



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**Índice de refracción y coeficiente de absorción óptica
no lineales de películas de SiO₂:Azul de Metileno y
SiO₂/CTAB:Azul de Metileno,
en función de la intensidad del láser
y de la concentración del cromóforo**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

VÍCTOR MANUEL ARRIAGA RODRÍGUEZ



DIRECTOR DE TESIS:

DR. JORGE ALFONSO GARCÍA MACEDO

CIUDAD DE MÉXICO, DICIEMBRE 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Arriaga
Rodríguez
Víctor Manuel
55 22 60 84 20
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
404060239

2. Datos del Asesor.

Doctor
Jorge Alfonso
García
Macedo

3. Datos del sinodal 1.

Doctora
Beatriz Elizabeth
Fuentes
Madariaga

4. Datos del sinodal 2.

Doctora
Montserrat
Bizarro
Sordo

5. Datos del sinodal 3.

Doctora
Mirna
Villavicencio
Torres

6. Datos del sinodal 4.

Doctor
José Álvaro
Chávez
Carvayar.

7. Datos de la tesis.

Índice de refracción y coeficiente de absorción óptica no lineales
de películas de SiO₂:Azul de Metileno y SiO₂/CTAB:Azul de Metileno,
en función de la intensidad del láser y de la concentración del cromóforo.
103 p.
2020

Agradecimientos

Este trabajo de tesis fue realizado en
el Laboratorio de Fotónica de Geles
del Instituto de Física
de la Universidad Nacional Autónoma de México
con el apoyo de los Proyectos
CONACYT 179607, PAPIIT IN 113917,
Bilateral México-Italia 234789,
PAPIIT IN112220 y SECITI/053/2016.

Se agradece la comprobación de la mesoestructura
al técnico Antonio Morales Espino mediante Rayos X,
con el apoyo de A. Diego Quintero y Roberto Hernández
mediante fotografías de microscopía electrónica,
con las que también se determinó el grosor de las películas.

A lo largo del camino, encontramos personas que de una manera u otra influyen en nuestra vida, nos apoyan, nos escuchan, nos explican o simplemente están ahí y nos devuelven la esperanza y los ánimos para seguir adelante; en ocasiones nos toca ser esas personas para los demás.

Agradezco a mis profesores del Centro Universitario México: Jesús Flores Téllez, Eugenio Fautsch, Enrique Alonso, por haber hecho de la Física y las Matemáticas un reto y algo fascinante. Las palabras del profesor Jorge Hoyo siempre estarán en mi memoria *“La Física va más allá”*.

Además de las personas que nos abren las puertas, también las instituciones lo hacen, dando lecciones de responsabilidad y otorgando la oportunidad de superarse. Es por lo que agradezco a la UNAM el ser mi casa durante tanto tiempo, en su campus de Ciudad Universitaria comí, aprendí idiomas, me ejercité, utilicé herramientas, conocí a gente muy importante en mi vida y a veces incluso pensé que no podría irme por lo tarde que era.

De la Facultad de Ciencias, agradezco al Dr. Jorge Alfonso García Macedo, quien además de apoyarme en este trabajo, siempre tuvo un consejo o una frase que me inspiraba a seguir adelante. A la Dra. Mirna Villavicencio Torres, al Dr. José Álvaro Chávez Carvayar, a la Dra. Beatriz Fuentes Madariaga y a la Dra. Monserrat Bizarro Sordo, les agradezco el tiempo que dedicaron a la revisión de mi tesis, enriqueciendo el contenido con sus sugerencias y observaciones. A la M. en C. Alicia Zarzosa y al Dr. Luis Gottdiener por sus consejos y enseñanzas, al M. en C. Alejandro Rodríguez Laguna por las geniales prácticas en el hospital, a la M. en C. Lorea Chaos Cador por su exigencia, al Dr. Fermín Castillo por la primera oportunidad de mover cosas en un laboratorio de un instituto, al Dr. Marcelo Del Castillo por hacerme más crítico. A la Dra. Alejandra López por su apoyo, a mi amiga, la Doctora Estrella Terán por dar la primera lectura a este trabajo. A mis amigos y compañeros Javier Solares, Guadalupe Reza, Tania Velarca, Cindy Peto, Cristina Siqueiros, Xitzel Sánchez, Yadira Salazar, Rafael Mendoza y Roxana Calderón.

Mi fuente de trabajo ha sido noble conmigo, agradezco a la institución que me hizo responsable y me permitió formar una familia. Agradezco al Lic. José Félix Alonso Gutiérrez Del Olmo y a Beatriz Arruel Tena, por enseñarme a trabajar, a la Mtra. Alejandra Saucedo, la Mtra. María de los Ángeles Alcalá, a la Mtra. Claudia Burciaga quienes, permitieron que cumpliera con horarios, tareas y exámenes cuando parecía imposible. A la Mtra. María Antonieta del Campo, que me hizo poner los pies en la tierra y siempre tuvo una palabra de aliento en los tiempos difíciles. A la Maestra Alejandra Soto por su consejo de hacer las cosas y seguir adelante. Al Maestro Héctor Paniagua, al Lic. Héctor Dávalos, al Dr. Héctor Hermoso y al Maestro César González por permitirme estudiar sin descuidar mi trabajo. A Ángeles Ortiz por la corrección de estilo. A Sandra, Lorena y Zitlalli, por hacer más fácil el tiempo en la oficina, por trabajar en equipo y que, a pesar de las circunstancias, están ahí cuando es necesario.

Una de las instituciones más importantes es la familia, que nos brinda valores y nos inculca la fe. Agradezco a Manuel y Aurora, Refugio, Mamá Carmen, Gracia, Encarnación y Alicia por ser mis abuelos, son ejemplo de que la fe mueve montañas y nos da respuestas. A Víctor y Patricia por ser mis padres, por darme la vida y enviarme a enfrentarla, por estar conmigo y con todos. A Omar y Samantha, la fraternidad supera todo. A mis hijos Víctor Manuel, Vladimir Antón, María Lubov y Vanya Sviet les digo que insistan, que siempre luchen por lograr sus sueños y que no permitan que alguien los detenga.

A Dios por los dones recibidos. Todo a Jesús por María, todo a María para Jesús.

Índice

Tabla de contenido

Resumen	5
Introducción.....	6
Capítulo 1 Azul de Metileno, CTAB, elementos teóricos y breviario de Z-Scan.....	8
Azul de Metileno	8
CTAB.....	9
Depósito de películas delgadas.....	9
<i>Spin coating</i>	9
Óptica no lineal en películas delgadas.....	10
Polarización lineal	10
Polarización no lineal	11
Susceptibilidad eléctrica	12
Índice de refracción	12
Coeficiente de absorción	13
Absorción óptica	13
Modelo Teórico.....	14
Técnica de Z-Scan.....	17
Z-Scan apertura abierta	17
Z-Scan apertura cerrada	18
Capítulo 2 Desarrollo experimental.....	20
Intensidad y anchura del láser	20
Grosor y absorción óptica de las películas.....	20
Montaje experimental de Z-Scan.....	31
Capítulo 3 Resultados.....	35
Determinación de parámetros no lineales	35
Longitud de interacción efectiva L_{eff}	35
Coeficiente de absorción de tercer orden β	36
Coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Amorfa 1	37

Coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Amorfa 2	42
Coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Mesoestructurada 1.....	51
Coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Mesoestructurada 2.....	57
Índice de refracción no lineal n_2	63
Índice de refracción de segundo orden n_2 para la muestra Amorfa 1.....	63
Índice de refracción de segundo orden n_2 para la muestra Amorfa 2.....	70
Índice de refracción de segundo orden n_2 para la muestra Mesoestructurada 1 ..	76
Índice de refracción de segundo orden n_2 para la muestra Mesoestructurada 2 ..	83
Comparación de datos para el coeficiente de absorción de tercer orden β y el Índice de refracción no lineal n_2	90
Conclusiones	98
Bibliografía	99
Apéndice 1. Obtención de incertidumbres.....	101

Resumen

Z-Scan es una de las técnicas experimentales más utilizadas para medir los fenómenos ópticos no lineales. Consiste en un haz láser focalizado y la medición de la transmitancia a través de una muestra que se mueve alrededor del punto focal. La técnica de Z-Scan presenta dos modalidades: apertura abierta y apertura cerrada.

