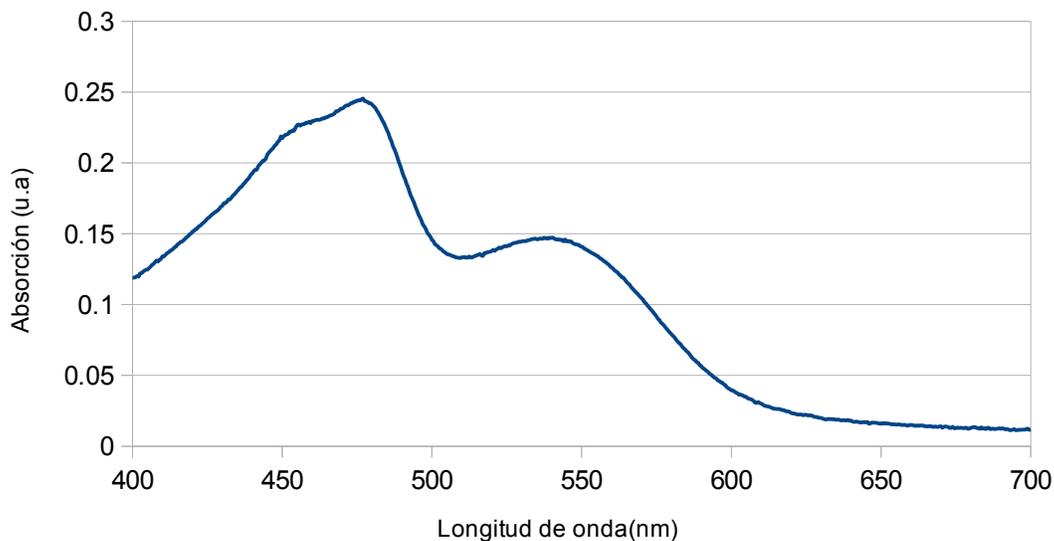


Figura 4.8: Curva de absorción en el espectro visible para la solución de betabel.

Aunque la mayor absorción para todos los materiales se dio en el rango del ultravioleta, no trabajamos en éste rango debido a que no contamos con un láser que trabaje dentro de estas longitudes de onda, sin embargo contamos con un láser con emisión a 514nm, 488nm y 457nm. En base a las curvas de absorción estas longitudes de onda son una buena opción para realizar la técnica de barrido en Z, ya que se ha encontrado que para otros líquidos la respuesta no lineal esta relacionada con el coeficiente de absorción, y estas longitud de onda se encuentran cerca de un máximo local el cual en la mayoría de los materiales se encuentra alrededor de los 530nm.

### 4.3 Curvas de barrido en Z para medios orgánicos

Mediante la técnica de barrido en Z se obtuvieron curvas experimentales para las muestras de alcohol isopropílico con betabel, flor de jamaica, uva roja y col morada. Para cada material se obtuvieron curvas para tres intensidades ópticas, de 10, 15 y 20mW.

Se realizó una segunda serie de mediciones modificando ligeramente el arreglo experimental, se conservó la misma lente con distancia focal de 3.5cm. Con este arreglo se realizaron mediciones sobre las mismas muestras usando longitudes de onda de 514nm, 488nm y 457nm. Para las longitudes de onda de 514nm y 488nm las curvas de Z-scan se realizaron a 10, 15 y 20mW. Con la longitud de onda de 457nm debido a limitaciones del láser las curvas se realizaron a 5, 7.5 y 10mW.

Las curvas se muestran normalizadas, donde la transmitancia se normalizó usando el primer punto de cada curva. Para cada curva se calculó el coeficiente de refracción no lineal de acuerdo a la ecuación (2.24) y se determinó su signo en base a la forma de las curvas.

Se conoce que a partir de las curvas de la técnica de barrido en Z en ciertos casos se puede determinar la naturaleza de la no linealidad del material a través de la separación entre el pico y el valle de la curva.

Así definimos la separación entre el pico y el valle de la curva como

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 \quad (4.1)$$

Anteriormente se conocía que para medios ópticos tipo Kerr cuando el cambio en la fase es pequeño la relación entre  $\Delta Z$  y  $Z_o$  es

$$\Delta Z = 1.7Z_o . \quad (4.2)$$

Y para los medios térmicos sabemos que en forma general la relación entre estos parámetros está determinada por

$$\Delta Z = 2Z_o . \quad (4.3)$$

Debido a esto se determinó la separación entre el pico y los valles de las curvas. De esta forma también podemos observar de las curvas obtenidas que todas presentan primero un pico y luego un valle, esto indica que el signo del coeficiente del índice de refracción no lineal para todas las muestras utilizadas es negativo.

Por otro lado para un medio térmico se tiene que.

$$\Delta T_{p-v} = 2 P_{abs} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right) \kappa \lambda , \quad (4.4)$$

donde  $\Delta T_{p-v}$  es la diferencia entre las transmitancias del pico y el valle de la curva,  $P_{abs}$  representa la

potencia absorbida,  $\partial n/\partial T$  representa la variación del índice de refracción del medio en función de la temperatura.

Ya que el valor de  $\Delta T_{p-v}$  resulta importante tanto en el caso de medios térmicos y tipo Kerr este valor se calculo para todas las curvas de barrido en Z y ya que no conocemos el origen de la no linealidad de las muestras, consideramos un comportamiento tipo Kerr y mediante las ecuaciones (2.21) , (2.22) y (2.23) determinamos de forma aproximada el cambio en el índice de refracción  $\Delta n_0 = n_2 I_0$  sobre el eje del haz.

A continuación se muestran los resultados obtenidos para cada una de las muestras.

- Col morada disuelto en alcohol isopropilico

En la figura 4.9 se muestran las distintas curvas de barrido en Z para distintas potencias ópticas obtenidas para una muestra con coeficiente de absorción de  $0.29\text{cm}^{-1}$  con una longitud de onda de  $514\text{nm}$

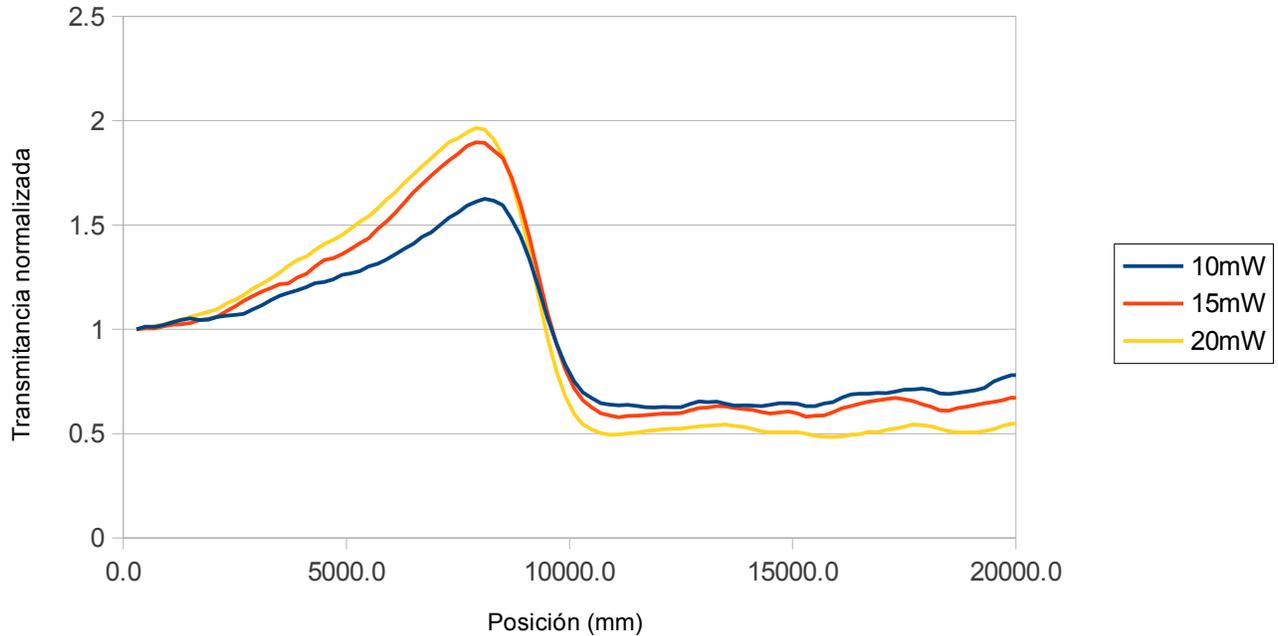


Figura 4.9: Curvas de Z-scan para la muestra de col morada a  $514\text{nm}$  y  $\alpha=0.29$ .

