



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**Estudio del índice de refracción no lineal y coeficiente de absorción de tercer orden en películas amorfas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y mesoestructuradas de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 mediante la técnica Z-scan en función de la potencia de excitación.**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**FÍSICO**

**P R E S E N T A:**

**GERARDO SALAS GÁMEZ**



**DIRECTOR DE TESIS:**

**DR. JORGE ALFONSO GARCÍA MACEDO**

**ENERO 2017**

**CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del alumno

Salas

Gómez

Gerardo

Tel: 5549067346

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

Número de cuenta: 411099246

2. Datos del tutor

Dr

García

Macedo

Jorge Alfonso

3. Datos del sinodal 1

Dr

Magaña

Solís

Luis Fernando

4. Datos del sinodal 2

Dr

Balmaceda

Era

Jorge

5. Datos del sinodal 3

Dra

Rivera

López

Ana Leonor

6. Datos del sinodal 4

Dr

Sánchez

Cecilio

Ángel

7. Datos del trabajo escrito.

Estudio del índice de refracción no lineal y coeficiente de absorción de tercer orden en películas amorfas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y mesoestructuradas de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 mediante la técnica Z-scan en función de la potencia de excitación.

Número de páginas:76

Año: 2017



# Índice

Agradecimientos .....	5
Resumen.....	6
Introducción .....	7
Fundamentos teóricos .....	9
1.1 Óptica no lineal .....	10
1.2 Polarización no lineal de tercer orden .....	12
1.3 Absorción óptica .....	14
1.4 Técnica Z-scan .....	15
1.4.1 Z-scan apertura cerrada .....	15
1.4.2 Z-scan apertura abierta .....	17
1.5 Modelo teórico .....	18
1.6 Molécula Disperse Red 1 .....	22
Desarrollo experimental.....	24
2.1 Arreglo Z-scan.....	25
2.2 Medición de la intensidad del láser .....	28
2.3 Anchura del haz.....	29
2.4 Grosor.....	30
2.5 Medida de la absorción óptica.....	30
Resultados. Determinación de los parámetros no lineales en películas de SiO <sub>2</sub> :DR1 y SiO <sub>2</sub> /CTAB:DR1 .....	31
3.1 Determinación del grosor de las películas por (SEM) .....	32
3.2 Determinación del espectro de absorción de las películas. ....	34
3.3 Determinación de $L_{\text{eff}}$ .....	36
3.4 Determinación de $\beta$ para la película de SiO <sub>2</sub> :DR1 amorfa.....	38
3.5 Determinación de $\beta$ para la película de SiO <sub>2</sub> /CTAB:DR1 .....	48
3.6 Determinación de $n_2$ para la película de SiO <sub>2</sub> /CTAB:DR1 .....	55
3.7 Determinación de $n_2$ para la película de SiO <sub>2</sub> /CTAB:DR1 .....	63

Conclusiones .....	73
Bibliografía .....	74

# Agradecimientos

Agradezco a la UNAM, mi segunda casa durante estos últimos cinco años, por aceptarme con los brazos abiertos, ayudarme a formar mi carácter y a definir el rumbo de mi vida. A todos los que hacen con su trabajo que esta universidad sea lo que es.

Agradezco a los amigos y familiares que me brindaron su apoyo, a los profesores que me inspiraron siempre y a los compañeros con los que viví esta gran experiencia.

Agradezco a mi tutor el Doctor Jorge Alfonso García Macedo, que me motivó siempre a seguir trabajando y sin el cual esta tesis aun seguiría sólo en mi cabeza. También a cada uno de los miembros del jurado asignado por darme esta oportunidad de recibirme.

Igualmente agradezco el apoyo de los proyectos CONACYT 179607, PAPIIT IN 111515, Bilateral México-Italia 174506, SECITI/053/2016 y al técnico Antonio Morales Espino por el apoyo en Rayos X. A Diego Quiterio y a Roberto Hernández por las fotografías de microscopía electrónica.

En especial agradezco a mis padres y hermana por estar siempre para mí y hacerme ser quien soy.

# Resumen

Haciendo uso de la técnica Z-scan se estudió la respuesta óptica no lineal en películas amorfas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y mesoestructuradas de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1, obteniendo en cada caso el índice de refracción no lineal ( $n_2$ ) y el coeficiente de absorción de tercer orden ( $\beta$ ) en función de la potencia de iluminación, la cual se varió desde los 6mW/cm<sup>2</sup> a los 75mW/cm<sup>2</sup> utilizando un láser continuo de Helio-Neón con una longitud de onda de 594 nm como fuente de luz de excitación y un filtro de densidad óptica variable para regular la potencia.

Se obtuvieron las curvas de transmitancia para cada muestra en función de su posición en la dirección de propagación del haz de luz (eje Z). Con estas curvas se realizaron los ajustes pertinentes para calcular así el coeficiente de absorción de tercer orden y el índice de refracción no lineal del material.

Se empleó el modelo propuesto por M. Sheik-Bahae para ajustar los datos de la técnica Z-scan y con ello obtener los valores de los dos parámetros ópticos no lineales investigados.



# Introducción

Z-Scan es una técnica que sirve para caracterizar los efectos ópticos no lineales de tercer orden para distintos tipos de materiales. Destaca por el hecho de ser sencilla en términos de montaje y realización, además de que es aplicable tanto en sólidos como en líquidos. Consiste en monitorear la transmitancia de un haz enfocado de luz láser (gaussiano) a través de una muestra que se mueve a lo largo de un riel de traslación, es decir, en función de la posición  $z$ . Con este monitoreo es posible obtener el índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción no lineal.

En las últimas décadas se ha acrecentado el interés por encontrar materiales que presenten una buena respuesta óptica no lineal, esto con el fin de implementarlos en diferentes áreas tanto de investigación como industrial y tecnológica. Los procesos que se pueden hallar relacionados con este tipo de materiales son extensos, basta con nombrar solo algunos de las más importantes como lo son: generación de segundo y tercer armónico, rectificación óptica, amplificación Raman, efecto Kerr, absorción multi-fotónica entre otros. Dentro de estos procesos, los dos últimos ofrecen un campo de aplicación realmente amplio con lo que se generan elementos de gran utilidad como es el caso de los limitadores ópticos. Estos limitadores son materiales capaces de permanecer ópticamente inactivos para intensidades bajas de luz y activarse al aumentar esta intensidad. Sin embargo, debido al proceso de fabricación de estos materiales y a los métodos de estudio utilizados para analizar su comportamiento óptico no lineal, existe una dificultad muy grande para encontrar el material que sea adecuado y que muestre, además de una gran respuesta óptica no lineal, una elaboración de bajo costo. Es por esta razón que en la actualidad se están investigando materiales orgánicos que exhiben una buena respuesta óptica no lineal.

Los objetivos en este trabajo son:

- Estudiar la variación del índice de refracción y el coeficiente de absorción de tercer orden de películas delgadas amorfas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y mesoestructuradas de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 en función de la potencia de excitación.
- Utilizar una técnica que permita realizar este estudio en diversos materiales de una forma sistemática y que sea fácilmente reproducible.
- Determinar con los resultados obtenidos como afecta el cambio en la estructura y composición de las películas afecta la respuesta óptica no lineal de este material.

Para los primeros dos puntos, se utilizó la técnica Z-scan, la cual permite estudiar la variación del índice de refracción y el coeficiente de absorción no lineal de manera precisa y cumple con los requisitos establecidos de reproducibilidad y sistematización. Para ello se hizo un barrido del material a estudiar a lo largo de la dirección de un haz de luz láser focalizado. Se prepararon, por medio del proceso sol-gel, dos películas de SiO<sub>2</sub> contaminadas con DR1, una amorfa y una mesoestructurada.

Se caracterizaron dichas películas encontrando su índice de refracción no lineal y su coeficiente de absorción de tercer orden. En este último caso, se compararon los resultados obtenidos con el modelo teórico correspondiente propuesto para este tipo de respuestas ópticas no lineales. Al ajustar los datos a dicho modelo se encontraron los valores buscados.

# Fundamentos teóricos

En este capítulo se presenta una breve introducción a la teoría óptica no lineal, necesaria para comprender el trabajo aquí desarrollado. El análisis realizado solo expone las partes fundamentales de la teoría de la óptica no lineal sin profundizar en este tema.

Se analiza el efecto causado por el índice de refracción no lineal y la absorción no lineal de tercer orden.

Se detallan además los aspectos más importantes de la técnica Z-scan y su uso en la obtención de los parámetros anteriormente descritos.

Se consideraron las configuraciones más importantes de la técnica Z-scan, con las cuales fue posible encontrar los coeficientes ópticos no lineales. Estas son dos: Z-scan Apertura Abierta y Z-scan Apertura Cerrada.

## 1.1 Óptica no lineal

Los efectos ópticos no lineales están relacionados con la polarización del medio o material por donde viaja una onda electromagnética. En la naturaleza cualquier material puede presentar efectos ópticos no lineales, sin embargo, no todos presentan el mismo grado de no linealidad. Dependiendo de las características químicas y estructurales del material será su respuesta óptica.

El origen de esta no linealidad óptica es descrito de manera precisa por la mecánica cuántica, sin embargo, muchas de las propiedades ópticas no lineales pueden ser obtenidas usando un modelo clásico<sup>[1]</sup>.

Desde este punto de vista, la interacción de un material con una onda electromagnética incidente se puede tratar como una interacción de esta onda con los electrones de los átomos con los que el material está compuesto.

Los electrones en un dieléctrico se encuentran ligados a los átomos del material por un pozo de potencial, que en el caso más simple, es considerado como un pozo rectangular. De esta manera, un electrón dentro del potencial experimentará una fuerza de restitución proporcional al potencial atractivo.

Cuando una onda electromagnética de poca intensidad incide sobre un material provoca una oscilación en las cargas de sus moléculas de tal forma que la oscilación tiene una frecuencia idéntica a la frecuencia de la onda incidente. Esto indica que el medio se polariza de manera lineal a la intensidad del campo eléctrico.

Para este caso convencional en la óptica (óptica lineal) se tiene que la polarización  $\mathbf{P}$  inducida en un material en presencia de un campo eléctrico  $\mathbf{E}$  se puede describir usando la siguiente relación:

$$\mathbf{P}(t) = \chi_{ij}^{(1)} \mathbf{E}(t)_j \quad (1.1.1)$$

Donde  $\chi_{ij}^{(1)}$  es la susceptibilidad eléctrica lineal del material.

El carácter tensorial de esta susceptibilidad eléctrica proviene de la forma en que el material es polarizado por el campo eléctrico. Debido a que este último puede tener componentes no nulas en cualquier dirección  $x, y$  o  $z$ , cada componente del vector de densidad de Polarización  $\mathbf{P}$  dependerá de estas tres componentes. Como ejemplo, consideremos la componente en  $x$  de la polarización de un material cuyo comportamiento es lineal con respecto al campo eléctrico. En tal caso tenemos que dicha componente se puede expresar de la siguiente manera:

$$P_x = \chi_{xx}E_x + \chi_{xy}E_y + \chi_{xz}E_z \quad (1.1.2)$$

Donde  $\chi_{xx}$ ,  $\chi_{xy}$  y  $\chi_{xz}$  son las componentes de la susceptibilidad eléctrica. Así se tiene la relación lineal de la polarización con el campo eléctrico.

No obstante, cuando el campo eléctrico es muy intenso la linealidad de la polarización del material con respecto a este se pierde, dando lugar a que la polarización dependa de ordenes mayores del campo, en otras palabras, la polarización se puede describir en términos de una serie de potencias del campo eléctrico<sup>[2]</sup> (ver ecuación 1.1.3).

$$\mathbf{P} = \chi_{ij}^{(1)} \mathbf{E}_j + \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k + \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k \mathbf{E}_l + \dots \quad (1.1.3)$$

Las cantidades  $\chi_{ij}^{(2)}$  y  $\chi_{ijk}^{(3)}$  son conocidas como las susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden respectivamente.

Dado que la ecuación anterior tiene un carácter físico, para que tenga sentido, los órdenes superiores al tercer orden serán prácticamente nulos<sup>[3]</sup>. De esta manera prevalece la contribución del segundo y tercer orden. Dicha polarización del medio da lugar a la generación de una respuesta óptica no lineal.

Cuando el campo eléctrico viaja en una sola dirección (una onda electromagnética polarizada) y además es una onda monocromática, la ecuación (1.1.3) se simplifica a términos escalares del campo eléctrico  $E$  y el vector de polarización  $P$ .

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots \quad (1.1.4)$$

## 1.2 Polarización no lineal de tercer orden

Se considera ahora el caso en el que por razones de simetría, como en los líquidos o sólidos amorfos o en materiales que presentan centrosimetría en su estructura, la parte no lineal de segundo orden de la polarización desaparece<sup>[2]</sup>. En tales casos se tiene que los efectos ópticos no lineales observables son debidos únicamente a la parte no lineal de tercer orden en la polarización, donde se pueden generar efectos no lineales de distintas clases. Uno de estos efectos tiene una estrecha relación con el índice de refracción de un material.

Es conocido que en muchos materiales ópticos, el índice de refracción depende de la intensidad de la luz de propagación que atraviesa el material, de tal forma que el índice de refracción se puede describir por la relación:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.2.1)$$

Donde  $n_0$  representa el índice de refracción usual para campos débiles, mientras que  $n_2$  es el llamado índice de refracción de segundo orden o índice de refracción no lineal. Este último parámetro representa una tasa del incremento o decremento de índice de refracción total conforme aumenta o disminuye la intensidad de la luz. La cantidad  $I$  representa la intensidad promedio de la onda.

Este cambio en el índice de refracción descrito por la ecuación (1.2.1) es llamado a veces como efecto óptico Kerr.

Además de este efecto en el índice de refracción, muchos materiales tienen la propiedad de que su absorción depende en gran parte de la intensidad de la luz con la que está siendo iluminado, de manera que se tiene la siguiente expresión para el coeficiente de absorción total  $\alpha$  del material:

$$\alpha = \alpha_0 + \beta I \quad (1.2.3)$$

Donde  $\beta$  es un parámetro conocido como el coeficiente de absorción de tercer orden y  $\alpha_0$  es el coeficiente de absorción óptica para bajas intensidades (caso de la óptica lineal), el cual se aborda con mayor detalle en la siguiente sección.

La susceptibilidad eléctrica es una cantidad compleja<sup>[4]</sup>, lo cual proviene de considerar al campo electromagnético como una onda plana, utilizando variables complejas. De esta forma se tiene que la susceptibilidad eléctrica de tercer orden se puede describir como:

$$\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + i\chi_I^{(3)} \quad (1.2.3)$$

Donde las partes Real e Imaginaria de  $\chi^{(3)}$  se relacionan con el índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción no lineal de la siguiente manera<sup>[5]</sup>:

$$\chi_R^{(3)} = 2n_0^2 \epsilon_0 c \gamma \quad (1.2.4)$$

$$\chi_I^{(3)} = \frac{n_0^2 \epsilon_0 c^2}{\omega} \beta \quad (1.2.5)$$

En donde tenemos que  $n_2$  (*esu*) =  $(cn_0)/40\pi \gamma$  ( $m^2/W$ ) y  $\omega$  es la frecuencia de la onda electromagnética.

### 1.3 Absorción óptica

La absorción de luz que presenta todo cuerpo puede describirse cuánticamente, considerando la estructura atómica de los materiales. Se describe entonces el proceso de absorción de luz como una interacción de la misma con los electrones del material, que pueden ser excitados pasando de uno a otro estado energético, absorbiendo uno o más fotones<sup>[6]</sup>. Sin embargo, existe una relación empírica que permite relacionar la intensidad de la luz entrante en un material con la intensidad de luz saliente del mismo, después de que el medio ha absorbido parte de esta luz. Esta relación es conocida como Ley de Beer-Lambert<sup>[7]</sup> y se expresa matemáticamente de la siguiente forma:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha(\lambda)d} \quad (1.3.1)$$

En donde  $I$  e  $I_0$  representan la intensidad de luz entrante y saliente, respectivamente, y  $d$  la distancia recorrida por la luz dentro del material, mientras que  $\alpha(\lambda)$  es el coeficiente de absorción del material. Este coeficiente depende de la longitud de onda del haz incidente en el material y es proporcional al número de partículas que absorben la luz.

El valor de  $\alpha$  se puede obtener utilizando un espectrofotómetro. Este aparato hace incidir sobre un material un haz de una lámpara cuya longitud de onda varía dentro de un determinado intervalo, registrando la intensidad del haz antes y después de atravesar el material. Con los datos medidos por el aparato se puede obtener el valor de la densidad óptica ( $OD$ ) en función de la longitud de onda<sup>[8]</sup>. Esta densidad óptica se define como:

$$OD(\lambda) \equiv \log_{10} \left( \frac{I_0}{I} \right) \quad (1.3.2)$$

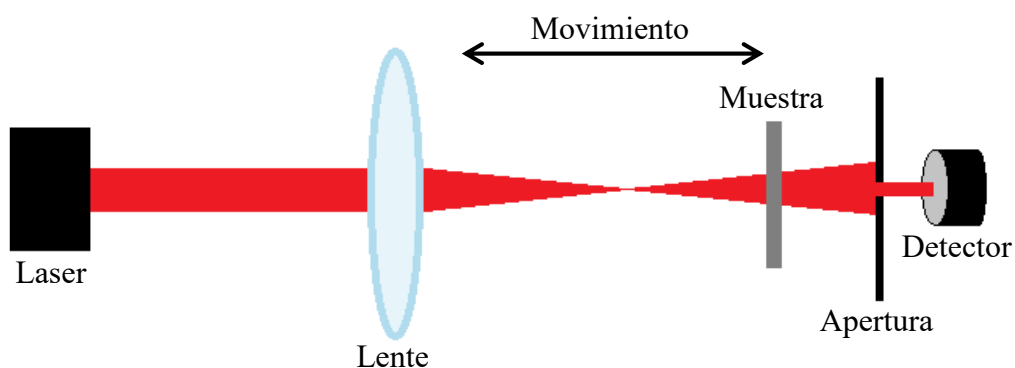
Con lo que, utilizando las ecuaciones 1.3.1 y 1.3.2, se obtiene:

$$\alpha(\lambda) = \frac{OD(\lambda)}{d \log_{10} e} \quad (1.3.3)$$



## 1.4 Técnica Z-scan

La técnica Z-scan consiste en realizar un movimiento de barrido de una muestra a lo largo del camino óptico de un haz de luz láser enfocado, de tal manera que la muestra se mueva en un pequeño intervalo alrededor del punto focal. Un sensor es colocado después de la muestra para monitorear la luz transmitida por ésta. La disposición de los componentes y de la muestra se representa en la figura 1.4.1<sup>[9]</sup>.