La técnica de Z-Scan ofrece una gran simplicidad en cuanto al montaje experimental y es también aplicable tanto a sólidos como a líquidos, presentando un alto grado de sensibilidad.

En este trabajo se estudiaron dos películas amorfas de SiO_2 :Azul de Metileno y dos películas mesoestructuradas de SiO_2 /CTAB:Azul de Metileno, todas ellas a diferente concentración del cromóforo, obteniendo para cada muestra el coeficiente de absorción β y el índice de refracción n_2 no lineales, en función de la intensidad de un haz de luz láser continuo de Helio-Neón, al que se le aplicó un filtro de densidad óptica variable, regulando así la intensidad.

Para tal fin, fue necesario obtener las curvas de transmitancia para cada muestra, en función de la posición en la dirección de propagación del láser y sobre estas curvas se realizaron los ajustes correspondientes para calcular los valores del coeficiente de absorción β y el índice de refracción n_2 no lineales en función de la intensidad del láser, utilizando las modalidades de apertura abierta y apertura cerrada que presenta Z-Scan.

En cuanto al modelo teórico para el ajuste de los datos, se utilizó el propuesto por Sheik Bahae. Se realizó una comparación de los resultados entre las distintas muestras, concluyendo que tanto la concentración del colorante como la mesoestructura afectan la respuesta óptica de las películas.

Introducción

La óptica no lineal surge con el desarrollo del rayo láser, ampliando su interés para encontrar materiales con buena respuesta óptica, ya que pueden ser utilizados en el desarrollo de la tecnología necesaria para la manipulación de señales ópticas en sistemas de telecomunicaciones.

Los fenómenos ópticos no lineales son consecuencia de dos tipos de procesos, uno electrónico, relacionado con las interacciones entre un electrón y un campo eléctrico, el otro proceso es no electrónico y depende de variables como la temperatura o la densidad [1].

Actualmente se ha sintetizado un gran número de compuestos orgánicos con sistemas de electrones deslocalizados y de gran momento dipolar con la finalidad de encontrar las susceptibilidades no lineales, pues son más notorias que en los materiales ópticos inorgánicos.

Además, las moléculas orgánicas han acaparado una mayor atención debido a su estabilidad fototérmica, su capacidad de disolverse, su fácil preparación y su aplicación en una gran variedad de campos como la sanitización, la medicina, el almacenamiento de información, entre otros. Todo lo anterior impacta en los costos de producción ya que, se han desarrollado técnicas para el depósito de películas que no requieren condiciones especiales como por ejemplo, las altas temperaturas que degradan los componentes orgánicos, de tal forma que, se reducen considerablemente los costos y se obtiene mayor eficiencia en el proceso de elaboración, ampliando su desarrollo y aplicación en diferentes dispositivos electroópticos como resonadores, interruptores, entre otras.

Una de las técnicas más utilizadas para medir los fenómenos ópticos no lineales es la técnica de Z-Scan, que utiliza un haz de luz para determinar el signo y la magnitud de los fenómenos ópticos no lineales al incidir y pasar por un material, además de que ofrece una gran simplicidad en cuanto al montaje experimental, presentando un alto grado de sensibilidad y también porque es aplicable a diferentes grupos de materiales [2].

Se observa en la literatura que, aunque hay trabajos con diferentes tipos de cromóforos, no hay una cantidad suficiente de trabajos que se refieran a los efectos ópticos relacionados a la concentración del colorante y mucho menos relacionados al efecto de la mesoestructura de las películas debida a los tensoactivos.

Los objetivos en este trabajo son:

- Estudiar la variación del coeficiente de absorción β y el índice de refracción n_2 no lineales en películas delgadas amorfas de SiO₂:Azul de Metileno y mesoestructuradas SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, a diferentes concentraciones y en función de la intensidad del láser.
- Realizar el estudio de dichas muestras de una manera sistemática y fácilmente reproducible, como lo es la técnica de Z-Scan.
- Determinar, con base en los resultados obtenidos, la afectación de la respuesta óptica no lineal debida a la estructura y composición de las películas, así como a la concentración del cromóforo.

Para cumplir los objetivos anteriormente señalados, el presente trabajo se estructura de la siguiente manera:

En el Capítulo 1 se mencionan los elementos teóricos implicados en el análisis de conceptos, modelos y resultados, así como un breviario sobre la técnica Z-Scan.

El Capítulo 2 contiene detalles de la técnica Z-Scan, el montaje y desarrollo experimental y la obtención de datos.

El contenido del Capítulo 3 corresponde a los resultados obtenidos, la evaluación de los datos, así como su análisis e interpretación, además de la comparación de los resultados obtenidos y las conclusiones del trabajo.

CAPÍTULO 1

Azul de Metileno, CTAB, elementos teóricos y Breviario de Z-Scan

En este capítulo se describe brevemente el proceso para el depósito de las películas delgadas amorfas de SiO₂:Azul de Metileno y las películas delgadas mesoestructuradas SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, todas realizadas por la técnica de *spin coating*.

Se presentan también los elementos teóricos de la óptica no lineal implicados en el análisis de resultados, exponiendo los conceptos de forma general.

Por último, se ofrece un breviario sobre la técnica Z-Scan, considerando las modalidades de apertura abierta y apertura cerrada.

1.1 AZUL DE METILENO

El Azul de Metileno es un colorante fotoactivo que ha sido utilizado desde hace veinte años en Europa para desactivar la actividad viral al ser expuesto a la luz visible.

Una de las características del azul de metileno es la de tener electrones deslocalizados, electrones de enlaces π con momento dipolar [3], por lo que es de interés para las aplicaciones en óptica no lineal, además de tener un peso molecular ligero y ser ampliamente utilizado en procedimientos quirúrgicos [4], así como en el diagnóstico del esófago de Barret para la detección de displasia [5] debido a la visualización sencilla del color azul oscuro que le caracteriza sin necesidad de ayuda ocular.

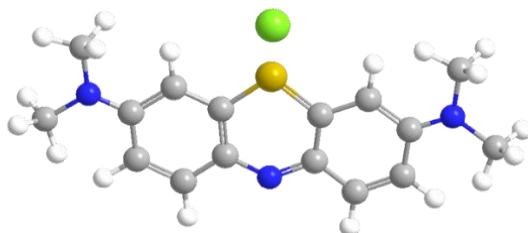


Figura 1.1.1. Estructura molecular del Azul de Metileno C₁₆H₁₈ClN₃S. El carbono se representa con esferas en color gris, el hidrógeno está representado por las esferas blancas, el cloro en verde, el nitrógeno en color azul y el azufre en color amarillo

1.2 CTAB

CTAB (Cetil-Trimetil-Amonio de Bromo) es un detergente antiséptico efectivo contra bacterias y hongos. Tiene la propiedad de precipitar ácidos nucleicos y polisacáridos ácidos en soluciones de baja concentración iónica, de tal forma que las proteínas y los polisacáridos permanecen en solución. Si la solución contiene una alta concentración iónica, el CTAB no precipita los ácidos nucleicos y forma complejos con las proteínas y los polisacáridos.