Observamos que para esta muestra los picos son mucho mas marcados que los valles y observamos que al aumentar la potencia incidente la separación entre los picos crecen en mayor manera que la diferencia entre los valles. Para estas curvas obtuvimos la magnitud del cambio en el índice de refracción y calculamos también la separación entre los picos y los valles.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.0003	2.02E-004	3.8
15mW	1.3167	2.65E-004	3.2
20mW	1.4802	2.98E-004	3

En la figura 4.10 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 514nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.42\text{cm}^{-1}$ ,

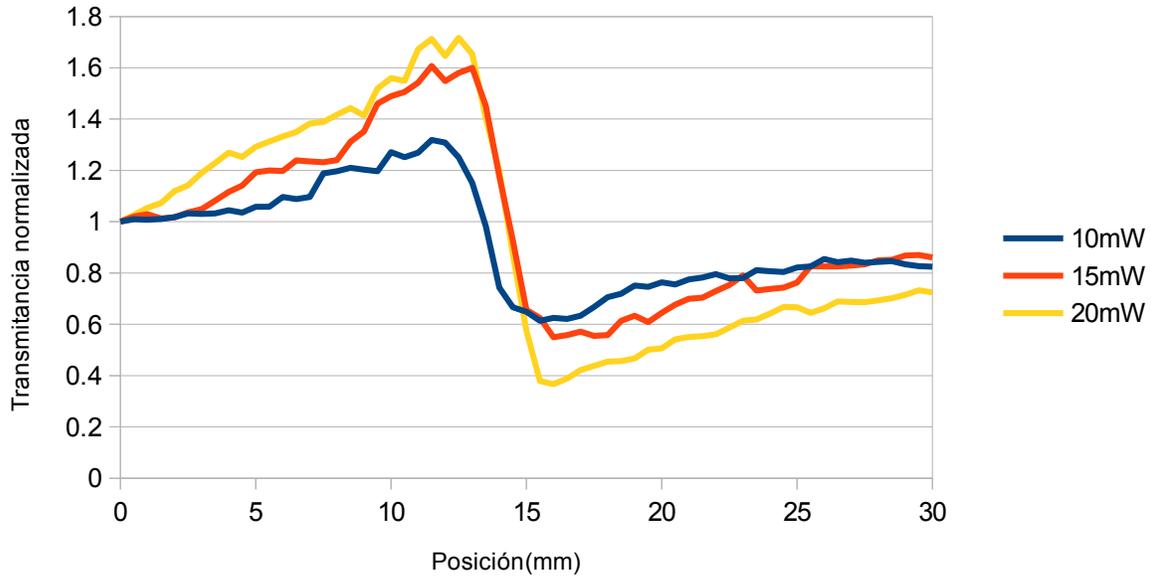


Figura 4.10: Curvas de Z-scan para la muestra de col morada a 514nm y  $\alpha=0.42$ .

Y los valores obtenidos para el índice de refracción no lineal, la diferencia entre la transmitancia entre el pico y el valle y la separación entre los mismos fue.

	$\Delta t_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.7047	1.45E-004	4
15mW	1.0573	2.18E-004	4.5
20mW	1.3510	2.78E-004	4.5

En la figura 4.11 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 488nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.41\text{cm}^{-1}$ ,

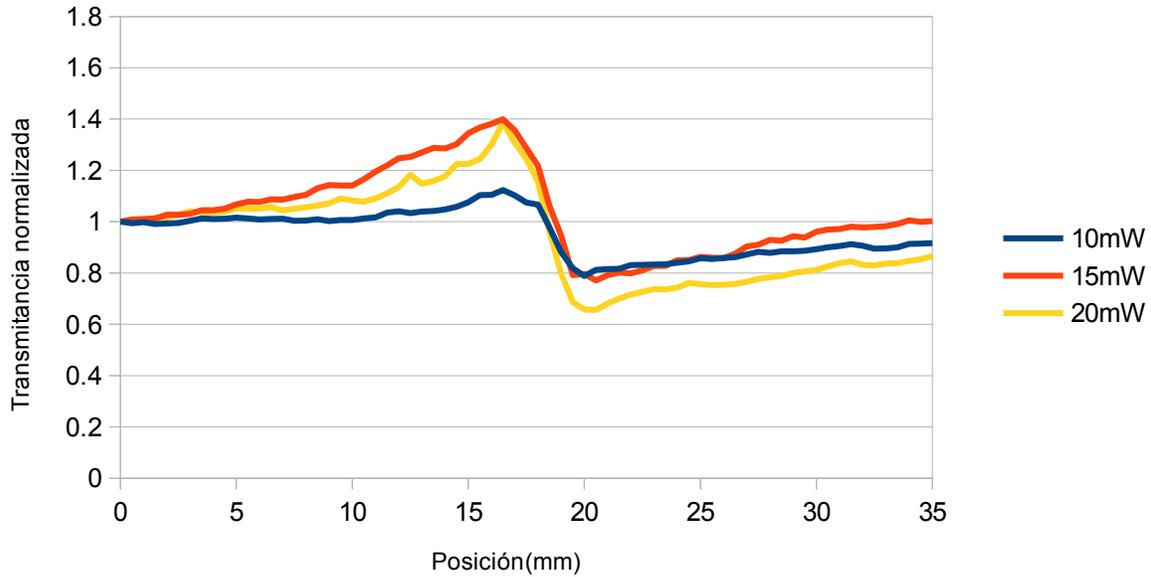


Figura 4.11: Curvas de Z-scan para la muestra de col morada a 488nm y  $\alpha=0.41$ .

Y los valores obtenidos para el índice de refracción no lineal, la diferencia entre la transmitancia entre el pico y el valle y la separación entre los mismos fue.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.3340	6.52E-005	3.5
15mW	0.6277	1.23E-004	4
20mW	0.7302	1.43E-004	4

En la figura 4.12 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 457nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.40\text{cm}^{-1}$ ,

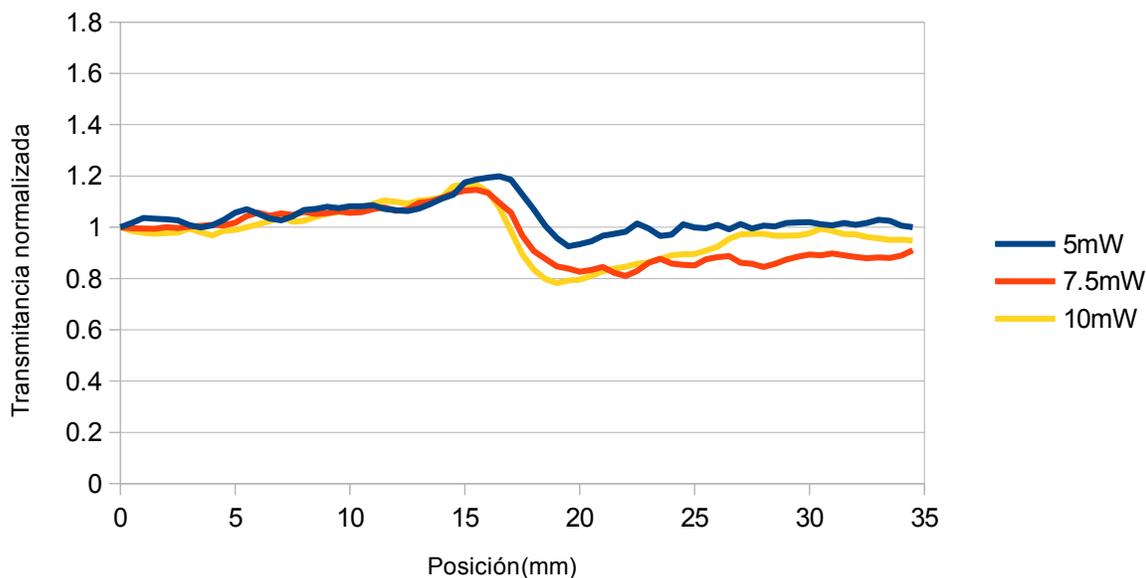


Figura 4.12: Curvas de Z-scan para la muestra de col morada a 457nm y  $\alpha=0.4$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
5mW	0.2738	5.00E-005	3
7.5mW	0.3359	6.14E-005	4.5
10mW	0.3850	7.04E-005	4

De estas curvas se puede observar que la respuesta no lineal es mayor a 514nm y la muestra de col morada presenta una menor respuesta a una longitud de onda de 457nm.

- Uva disuelto en alcohol isopropilico

La muestra presentó un coeficiente de absorción de  $0.92\text{cm}^{-1}$ , en la figura 4.13 se muestran las curvas obtenidas para el barrido en Z a  $514\text{nm}$ .

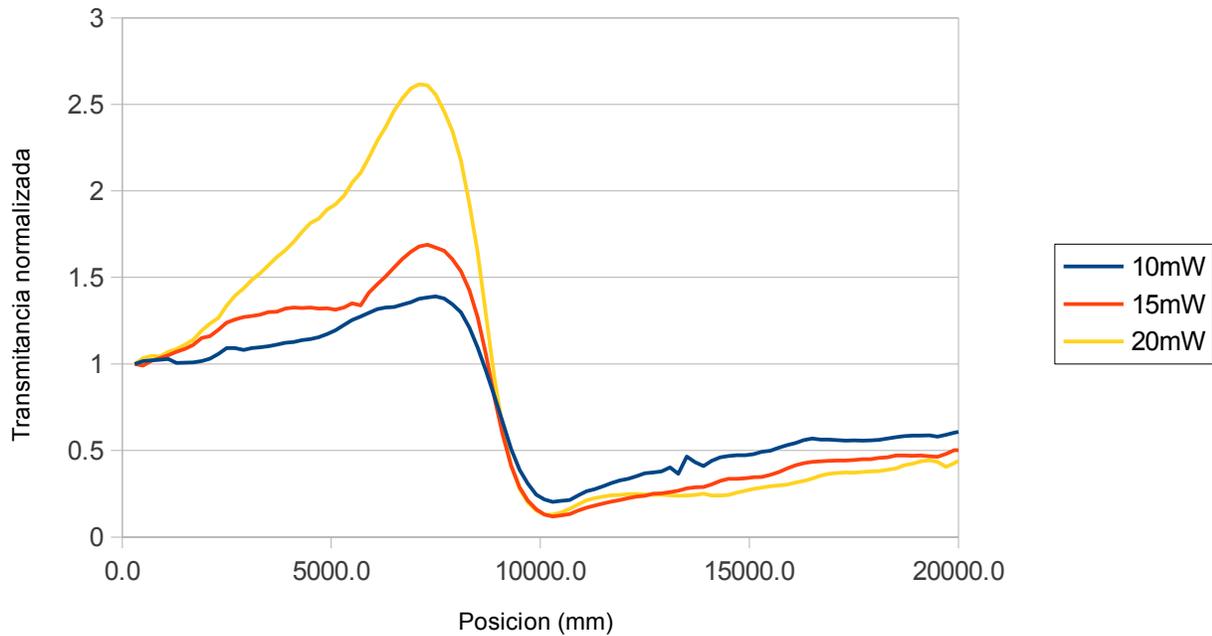


Figura 4.13: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a  $514\text{nm}$  y  $\alpha=0.92$ .