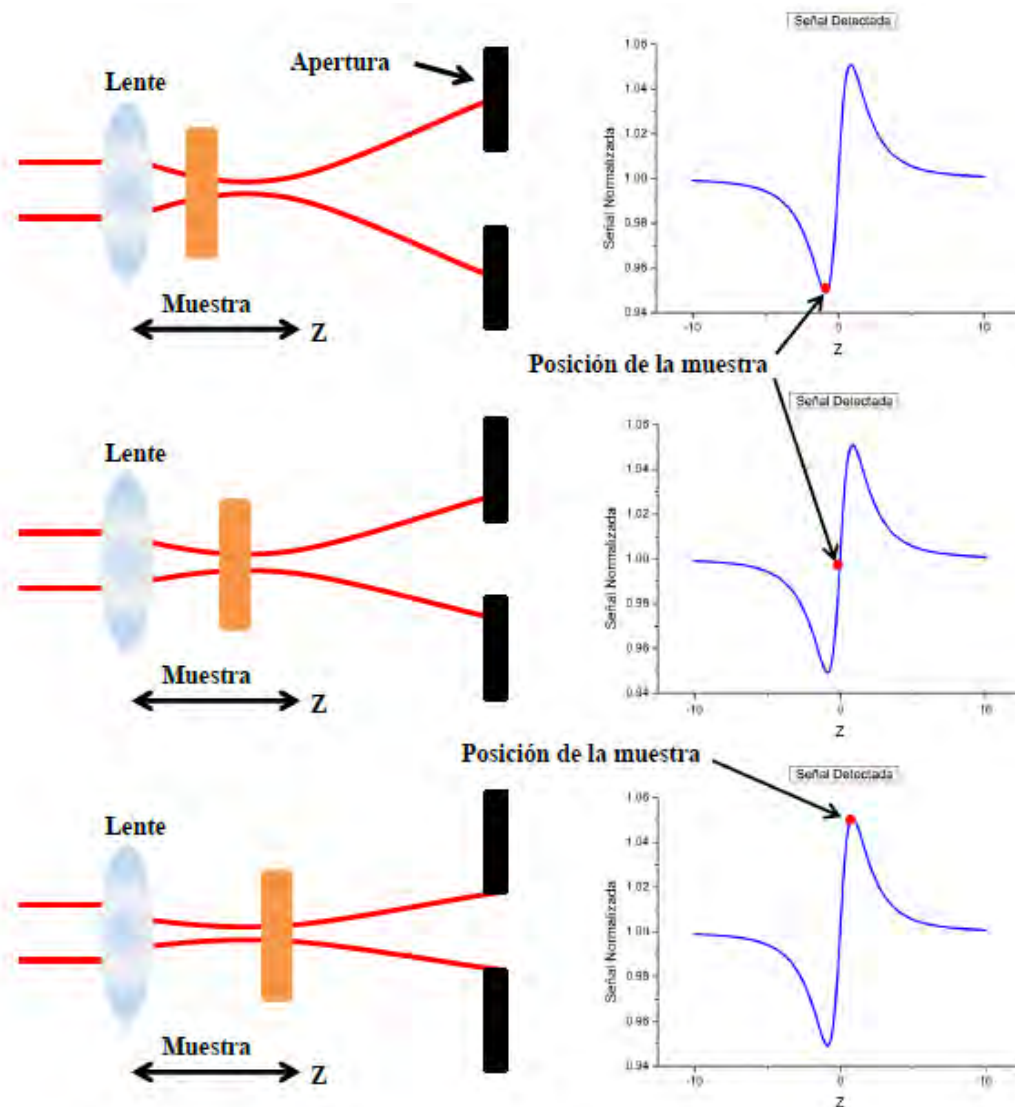
*Figura 1.4.1. Arreglo experimental de la técnica Z-scan*

Mientras la muestra se mueve a lo largo de la dirección del haz, el sensor óptico detecta los cambios de intensidad producidos por efectos ópticos no lineales. Estos efectos pueden ser producidos tanto por el índice de refracción no lineal como por el coeficiente de absorción de tercer orden. Existen dos configuraciones esenciales de la técnica Z-scan. Estas configuraciones se presentan en las siguientes secciones.

### 1.4.1 Z-scan apertura cerrada

En esta configuración la cantidad de luz transmitida por la muestra es monitoreada por el sensor óptico colocando un obturador en el campo lejano, teniendo como objetivo observar efectos del índice de refracción no lineal del material conforme la muestra se mueve

alrededor del punto focal. Este obturador dejará pasar tan solo una fracción de la luz transmitida. Si consideramos que en la apertura total (donde toda la luz transmitida es colectada por el detector) el tamaño de la abertura es de  $S = 1$ , entonces en esta configuración se utiliza un tamaño de apertura típico de  $0.1 < S < 0.5$ . El fenómeno no lineal se puede entender mejor observando la figura 1.4.2, en donde se ilustra el comportamiento de la transmitancia de un material que presenta propiedades ópticas no lineales. La explicación de la señal obtenida se da a continuación de la imagen.

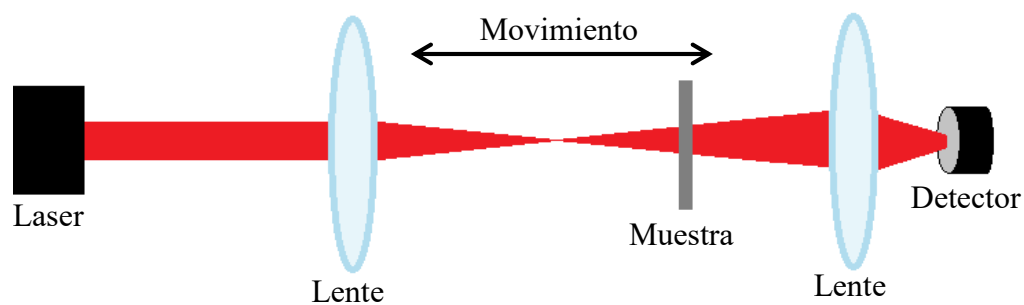


**Figura 1.4.2.** Diagrama de la transmitancia de un material que presenta una respuesta óptica con un índice de refracción no lineal negativo

Cuando la muestra se mueve a lo largo de la dirección del haz, los efectos producidos por el índice de refracción no lineal del material aumentan conforme se acerca al plano focal de la lente de enfoque<sup>[10,11]</sup>. Al ubicarse en una posición antes del foco de la lente, esta muestra traslada el punto focal a una posición más cercana a él, dando como resultado una gran divergencia en el campo lejano y por tanto una reducción de la transmitancia en la apertura. Una vez que la muestra ha pasado por el foco y se localiza después de este se reduce la divergencia de campo lejano y por tanto hay una mayor transmitancia en la apertura. Sucede lo opuesto para no linealidades refractivas negativas de tercer orden.

#### 1.4.2 Z-scan apertura abierta

El otro efecto de tercer orden está relacionado con el coeficiente de absorción de tercer orden  $\beta$ , el cual, para absorción no lineal ultra rápida, es igual al coeficiente de absorción de dos fotones. En este caso, la absorbancia del material cambia dependiendo de la intensidad de la onda incidente. El coeficiente de absorción de tercer orden se relaciona directamente con la parte imaginaria de  $\chi^{(3)}$ .



*Figura 1.4.3. Arreglo experimental de la técnica Z-scan en la configuración de apertura abierta*

En el arreglo de Z-scan en apertura abierta, la luz transmitida por la muestra es colectada completamente por el detector, de esta manera, se registra la variación de la absorción del material conforme este se mueve alrededor del punto focal. En el arreglo experimental de la técnica Z-scan de apertura cerrada (ver figura 1.4.1) se retira dicha apertura, colocando una lente convergente para hacer incidir toda la luz transmitida en el detector. Este arreglo se ilustra en la figura 1.4.3.

## 1.5 Modelo teórico

El método Z-scan se introdujo por Sheik-Bahae, el cual propone además un modelo teórico que describe la variación de la transmitancia de un material en función de su índice de refracción no lineal así como del coeficiente de absorción no lineal dependiendo de la configuración en la que se realice el experimento.

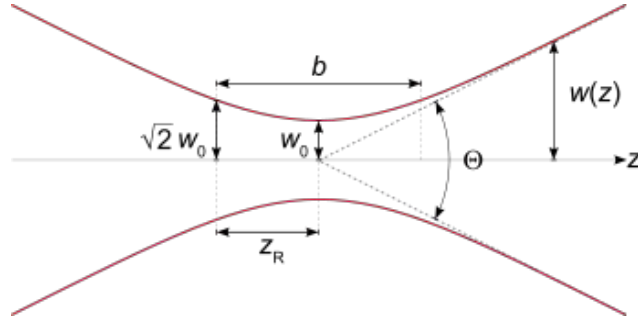
Para analizar la respuesta óptica de un material que presenta efectos no lineales se considera que el haz que incide sobre este material es un haz gaussiano y continuo, que viaja en la dirección  $z$ . Con esta condición se tiene que la intensidad del haz focalizado está dado por la ecuación siguiente<sup>[1]</sup>:

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z^2}{z_0^2}\right)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.5.1)$$

Donde  $w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)$  es el radio del haz en el punto  $z$ ,  $r$  es la distancia transversal al eje  $z$  y además,  $z_0$  es un parámetro conocido como rango de Rayleigh, y depende de las características del láser. Se define como:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.5.2)$$

En este caso,  $w_0$  representa el radio de la cintura del haz en el punto focal. Dado que no es posible enfocar la luz del láser en un punto exactamente, en el plano focal se forma una cintura, como se puede observar en la figura 1.5.1.



**Figura 1.5.1.** Cintura del haz gaussiano en el punto focal

Cuando la muestra es atravesada por el haz, experimenta un cambio de fase. Este cambio de fase se debe tanto al comportamiento lineal del material como al índice de refracción no lineal. Si el material se mantiene en el límite de la absorción lineal, es decir, la absorción de tercer orden es nula, el cambio de fase de la onda se puede expresar como sigue:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(z, r) \frac{1 - e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0} \quad (1.5.3)$$

Definiendo la longitud de interacción efectiva como:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0} \quad (1.5.4)$$

De la ecuación 1.5.3 se tiene que el cambio de fase en el punto focal está dada por<sup>[12]</sup>:

$$\Delta\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L_{eff} \quad (1.5.5)$$

Lo que resulta en que escrita de esta forma, el cambio de fase es proporcional a  $n_2$ .

Utilizando la técnica Z-scan en la configuración de apertura cerrada podemos calcular el cambio de fase a partir de la variación de la señal detectada por el sensor óptico. Esto se puede conseguir suponiendo que el haz gaussiano que incide en el material de estudio es una superposición de ondas gaussianas<sup>[13]</sup>, las cuales se propagan en la misma dirección e interactúan con el material. Así, conociendo la amplitud de una onda gaussiana y suponiendo que la distancia  $d$  a la cual se encuentra la apertura desde la posición de la muestra es mucho mayor a la distancia de Rayleigh,  $d \gg z_0$ , podemos llegar a una expresión que relaciona la transmitancia normalizada con la posición de la muestra. Esta relación corresponde a la ecuación siguiente:

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = 1 - \frac{4\left(\frac{z}{z_0}\right)\Delta\phi_0}{\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 1\right]\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 9\right]} \quad (1.5.6)$$

Con la ecuación anterior es posible calcular el índice de refracción no lineal de un material si se realiza un barrido de éste alrededor de un haz gaussiano, como un láser, que esté focalizado. Basta con encontrar el cambio de fase que propicia el medio en la onda a través de la transmitancia expresada por la ecuación anterior y después utilizar la ecuación 1.5.5 para conocer el índice de refracción no lineal. Sin embargo, es importante recalcar que el análisis anterior se realizó para el caso en el que no se presenta una absorción no lineal, por lo que para calcular el índice de refracción en un caso general se necesitará considerar este cambio en la absorción.

La absorción no lineal se puede calcular mediante la técnica Z-scan utilizando la configuración en apertura abierta. Para esto se realiza el siguiente análisis.

De la ecuación 1.2.3 se sabe que la absorción de un material depende de la intensidad de la onda que lo atraviese, lo cual implica que el cambio de la intensidad del haz con respecto de la distancia que penetra en el material es igual a:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 \quad (1.5.7)$$

Integrando esta relación, utilizando la ecuación 1.5.1 que expresa la intensidad de un haz gaussiano focalizado, se obtiene que la intensidad de un haz que atraviesa un medio está dada por:

$$I(z + L, r) = \frac{I(z, r)e^{-\alpha_0 L}}{1 + \beta I(z, r)L_{eff}} \quad (1.5.8)$$

Integrando esta ecuación sobre todo el espacio, encontramos la potencia total transmitida por la muestra, con lo que la transmitancia de la muestra queda definida como:

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{e^{-\alpha_0 L}}{q_0} \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right) \ln \left(1 + \frac{q_0}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}\right) \quad (1.5.9)$$

Donde tenemos que:

$$q_0 = \beta I_0 L_{eff} \quad (1.5.10)$$

Por último es necesario conocer la intensidad de un haz gaussiano en términos de la potencia detectada, para dicha intensidad de un haz gaussiano focalizado en su cintura; de la ecuación 1.5.1, se obtiene lo siguiente:

$$I(z, r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2(z)}\right) \quad (1.5.11)$$

Con lo que, integrando en todo el espacio la ecuación anterior, podemos calcular la intensidad de la onda en términos de su potencia. De esta manera obtenemos<sup>[14]</sup>:

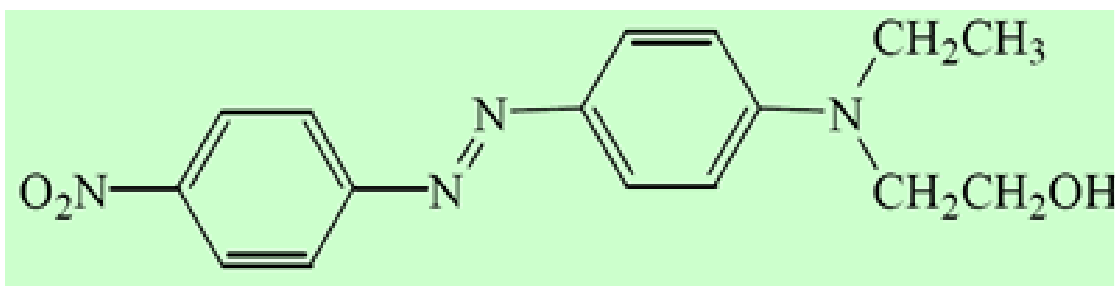
$$P = \int_0^{\infty} 2\pi I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2(z)}\right) r dr = \frac{\pi w_0^2}{2} I_0 \quad (1.5.12)$$

Por lo cual, la intensidad del haz en el punto focal está dada por la relación:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (1.5.13)$$

## 1.6 Molécula Disperse Red 1

La molécula Disperse Red 1 (DR1) es un cromóforo orgánico que presenta un alto momento dipolar, lo cual genera una gran respuesta para efectos ópticos no lineales<sup>[16]</sup>. Su estructura molecular se presenta en la figura 1.6.1.



**Figura 1.6.1.** Estructura molecular del cromóforo Disperse Red 1

La longitud aproximada de la molécula DR1 es de 1.907 nm y presenta en uno de sus extremos un grupo donante y en el otro un grupo aceptor de electrones que interactúan a través de un sistema conjugado<sup>[17]</sup>.

En general, este tipo de cromóforos son utilizados para aplicaciones de polímeros orientados. Contienen uno o más electrones donantes y un electrón aceptor que se conectan



a través de un puente de transmisión de electrones. Estos puentes son enlaces  $\pi$  presentes en los enlaces dobles y triples de los anillos aromáticos.

## Desarrollo experimental

En este capítulo se describen el método experimental empleado para medir los coeficientes de absorción no lineal de tercer orden y el índice de refracción no lineal en películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 en función de la potencia de excitación, así como los instrumentos usados y la aplicación de cada uno de ellos.

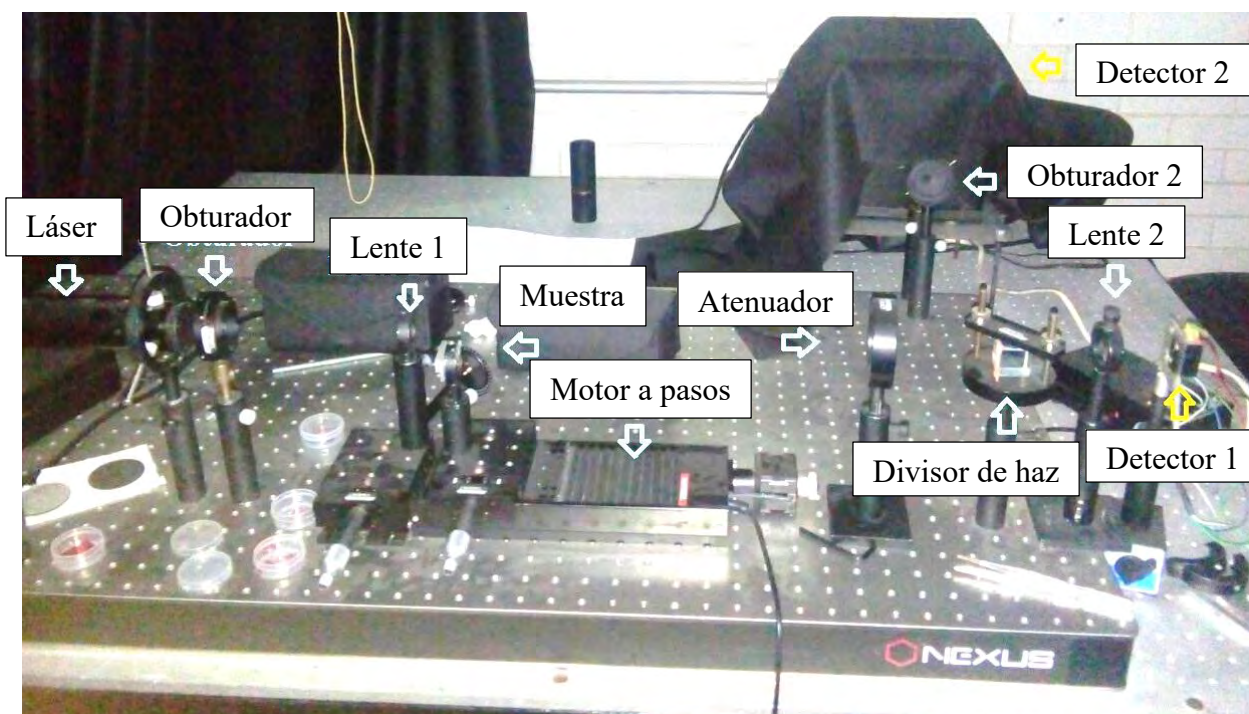
En primer lugar se expone el arreglo experimental utilizado en el proceso de adquisición de datos a través de la técnica z-scan, así como el posterior análisis de dichos datos.

Posteriormente abordamos la manera en que se midió la intensidad del láser y el grosor del mismo en la cintura del haz utilizando el método de la navaja.

Por último se describe la forma de cómo se realizaron las mediciones de grosor y absorción óptica lineal para las películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1.

## 2.1 Arreglo Z-scan

El arreglo experimental, así como los dispositivos utilizados en este trabajo para la obtención de los parámetros ópticos no lineales utilizando la técnica Z-scan, se muestra en la Figura 2.1.1.



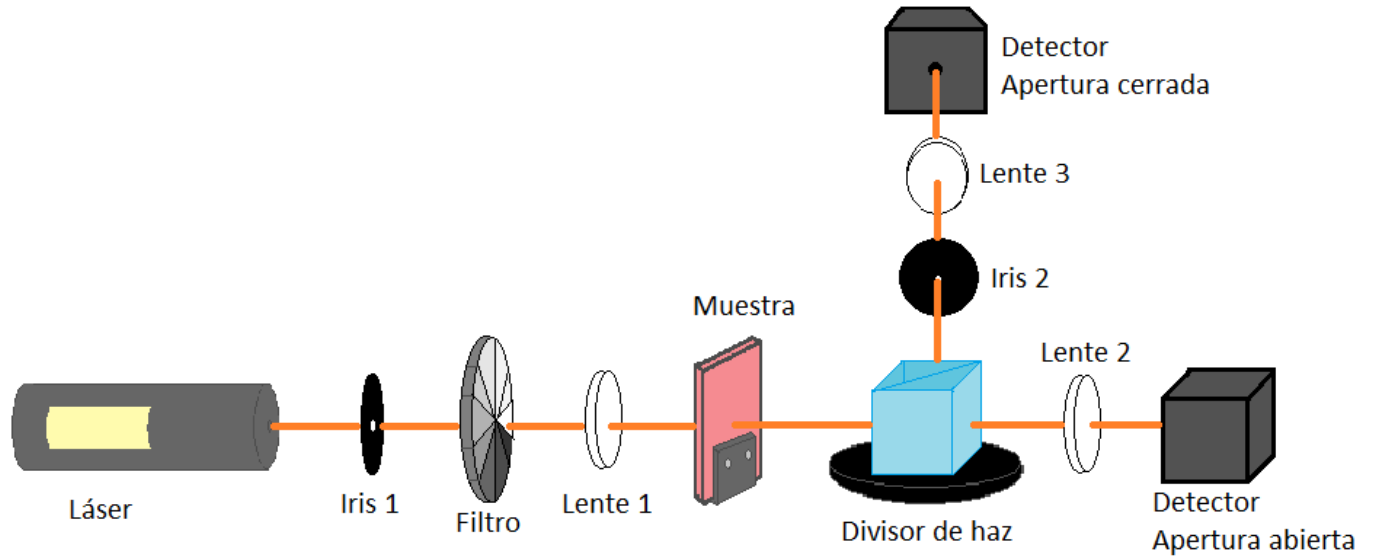
*Figura 2.1.1. Montaje experimental de la técnica Z-scan en las dos configuraciones; Apertura abierta y apertura cerrada*

Como fuente de luz se usó un láser continuo He-Ne con longitud de onda de 594 nm, con una potencia de 10 mW de la marca MELLES GRIOT. Este láser se utilizó durante todo el trabajo para excitar al material de estudio y con esto estudiar los efectos ópticos no lineales generados por el mismo. El haz de luz del láser se alineó paralelo a la mesa de trabajo sobre la cual se montó todo el experimento.