1.3 DEPÓSITO DE PELÍCULAS DELGADAS

Una película delgada es una capa de material cuyo grosor se mide en el intervalo de los nanómetros y hasta los micrómetros [6]. El desarrollo de estas películas se realiza mediante depósitos de material en sustratos aplicando diferentes técnicas como el depósito químico de vapor, la evaporación térmica, *sputtering* y *spin coating*.

1.3.1 SPIN COATING

La técnica de depósito de material conocida como *spin coating*, o depósito por giro, se ha utilizado para la formación de películas pues su proceso es relativamente sencillo ya que consiste simplemente en colocar una gota de una solución líquida del material del que se quiere hacer la película en el centro de un sustrato y éste se hace girar con una gran velocidad controlada, con lo que, bajo el efecto de la aceleración centrípeta, el material se extiende sobre el sustrato hasta sus bordes, dando como resultado una película delgada depositada en la superficie del sustrato. La película formada tendrá un grosor que depende principalmente de las características físicas del material, como su viscosidad, tasa de secado, tensión superficial, además de los parámetros escogidos para el proceso de giro [7].

1.4 ÓPTICA NO LINEAL EN PELÍCULAS DELGADAS

La óptica no lineal se ha desarrollado como un campo prometedor debido a su rápido crecimiento, pues desde que el rayo láser fue patentado, en 1960, se han logrado observar fenómenos para los cuales las intensidades de los campos eléctrico y magnético tienen una participación dominante, de forma tal que un rayo de luz extremadamente intenso puede generar efectos ópticos no lineales apreciables.

Dichos efectos ópticos no lineales dependen de las características químicas y estructurales del material en observación, pues dependiendo de su composición, los electrones exteriores se encuentran débilmente ligados a los átomos. Así, al incidir una onda electromagnética sobre la muestra, se provoca una oscilación debido a la interacción de la onda y al potencial ejercido sobre los electrones teniendo así una fuerza de restitución. La oscilación tiene una frecuencia idéntica a la propia de la onda incidente, es decir, la muestra se polariza linealmente con la intensidad del campo [8].

1.4.1 POLARIZACIÓN LINEAL

En la óptica lineal, la polarización \mathbf{P} inducida a un material en presencia de un campo eléctrico \mathbf{E} , es también función de la susceptibilidad eléctrica lineal $\chi_{ij}^{(1)}$ del material, de tal forma que:

$$\mathbf{P}_i(t) = \chi_{ij}^{(1)} \mathbf{E}(t)_j \quad (1.4.1.1)$$

La susceptibilidad eléctrica lineal $\chi_{ij}^{(1)}$ del material es un tensor, esto implica que la susceptibilidad lineal es independiente de la frecuencia del campo eléctrico, que la polarización está en fase con el campo eléctrico y que la polarización está en la misma dirección que el campo eléctrico [9]. Dicha polarización debida al campo eléctrico puede tener componentes no nulas en cualquier dirección x, y o z, de tal forma que cada componente del vector de densidad de polarización dependerá de las tres componentes. Así, por ejemplo,

consideremos la componente x de la polarización en un material con comportamiento lineal respecto al campo eléctrico, de modo que dicha componente se puede expresar de la siguiente manera [9]:

$$P_x = \chi_{xx}E_x + \chi_{xy}E_y + \chi_{xz}E_z \quad (1.4.1.2)$$

Para lo cual χ_{xx} , χ_{xy} y χ_{xz} son las susceptibilidades complejas de magnitudes potencialmente diferentes.

1.4.2 POLARIZACIÓN NO LINEAL

En el caso de la luz láser, el campo eléctrico es muy intenso, por lo que la linealidad de la polarización de la muestra y el campo eléctrico se pierde, siendo dependiente de órdenes mayores del campo eléctrico, por lo que la polarización \mathbf{P} se describe en términos de una serie de potencias para el campo eléctrico:

$$\mathbf{P}_i = \chi_{ij}^{(1)} \mathbf{E}_j + \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k + \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k \mathbf{E}_l + \dots \quad (1.4.2.1)$$

Los términos $\chi_{ijk}^{(2)}$ y $\chi_{ijkl}^{(3)}$ corresponden a las susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden, respectivamente, de manera que, para que la ecuación 1.4.2.1 tenga un carácter físico, los órdenes superiores al tercero se consideran nulos y prevalecen las contribuciones de las susceptibilidades ópticas de hasta tercer orden, dando lugar a la respuesta óptica no lineal.

En nuestro caso, al trabajar con un rayo láser, la onda electromagnética es polarizada, es decir, viaja en una sola dirección y además es monocromática, por lo que la ecuación se simplifica a los valores escalares del campo eléctrico \mathbf{E} y del vector de polarización \mathbf{P} [10].

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \quad (1.4.2.2)$$

Aunado a lo anterior, al considerar la simetría en líquidos y sólidos amorfos o con estructura centro simétrica, la parte no lineal de segundo orden de la polarización desaparece, de modo que los efectos ópticos no lineales observables son en consecuencia, únicamente,

de la parte no lineal de tercer orden de la polarización, causando efectos no lineales de distintas clases, teniendo uno de ellos una estrecha relación con el índice de refracción del material.

1.5 SUSCEPTIBILIDAD ELÉCTRICA

La susceptibilidad eléctrica de tercer orden es una cantidad compleja [11] y se describe como:

$$\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + i\chi_I^{(3)} \quad (1.5.1)$$

donde las partes $\chi_R^{(3)}$ y $\chi_I^{(3)}$, son la componente real y la componente imaginaria de $\chi^{(3)}$ respectivamente y se relacionan con el índice de refracción lineal n_0 y el coeficiente de absorción no lineal β de la siguiente manera:

$$\chi_R^{(3)} = 2n_0^2\epsilon_0c\gamma \quad (1.5.2.)$$

$$\chi_I^{(3)} = \frac{n_0^2\epsilon_0c^2}{\omega}\beta \quad (1.5.3)$$

para lo cual, ϵ_0 es la constante de permitividad del vacío, c es la velocidad de la luz y ω es la frecuencia de la onda electromagnética. El término γ es una constante que relaciona el índice de refracción no lineal n_2 con el índice de refracción lineal n_0 [10].

1.6 ÍNDICE DE REFRACCIÓN

El índice de refracción depende de la intensidad de la luz que atraviesa el material, de tal forma que se puede describir por la relación [12]:

$$n = n_0 + n_2I \quad (1.6.1)$$

es decir, el índice de refracción n de un material está dado por el índice de refracción para campos débiles n_0 , sumado al producto del índice de refracción no lineal n_2 , multiplicado por la intensidad I .

El índice de refracción no lineal n_2 es una tasa de incremento o decremento del índice de refracción total, conforme aumenta o disminuye la intensidad de la luz. Este cambio en el índice de refracción es conocido como efecto Kerr.

1.7 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN

Además del efecto sobre el índice de refracción, los materiales también presentan cambios en su absorción, esto depende de la intensidad del haz incidente y es proporcional al número de partículas que absorben luz, de tal forma que el coeficiente de absorción α está dado por [10]:

$$\alpha = \alpha_0 + \beta I \quad (1.7.1)$$

Siendo α_0 el coeficiente de absorción óptica para intensidades bajas (óptica lineal), mientras que β es un parámetro no lineal llamado coeficiente de absorción de tercer orden.