Usando la ecuación (2.24) obtenemos la magnitud del coeficiente del índice de refracción no lineal y la separación entre el pico y el valle de la curva.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.1867	2.39E-004	2.8
15mW	1.5702	3.17E-004	3
20mW	2.4873	5.01E-004	3.2

De la gráfica puede observarse que las curvas son asimétricas presentado un pico mucho mas marcado que el valle, de igual forma al incrementar la potencia incidente los picos crece en mayor proporción que los valles.

En la figura 4.14 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 514nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 1.06\text{cm}^{-1}$ ,

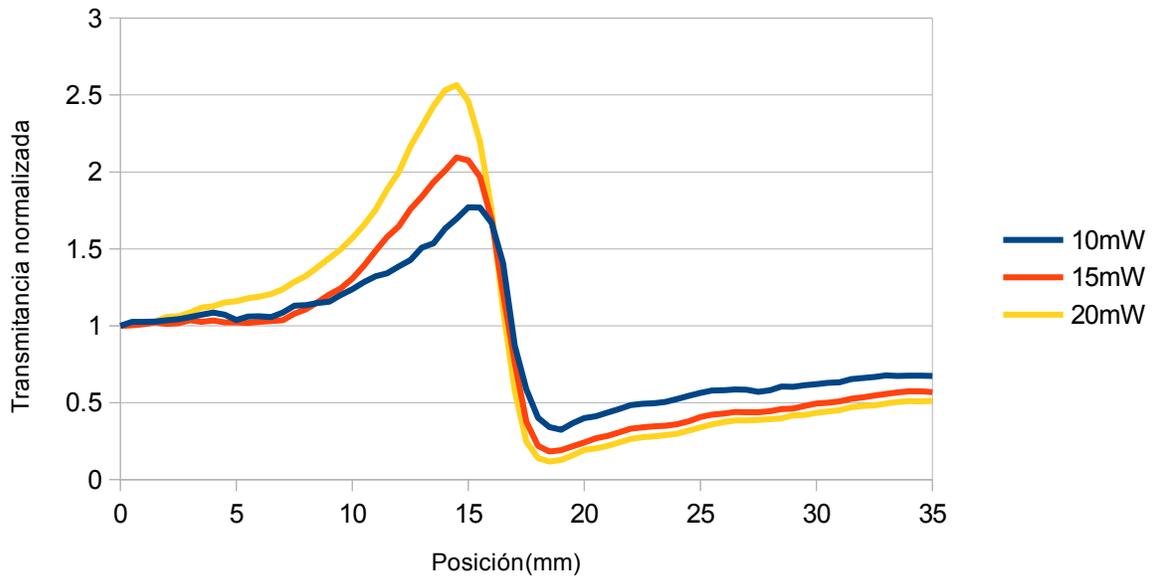


Figura 4.14: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a 514nm y  $\alpha=1.06$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.4460	3.07E-004	4
15mW	1.9101	4.06E-004	4
20mW	2.4457	5.19E-004	4

En la figura 4.15 se muestran las curvas obtenidas igualmente a 514nm pero ahora con un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.75\text{cm}^{-1}$ ,

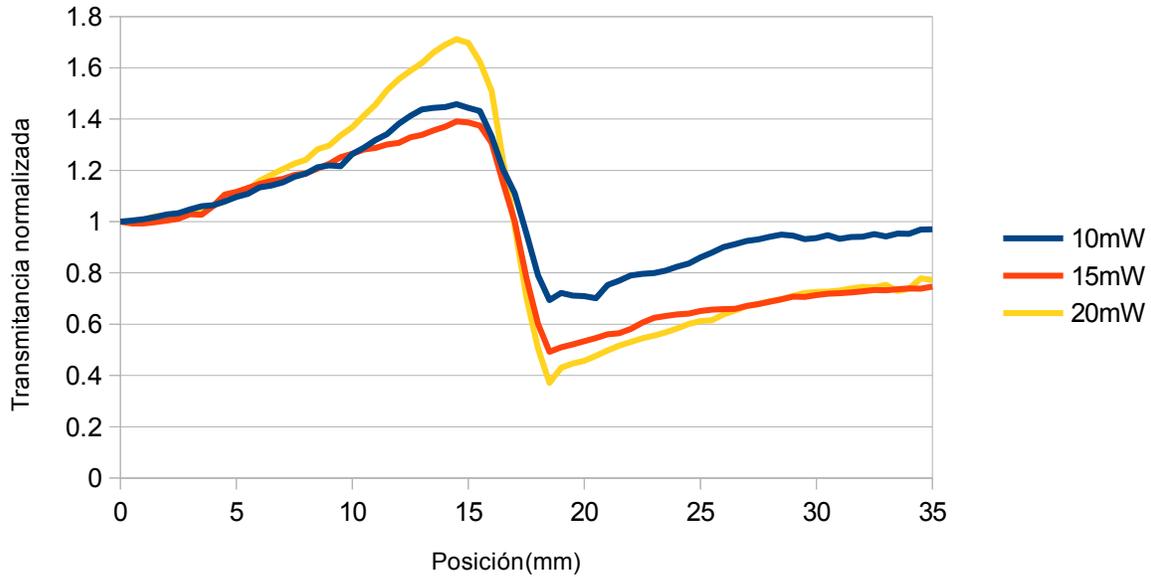


Figura 4.15: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a 514nm y  $\alpha=0.75$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.7642	1.60E-004	4
15mW	0.8983	1.88E-004	4
20mW	1.3395	2.80E-004	4

De las curvas realizadas a 514nm puede observarse que la respuesta no lineal es proporcional al coeficiente de absorción, siendo esta mayor cuanto mayor es el coeficiente de absorción de la muestra.

En la figura 4.16 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 488nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.92\text{cm}^{-1}$ ,

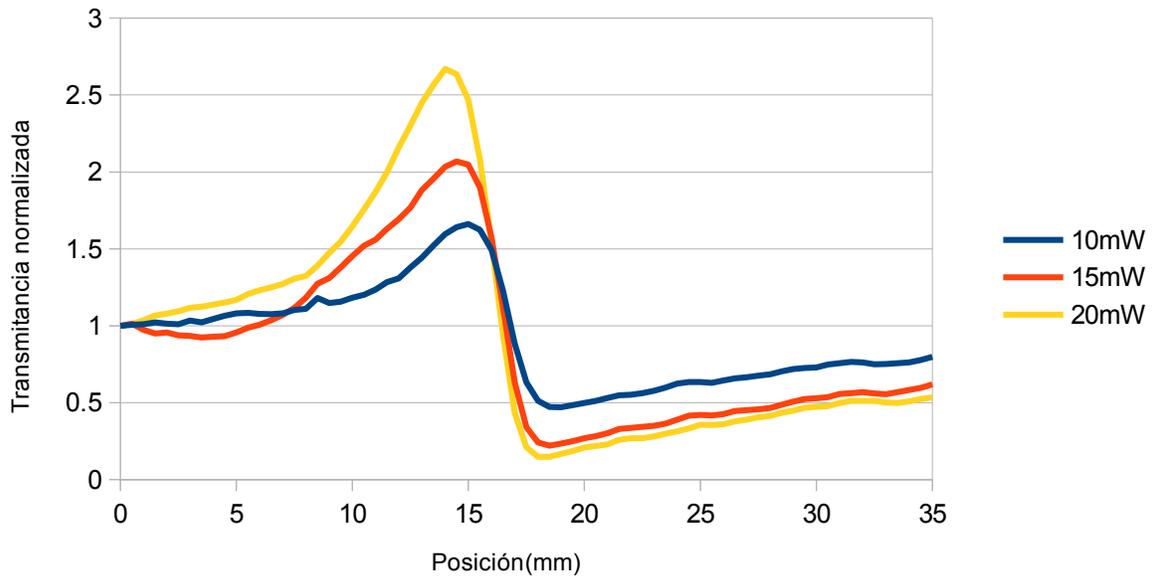


Figura 4.16: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a 488nm y  $\alpha=0.92$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.1917	2.39E-004	4
15mW	1.8464	3.70E-004	4
20mW	2.5213	5.05E-004	4.5

En la figura 4.17 se muestran las curvas obtenidas con un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.7\text{cm}^{-1}$ ,