Se utilizó una lente convexa con una distancia focal de 8 cm para poder enfocar la luz del láser y así realizar el barrido de la muestra alrededor del plano focal de la lente. Se colocó de tal manera que la muestra se moviera en un intervalo de  $\pm 4$  cm alrededor del punto focal.

El desplazamiento de la muestra de estudio se hizo utilizando una plataforma lineal motorizada de alta precisión de la marca THORLABS. Esta plataforma tenía un recorrido total de 100 mm y se colocó delante de la lente de enfoque de tal manera que su plano focal se encontrara en la parte media del recorrido total. La plataforma se alineó de forma que el desplazamiento se realizara en la misma dirección del haz de luz.

Para poder reproducir el experimento simultáneamente en ambas configuraciones se montó un divisor de haz 50/50 de alta calidad. Cada haz resultante de la división era detectado por un sensor. Dicha montura se puede observar en las Figuras 2.1.1 y 2.1.2. Para esto se ocupó un módulo fotosensor de la marca HAMAMATSU modelo H5784-04y también un fotodiodo como detectores ópticos. El fotosensor se utilizó para poder medir los efectos relacionados con el índice de refracción no lineal, con lo que se colocó un obturador en la cercanía del sensor, obteniendo con esto la configuración de Z-scan en apertura cerrada. El segundo detector (fotodiodo) se utilizó para poder medir el cambio en la absorbancia del material por lo que este se configuró con una lente antes del fotodiodo, tal como es necesario en la técnica Z-scan de apertura abierta. Se utilizaron de esta manera debido a que en la configuración de Z-scan apertura cerrada se necesitaba una alta sensibilidad para poder apreciar cambios pequeños en el índice de refracción del material, por lo que un módulo fotosensor era el instrumento ideal para este fin.



*Figura 2.1.2. Montaje experimental de la técnica Z-scan*

El detector utilizado para la configuración de apertura cerrada se colocó a una distancia del plano focal de la lente que permitiera tener una amplia divergencia de luz transmitida. Esto fue de gran utilidad para poder observar las variaciones en el índice de refracción originadas por efectos no lineales del material.

Dado que la intensidad del láser era muy grande para ser detectada por los sensores, por seguridad de estos, se colocaron distintos atenuadores ópticos en la proximidad de los detectores para que disminuyera dicha intensidad, logrando con esto que los sensores pudieran detectar la luz transmitida por la muestra con una alta sensibilidad y además, con un muy bajo nivel de ruido externo. Utilizando un filtro circular de densidad neutra variable de la marca THORLABS se pudo variar también la intensidad de la luz incidente sobre el material de estudio. Con esto se obtuvo la respuesta óptica no lineal de la muestra en función de distintas intensidades de la luz excitante.

Las mediciones necesarias de la señal proveniente de los sensores se llevaron a un osciloscopio de la marca TEKTRONIX modelo TDS3052B. Así, los sensores estaban conectados a cada canal en el osciloscopio.

Además de la lente con la cual se focalizaba la luz del láser para incidir directamente en la muestra, se montaron 2 lentes más. Esto se hizo con el fin de que la luz que iba a ser analizada se pudiera focalizar en los detectores. Debido a la divergencia del haz y al área reducida de detección en los sensores, se necesitó concentrar la luz transmitida de manera que pudiera ser captada por estos. Por esta razón, para que el fotodiodo detectara el cambio en la transmitancia se ocupó una lente de 6 cm de distancia focal, colocando el fotodiodo de tal manera que el área o zona de detección estuviera exactamente en el punto focal de la lente. En el caso de la apertura cerrada, una vez que el haz divergente pasaba por el obturador, se utilizó una lente con una distancia focal de 15 cm para concentrar la luz en la zona de detección del fotomultiplicador.

En las Figuras 2.1.1 y 2.1.2 se observa el montaje experimental mencionado anteriormente. La lente 1 corresponde a la que enfocaba la luz del láser para que incidiera sobre la muestra y esta generara el efecto óptico no lineal de interés. Las lentes 2 y 3 son las lentes de enfoque correspondientes a los sensores 1 y 2. Como se explicó anteriormente, estas lentes solo servían para que la luz pudiera ser colectada por los sensores.

## **2.2 Medición de la intensidad del láser**

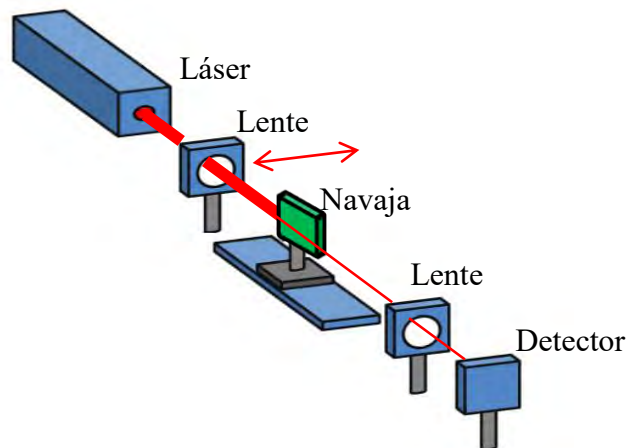
Como mencionamos anteriormente, se utilizaron distintos atenuadores para poder disminuir la intensidad de la luz que incidía sobre los detectores ópticos. Esto a su vez nos ayudó a variar la potencia del haz con la que la muestra era excitada para producir efectos no lineales al interponer entre la muestra y el láser los diferentes atenuadores utilizados, por lo que tuvimos que medir con precisión la intensidad de luz incidente en el material para cada uno de los atenuadores. Esta medición se realizó utilizando el sensor Optical Meter de la marca NEWPORT modelo 1835-C, colocándolo por medio del motor lineal en la posición de  $z$  correspondiente al foco de la lente.

### 2.3 Anchura del haz

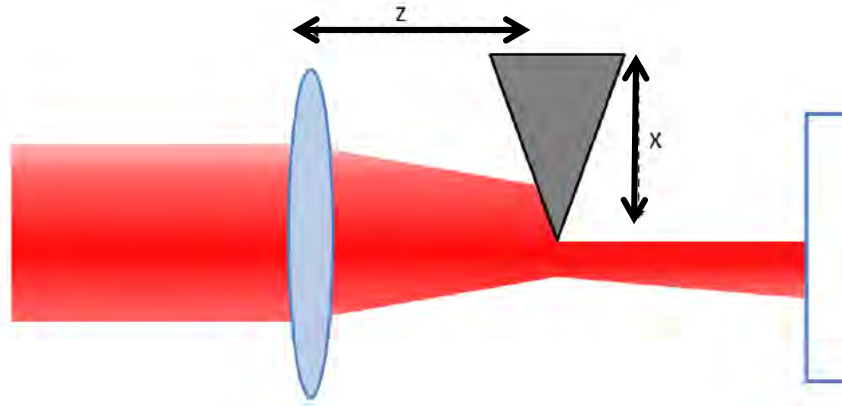
Mediante el método de la navaja medimos el radio de la cintura formada al focalizar la luz del láser. Este método consiste en desplazar el perfil de una navaja ubicada entre el haz y el detector, dicho desplazamiento es perpendicular al eje de propagación del haz (eje Z) y en el plano focal de la lente, finalmente la intensidad transmitida por la obstrucción es registrada por el detector (ver Figura 2.3.1). Desplazando la navaja con un tornillo micrométrico se puede medir la distancia que hay entre el punto en donde la navaja obstruye solamente un 10% de la luz, y el punto en donde obstruye un 90%, para después calcular el grosor utilizando la siguiente ecuación<sup>[10]</sup>:

$$W = .7803(x_{90\%} - x_{10\%}) \quad ($$

Donde W representa el radio en la cintura del láser y  $(x_{90\%} - x_{10\%})$  representa la distancia medida en el micrómetro.



*Figura 2.3.1. Diseño experimental del método de la navaja*



*Figura 2.3.2. Perfil de la navaja cortando la sección transversal del haz*

## 2.4 Grosor

El grosor de la muestra se midió en el Laboratorio Central de Microscopia (LCM) del Instituto de Física de la UNAM utilizando un microscopio electrónico de barrido JEOL JSM 7800F. Con este microscopio se obtuvieron varias imágenes de la sección transversal de la película y con ello se determinó su espesor promedio. La imagen se analizó con ayuda del software DigitalMicrograph, la estadística realizada a estas medidas permitió determinar el grosor y uniformidad de la película.

## 2.5 Medida de la absorción óptica

Para poder obtener el espectro de absorción óptica de la muestra de estudio se utilizó un espectrofotómetro Thermo Spectronic Genesys 2, con el cual se obtiene una precisión de  $\pm 1$  nm y con un intervalo de longitud de onda de 300 – 700 nm. El Genesys 2 cuenta con un porta muestras de ocho espacios para colocar diferentes muestras, teniendo en cuenta que la referencia siempre es colocada al inicio. Dos lámparas son usadas para la iluminación en el intervalo UV-Visible (de luz no polarizada) y un fotodetector que determina la intensidad de luz que es transmitida a través de la muestra de material de interés, a distintas longitudes de onda.



## **Resultados. Determinación de los parámetros no lineales en películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1.**

En este capítulo se presentan los resultados experimentales obtenidos para la medición del índice de refracción no lineal y del coeficiente de absorción de tercer orden en ambas muestras en función de la potencia de excitación al utilizar la técnica Z-scan.

En primer lugar se exponen las micrografías de las películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 que se tomaron utilizando el microscopio electrónico de barrido, gracias a las cuales se pudo determinar su grosor.

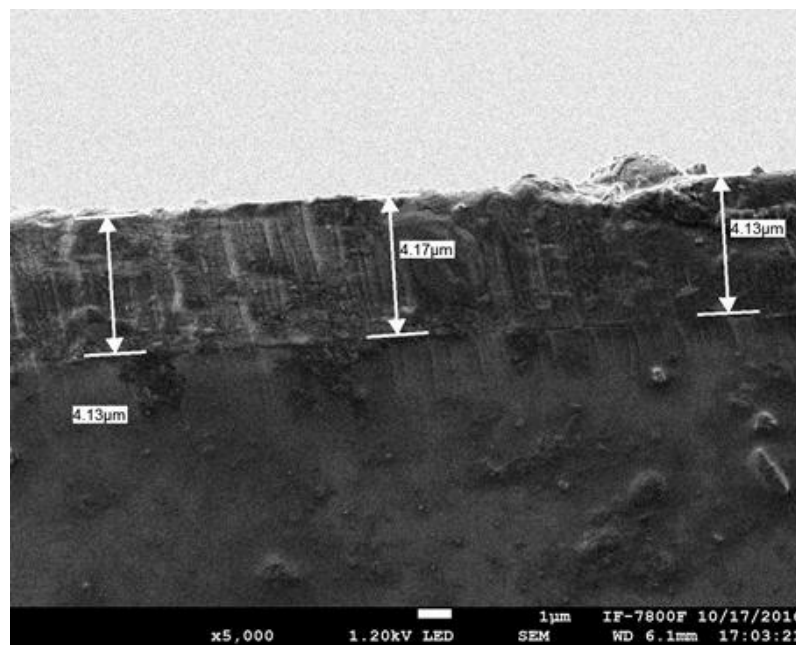
Posteriormente se presenta el espectro de absorción de ambas muestras, el cual nos permite conocer su coeficiente de absorción lineal, dato necesario para poder determinar los parámetros no lineales deseados.

Se muestran también los resultados obtenidos al realizar las pruebas para conocer el ancho del láser y su intensidad.

Los resultados obtenidos con la técnica Z-scan se presentan divididos de acuerdo a la muestra usada en cada caso. Se realiza el ajuste de datos experimentales para los efectos ópticos no lineales utilizando el modelo teórico de Shake-Bahae. Por último se discuten estos resultados y se comparan entre sí.

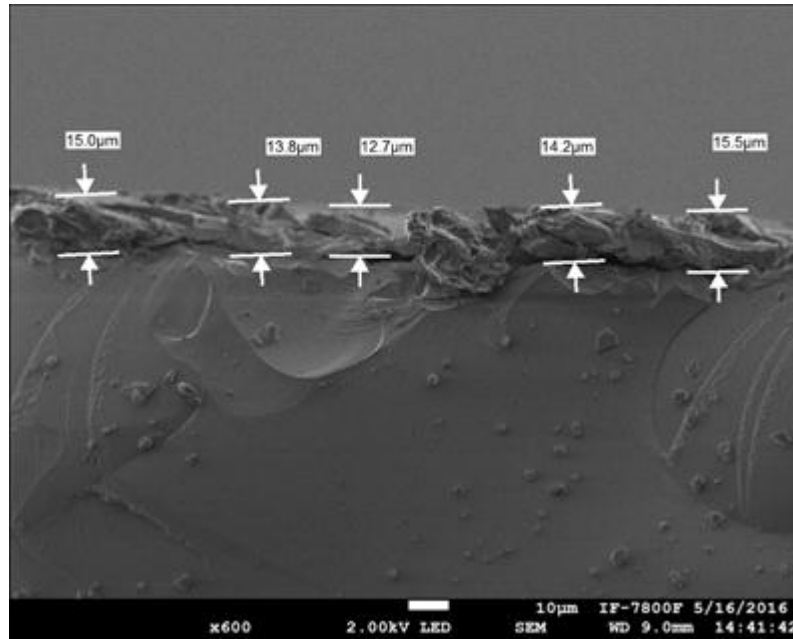
### 3.1 Determinación del grosor de las películas por (SEM)

Para obtener las imágenes de la sección transversal de cada película se utilizó un microscopio electrónico de barrido JEOL JSM 7800F. La Figura 3.1.1 presenta el corte transversal de la película amorfa de SiO<sub>2</sub>:DR1, de la cual se obtiene un grosor promedio de  $4.14 \pm 0.02 \mu\text{m}$ .



*Figura 3.1.1. Micrografía de barrido de SiO<sub>2</sub>:DR1 amorfa con grosor promedio de  $L=4.14 \mu\text{m}$*

La Figura 3.1.2 presenta la micrografía de la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1, de la que se obtiene un grosor promedio de  $14.20 \pm 1.09 \mu\text{m}$ .



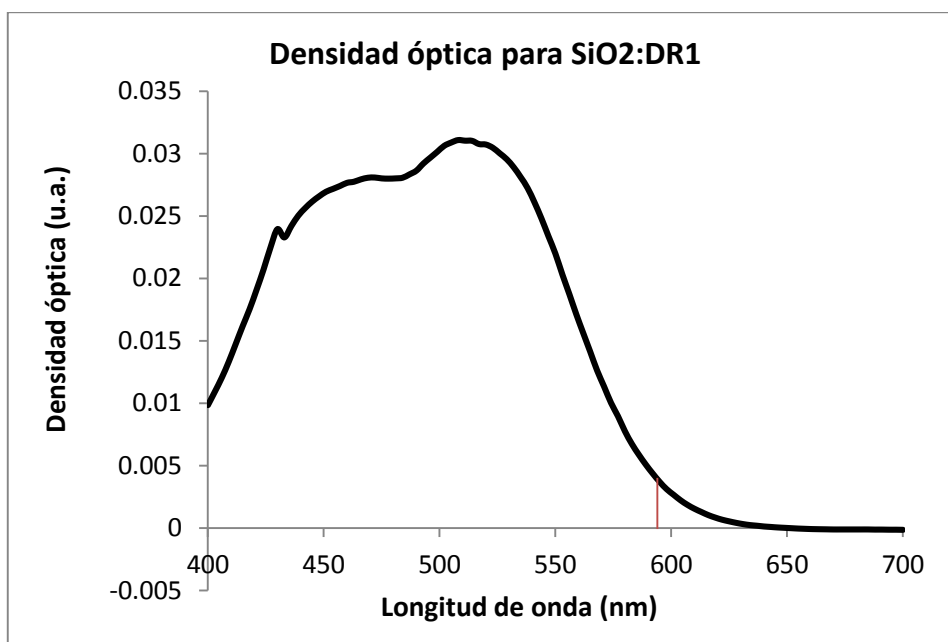
*Figura 3.1.2. Micrografía de barrido de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 con grosor promedio de  $L=14.20\mu\text{m}$*

En ambas imágenes se puede observar el sustrato de vidrio en la parte inferior, sobre este la película y finalmente el vacío que se genera en la cavidad del microscopio. Debe notarse también la diferencia entre la ampliación de ambas imágenes, siendo de x5,000 para la película amorfa y de x600 para la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1.

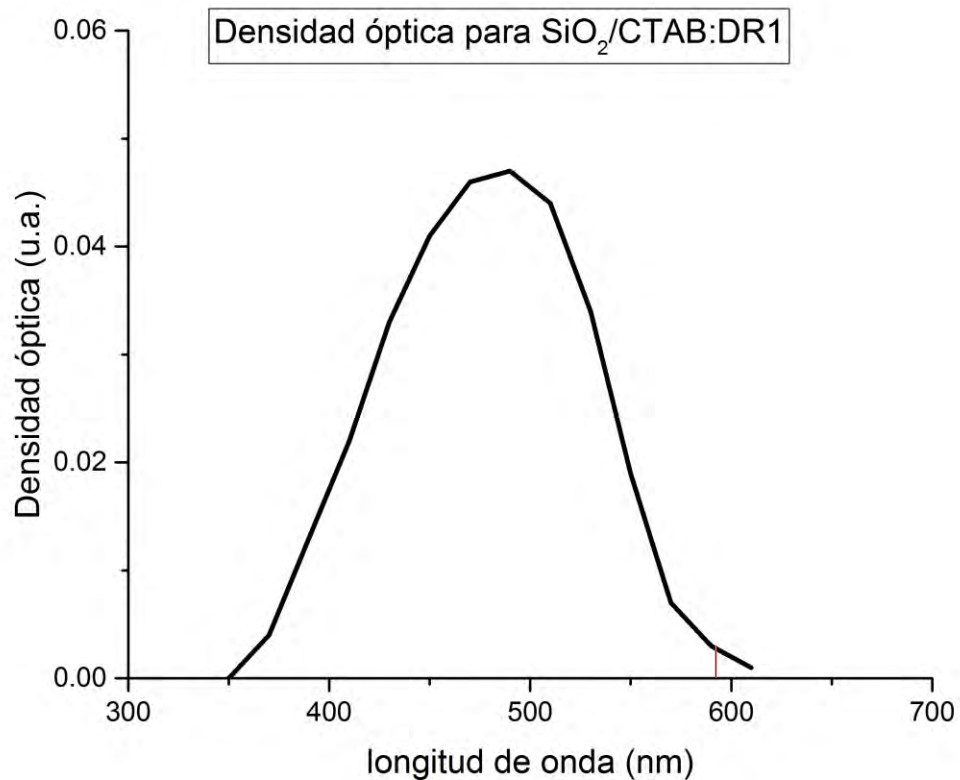
Se puede apreciar también la diferencia entre la homogeneidad de ambas películas. Mientras que en la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 presenta una gran homogeneidad tanto en forma como en grosor, la película de SiO<sub>2</sub>:DR1 tiene mayor porosidad y dispersión en la medida del grosor. La falta de calidad de esta la película tiene como consecuencia una mayor dispersión de la luz transmitida.