1.8 ABSORCIÓN ÓPTICA

Las sustancias no son perfectamente transparentes, de tal modo que cuando la luz atraviesa un medio, excepto el vacío, la energía del haz de luz es parcialmente absorbida, disminuyendo su intensidad y aumentando la energía interna de la sustancia, por lo que la relación entre la intensidad de la luz incidente I_0 y la intensidad de la luz saliente I , después de que el medio absorbe parte de esa luz, se conoce como la Ley de Beer-Lambert [11]:

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha_o(\lambda)d} \quad (1.8.1)$$

El cociente de las intensidades para la luz saliente I y la luz incidente I_0 se conoce como transmitancia T , d es la distancia recorrida por la luz dentro de la muestra y $\alpha_o(\lambda)$ es el coeficiente de absorción óptica lineal del material mencionado anteriormente.

El valor del coeficiente de absorción óptica lineal $\alpha_o(\lambda)$ se obtiene mediante el análisis de la muestra en un espectrofotómetro, cuyos datos nos indican el valor de la densidad óptica en función de la longitud de onda $OD(\lambda)$ [10], misma que se define como:

$$OD(\lambda) \equiv \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (1.8.2)$$

Al utilizar las ecuaciones 1.8.1 y 1.8.2, tenemos una expresión para el coeficiente de absorción óptica $\alpha(\lambda)$ que depende de la longitud de onda:

$$\alpha_o(\lambda) = \frac{OD(\lambda)}{d \log_{10} e} \quad (1.8.3)$$

1.9 MODELO TEÓRICO

En su artículo de 1990 [10], Mansoor Sheik-Bahae propuso un análisis teórico de la técnica experimental de Z-Scan, describiendo la variación de la transmitancia en un material en función tanto de su coeficiente de absorción de tercer orden β como del índice de refracción no lineal n_2 , según la modalidad en la que se realiza el experimento.

Un aspecto a considerar para el análisis de la respuesta óptica no lineal de un material es que el haz incidente es gaussiano y continuo en su recorrido en la dirección del eje Z, de tal modo que la intensidad del haz focalizado está dada por [9]:

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z^2}{z_0^2}\right)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.9.1)$$

Para lo cual r es la distancia transversal al eje Z, mientras que $w(z)$ es el radio del haz en el punto z , de acuerdo con la expresión [7]:

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right) \quad (1.9.2)$$

En ella, w_0 representa el radio de la cintura del haz en el punto focal y z_0 es el intervalo de Rayleigh, que depende de las características del láser, según la siguiente ecuación [9]:

$$z_0 = \frac{\pi n w_0^2}{\lambda} \quad (1.9.3)$$

Se tiene que w_0 representa el radio de la cintura del haz en el punto focal, sin embargo, no es posible enfocar la luz del láser de forma exacta en un punto, por lo que en el plano focal se forma una cintura, esto se representa en la figura 1.9.1

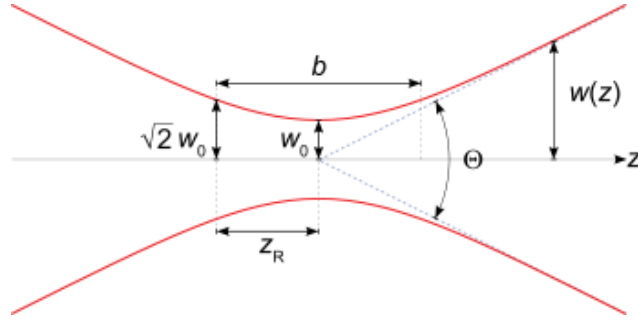


Figura 1.9.1. Cintura del haz gaussiano en el punto focal

Una vez que el haz atraviesa la muestra, sufre un cambio de fase, debido tanto al comportamiento lineal del material como al índice de refracción no lineal n_2 . En el caso en que el material se mantiene en el límite de la absorción lineal, esto es, cuando la absorción no lineal es nula, entonces el cambio de fase $\Delta\phi$ tiene la siguiente expresión [13]:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(z, r) \frac{1 - e^{-\alpha_0 d}}{\alpha_0} \quad (1.9.4)$$

De la expresión anterior, se define a la longitud de interacción efectiva L_{eff} como [9]:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_0 d}}{\alpha_0} \quad (1.9.5)$$

Por lo que la ecuación 1.9.4 del cambio de fase $\Delta\phi$ en el punto focal es proporcional al índice de refracción no lineal n_2 , quedando como:

$$\Delta\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L_{eff} \quad (1.9.6)$$

Utilizando la técnica de Z-Scan en la configuración de apertura cerrada calculamos el cambio de fase a partir de la variación de la señal capturada en el sensor óptico y, dado que suponemos que el haz es gaussiano y se propaga en la misma dirección e interactúa con el material, si la distancia z entre la muestra y la apertura es mucho mayor a la distancia de Rayleigh, tenemos una expresión que relaciona la transmitancia normalizada con la posición de la muestra [10]:

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = 1 - \frac{4\left(\frac{z}{z_0}\right)\Delta\phi_0}{\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 1\right]\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 9\right]} \quad (1.9.7)$$

De esta forma, es posible calcular el índice de refracción no lineal n_2 de un material realizando un barrido de la muestra alrededor de un haz gaussiano focalizado, encontrando el cambio de fase $\Delta\phi_0$ que propicia el medio en la onda a través de la transmitancia T de la ecuación anterior y despejando n_2 de la expresión 1.9.6 para conocer el índice de refracción no lineal.

Por otro lado, la configuración de apertura abierta se utiliza para determinar la absorción de tercer orden β , considerando que, de la ecuación 1.7.1, la absorción de un material depende de la intensidad de la onda que lo atraviesa, de modo que el cambio de la intensidad del haz respecto a la distancia que penetra en el material es descrito por [9]:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 \quad (1.9.8)$$

Al integrar la expresión anterior y usando la ecuación 1.9.1, la intensidad de un haz que atraviesa un material es dada por [9]:

$$I(z + L, r) = \frac{I(z, r)e^{-\alpha_0 L}}{1 + \beta I(z, r)L_{eff}} \quad (1.9.9)$$

Integrando en todo el espacio, se tiene la potencia total transmitida por la muestra, por lo que la transmitancia de la muestra es [9]:

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{e^{-\alpha_0 L}}{q_0} \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right) \ln\left(1 + \frac{q_0}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}\right) \quad , \quad (1.9.10)$$

donde tenemos que:

$$q_0 = \beta I_0 L_{eff} \quad (1.9.11)$$

Para la intensidad de un haz gaussiano en términos de la potencia y focalizado en su cintura, de la ecuación 1.9.1 se tiene que:

$$I(z, r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2(z)}\right) \quad (1.9.12)$$

Integrando la expresión anterior en todo el espacio es posible calcular la intensidad de la onda en términos de su potencia [9]:

$$P = \int_0^{\infty} 2\pi I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2(z)}\right) r dr = \frac{\pi w_0^2}{2} I_0 \quad (1.9.13)$$

de manera que la intensidad del haz en el punto focal está dada por:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (1.9.14)$$

1.10 TÉCNICA DE Z-SCAN

El arreglo experimental empleado para la técnica de Z-Scan es relativamente sencillo en su montaje y realización, registrando la transmitancia T de un haz de luz láser, enfocado con ayuda de una lente, a modo de incidir en una muestra que se encuentra montada sobre un carro que recorre un riel en la dirección del eje Z, moviendo la muestra en una vecindad del punto focal.