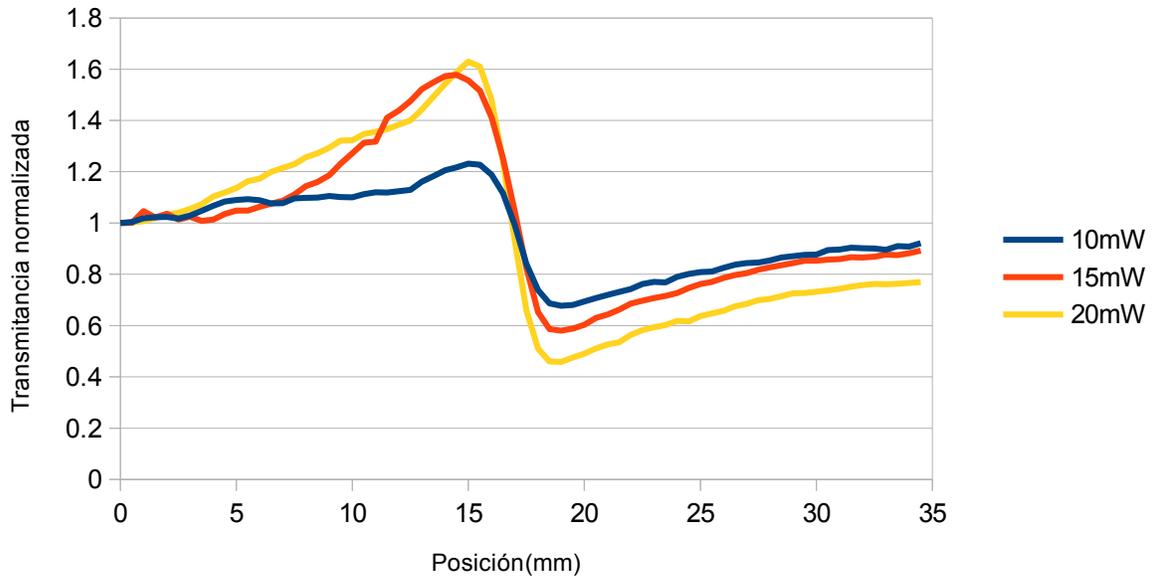


Figura 4.17: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a 488nm y  $\alpha=0.7$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.5546	1.10E-004	4
15mW	0.9976	1.98E-004	4.5
20mW	1.1711	2.32E-004	4

En la figura 4.18 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 457nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.9\text{cm}^{-1}$ ,

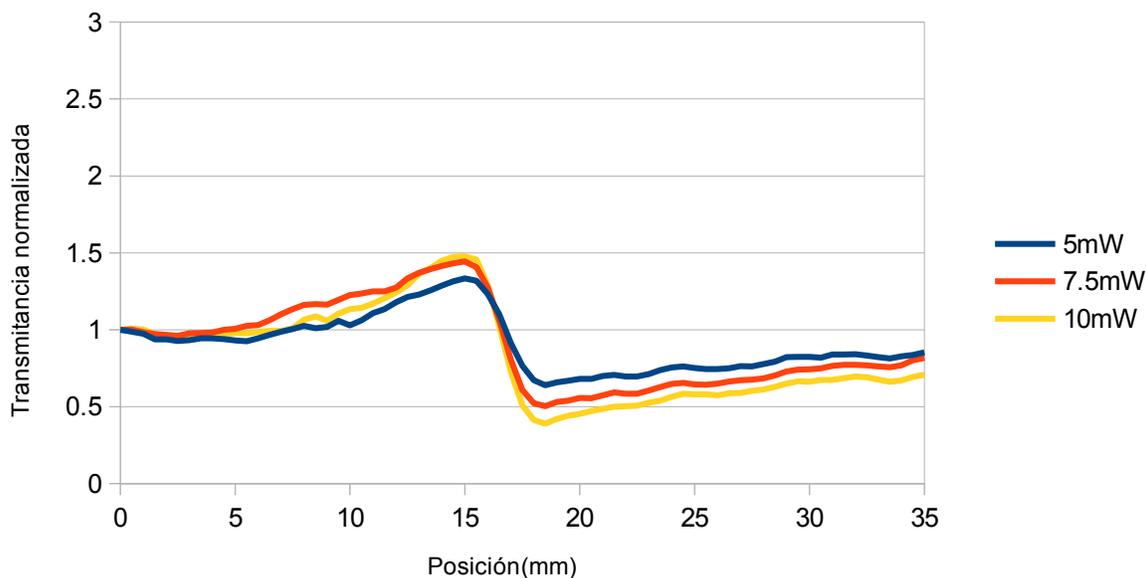


Figura 4.18: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a 457nm y  $\alpha=0.9$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
5mW	0.6956	1.30E-004	3.5
7.5mW	0.9396	1.76E-004	3.5
10mW	1.0873	2.04E-004	3.5

Al comparar las curvas de barrido en Z realizadas a distintas longitudes de onda podemos observar que la respuesta no lineal de la muestra disminuye con la longitud de onda.

En la figura 4.19 se muestran las curvas obtenidas igualmente a 457 pero con  $\alpha = 0.75\text{cm}^{-1}$ ,

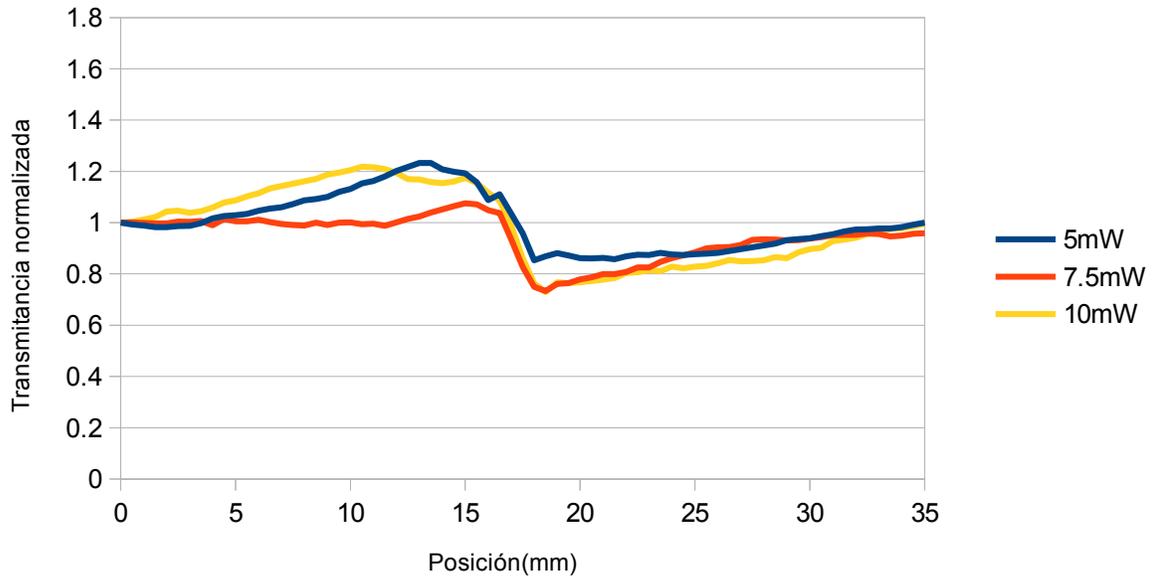


Figura 4.19: Curvas de Z-scan para la muestra de uva roja a 457nm y  $\alpha=0.75$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
5mW	0.3793	7.05E-005	4
7.5mW	0.3419	6.36E-005	3.5
10mW	0.4893	9.10E-005	3.5

- Flor de jamaica disuelto en alcohol isopropilico

La muestra presentó un coeficiente de absorción de  $0.82\text{cm}^{-1}$ , las curvas obtenidas para la técnica de barrido en Z con el primer arreglo experimental y con una longitud de onda de  $514\text{nm}$  se muestran en la figura 4.20.

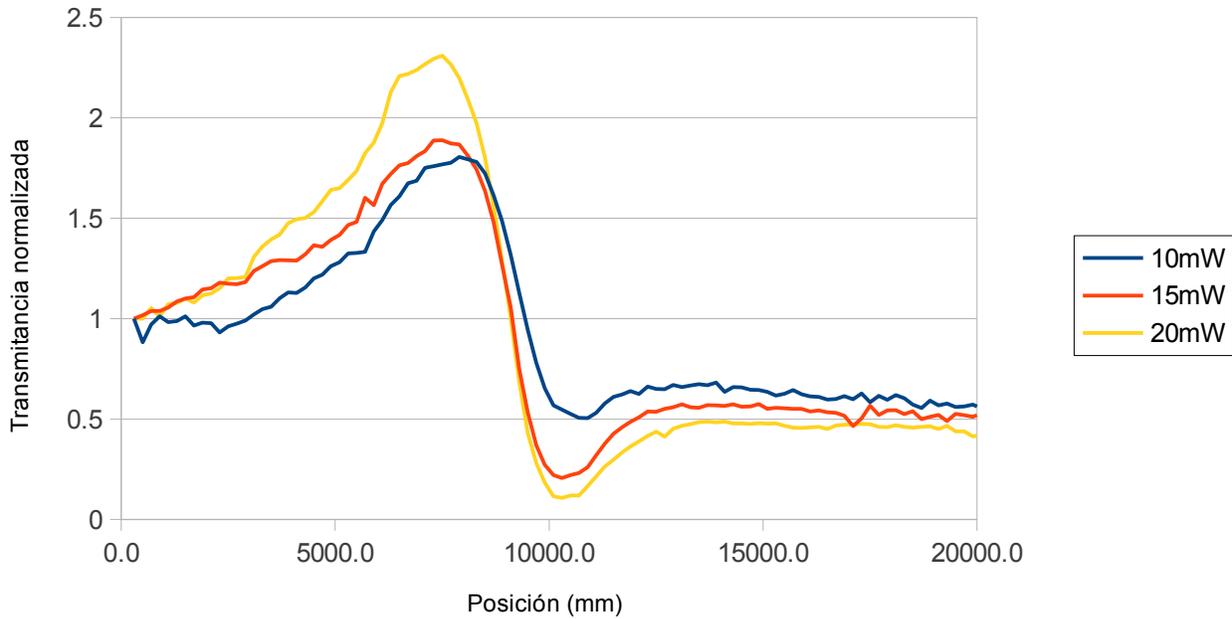


Figura 4.20: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a  $514\text{nm}$  con  $\alpha=0.82$ .