### 3.2 Determinación del espectro de absorción de las películas.

Utilizando un espectrómetro Thermo Spectronic Genesys 2 se obtuvo el espectro de absorción de las películas de SiO<sub>2</sub> amorfa y SiO<sub>2</sub>/CTAB contaminadas con DR1, realizando el estudio en la región que va de los 300 nm a los 700 nm; los resultados se muestran en las Figuras 3.2.1 y 3.2.2.



*Figura 3.2.1. Espectro de absorción óptica lineal para SiO<sub>2</sub>:DR1 amorfa*



**Figura 3.2.2.** Espectro de absorción óptica lineal para SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1

Los espectros de absorción (Figuras 3.2.1 y 3.2.2) corresponden a la superposición de la absorción óptica lineal de dos materiales distintos: La matriz de SiO<sub>2</sub> y el cromóforo DR1. Esto debido al hecho de que no existe interacción química entre estos compuestos.

La matriz de SiO<sub>2</sub> no juega un papel importante en la absorción óptica para la región de interés de este trabajo, que es de 594 nm, correspondiente a la emisión del láser de He-Ne utilizado, debido a que su espectro de absorción está lejos del visible. Con esto se deja claro que la interacción óptica más importante se lleva a cabo con el cromóforo.

### 3.3 Determinación de $L_{\text{eff}}$

Para obtener la longitud efectiva que se ocupará posteriormente para calcular tanto el coeficiente de absorción de tercer orden como el índice de refracción no lineal se necesita conocer la absorbancia lineal  $\alpha_0$  y el grosor  $d$  de cada película. El primero se conoce al evaluar la absorción lineal de cada película para la longitud de onda del láser (ver Figuras 3.2.1 y 3.2.2 ). El segundo se obtuvo de promediar los grosores de las imágenes de microscopía (Figuras 3.1.1 y 3.1.2).

Empleando la ecuación 1.3.3:

$$\alpha(\lambda) = \frac{OD(\lambda)}{d \log_{10} e} \quad (1.3.3)$$

Para SiO<sub>2</sub>:DR1 en 594nm  $OD(\lambda)=3.69 \cdot 10^{-3}$  y  $d=4.14 \pm 0.02$  nm, por lo tanto:

$$\alpha(\lambda) = \frac{3.69 \cdot 10^{-3}}{4.14 \cdot 10^{-4} \log(e)} = 72.02 \text{ cm}^{-1}$$

Para SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 en 594nm  $OD(\lambda)=1.78 \cdot 10^{-3}$  y  $d=14.2 \pm 1.09$  nm, por lo tanto:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1.78 \cdot 10^{-3}}{14.2 \cdot 10^{-4} \log(e)} = 10.13 \text{ cm}^{-1}$$

Estos resultados se encuentran en la Tabla 3.3.1

<b>Película</b>	<b><math>\lambda</math> (nm)</b>	<b><math>\alpha</math> (cm<sup>-1</sup>)</b>
SiO <sub>2</sub> :DR1	594	72.02±0.08
SiO <sub>2</sub> /CTAB:DR1	594	10.13±0.02

**Tabla 3.3.1.** Coeficientes de absorción lineal de las películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1, calculado para una longitud de onda de 594 nm

Teniendo el coeficiente lineal y el grosor de cada película se puede obtener la longitud efectiva con la ecuación 1.5.4:

$$(1.5.4) \quad L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0}$$

Los resultados están en la Tabla 3.3.2

<b>Película</b>	<b>L(cm)</b>	<b>L<sub>eff</sub> (cm)</b>
SiO <sub>2</sub> :DR1	(4.14±0.75)·10 <sup>-4</sup>	(4.06±0.22)·10 <sup>-4</sup>
SiO <sub>2</sub> /CTAB:DR1	(14.20±0.75)·10 <sup>-4</sup>	(14.09±0.06)·10 <sup>-4</sup>

**Tabla 3.3.2.** Longitud efectiva para películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1

### 3.4 Determinación de $\beta$ para la película de SiO<sub>2</sub>:DR1 amorfa

Para calcular el coeficiente de absorción de tercer orden utilizamos la ecuación para la transmitancia en el caso de apertura abierta (ecuación 1.5.1):

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z^2}{z_0^2}\right)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.5.1)$$

La cual podemos simplificar a una Lorentziana de la forma general:

$$I(x, r) = y_0 + \frac{A}{1 + \frac{x^2}{z_0^2}} \quad (3.4.1)$$

Se cumple entonces la relación:  $q_0 = 2\sqrt{2} \cdot A$ , donde  $q_0 = \beta I_0 L_{eff}$ , siendo  $\beta$  el coeficiente de absorción de tercer orden,  $I_0$  la intensidad del haz en el foco y  $L_{eff}$  la longitud efectiva de cada película.

$I_0$  fue obtenido con un medidor Newport Multifuntion Optical Meter 1835-C dando un valor de  $I_0=86.59\pm 0.05$  W/cm<sup>2</sup> (intensidad del láser).  $L_{eff}$  se calculó en la sección anterior para ambas películas y se encuentra en la tabla 3.3.2.

A través de un ajuste teórico de la transmitancia en el experimento Z-scan de apertura abierta utilizando la ecuación 3.4.1 se logró obtener un valor para el parámetro  $q_0$ , el cual se puede evaluar en las relaciones anteriores para obtener el coeficiente de absorción de tercer orden.

De esta forma, en apertura abierta,  $\beta$  queda en función de  $q_0$ ,  $I_0$  y  $L_{eff}$ , valores ya conocidos, ecuación (3.4.2).

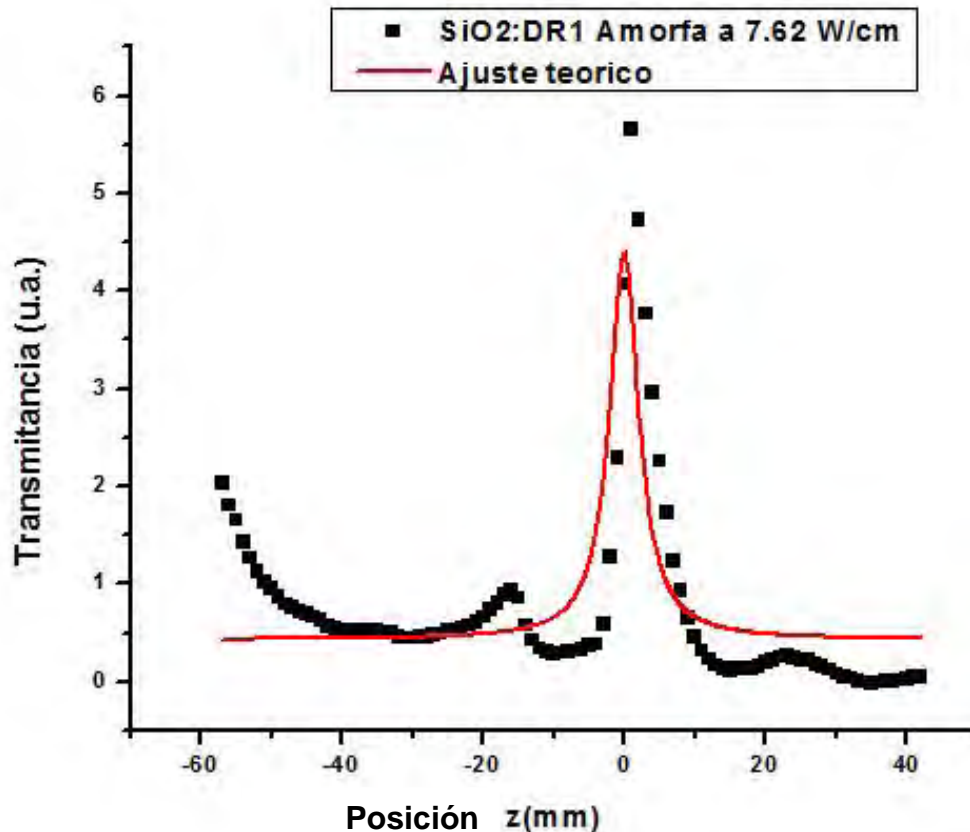
$$\beta = \frac{2\sqrt{2} \cdot A}{I_0 L_{eff}} \quad (3.4.2)$$

Debemos señalar que para la película de SiO<sub>2</sub>:DR1 en apertura abierta, el error en la señal (eje Y) es el mismo para cada punto y solo se incluye en algunos de los primeros. El error en la posición (eje X) está por debajo del tamaño del punto en estas gráficas, pues



depende de la reproducibilidad en la posición, y esta se controla con la platina horizontal con motor de pasos que tiene una precisión de  $1\mu\text{m}$ , lo cual es despreciable en la escala de las gráficas. La misma situación ocurrió para las demás gráficas a diferentes intensidades de excitación.

Los resultados de Z-scan en apertura abierta para la muestra de  $\text{SiO}_2\text{:DR1}$  se presentan en la Figura 3.4.1, empleando una potencia del láser de  $7.62\text{ W/cm}^2$ .



*Figura 3.4.1. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de  $\text{SiO}_2\text{:DR1}$  y potencia de excitación de  $7.62\text{ W/cm}^2$ .*

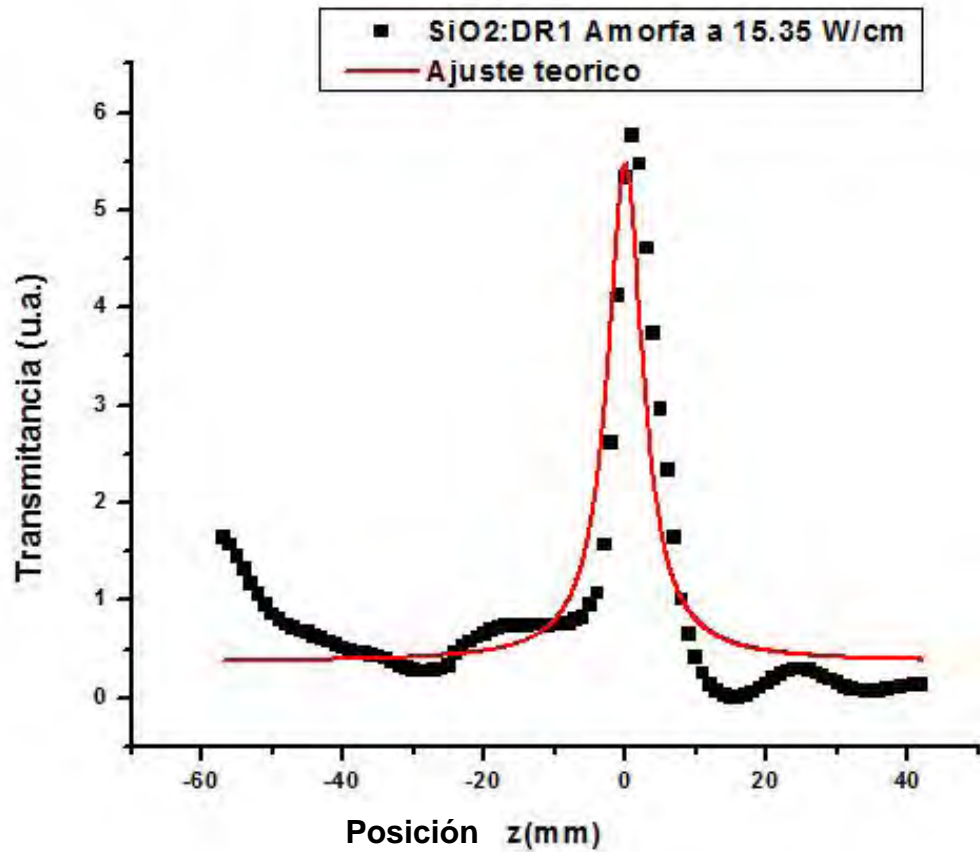
Podemos observar también, por la forma en la que la transmitancia aumenta cuando la muestra se acerca al foco, que el proceso que tiene lugar es una absorción saturable, es decir, que la absorción decrece (la transmitancia aumenta) conforme aumenta la intensidad de la luz de excitación.

Para la esta película se observa dispersión de los datos experimentales respecto al ajuste teórico cuando la posición es cercana al foco o para valores de  $z$  negativos, además de la aparición de pequeños máximos locales antes y después de llegar al máximo global en el foco de la lente.

Se debe comentar el hecho de que la calidad óptica de la película no era la mejor, presentando inhomogeneidades en la concentración del cromóforo y dispersión de la luz, lo que explica que aparezcan fenómenos no contemplados en el modelo teórico.

En este caso la incertidumbre en la transmitancia asociada a cada dato es mucho menor que la escala de la gráfica, por lo que las barras de error no se aprecian.

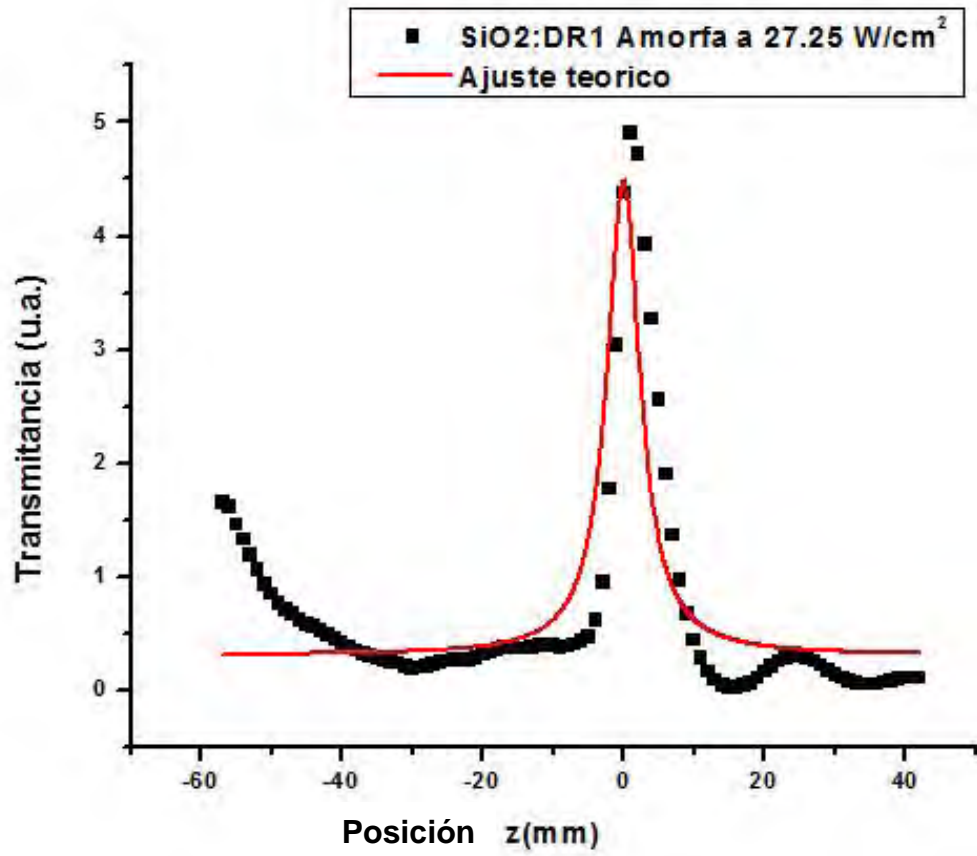
Resultados similares para la misma muestra se presentan en la Figura 3.4.2, empleando una potencia del láser de  $15.35 \text{ W/cm}^2$ .



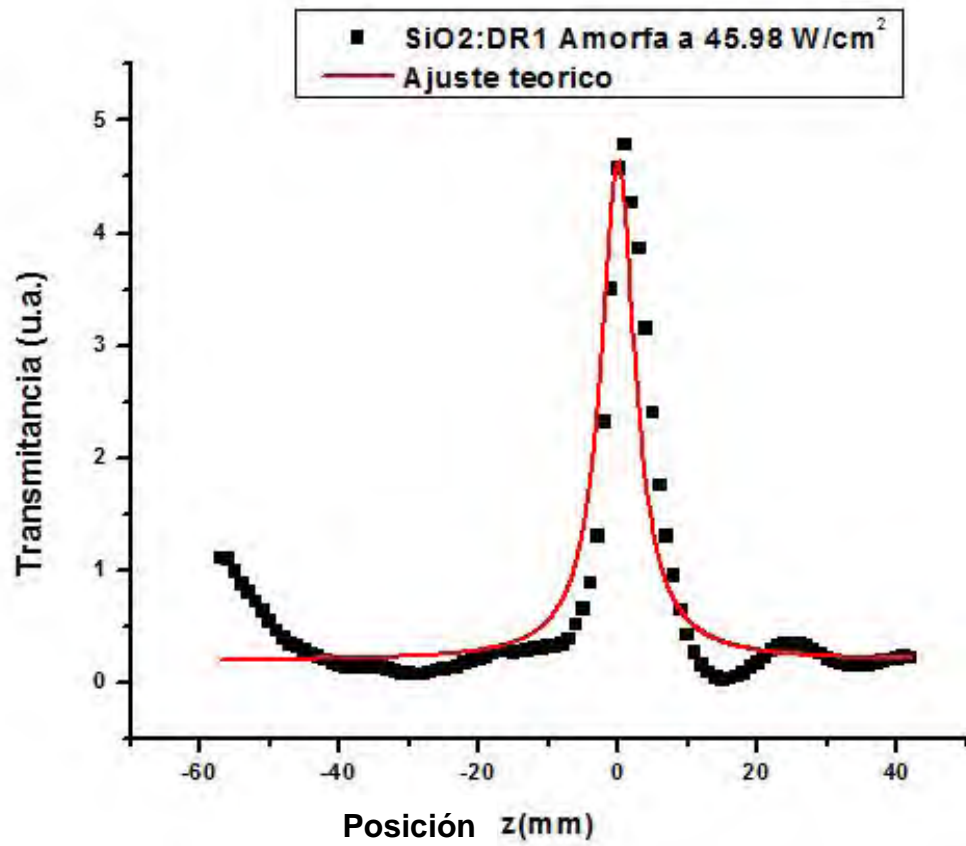
*Figura 3.4.2. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 15.35 W/cm<sup>2</sup>.*

En la gráfica anterior se observa el mismo comportamiento de absorción saturable empleando una intensidad más elevada. La manera en la que reacciona la película es la misma, en ambos casos presentando un máximo cerca del foco de la lente, la diferencia más apreciable es el cambio de escala en la transmitancia.