Luego de la muestra, se coloca un sensor que registra los cambios de intensidad producto de los efectos ópticos no lineales, sean éstos producto del coeficiente de absorción de tercer orden β o del índice de refracción no lineal n_2 .

Anteriormente se mencionó que la técnica de Z-Scan tiene dos modalidades que son conocidas como apertura abierta y apertura cerrada [14], la diferencia entre ambas se explica en las siguientes dos secciones.

1.10.1 Z-SCAN APERTURA ABIERTA

La modalidad de Z-Scan en apertura abierta (Figura 1.10.1.1), consiste en que la luz láser transmitida, es decir, la luz que atraviesa la muestra es enfocada con ayuda de una lente hacia un detector, de modo que éste registra la variación de la absorción de la película conforme la muestra se mueve en la vecindad del punto focal.

Dicha variación se debe al cambio en el coeficiente de absorción de tercer orden β , pues la absorbancia del material varía con respecto a la intensidad de la onda que incide.

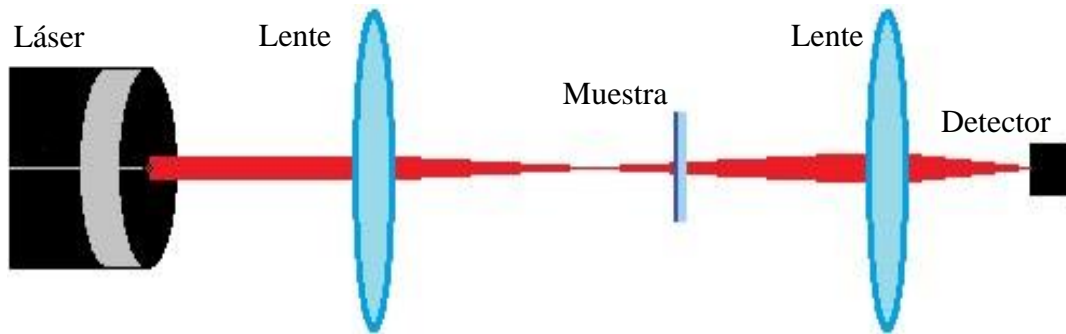


Figura 1.10.1.1 Esquema de la técnica Z-Scan apertura abierta

1.10.2 Z-SCAN APERTURA CERRADA

En la modalidad de Z-Scan en apertura cerrada (Figura 1.10.2.1), la cantidad de luz láser transmitida es enfocada hacia un sensor óptico, pero colocando un obturador antes, de manera que éste permita el paso de una fracción de área constante de la luz transmitida, registrando los efectos del índice de refracción no lineal n_2 durante el recorrido de la muestra en la vecindad del punto focal.

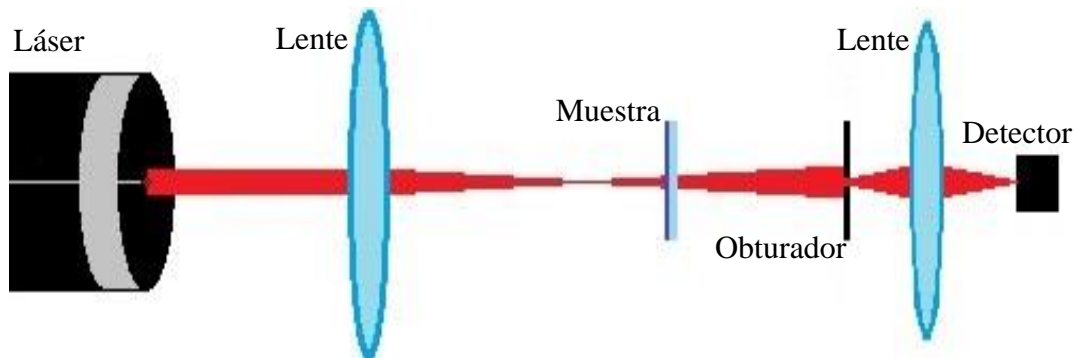


Figura 1.10.2.1 Esquema de la técnica Z-Scan apertura cerrada

Si consideramos la modalidad de apertura abierta como una forma de la modalidad de apertura cerrada para la cual el obturador tiene una apertura S de valor 1 entonces, consideramos que para apertura cerrada tendremos que $0.1 < S < 0.5$.

Al mover la muestra a lo largo de la dirección del haz, los efectos del índice de refracción no lineal n_2 de la muestra aumentan conforme se acerca al plano focal de la lente

de enfoque. Al ubicarse en una posición antes del foco de la lente, la 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 T en la apertura. Una vez que la muestra ha pasado por el foco y se localiza después de éste, se reduce la divergencia de campo lejano y, por lo tanto, hay una mayor transmitancia T en la apertura. Sucede lo opuesto para no linealidades refractivas negativas de tercer orden.

La siguiente figura corresponde al esquema de los efectos del fenómeno no lineal, ilustrando el comportamiento de la transmitancia T del material con características ópticas no lineales.

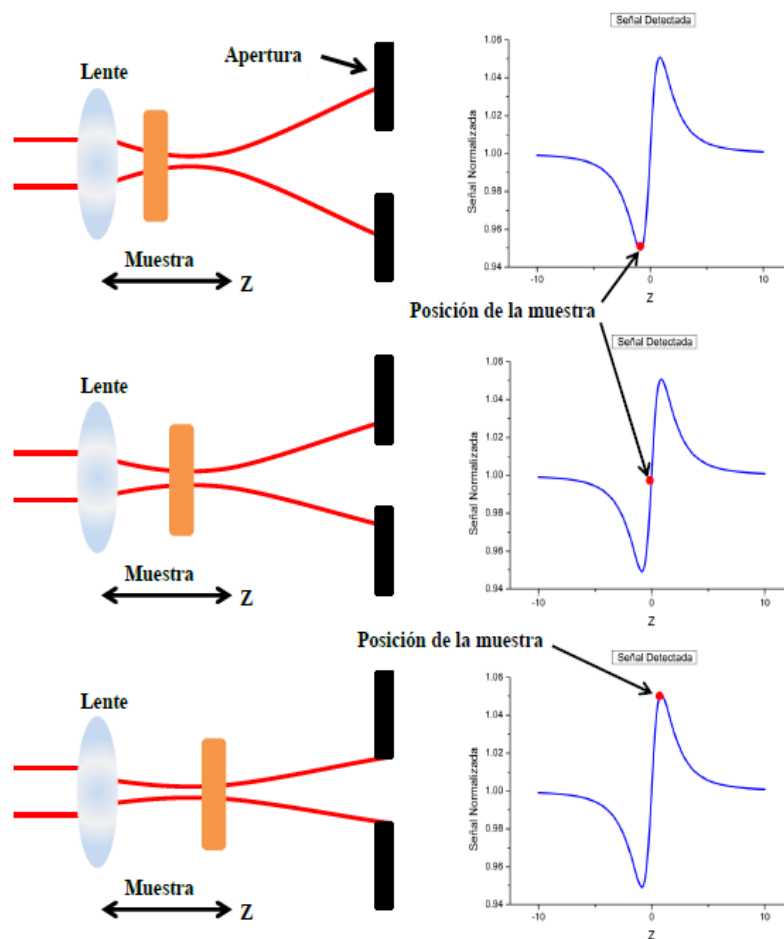


Figura 1.10.2.2. Diagrama de la transmitancia T de un material que presenta una respuesta óptica con un índice de refracción no lineal negativo

Capítulo 2

DESARROLLO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describen los procesos a seguir para el montaje experimental de la técnica de Z-Scan en sus modalidades de apertura abierta y cerrada; además de describir la forma de obtener las mediciones de ambas aperturas de forma simultánea.