De la gráfica obtenemos el coeficiente del índice de refracción no lineal y la separación entre el pico el valle los cuales se muestran en la tabla a continuación.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.301	2.62E-004	3
15mW	1.683	3.39E-004	2.8
20mW	2.203	4.44E-004	2.8

En la figura 4.21 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 514nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 1.4\text{cm}^{-1}$ ,

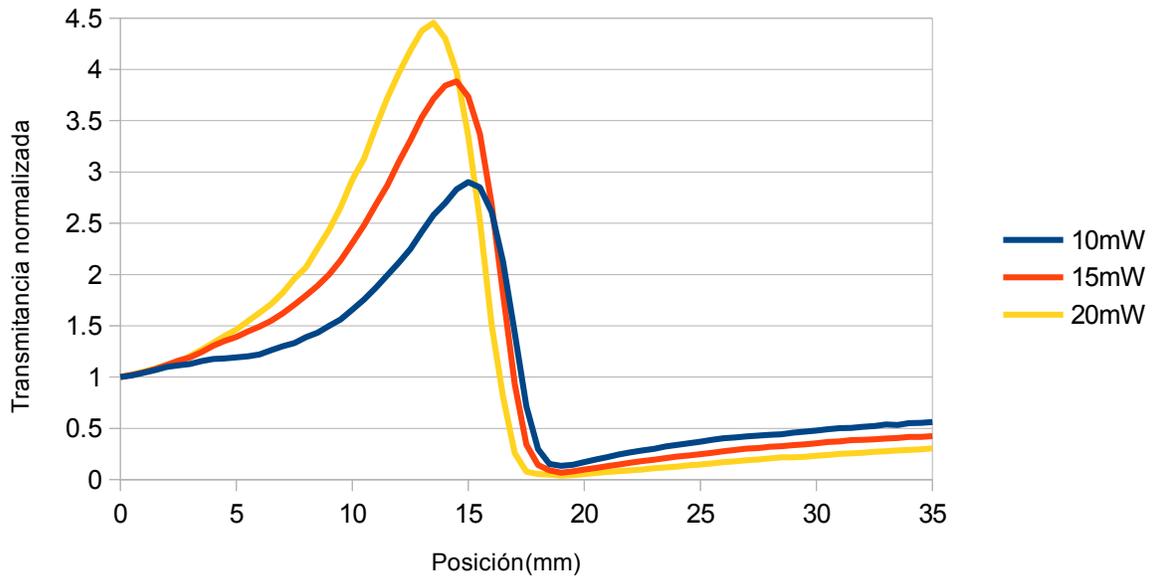


Figura 4.21: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a 514nm con  $\alpha=1.4$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	2.7667	5.97E-004	4
15mW	3.8152	8.24E-004	4.5
20mW	4.4165	9.54E-004	5.5

En la figura 4.22 se muestran las curvas obtenidas con un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.47\text{cm}^{-1}$ ,

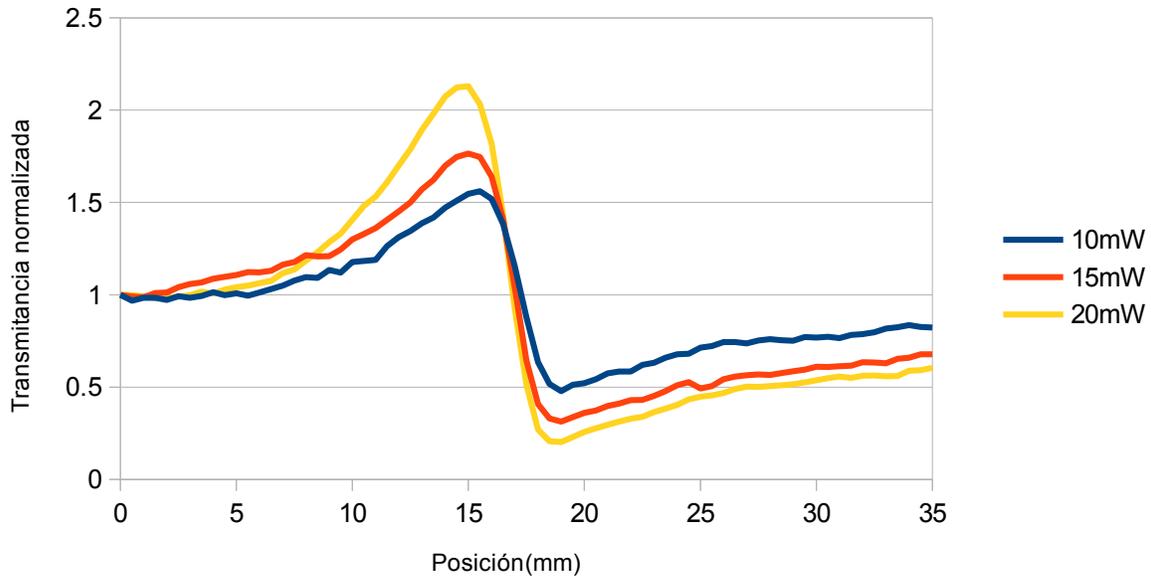


Figura 4.22: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a 514nm con  $\alpha=0.47$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.0823	2.23E-004	3.5
15mW	1.4518	2.99E-004	4
20mW	1.9271	3.97E-004	4

De las curvas realizadas para las muestras de jamaica con alcohol isopropilico a 514nm podemos observar que estas son asimetricas con picos mucho mas marcados que los valles. También se puede observar que la respuesta no lineal del material es proporcional al coeficiente de absorción.

En las siguientes graficas se muestran las curvas obtenidas usando una longitud de onda de 488nm. En la figura 4.23 se muestran las curvas obtenidas con un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.86\text{cm}^{-1}$ ,

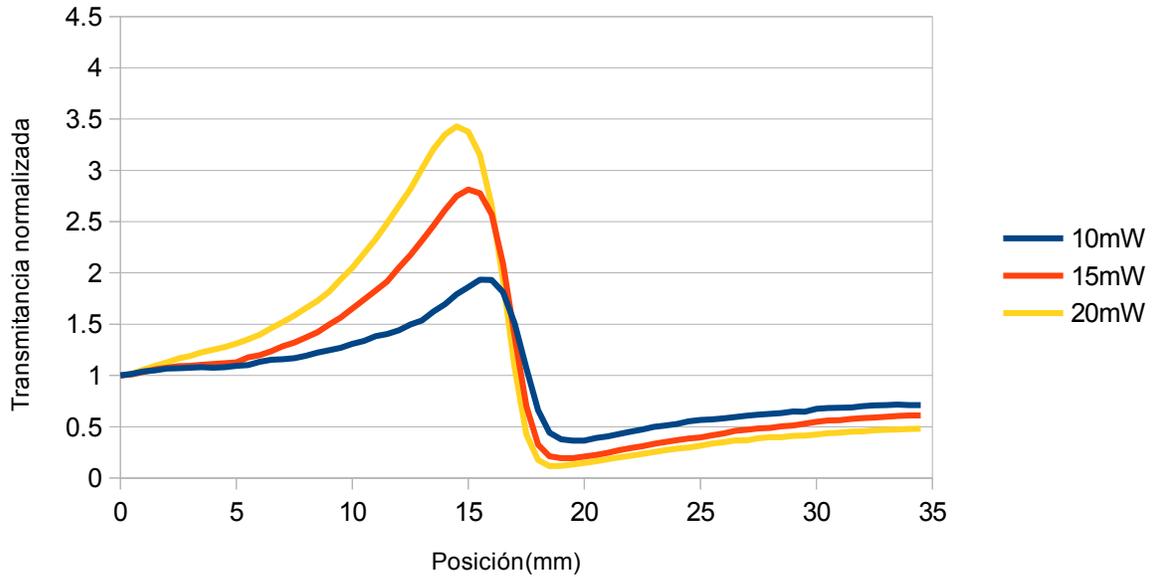


Figura 4.23: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a 488nm con  $\alpha=0.86$ .