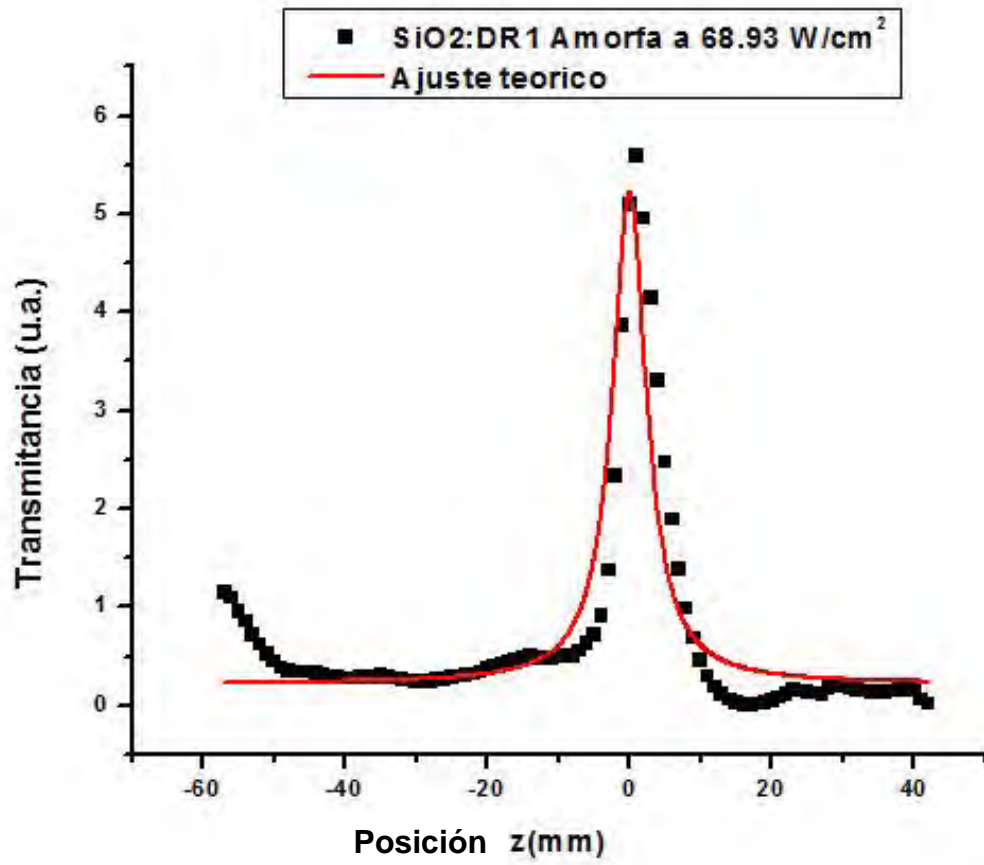
De la misma forma se obtuvieron resultados variando la potencia de láser de excitación, y se presentan en las siguientes Figuras 3.4.3 a 3.4.6. Las observaciones son también similares a las ya comentadas.



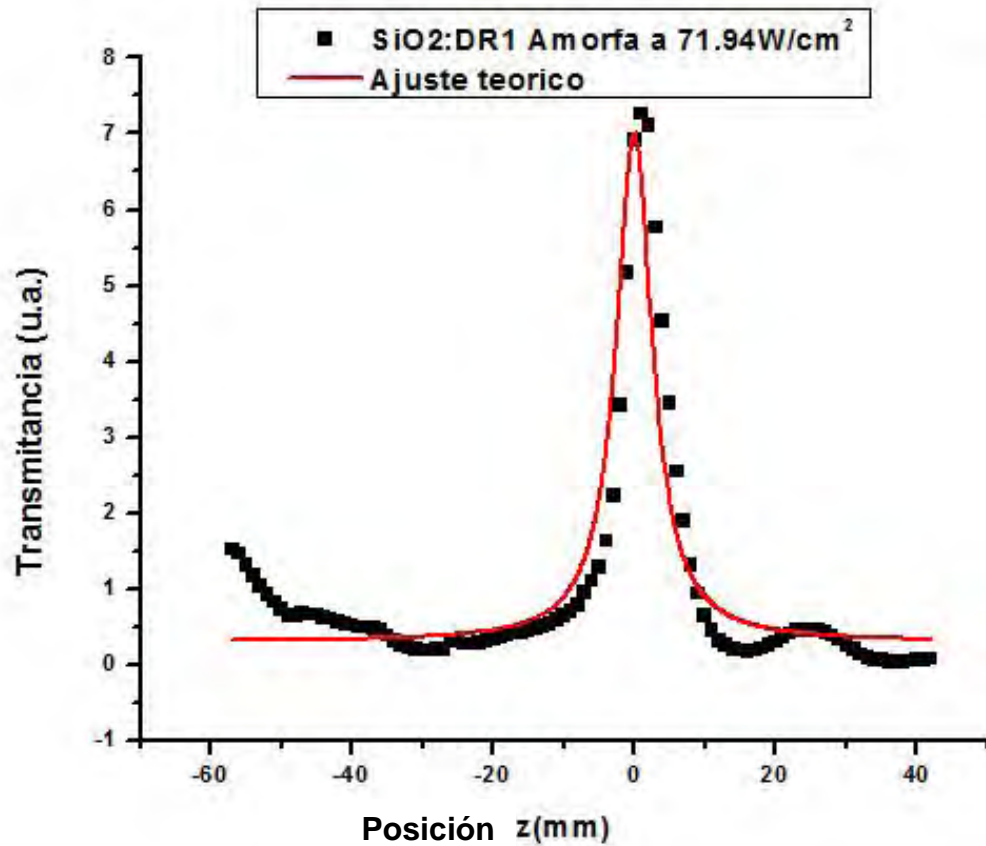
*Figura 3.4.3. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 27.25 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.4.4. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 45.98 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.4.5. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 68.93 W/cm<sup>2</sup>.*



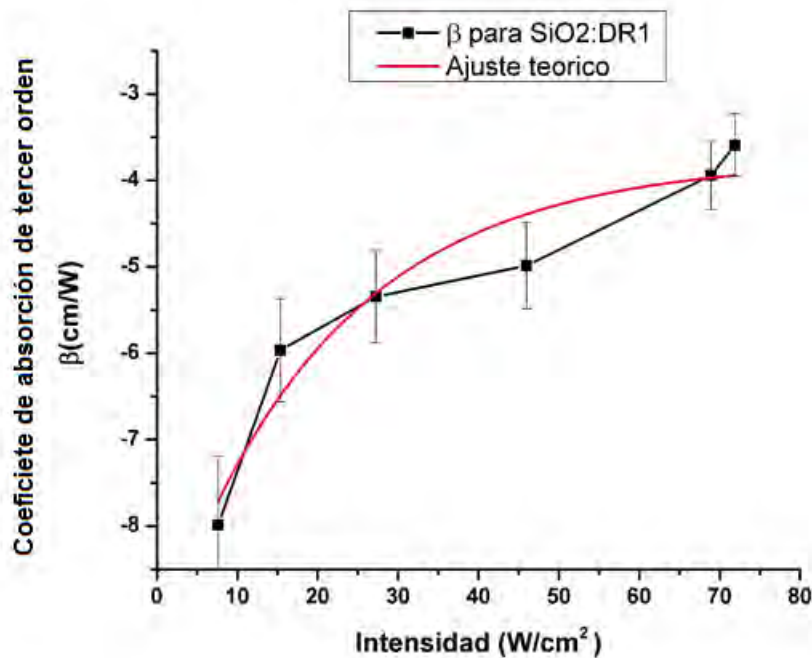
*Figura 3.4.6. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 71.94 W/cm<sup>2</sup>.*

Con los datos anteriores se procedió a calcular los valores del coeficiente de absorción no lineal para cada intensidad de excitación, los resultados se muestran en la Tabla 3.4.

Intensidad (W/cm <sup>2</sup> )	Coefficiente de absorción de tercer orden (cm/W)
71.94±0.05	-3.590±0.639
68.93±0.05	-3.942±0.642
45.98±0.05	-4.985±0.489
27.25±0.05	-5.344±0.738
15.37±0.05	-5.966±0.947
7.62±0.05	-7.985±1.276

*Tabla 3.4. Resultados para  $\beta$  en películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 a diferentes intensidades de excitación.*

En la Figura 3.4.7 se presenta la dependencia de  $\beta$  con la intensidad de excitación para esta muestra amorfa.



*Figura 3.4.7. Comparación de  $\beta$  en SiO<sub>2</sub>:DR1 a diferentes intensidades de excitación.*

Al comparar los valores de  $\beta$  para cada una de las intensidades de excitación se puede observar un comportamiento decreciente acercándose a cero con una variación final mayor conforme la intensidad aumenta. Esto concuerda perfectamente con la ecuación 1.5.10, que establece una relación inversa entre la magnitud de  $\beta$  y la intensidad con la que es excitada la muestra. Para observar mejor esto puede invertirse el eje Y de la gráfica anterior.

El ajuste teórico utilizado fue una curva de saturación de la forma:

$$y = a - bc^{-x} \quad (3.4.3)$$

Donde  $a = -3.758 \pm 0.579$ ,  $b = 5.697 \pm 1.102$  y  $c = 0.953 \pm 0.022$ .

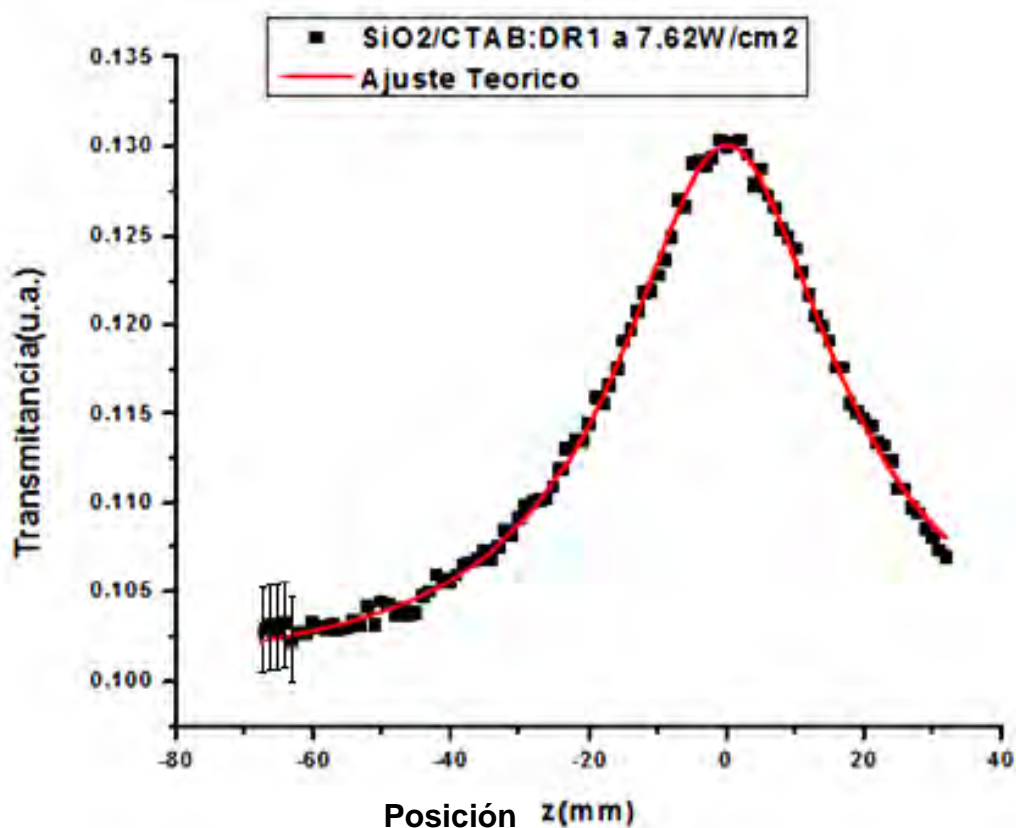


Se puede observar además en la curva del ajuste teórico que el límite de la saturación en  $\beta$  no es necesariamente cero cuando la intensidad tiende a infinito.

### 3.5 Determinación de $\beta$ para la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1

Se realizaron experimentos similares para la muestra de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1, los resultados se muestran en las gráficas 3.5.1 a 3.5.6 para las distintas potencias del láser de excitación.

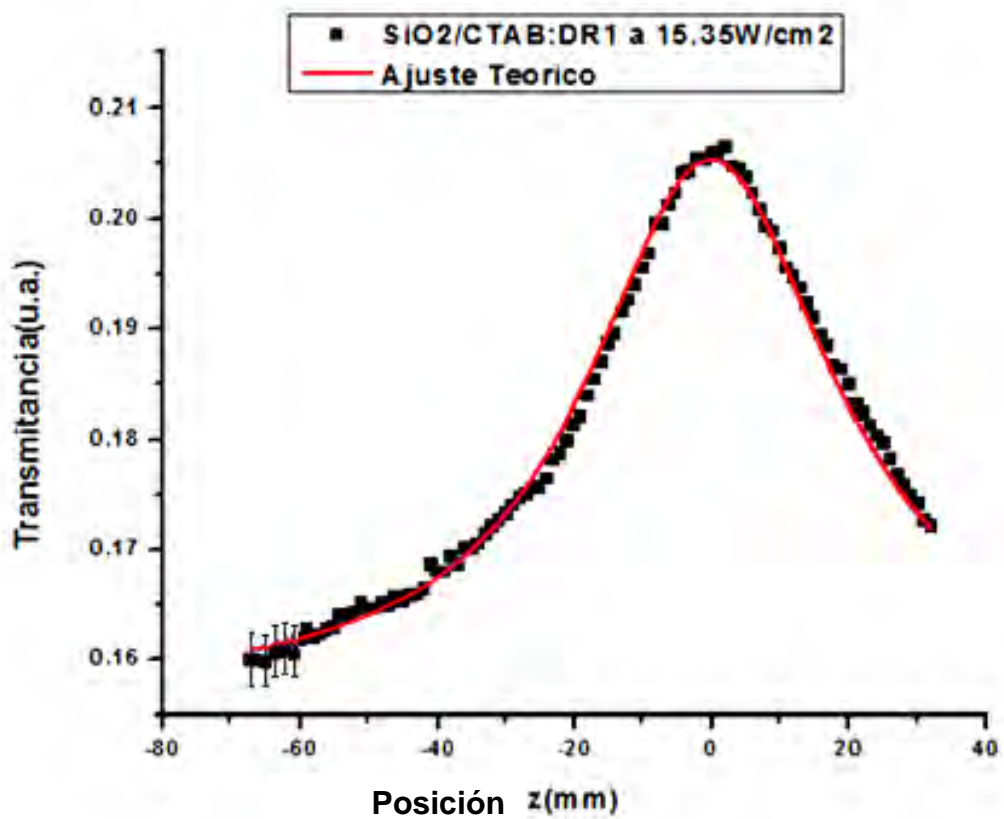
Se presenta el error asociado a cada gráfica solamente en los primeros datos de cada una, con fin de que no se sature la imagen.



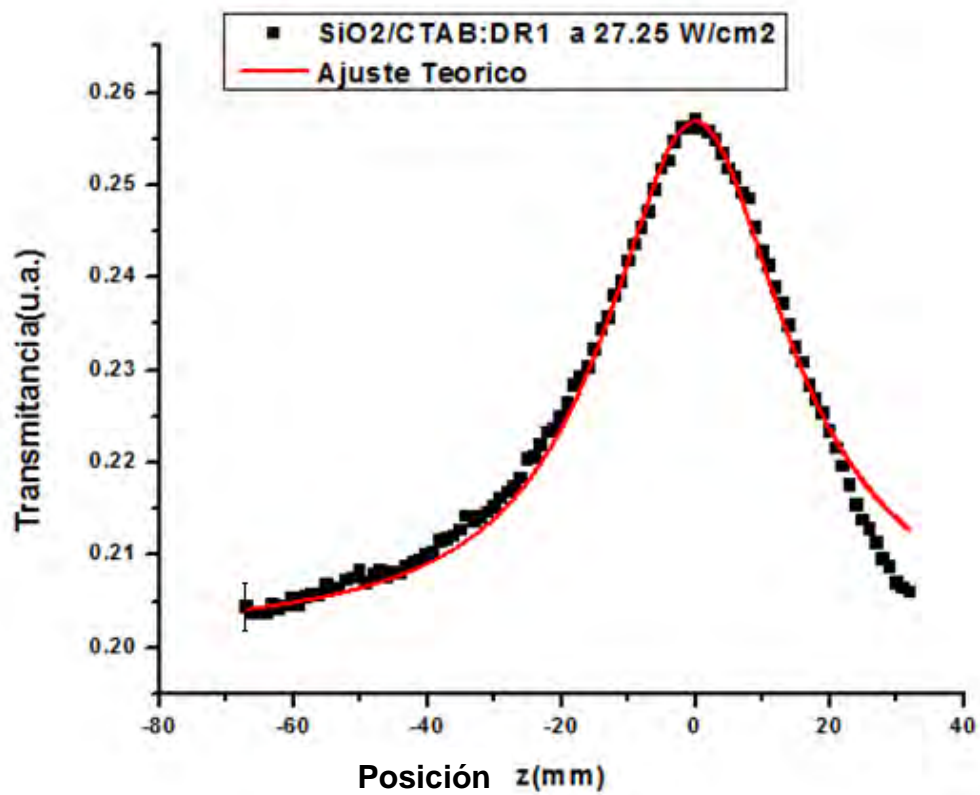
*Figura 3.5.1. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 7.62 W/cm<sup>2</sup>.*

Se observa que los datos experimentales en la transmitancia para la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 ajustan bastante bien con lo esperado según la teoría. Esto se debe principalmente a la ausencia de factores como la falta de homogeneidad en la película, suciedad o problemas de alineación en el dispositivo.

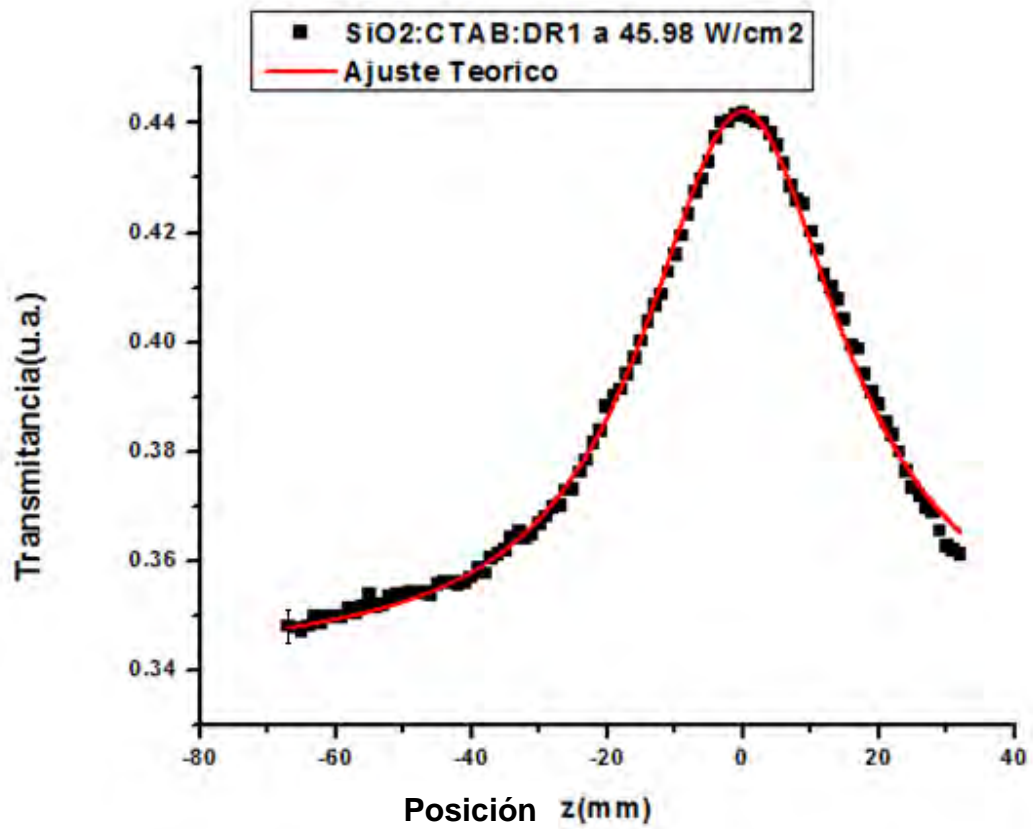
Podemos observar de igual manera que en este caso la anchura del pico principal es mucho mayor que en la película amorfa, lo que significa que el efecto de absorción saturable en esta película se da en un rango más amplio al rededor del foco de la lente.