El análisis de la colección de datos obtenidos permite conocer los valores del coeficiente de absorción de tercer orden β y del índice de refracción no lineal n_2 en películas delgadas amorfas SiO_2 :Azul de Metileno y mesoestructuradas SiO_2 /CTAB:Azul de Metileno, en función de la variación de la intensidad del láser y para diferentes concentraciones del cromóforo.

2.1 INTENSIDAD Y ANCHURA DEL LÁSER

En este trabajo se utilizó un láser continuo He-Ne de 10 microwatts de potencia y con longitud de onda de 594 nanómetros. El modelo teórico requiere el valor de la intensidad I_0 y el grosor de la cintura del haz w_0 .

Se obtuvo el valor de intensidad $I_0 = 86.59 \pm 0.05 \text{ W/cm}^2$ mediante un medidor *Newport Multifunction Optical Meter* 1835-C y mediante el método de la navaja se determina el grosor de la cintura del haz $w_0 = 36.46$ micras. Para mayor referencia en la obtención de dichos valores se debe consultar la tesis del Físico Gerardo Salas Gámez [15].

2.2 GROSOR Y ABSORCIÓN ÓPTICA DE LAS PELÍCULAS

Las películas fueron preparadas meses antes de la elaboración de esta tesis en el Laboratorio de Fotónica de Geles del IF-UNAM, para lo cual se preparó un sol con TEOS (TetraEtil-OrtoSilicato), etanol, agua y ácido clorhídrico al 36%, en las siguientes proporciones molares:

1: 33: 1: 5x10⁻⁵:
TEOS: CH₃CH₂OH: H₂O: HCl:

A un 1 mililitro de este sol, se añadieron 46 microlitros de agua y se sometió a agitación de 150 RPM durante 5 minutos para la mezcla. Se añadió el colorante Azul de Metileno disuelto en agua en diferentes proporciones, mismas que fueron determinadas posteriormente (Tabla 3.1.1). Para obtener las muestras mesoestructuradas se añadió CTAB (Cetil-Trimetil-Amonio de Bromo) al 10% en peso y se agitó a 100 RPM durante 120 minutos para la mezcla.

En el espectro de difracción de rayos X a ángulo bajo (Figura 2.2.1) para la muestra Mesoestructurada 1, se tiene un pico intenso en $2\Theta = 2.8^\circ$ y un segundo pico muy pequeño en $2\Theta = 5.6^\circ$, lo que indica que se tiene estructura hexagonal en la película. La escala del eje horizontal es de 1 a 10 y la vertical es la intensidad en cuentas desde 0 hasta 17,000. Para la muestra Mesoestructurada 2, se tiene un resultado similar, mientras que los difractogramas de las muestras Amorfa 1 y 2 no arrojan evidencias de estructura en ellas.

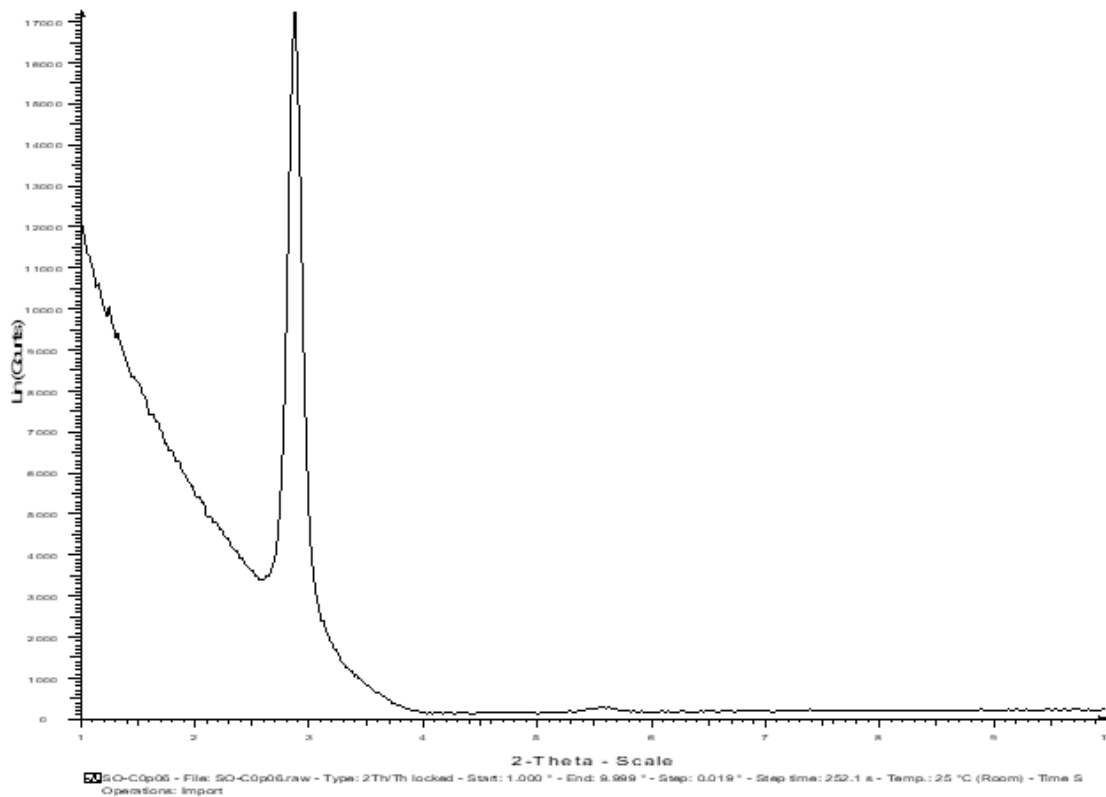


Figura 2.2.1. Espectro de difracción de rayos X.

El depósito de las películas se realizó mediante un *spin-coater* SCS modelo G3P-8 a 1900 RPM sobre sustratos de silicio amorfo (vidrio). Para mayor referencia sobre la elaboración de las películas, se debe consultar la tesis del Físico Ernesto Guillermo Rodríguez Rangel [16].

Para efectos de esta tesis y ya confirmada la mesoestructura, las muestras fueron identificadas según su fecha de elaboración:

Tipo de Muestra	Fecha de Elaboración	Identificación
Amorfa	28 de mayo, 2018	Amorfa 1
Amorfa	12 de febrero, 2018	Amorfa 2
Mesoestructurada	1 de junio, 2018	Mesoestructurada 1
Mesoestructurada	12 de febrero, 2018	Mesoestructurada 2

Para determinar el grosor d de las muestras, éstas fueron enviadas al Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (LCM-IF). Se observaron en un microscopio electrónico de barrido JEOL JSM 7800F, obteniendo imágenes de la sección transversal de cada película, determinando el grosor por medio del software *Digital Micrograph*.

El espectrofotómetro utilizado en este trabajo es un modelo *Thermo Spectronic Genesys 2*, con precisión de ± 1 nanómetro, el cual opera en un intervalo de longitud de onda de 300 a 900 nanómetros. Cuenta con ocho espacios porta muestras correspondiendo la primera a la referencia. Utiliza dos lámparas, una de deuterio y otra de tungsteno, para iluminar en el intervalo ultravioleta-visible con luz no polarizada y un fotodetector que cuantifica la intensidad de la luz transmitida a través de la muestra a diferentes longitudes de onda, determinando así la densidad óptica de la muestra y, por medio de la ecuación 1.8.3, su coeficiente de absorción óptica α_0 .