De la gráfica obtenemos que

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	1.5683	3.30E-004	4.5
15mW	2.6200	5.51E-004	4
20mW	3.3110	6.96E-004	4

En la figura 4.24 se muestran las curvas obtenidas ahora con un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.34\text{cm}^{-1}$ ,

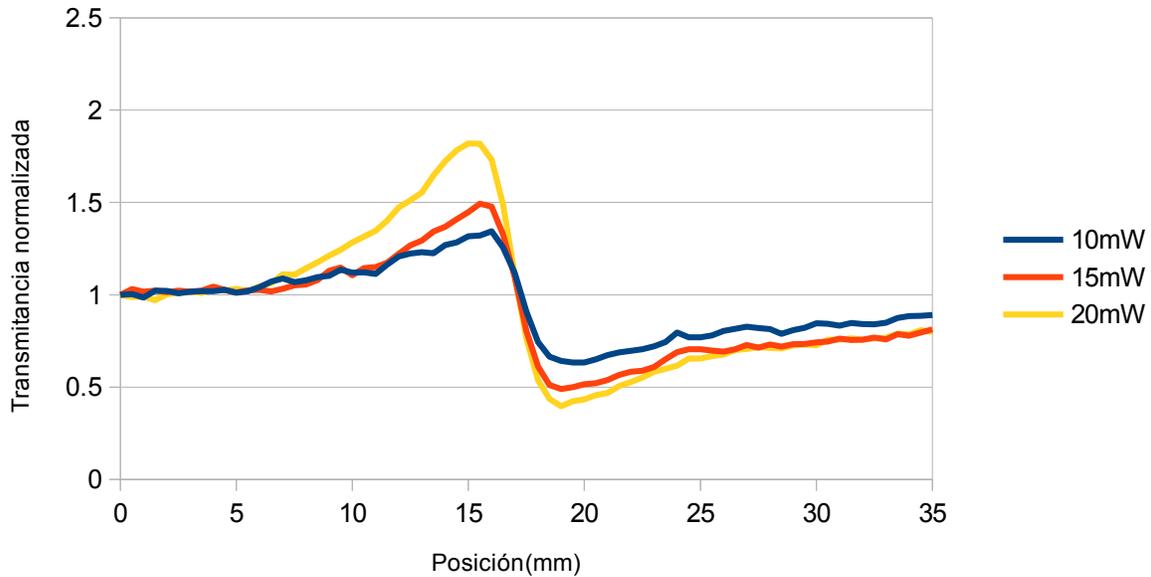


Figura 4.24: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a 488nm con  $\alpha=0.34$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.7114	1.38E-004	4
15mW	1.0042	1.95E-004	3.5
20mW	1.4237	2.77E-004	4

Notamos de esta gráfica que las curvas son mas simétricas que en la gráfica anterior y los picos son menos marcados. También al comparar las dos podemos observar que la respuesta no lineal disminuye al ser menor el coeficiente de absorción.

A continuación en las figuras 4.25 y 4.26 se muestran las curvas realizadas con una longitud de onda de 457nm.

En la figura 4.25 se muestran las curvas obtenidas con un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.52\text{cm}^{-1}$ .

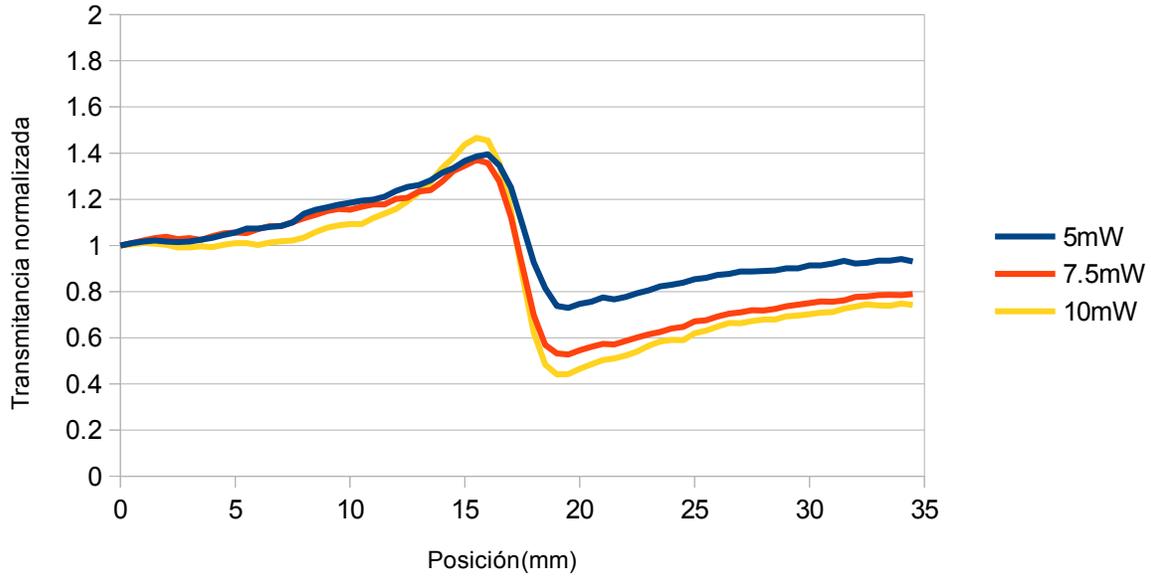


Figura 4.25: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a 457nm con  $\alpha=0.52$ .

Se puede notar en esta gráfica que los picos de las curvas ya no son tan marcados como en gráficas anteriores y no crecen al incrementarse la potencia incidente.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
5mW	0.6645	1.22E-004	3.5
7.5mW	0.8440	1.55E-004	4
10mW	1.0251	1.88E-004	3.5

Ahora en la figura 4.26 se observan las curvas obtenidas con  $\alpha = 0.26\text{cm}^{-1}$ ,

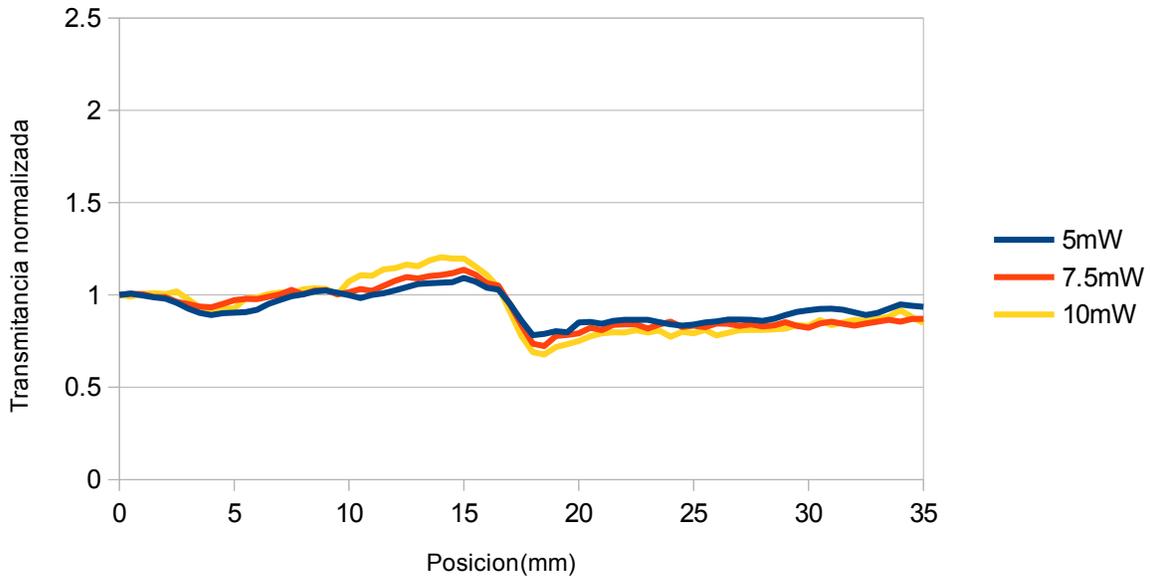


Figura 4.26: Curvas de Z-scan para la muestra de flor de jamaica a 457nm con  $\alpha=0.26$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
5mW	0.3103	5.63E-005	3
7.5mW	0.4131	7.50E-005	3.5
10mW	0.5272	9.57E-005	4.5

Al comparar las curvas realizadas a 514nm, 488nm y 457nm podemos observar que la respuesta no lineal disminuye con la longitud de onda, incluso en casos cuando el coeficiente de absorción es similar. Por ejemplo esto puede observarse con la curva de 514nm con  $\alpha = 0.47\text{cm}^{-1}$  y la realizada a 457nm con  $\alpha = 0.52\text{cm}^{-1}$  donde podemos observar que la respuesta no lineal a 514nm es mayor que la respuesta observada a 457nm aun cuando el coeficiente de absorción es mayor a 457nm.

- *Betabel disuelto en alcohol isopropilico*

Para la primera serie de datos usando la lente de 2.54cm se hizo solo una serie de curvas a 514 nm. La muestra presentó un coeficiente de absorción de  $0.78\text{cm}^{-1}$ , las curvas obtenidas para el barrido en Z se muestran en la figura 4.27.