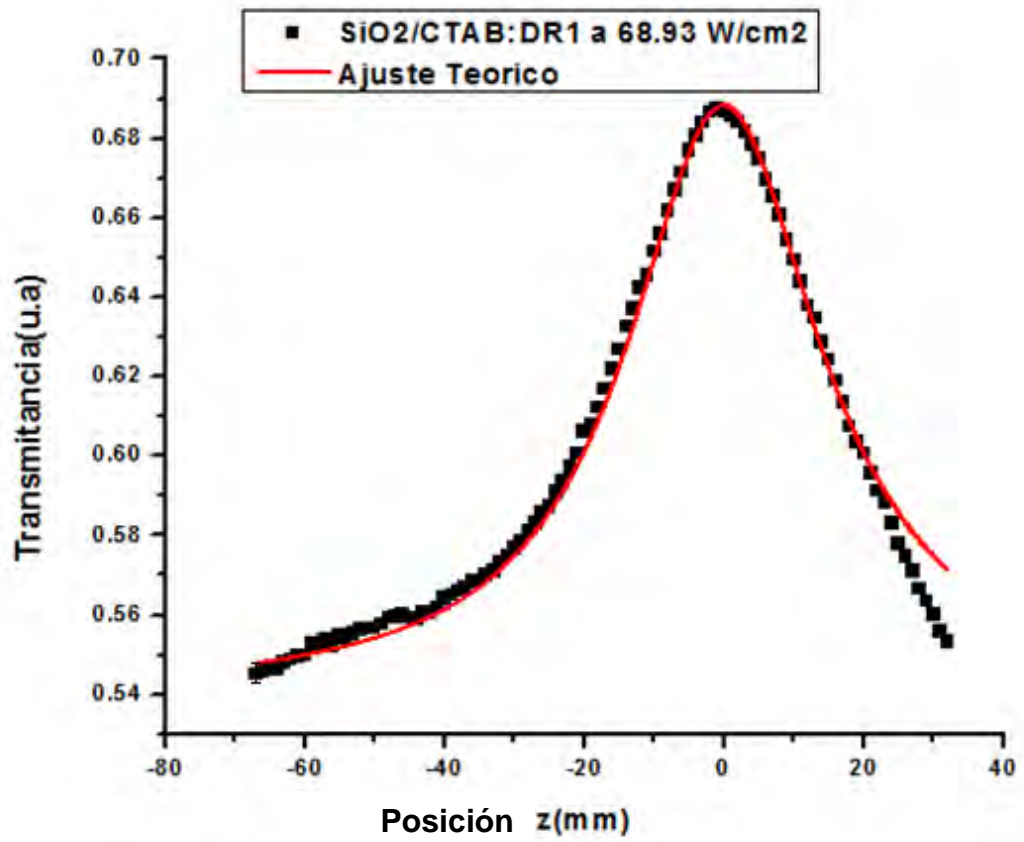
*Figura 3.5.2. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 15.35 W/cm<sup>2</sup>.*



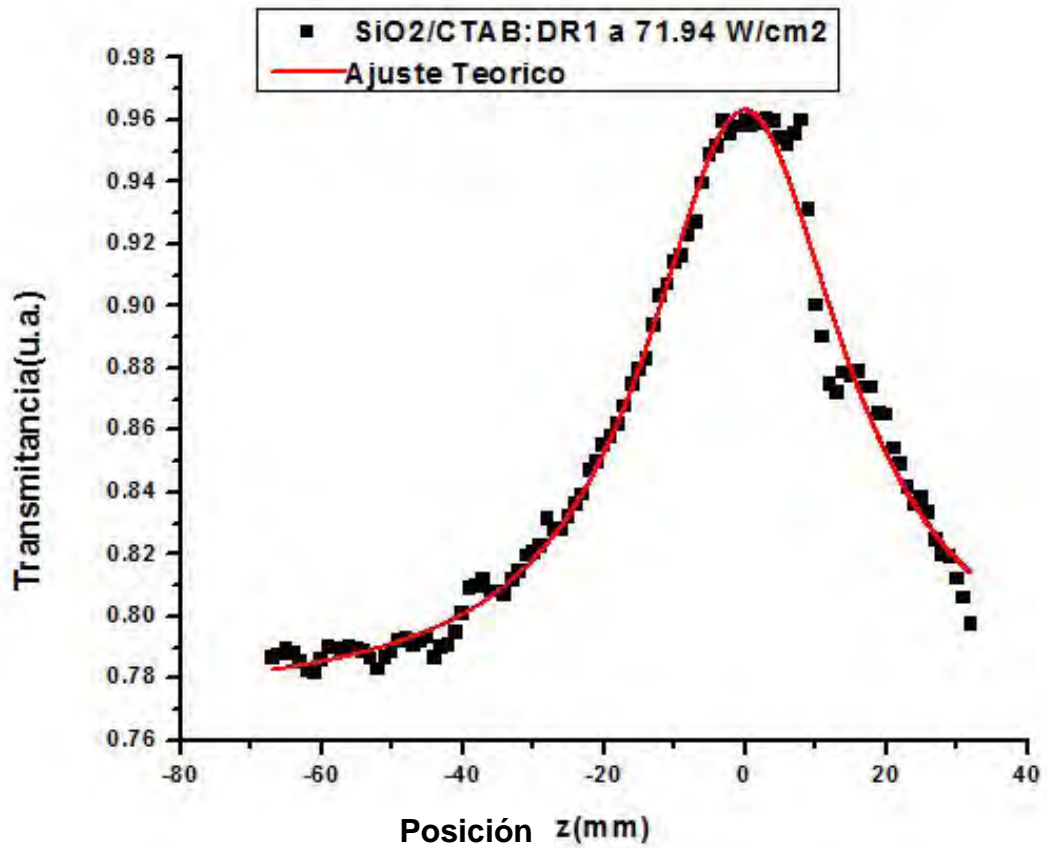
*Figura 3.5.3. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 27.25 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.5.4. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 45.98 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.5.5. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 68.93 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.5.6. Medición de Z-scan en configuración de apertura abierta para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 71.94 W/cm<sup>2</sup>.*

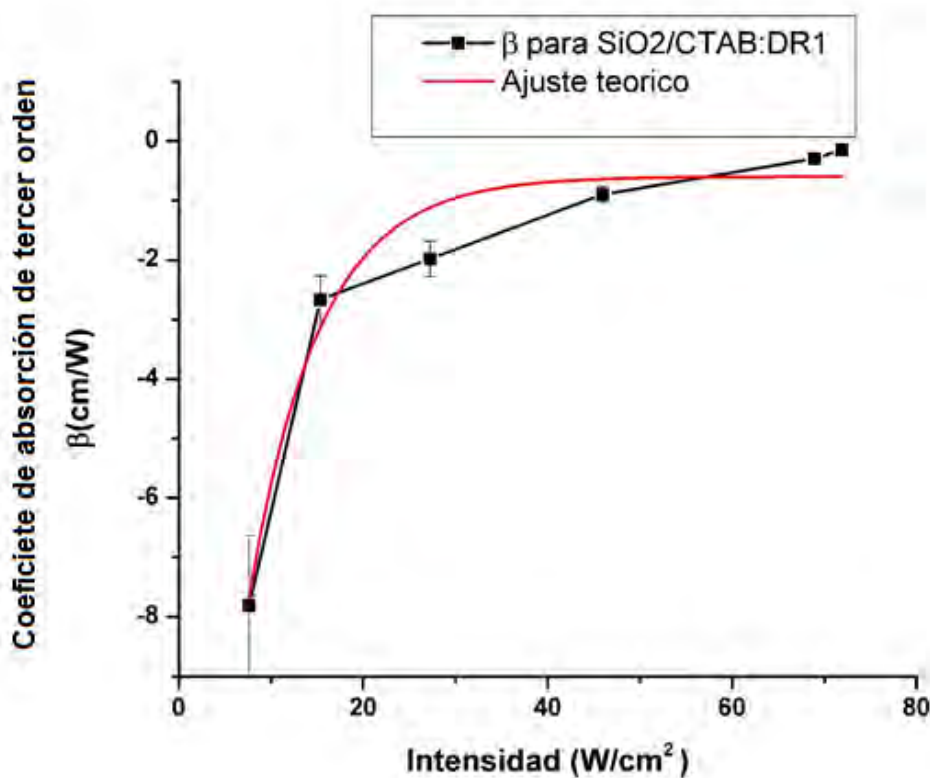
En la gráfica anterior se puede observar como para intensidades mayores de excitación se presenta también mayor dispersión en los datos experimentales, sobre todo cerca del foco de la lente. Pese a esto el ajuste teórico sigue siendo una excelente aproximación a los datos medidos.

Con los datos anteriores se procedió a calcular los valores del coeficiente de absorción no lineal para cada intensidad de excitación, los resultados se muestran en la Tabla 3.5.

Intensidad ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	Coefficiente de absorción de tercer orden ( $\text{cm}/\text{W}$ )
$71.94 \pm 0.05$	$-0.146 \pm 0.765$
$68.93 \pm 0.05$	$-0.293 \pm 0.976$
$45.98 \pm 0.05$	$-0.896 \pm 0.936$
$27.25 \pm 0.05$	$-1.982 \pm 0.971$
$15.37 \pm 0.05$	$-2.665 \pm 1.445$
$7.62 \pm 0.05$	$-7.812 \pm 1.815$

*Tabla 3.5. Resultados para  $\beta$  en películas de  $\text{SiO}_2/\text{CTAB}:\text{DR1}$  a diferentes intensidades de excitación.*

Estos resultados se graficaron en la Figura 3.5.7.



*Figura 3.5.7. Evolución de  $\beta$  en función de la intensidad de excitación para la muestra  $\text{SiO}_2/\text{CTAB}:\text{DR1}$ .*



En este caso, de la misma manera que para la película de SiO<sub>2</sub>:DR1, también notamos que mientras aumenta la intensidad de excitación la magnitud de  $\beta$  decrece observándose un comportamiento exponencial decreciente acercándose a cero con una variación final lenta conforme la intensidad aumenta.

Del mismo modo que para la película amorfa, se utilizó la ecuación 3.4.3 para realizar el ajuste teórico, en este caso con  $a = -0.595 \pm 0.380$ ,  $b = 19.600 \pm 5.920$  y  $c = 0.875 \pm 0.032$ .

### 3.6 Determinación de $n_2$ para la película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1

El índice  $n_2$  se obtiene con la ecuación 1.5.6, modelando el comportamiento teórico de la transmitancia para el experimento de z-scan en la configuración de apertura cerrada.

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = 1 - \frac{4\left(\frac{z}{z_0}\right)\Delta\phi_0}{\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 1\right]\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 9\right]} \quad (1.5.6)$$

Aplicando un ajuste teórico a los datos de transmitancia se logró obtener un valor para el parámetro de escala  $\Delta\phi_0$ , el cual, al evaluar en la ecuación 1.5.5 y conociendo de antemano tanto el ancho efectivo como la intensidad de excitación, nos permite obtener un resultado experimental para la magnitud de  $n_2$ , ecuación (3.6.1).

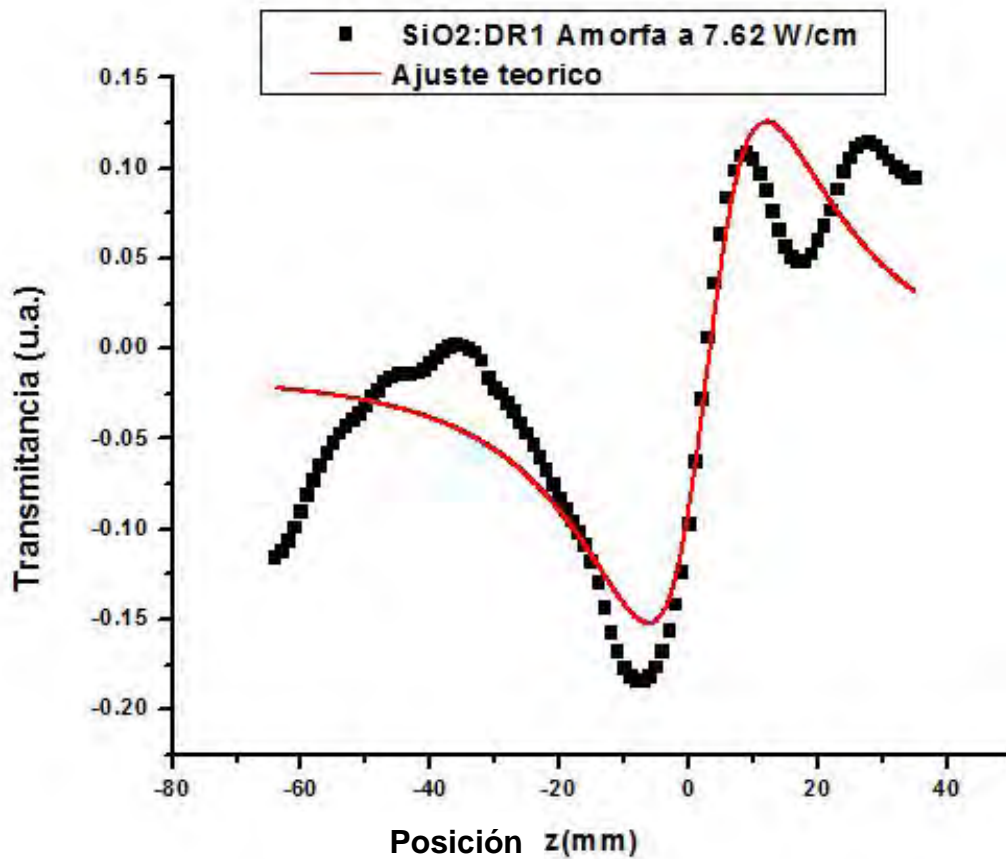
$$n_2 = \frac{\Delta\phi_0}{I_0 L_{eff}} \quad (3.6.1)$$

Para obtener el signo del índice de refracción no lineal utilizamos el orden de los máximos y mínimos presentes en las gráficas. Un máximo seguido de un mínimo corresponde a un índice de refracción no lineal positivo, mientras que un mínimo seguido de un máximo corresponde a un índice de refracción no lineal negativo.

A continuación se presentan las gráficas obtenidas a través de la técnica z-scan de apertura cerrada para la transmitancia y su posterior ajuste teórico en películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 amorfa y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1.

Los resultados de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 se presentan en la Figura 3.6.1, empleando una potencia del láser de excitación de 7.62 W/cm<sup>2</sup>

La magnitud de las incertidumbres de la transmitancia asociadas al detector es mucho menor a la escala de los datos en la gráfica, por este motivo no son apreciables las barras de error en las gráficas posteriores.

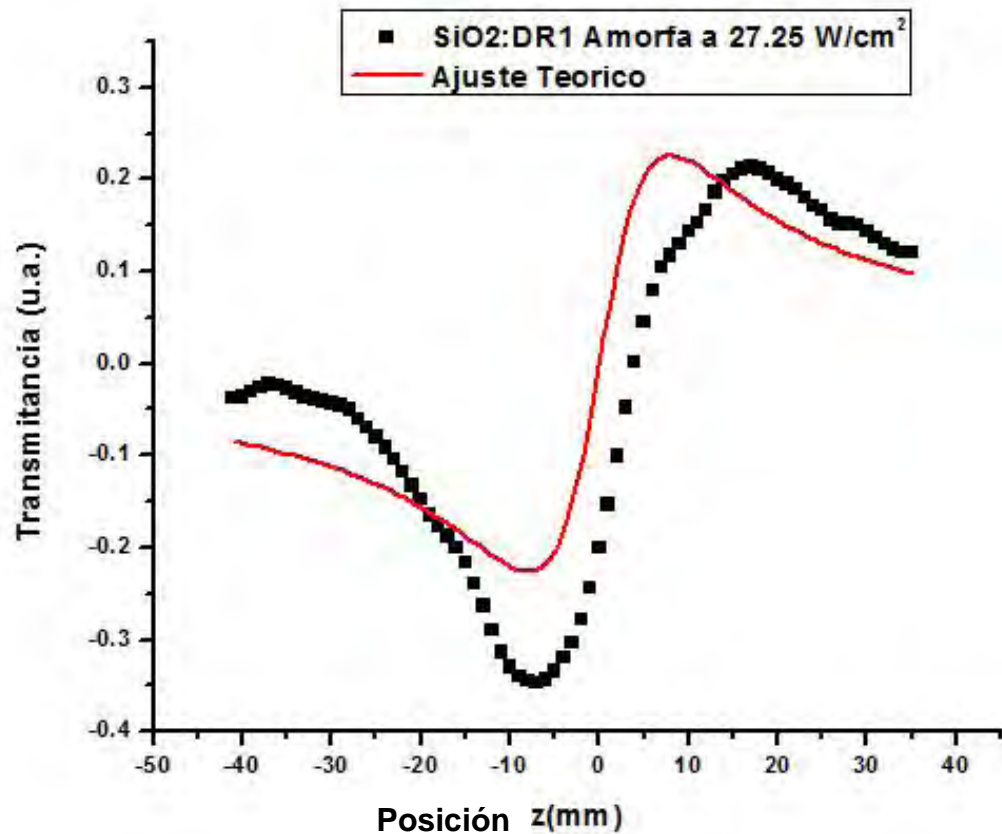


*Figura 3.6.1. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 7.62 W/cm<sup>2</sup>.*

Con el orden en el que los máximos y mínimos aparecen, en este caso primero un mínimo y luego un máximo, podemos establecer que el signo que le corresponde al índice de refracción no lineal es negativo.

Se nota además la presencia de máximos y mínimos locales no predichos por la teoría, los cuales pueden deber su origen a los problemas de homogeneidad de la película, a problemas de la alineación del dispositivo o a respuestas ópticas del material inesperadas.

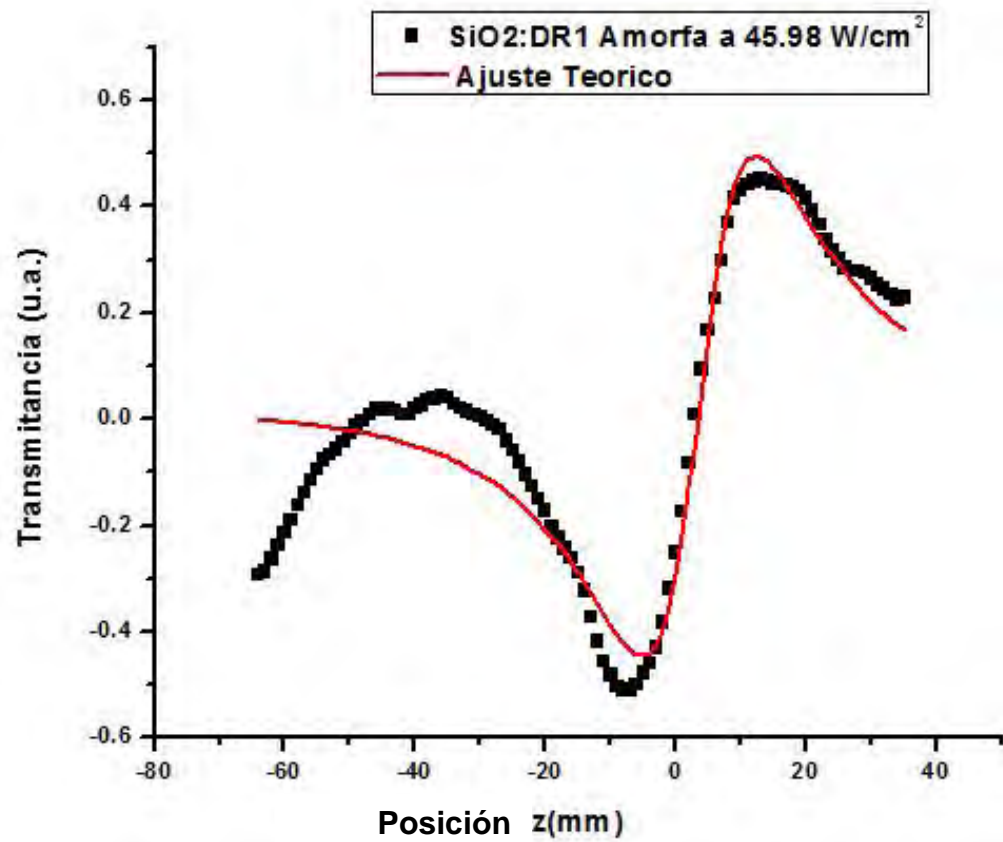
Resultados similares de Z-scan en configuración de apertura cerrada para esta película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 se presentan en las Figura 3.6.2 a 3.6.5, empleando diferentes potencias del láser de excitación.