Para el grosor de las muestras, el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (LCM-IF) entregó las fotografías obtenidas en el microscopio electrónico de barrido JEOL JSM 7800F. En ellas (Figuras 2.2.1 a 2.2.4), se puede apreciar el sustrato de vidrio sobre el que se extiende la película y el grosor d de las mismas, medido en diferentes posiciones.

Cabe mencionar que para la fotografía de la muestra SiO_2 :Azul de Metileno Amorfa 1 (Figura 2.2.1.), fue necesario utilizar un aumento de $\times 1,000$, mientras que para la muestra SiO_2 :Azul de Metileno Amorfa 2 (Figura 2.2.2.) y las muestras mesoestructuradas (Figuras 2.2.3 y 2.2.4), el aumento utilizado fue de $\times 2,000$.

En todos los casos, el valor del grosor d fue calculado mediante el promedio de las lecturas proporcionadas por el personal del LCM-IFUNAM (Tabla 3.1.1).

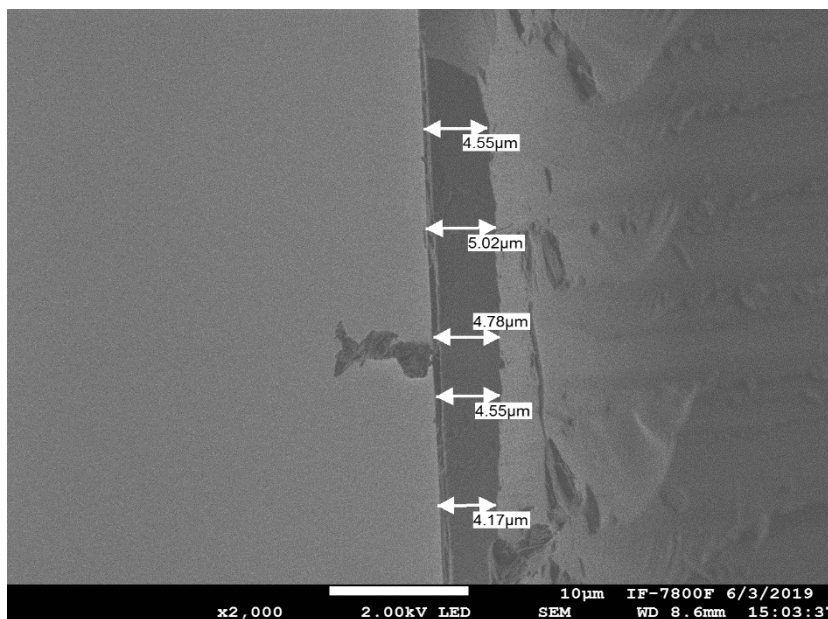


Figura 2.2.1. Micrografía de barrido de SiO_2 :Azul de Metileno Amorfa 1

En la Figura 2.2.1, se puede apreciar, de izquierda a derecha, una capa de aire, la película de azul de metileno y el sustrato de vidrio (SiO_2) para la Muestra Amorfa 1, destacando una impureza.

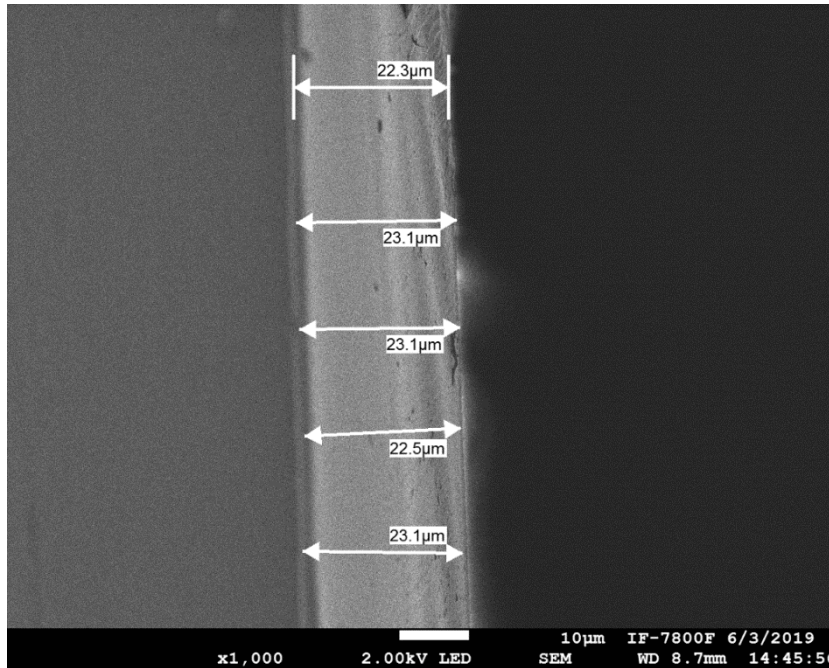


Figura 2.2.2. Micrografía de barrido de SiO₂:Azul de Metileno Amorfa 2

En la Figura 2.2.2, se puede apreciar, de izquierda a derecha, el sustrato de vidrio (SiO₂), la película de azul de metileno y una capa de aire.

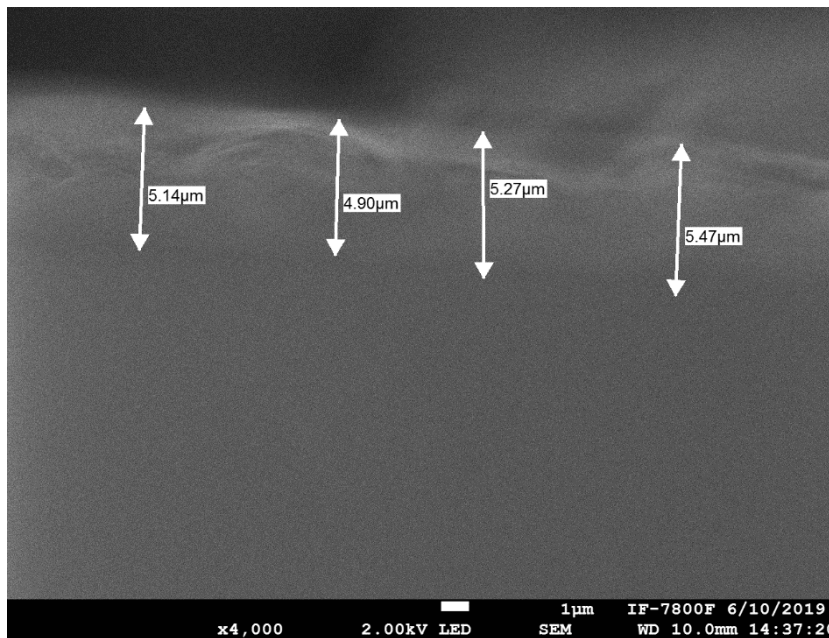


Figura 2.2.3. Micrografía de barrido de SiO₂/CTAB:Azul de Metileno Mesoestructurada 1

En la Figura 2.2.3, se puede apreciar, de abajo hacia arriba, el sustrato de vidrio (SiO_2), la película de azul de metileno y una capa de aire.