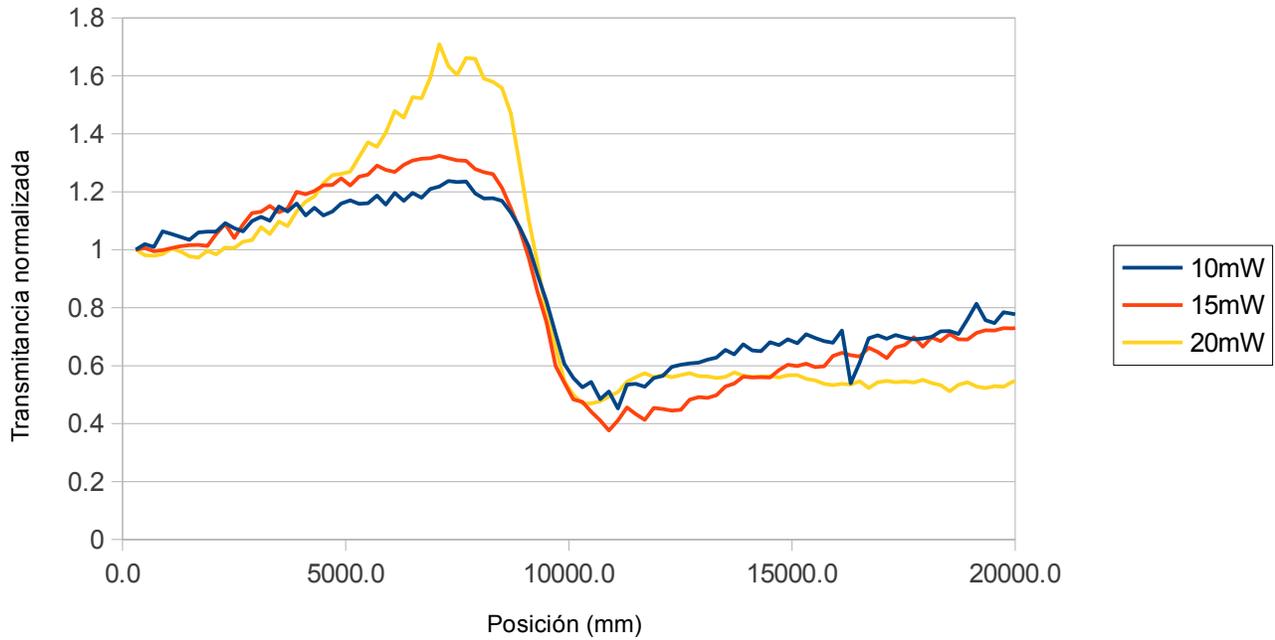


Figura 4.27: Curvas de Z-scan para la muestra de betabel a 514nm con  $\alpha=0.78$ .

Obtenemos la magnitud del coeficiente del índice de refracción no lineal y la diferencia entre el pico y el valle de las curvas.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.785	1.58E-004	3.8
15mW	0.948	1.91E-004	3.81
20mW	1.239	2.50E-004	3.2

En las siguientes gráficas se muestran los resultados obtenidos para la segunda serie de datos que se realizó para 514nm, 488nm y 457nm.

En la figura 4.28 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 514nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.5\text{cm}^{-1}$ ,

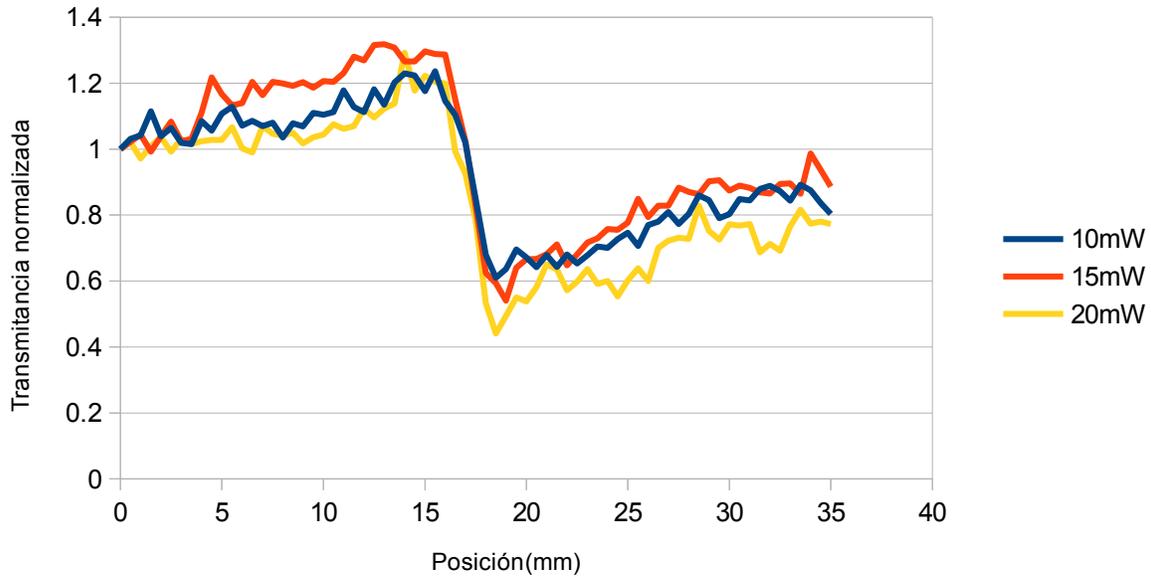


Figura 4.28: Curvas de Z-scan para la muestra de betabel a 514nm con  $\alpha=0.5$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.6261	1.26E-004	3
15mW	0.7772	1.57E-004	4
20mW	0.8512	1.72E-004	4.5

Puede observarse de las gráficas a 514nm que aunque son muestras distintas y con arreglos experimentales distintos ambas curvas muestran muchas irregularidades, también se puede notar la respuesta no lineal de es mayor al aumentar el coeficiente de absorción. Suponemos que debido a que el coeficiente de absorción es mayor en la figura 4.27 y de igual forma la respuesta no lineal, es debido a esto estas curvas parecen mostrar menos irregularidades que las curvas de la figura 4.28.

En la figura 4.29 se muestran las curvas obtenidas con una longitud de onda de 488nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.54\text{cm}^{-1}$ ,

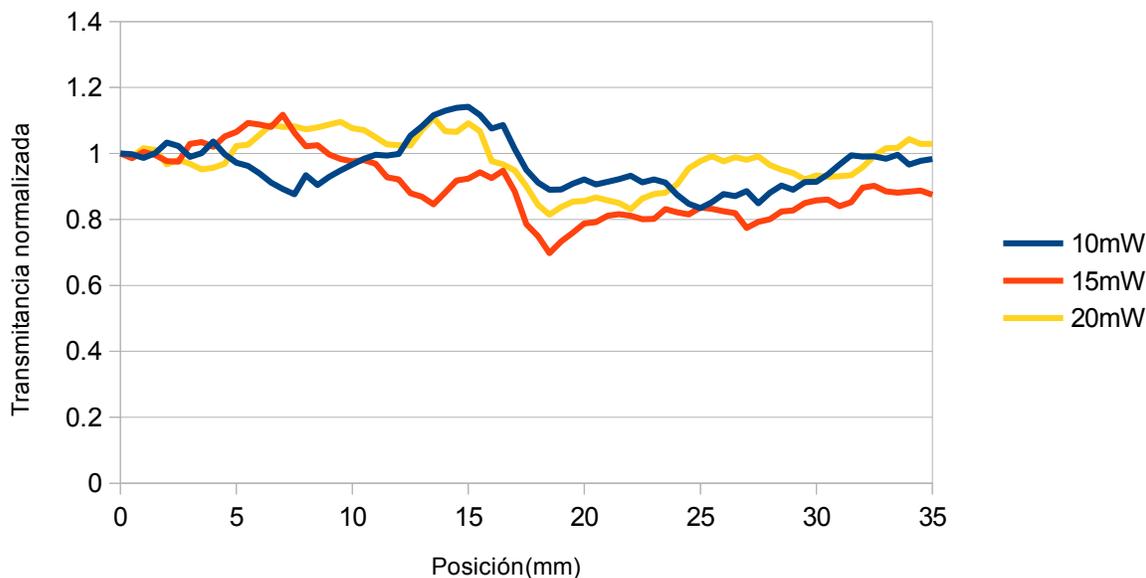


Figura 4.29: Curvas de Z-scan para la muestra de betabel a 488nm con  $\alpha=0.54$ .

Y los valores obtenidos para el índice de refracción no lineal, la diferencia entre la transmitancia entre el pico y el valle y la separación entre los mismos fue.

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
10mW	0.3070	6.19E-005	3.5
15mW	0.4200	8.47E-005	3
20mW	0.2937	5.92E-005	3.5

Se puede observar que para esta longitud de onda las curvas de barrido en Z se presentan aun mayor ruido que las curvas tomadas a 514nm. Esto puede ser debido a que la respuesta no lineal disminuye con la longitud de onda como se ha observado en los otros materiales, haciendo que las irregularidades en las curvas sean mas notorias.

Con una longitud de onda de 457nm y un coeficiente de absorción  $\alpha = 0.57\text{cm}^{-1}$ ,

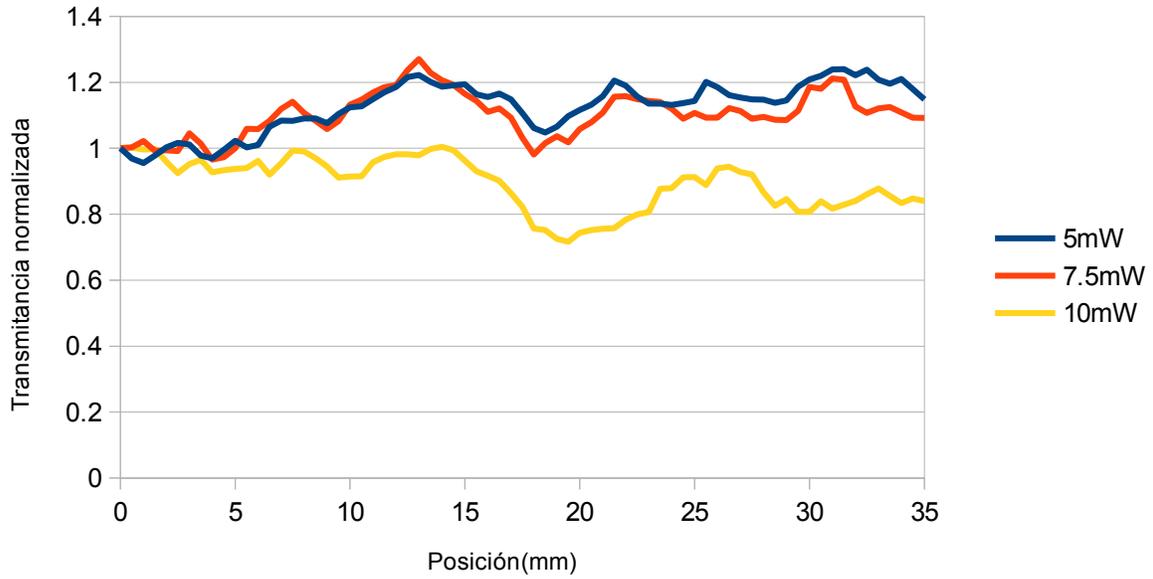


Figura 4.30: Curvas de Z-scan para la muestra de betabel a 457nm con  $\alpha=0.57$ .