*Figura 3.6.2. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 27.25 W/cm<sup>2</sup>.*

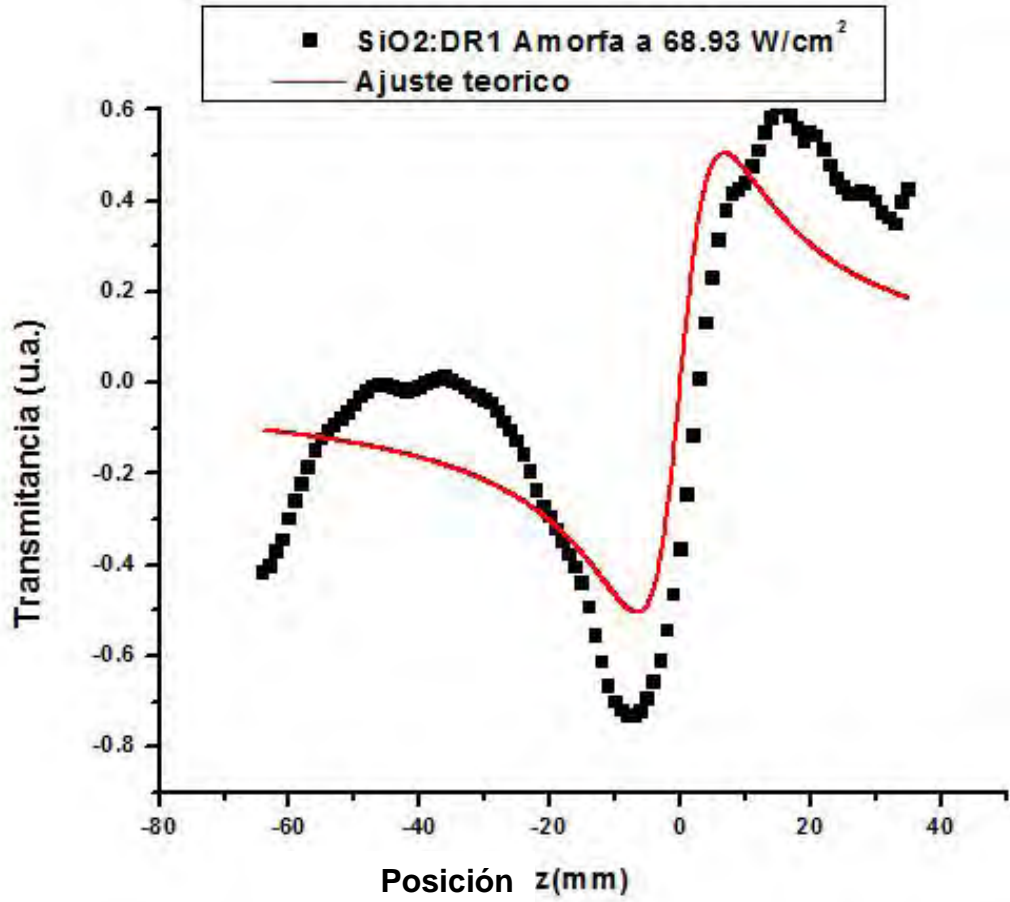
En la figura anterior se puede observar un desfase del ajuste teórico con respecto a los datos experimentales. El desfase se presenta por más que se intente un mejor ajuste a los datos experimentales.

Resultados similares de Z-scan en configuración de apertura cerrada para esta película amorfa de SiO<sub>2</sub>:DR1 se presentan en las Figura 3.6.3 a 3.6.5, empleando diferentes potencias del láser de excitación.

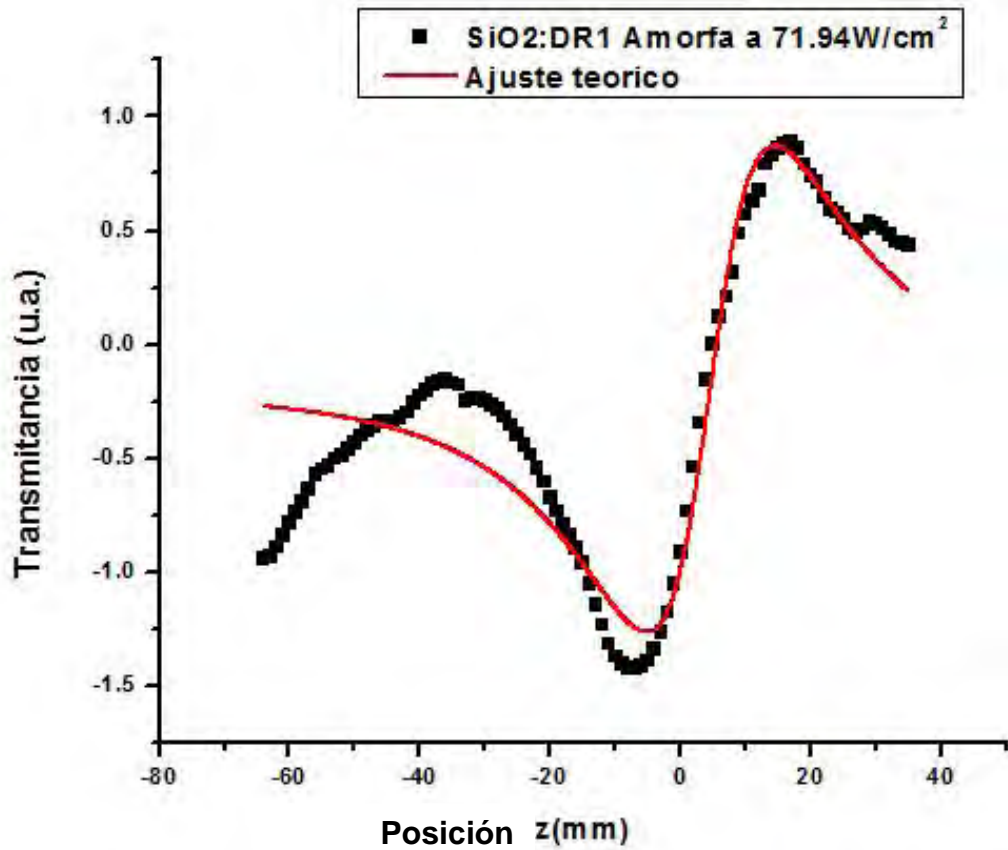


*Figura 3.6.3. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 45.98 W/cm<sup>2</sup>.*

En esta gráfica se puede observar como el desfase del ajuste teórico respecto de los datos experimentales desapareció, así como el mínimo local en el centro del segundo pico.



*Figura 3.6.4. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 68.93 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.6.5. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>:DR1 y potencia de excitación de 71.94 W/cm<sup>2</sup>.*

En todas las gráficas debemos notar además el hecho de que la escala cambia conforme se aumenta la intensidad de excitación, a mayor intensidad mayor amplitud de los picos en las gráficas.

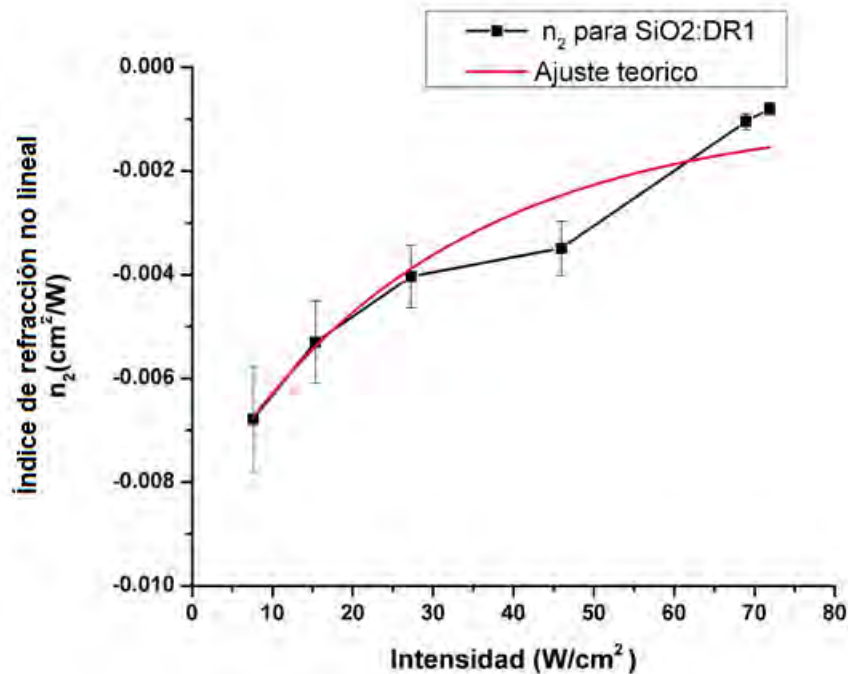
Con los ajustes teóricos de las gráficas anteriores fue posible calcular el índice de refracción no lineal para la película de SiO<sub>2</sub>:DR1 amorfa en función de la potencia de excitación, los resultados se exponen en la Tabla 3.6.

<b>Intensidad (W/cm<sup>2</sup>)</b>	<b>Índice de refracción no lineal (cm<sup>2</sup>/W)</b>
71.94±0.05	(-8.01±2.96)×10 <sup>-4</sup>
68.93±0.05	(-10.46±3.44)×10 <sup>-4</sup>
45.98±0.05	(-34.88±3.23)×10 <sup>-4</sup>
27.25±0.05	(-40.34±4.44)×10 <sup>-4</sup>
15.37±0.05	(-52.96±8.47)×10 <sup>-4</sup>
7.62±0.05	(-67.82±20.02)×10 <sup>-4</sup>

*Tabla 3.6. Resultados de  $n_2$  en películas de SiO<sub>2</sub>:DR1 a diferentes intensidades de excitación.*

Utilizando los datos de la tabla anterior se obtuvo la evolución del índice de refracción no lineal en función de la intensidad de excitación, los resultados se presentan en la Figura 3.6.6.





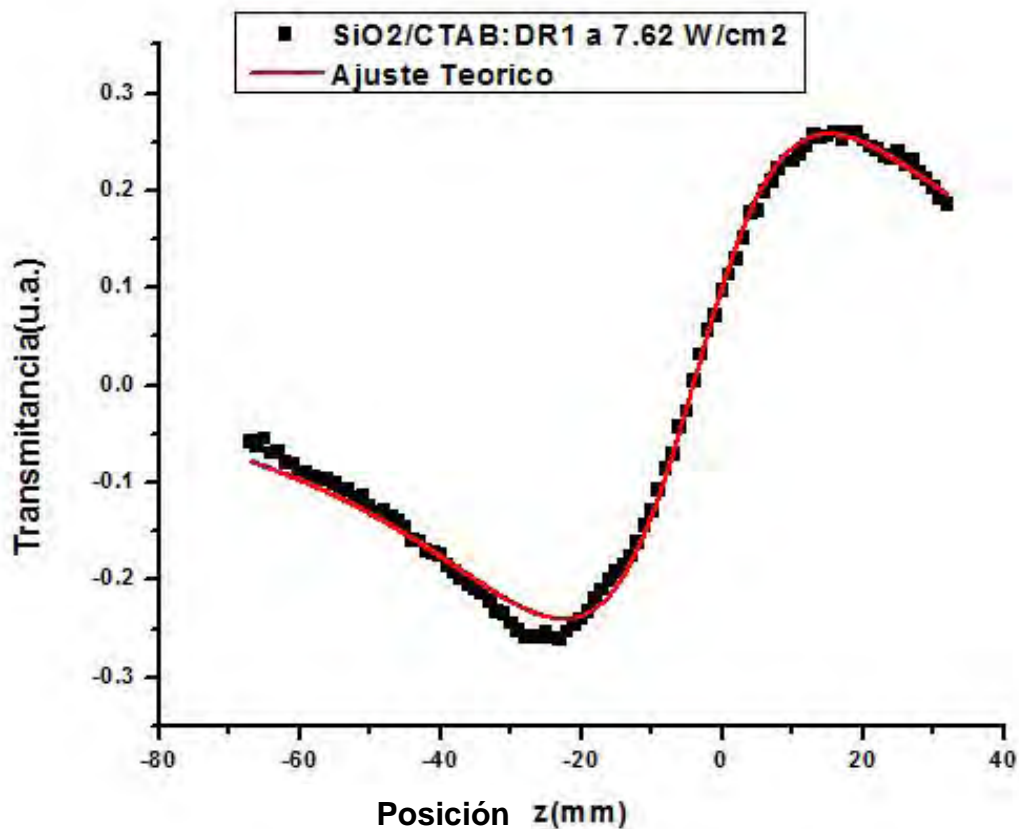
**Figura 3.6.6.** Comparación de  $n_2$  en  $\text{SiO}_2\text{:DR1}$  a diferentes intensidades de excitación.

Observamos que hay una tendencia de decrecimiento hacia el valor cero a intensidades altas, aunque hay dos etapas.

Para el ajuste teórico se utilizó la ecuación 3.4.3 con  $a = -0.011 \pm 0.001$ ,  $b = 0.007 \pm 0.001$  y  $c = 0.970 \pm 0.017$ .

### 3.7 Determinación de $n_2$ para la película de $\text{SiO}_2\text{/CTAB:DR1}$

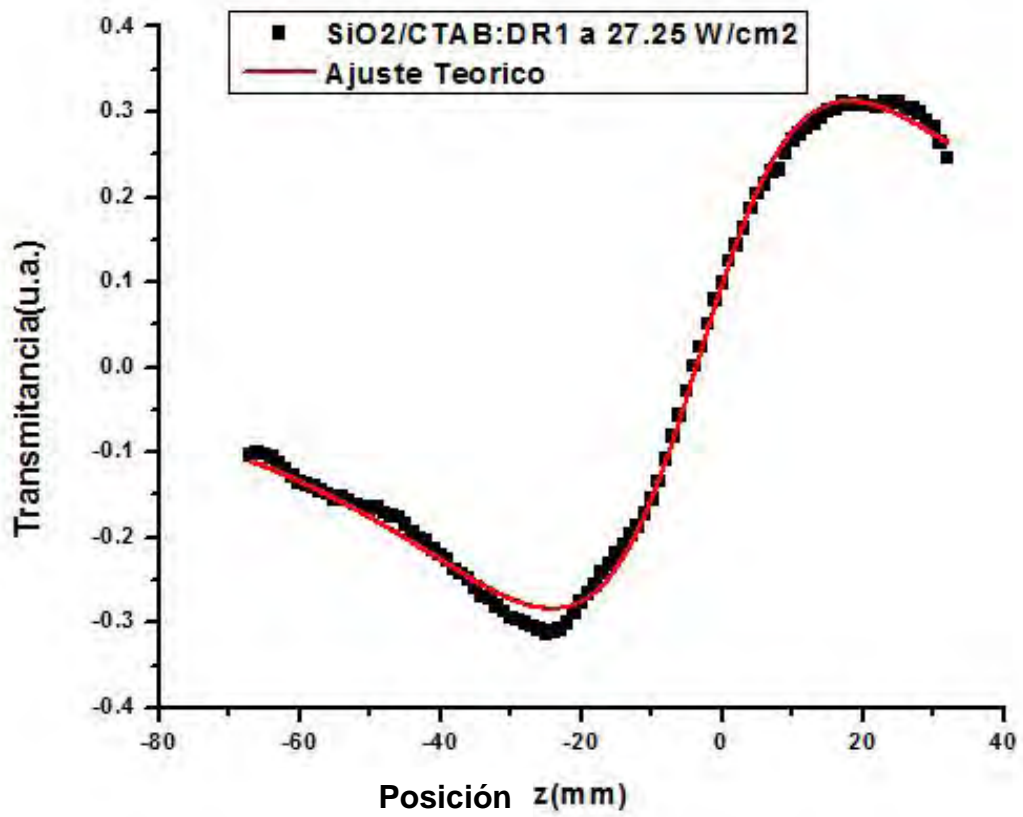
Los resultados de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de  $\text{SiO}_2\text{/CTAB:DR1}$  se presentan en la Figura 3.7.1, empleando una potencia del láser de excitación de  $7.62 \text{ W/cm}^2$



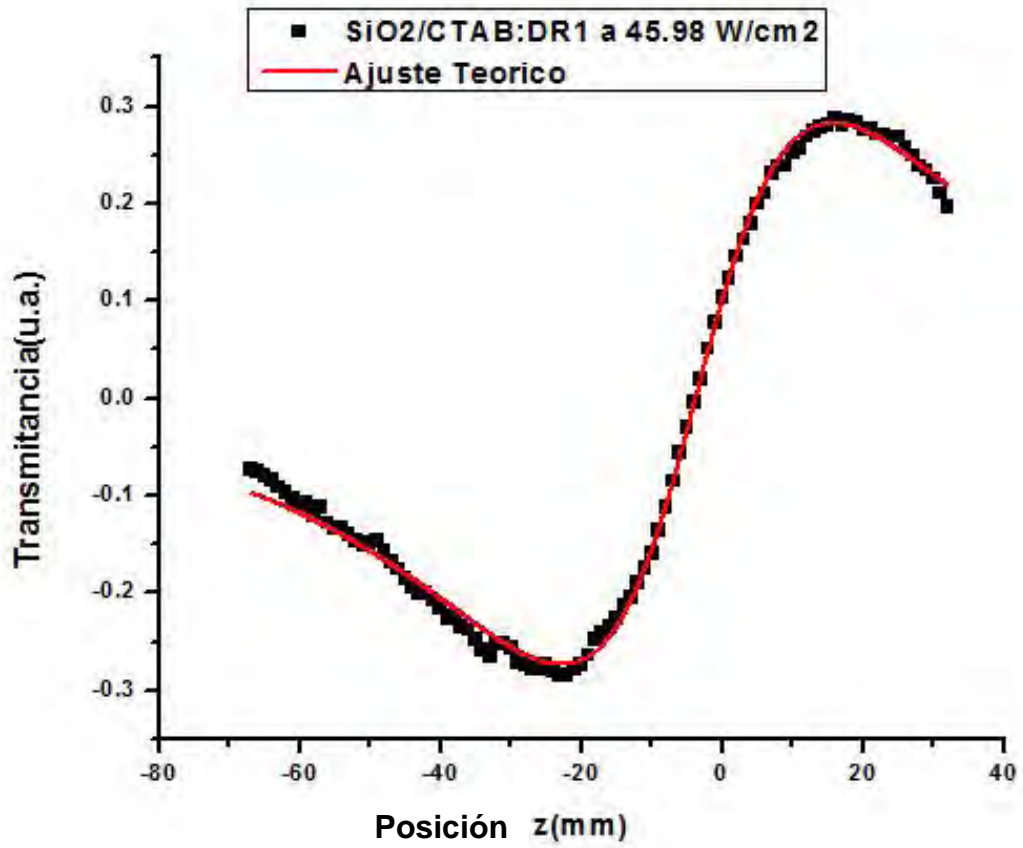
*Figura 3.7.1. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 7.62 W/cm<sup>2</sup>.*

En la gráfica anterior se observa que de la misma manera que ocurrió para las gráficas de apertura abierta en SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 las gráficas obtenidas en esta película muestran un buen ajuste teórico.

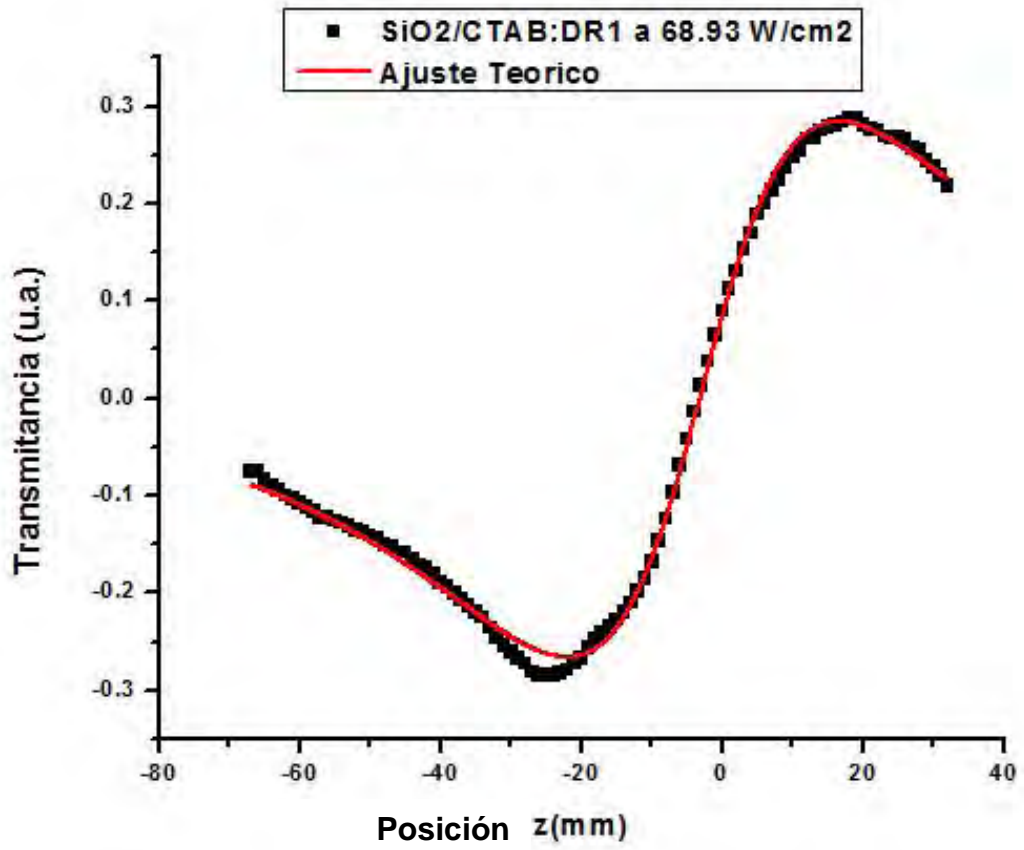
En contraste con las gráficas obtenidas en la técnica z-scan de apertura cerrada para la película amorfa, los datos de esta película presentaron mucha menor dispersión respecto al ajuste teórico. Una vez más insistimos en que la muestra amorfa no tenía una calidad óptica excelente y dispersaba mucha luz.



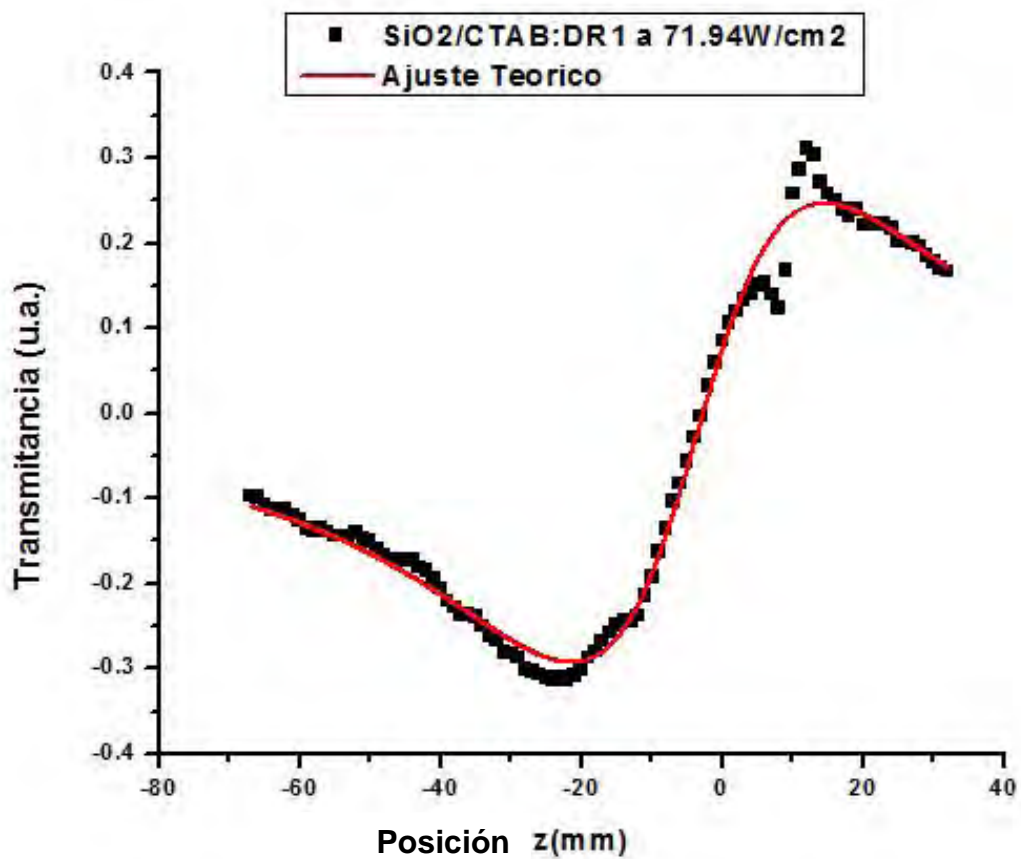
*Figura 3.7.2. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 27.25 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.7.3. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 45.98 W/cm<sup>2</sup>.*



*Figura 3.7.4. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 y potencia de excitación de 68.93 W/cm<sup>2</sup>.*



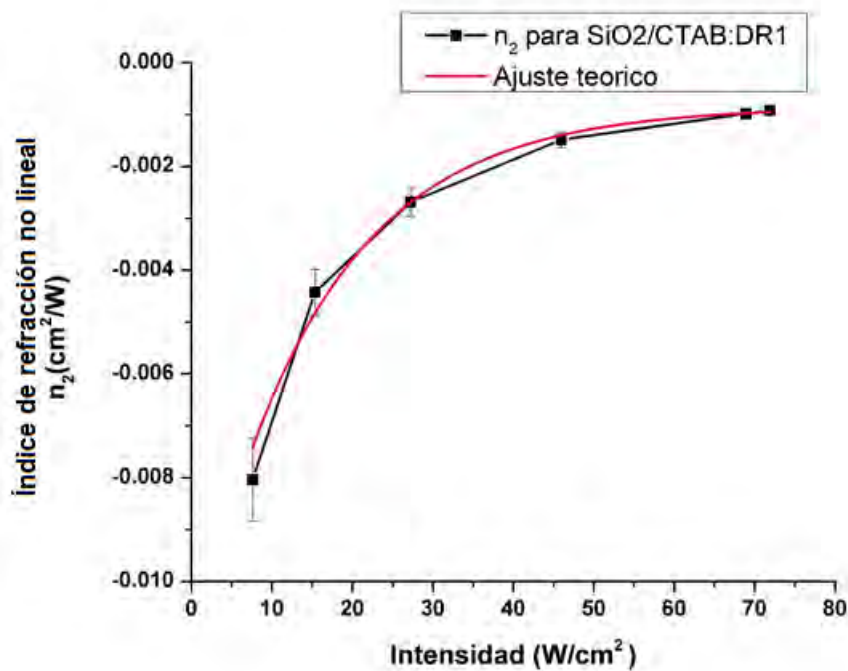
*Figura 3.7.5. Medición de Z-scan en configuración de apertura cerrada para película de  $\text{SiO}_2/\text{CTAB:DR1}$  y potencia de excitación de  $71.94 \text{ W/cm}^2$ .*

Con los datos anteriores se procedió a calcular los valores del índice de refracción no lineal para cada intensidad de excitación, los resultados se muestran en la Tabla 3.7.

Intensidad ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	Índice de refracción no lineal ( $\text{cm}^2/\text{W}$ )
$71.94 \pm 0.05$	$(-9.21 \pm 2.54) \times 10^{-4}$
$68.93 \pm 0.05$	$(-9.82 \pm 2.88) \times 10^{-4}$
$45.98 \pm 0.05$	$(-14.89 \pm 4.44) \times 10^{-4}$
$27.25 \pm 0.05$	$(-26.88 \pm 8.16) \times 10^{-4}$
$15.37 \pm 0.05$	$(-44.25 \pm 13.84) \times 10^{-4}$
$7.62 \pm 0.05$	$(-80.40 \pm 22.75) \times 10^{-4}$

**Tabla 3.7.** Resultados de  $n_2$  en películas de  $\text{SiO}_2/\text{CTAB}:\text{DR1}$  a diferentes intensidades de excitación.

La gráfica del índice de refracción  $n_2$  en función de la intensidad del láser de excitación se presenta en la Figura 3.7.6.



**Figura 3.7.6.** Comparación de  $n_2$  en  $\text{SiO}_2/\text{CTAB}:\text{DR1}$  a diferentes intensidades de excitación.

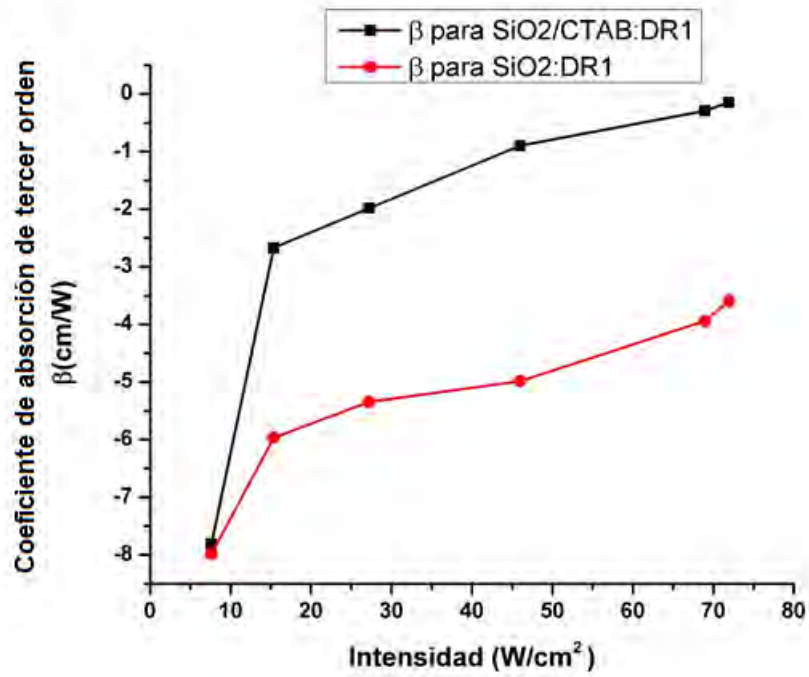
En la figura anterior podemos observar una tendencia creciente saturable de  $n_2$  con respecto a la intensidad de excitación, que tiende a cero conforme la intensidad tiende a infinito.

Para el ajuste teórico se utilizó la ecuación 3.4.3 con  $a = -8.479 \pm 0.781$ ,  $b = 0.108 \pm 0.001$  y  $c = 0.937 \pm 0.006$ .

Esta vez, a diferencia de la película amorfa, se observa que el ajuste teórico se adapta perfectamente a los datos experimentales.

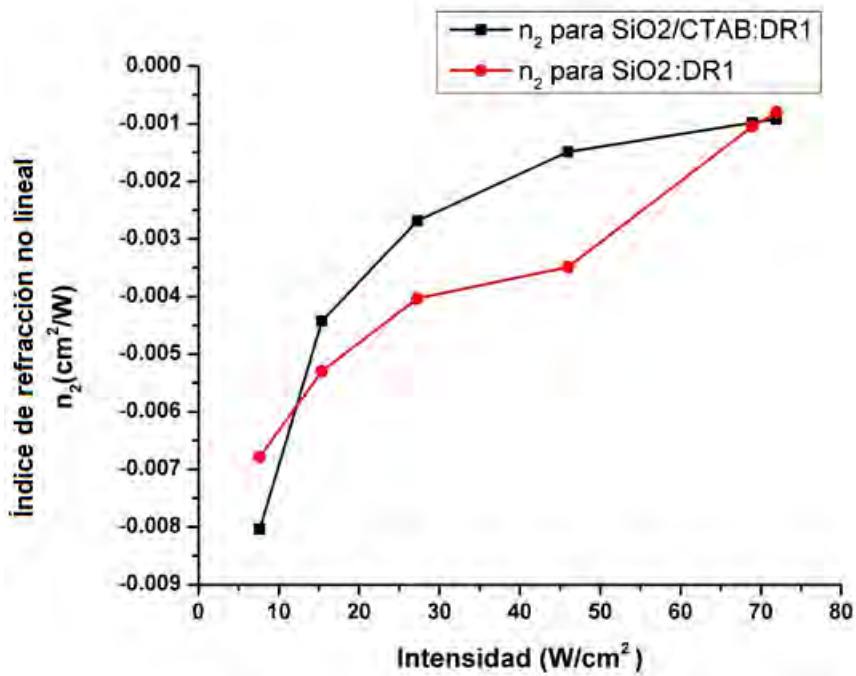
Con la finalidad de comparar las respuestas de las dos muestras, se presentan las Figuras 3.7.7 y 3.7.8.





*Figura 3.7.7: Comparación de  $\beta$  en SiO<sub>2</sub>:DR1 amorfa y SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 a diferentes intensidades de excitación.*

Observamos que la muestra meso estructurada tiene una mayor respuesta que la amorfa. En ambas muestras hay una tendencia de decremento hacia el valor cero.



**Figura 3.7.8.** Comparación de la variación de  $n_2$  en  $\text{SiO}_2:\text{DR1}$  y  $\text{SiO}_2/\text{CTAB}:\text{DR1}$  amorfa a diferentes intensidades de excitación.

En este caso, el cambio de  $n_2$  es muy parecido en ambas muestras, con una tendencia decreciente hacia cero.

## Conclusiones

En el estudio de las respuestas ópticas no lineales de las películas amorfa de SiO<sub>2</sub>:DR1 y mesoestructurada de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 se observa una clara dependencia exponencial decreciente en función de la potencia del láser empleado.

Para el coeficiente de absorción de tercer orden  $\beta$  se observa que la película mesoestructurada tiene una mayor respuesta que la amorfa.

Para el índice de refracción no lineal, se observa en ambos caso que la película con resultados más próximos al ajuste teórico fue la de SiO<sub>2</sub>/CTAB:DR1 observándose además una variación final lenta conforme la intensidad aumenta.

La película mesoestructurada presenta una respuesta un poco mayor que la amorfa, excepto a intensidades altas.

Por su parte la película amorfa presenta en  $n_2$  un decremento más lento a intensidades menores de 45W/cm<sup>2</sup> y un crecimiento más rápido a mayores intensidades.

Con lo anterior se concluye que para intensidades mayores a los 15W/cm<sup>2</sup> y menores que 71W/cm<sup>2</sup> es la película mesoesctructurada la que presenta mayores efectos ópticos no lineales en el índice  $n_2$ , y que conforme se aumenta la intensidad de excitación ambas películas parecen responder con la misma no linealidad.

# Bibliografía

- [1] P. E. Powers, *Fundamentals of Nonlinear Optics*. Boca Raton: CRC Press, 2011.
- [2] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Rochester, New York: Academic Press, 1992.
- [3] S. G. Pablo Benjamin, *Automatización de la variación angular en la generación de segundo armónico y su empleo en películas sol-gel de SiO<sub>2</sub> contaminadas con DR1*. 2012, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM.
- [4] R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*. New York : M. Dekker, 1996.
- [5] Sheik-Bahae, et al., "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 26(4), pp. 760-769, 1990.
- [6] C. F. Klingshirn, *Semiconductor optics*. Springer-Verlag, 1995.
- [7] J. E. Cantle, Ed., *Atomic Absorption Spectrometry*. Elsevier Scientific Publishing Company.
- [8] D. A. Skoog, F. J. Holler, and T. A. Niemann, *Principios de Análisis Instrumental*. McGraw-Hill, 2001.
- [9] Sheik-Bahae, S. M. , and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n 2 measurements," *Optics letters*, vol. 14(17), no. 955-957, 1989.
- [10] L. A. Ixta, *ESTUDIO DE PORFIRINAS MEDIANTE TÉCNICAS ESPECTROSCÓPICAS NO LINEALES*. León, Guanajuato, Mexico: Centro de Investigaciones en Óptica, 2009, Tesis de Maestría.

- [11] M. F. d. I. Jiménez Salinas, *Desarrollo y construcción de un sistema Z-scan automatizado*. México: Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM, 2011, Tesis de Maestría.
- [12] E. W. ,. & S.-B. M. Van Stryland, "Z-scan measurements of optical nonlinearities," *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials*, pp. 655-692, 1998.
- [13] D. Weaire, B. S. Wherrett, D. A. B. Miller, and S. D. Smith, "Effect of low-power nonlinear refraction on laser-beam propagation in InSb," *Opt. Lett.* 4, vol. , no. 331-333, 1979.
- [14] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, Wiley, Ed. New York, 1991.
- [15] J. A. García-Macedo, A. Franco, G. Valverde-Aguilar, and C. Aguilar, "Optical absorption and SHG in PMMA:DR1 thin films as function of," *Photonic Devices+ Applications (pp. 66530U-66530U)*. International Society for Optics and Photonics, 2007, September.
- [16] R. D. Miller, "Poled Polymers for X applications," in *Organic thin films for waveguiding nonlinear optics*, F. Kajzar, Ed. Gordon and Breach Publishers.
- [17] R. M. Laura Angélica, *Estudio de la Luminiscencia en películas nanoestructuradas de SiO<sub>2</sub>:DR1 y películas nanoestructuradas de PMMA:DR1, como función de la orientación dipolar por Efecto Corona*. 2007, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM.
- [18] Thorlabs. User Guide to LabVIEW & APT. [Online]. <https://www.thorlabs.com/images/TabImages/GuideToLabVIEWandAPT.pdf>
- [19] G. A. Holguín Londoño, S. M. Pérez Londoño, and Á. Á. Orozco Gutiérrez, *Curso Básico LabVIEW 6i*. Universidad Tecnológica de Pereira.
- [20] R. Chiu-Zarate, " Caracterización de las propiedades ópticas de Betacianinas y Betaxantinas por espectroscopía Uv-Vis y barrido en Z.," *Superficies y Vacío* 24(4) , pp. 113-120, Diciembre, 2011.

- [21] G. B. a. Wang and Hui-Tian, "Linear and Nonlinear Optical Properties of Ferroelectric Thin Films," *INTECH Open Access Publisher*, 2011.
- [22] J. Z., L. Q., and J. Zhou, "Study on photobleaching of PMMA/DR1 film by z-scan measurement.," *Optical Engineering*, 39(11), pp. 2956-2958, 2000.
- [23] M. Cason, et al., "Thermal nonlinear refraction in the dye-doped sol-gel xTiO<sub>2</sub>·(100-x) SiO<sub>2</sub> system," *Optical Materials*, 12(4), pp. 447-452, 1999.
- [24] L. Pálfalvi, B. C. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp, and J. Hebling, "A general Z-scan theory," *Applied Physics B*, 97(3), pp. 679-685, 2009.
- [25] B. a. W. H.-T. Gu, "Linear and Nonlinear Optical Properties of Ferroelectric Thin Films," *INTECH Open Access Publisher*, 2011.
- [26] Z. ., L. Q. ., & Z. J. Jia, " Study on photobleaching of PMMA/DR1 film by z-scan measurement.," *Optical Engineering*, 39(11), pp. 2956-2958, 2000.