	$\Delta T_{pv}$	$\Delta n_0$	$\Delta Z(\text{mm})$
5mW	0.267	5.38E-005	5.5
7.5mW	0.305	6.15E-005	5
10mW	0.288	5.80E-005	6

#### 4.4 Principales resultados

Observamos que para todos los materiales las curvas del barrido en  $Z$  mostraron una forma típica y similar a la de una curva de  $Z$ -scan. Es importante señalar que la solución de col morada mostró un efecto no lineal considerable a pesar de que es la muestra con el menor coeficiente de absorción.

La muestra de betabel presentó una gran cantidad de ruido, esto se puede deber a distintos factores, que el pigmento se degrade rápidamente y si el material es térmico este ruido también podría deberse a que los fenómenos de autoenfocamiento y autodesenfocamiento no son instantáneos y el material no alcanza a estabilizarse al momento de realizar el barrido en  $Z$ , también se consideró que podrían ser inhomogeneidades en el medio.

Es relevante señalar también que aunque se calcularon los valores de  $\Delta Z$  y su relación con la distancia de Rayleigh, los resultados mostraron ser más del doble de lo señalado normalmente para medios Kerr o térmicos.

---

## Capítulo 5. Conclusiones

Se hizo una búsqueda de materiales orgánicos que tuvieran una respuesta óptica no lineal, encontrando así la flor de Jamaica, la col morada, uva roja y betabel. Las primeras dos muestras resultaron muy interesantes ya que el color de sus pigmentos cambian en función de las características del medio en el cual se disolvieron. Sin embargo se encontró una desventaja de estos materiales, que se degradan en pocos días al ser disueltos en agua. Por el contrario, tres de los materiales orgánicos estudiados al disolverlos en alcohol isopropílico pueden durar meses antes de degradarse. El betabel es el que se degrada más rápido (solo dura alrededor de un par de semanas). Las curvas de absorción muestran que su mayor absorción esta en el rango del violeta pero que tienen un pequeño máximo en el rango de los 530nm, por tal motivo estos fueron caracterizados con un láser de longitud de onda de 514nm.

En el arreglo experimental se empleo un haz gaussiano de  $10.15\text{m}\mu$  de cintura y con una profundidad de foco de 0.66mm. Estos parámetros fueron determinados a través de la técnica de la navaja. El coeficiente de absorción para cada uno de los materiales orgánicos fue de 0.29, 0.92, 0.82 y  $0.78\text{cm}^{-1}$  para la Jamaica, uva, col morada y betabel, respectivamente.

Las curvas de barrido en Z para estos materiales orgánicos muestran que se tiene un signo negativo para la no linealidad y con un rango de magnitudes del orden de  $10^{-4}$  y  $10^{-5}$ . Las curvas mostradas fueron obtenidas para tres diferentes potencias, 10, 15 y 20mW de potencia incidente al medio, obteniendo un aumento en la intensidad pico y una disminución en la intensidad mínima, con un ligero desplazamiento del pico hacia la izquierda.

También se obtuvo una distancia de separación entre el pico y valle de  $4.24Z_0$ ,  $4.54Z_0$ ,  $5.30Z_0$  y  $5.75Z_0$  para la jamaica, uva, col morada y betabel, respectivamente. Estos valores son diferentes a  $1.7Z_0$  lo cual indica que el origen de la no linealidad de estos medios no es térmico como fue predicho en años anteriores. Recientemente se han estado haciendo estudios con respecto a la distancia pico valle y  $\Delta T$ , de los cuales se han deducido fenómenos locales y no locales, además de la posible existencia de más de dos no linealidades en un mismo material. Como un trabajo a futuro queda determinar correctamente el origen de estas no linealidades a través de modelos numéricos. También podría ser conveniente explotar la propiedad de algunos de estos pigmentos de cambiar de color al cambiar la acidez del medio en el que se encuentran disueltos, de esta forma se podría obtener de un mismo compuesto diferentes muestras con diferentes curvas de absorción.

**Bibliografia**

- [1]. Boyd, Robert. Nonlinear Optics (3rd ed.). Academic Press (2008).
- [2]. M.J. Weber, D. Milam, and W.L. Smith. Nonlinear refractive index of glasses and crystals. *Opt. Eng.* 17 (1978) 463.
- [3]. M.J. Moran, C.Y. She, and R.L. Carman. Interferometric measurements of the nonlinear refractive-index coefficient relative to CS<sub>2</sub> in laser-system-related materials. *IEEE J. Quantum Electron* QE-11 (1975) 259.
- [4]. S.R. Friberg and P.W. Smith. Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches. *IEEE J. Quantum Electron* QE-23 (1987) 2089.
- [5]. R. Adair, L. L. Chose, and S. A. Payne. Nonlinear refractive-index measurements of glasses using three-wave frequency mixing. *J. Opt. Soc. Am.* B4 (1973) 875.
- [6]. A. Owyong: Ellipse rotation studies in laser host materials. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9 (1973) 1064.
- [7]. W. E. Williams, M. J. Soileav, and E. W. Van Stryland. Optical switching and n<sub>2</sub> measurements in CS<sub>2</sub>. *Opt. Commun.* 50 (1984) 256.
- [8]. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan and E.W. Van Stryland, "Sensitive Measurement of optical Nonlinearities using a single beam", *J. Quant. Elec.*, **26** (4), 760 (1990).
- [9]. L.C. Oliveira and S.C. Zilio. Single-beam time-resolved Z-scan measurements, of slow absorbers. *Appl. Phys. Lett.* 65 (1994) 2121.
- [10]. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland. "High-sensitivity, single-beam n<sub>2</sub> measurements", *Opt. Lett.* 14 (17), 955 (1989)
- [11]. P.A. Marquez Aguilar, J.J. Sanchez Mondragon, S. Stepanov, G. Bloch. Z-scan experiments with cubic photorefractive crystal Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>, *Optics Communications* 118 (1995) 165.
- [12]. Jian-Guo Tian, Chunping Zhang, and Jiangwai Li. Position dispersion and optical limiting resulting from thermally induced nonlinearities in Chinese tea liquid. *Applied Optics* 32 (1993) 6628.
- [13]. J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, and J. R. Whinnery. "long-transient effects in lasers with inserted liquid samples". *J. Of Appl. Phy.*, 36 (1965) 3-8.

- 
- [14]. G. Bing, Y. Jun, W. Qin, H. Jing-Liang y W. Hui-Tian, “Z-scan technique for characterizing third-order optical nonlinearity by use of quasi-one-dimensional slit beams”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21** (2004) 968-972.
- [15]. T. Xia, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae y E. W. Van Stryland, “Eclipsing Z-scan measurement of  $1/10^4$  wave-front distortion”, *Opt. Lett.* **19** (1994) 317-319.
- [16]. A. Marcano O., F. E. Hernandez y A. D. Sena, “Two-color near-field eclipsing Z-scan technique for the determination of nonlinear refraction”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14** (1997) 3363-3367.
- [17]. W. Zhao y P. Palffy-Muhoray, “Z-scan technique using top-hat beams”, *Apl. Phys. Lett.*, **63** (1993) 1613-1615.
- [18]. M. Sheik-Bahae, J. Wang, R. De Salvo, D. J. Hagan y E. W. Van Stryland, “Measurement of nondegenerate nonlinearities using a two-color Z-scan”, *Opt. Lett.*, **17** (1992) 258-260.
- [19]. K. Y. Tseng, K. S. Wong y G. K. L. Wong, “Femtosecond time-resolved Z-scan investigations of optical nonlinearities in ZnSe”, *Opt. Lett.*, **21** (1996) 180-182.
- [20]. S. Hughes y J. M. Burzler, “Theory of Z-scan measurements using Gaussian-Bessel beams”, *Phys. Rev. A*, **56** (1997) R1103-R1105.
- [21]. Fernando Rodríguez García. “Caracterización no lineal de colorantes orgánicos aplicando la técnica de barrido en z con un haz gaussiano y Bessel-Gauss. Tesis de maestría en física aplicada”. FCFM, BUAP.
- [22]. Juan Diego Barranco Cruz. “Determinación experimental del índice de refracción no lineal de medios tipo Kerr”. 10/enero/2006. FCFM, BUAP.
- [23]. Saleh, B. E. A. Teich, M. C. *Fundamentals of Photonics*. New York. John Wiley & Sons (1991).
- [24]. Andersen, Øyvind M. (2001). *Anthocyanins*. John Wiley & Sons, Ltd.
- [25]. Francis, F.J. (1999). *Colorants*. Egan Press