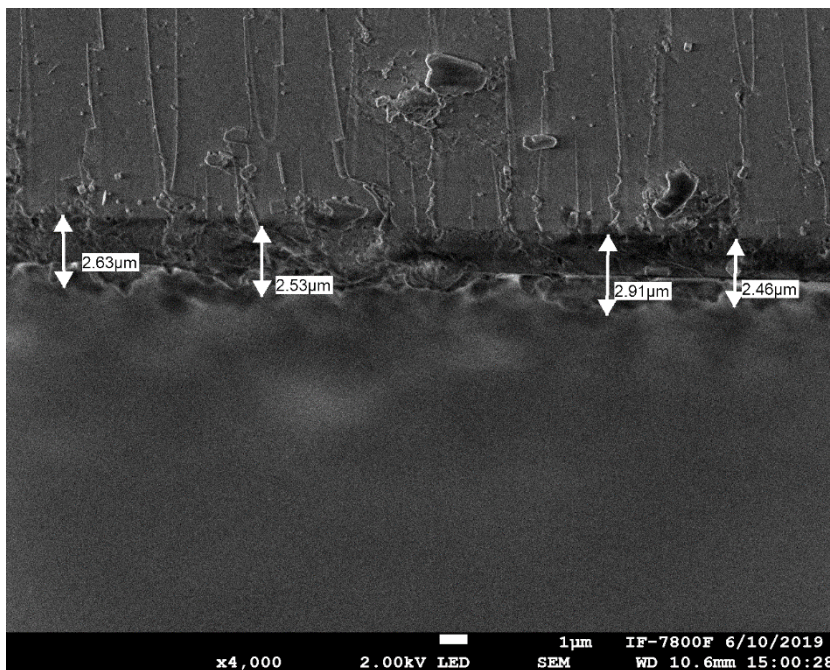


Figura 2.2.4. Micrografía de barrido de SiO_2/CTAB :Azul de Metileno Mesoestructurada 2

En la Figura 2.2.4, se puede apreciar, de abajo hacia arriba, una capa de aire, la película de azul de metileno y el sustrato de vidrio (SiO_2).

En las fotografías se puede apreciar que las películas de SiO_2 :Azul de Metileno Amorfa 1 y Amorfa 2, a pesar de tener un grosor diferente (Tabla 3.1.1), presentan homogeneidad en su forma, mientras que la película de SiO_2/CTAB :Azul de Metileno Mesoestructurada 1 se presenta con una cierta porosidad y dispersión en la zona donde se realizó la medición del grosor. Por otro lado, la película de SiO_2/CTAB :Azul de Metileno Mesoestructurada 2 presenta una notable porosidad. La comprobación de la mesoestructura se realizó mediante rayos-x.

El espectrofotómetro *Thermo Spectronic Genesys 2*, con precisión de ± 1 nanómetro, fue puesto en operación en el intervalo de longitud de onda de 400 a 800 nanómetros, obteniéndose la densidad óptica (OD) de las cuatro muestras. Cabe mencionar que los

espectros obtenidos son una superposición del sustrato de SiO₂ y el Azul de Metileno, sin embargo, al no haber interacción química entre ellos, se considera que el SiO₂ tiene un efecto despreciable en la absorción óptica para la región correspondiente a la emisión del láser de He-Ne utilizado en el trabajo experimental, por lo que es claro que la interacción óptica de importancia es producto del Azul de Metileno. A modo de referencia, se utilizó un sustrato sin película.

Los datos obtenidos de la densidad óptica se utilizan en la ecuación 1.8.3 para obtener el coeficiente de absorción óptica α_0 , señalando éste en cada muestra para los 594 nanómetros que corresponde a la longitud de onda de nuestro láser. (Figuras 2.2.5 a 2.2.8).

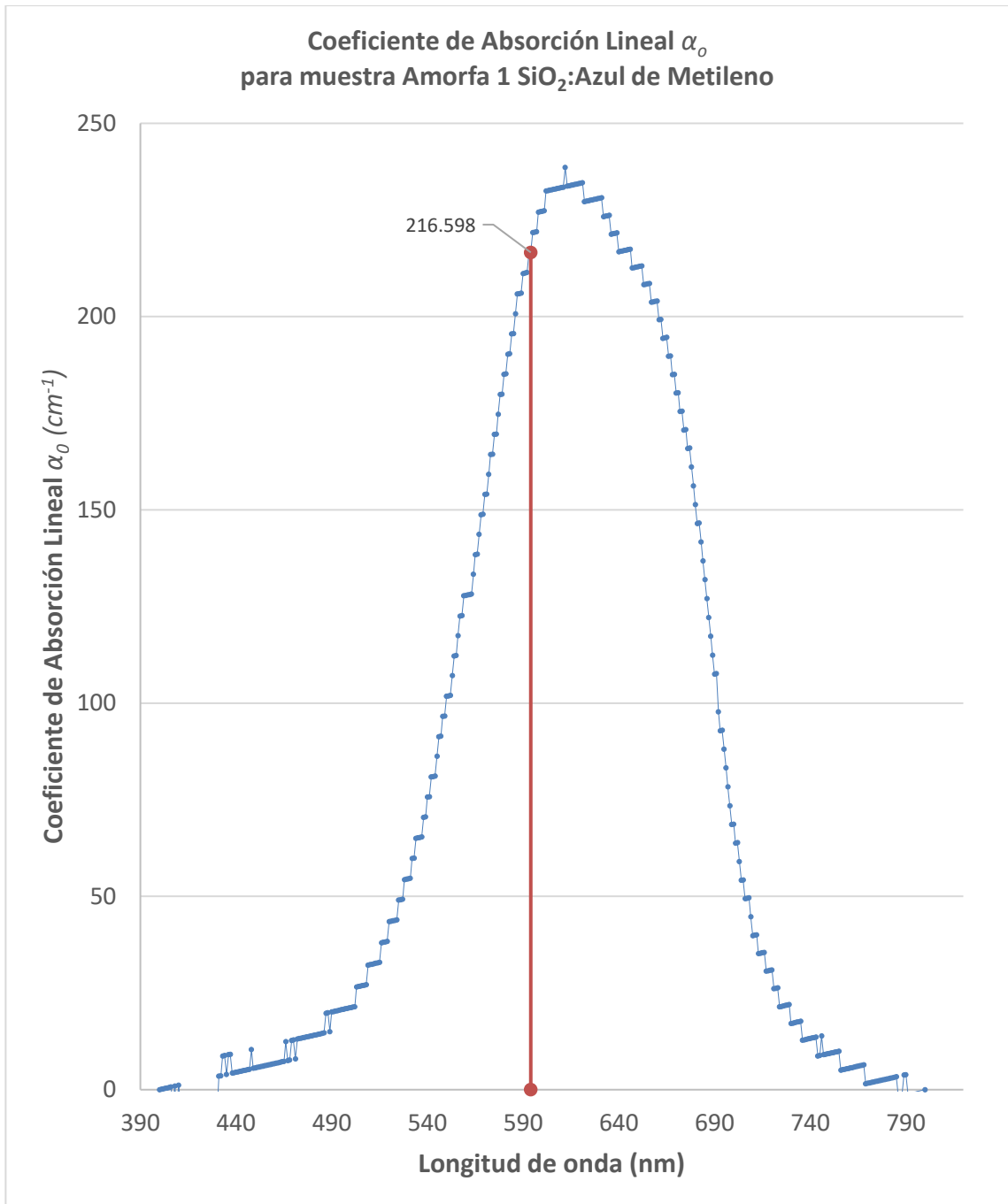


Figura 2.2.5. *Coefficiente de absorción óptica lineal para muestra SiO₂:Azul de Metileno Amorfa 1*

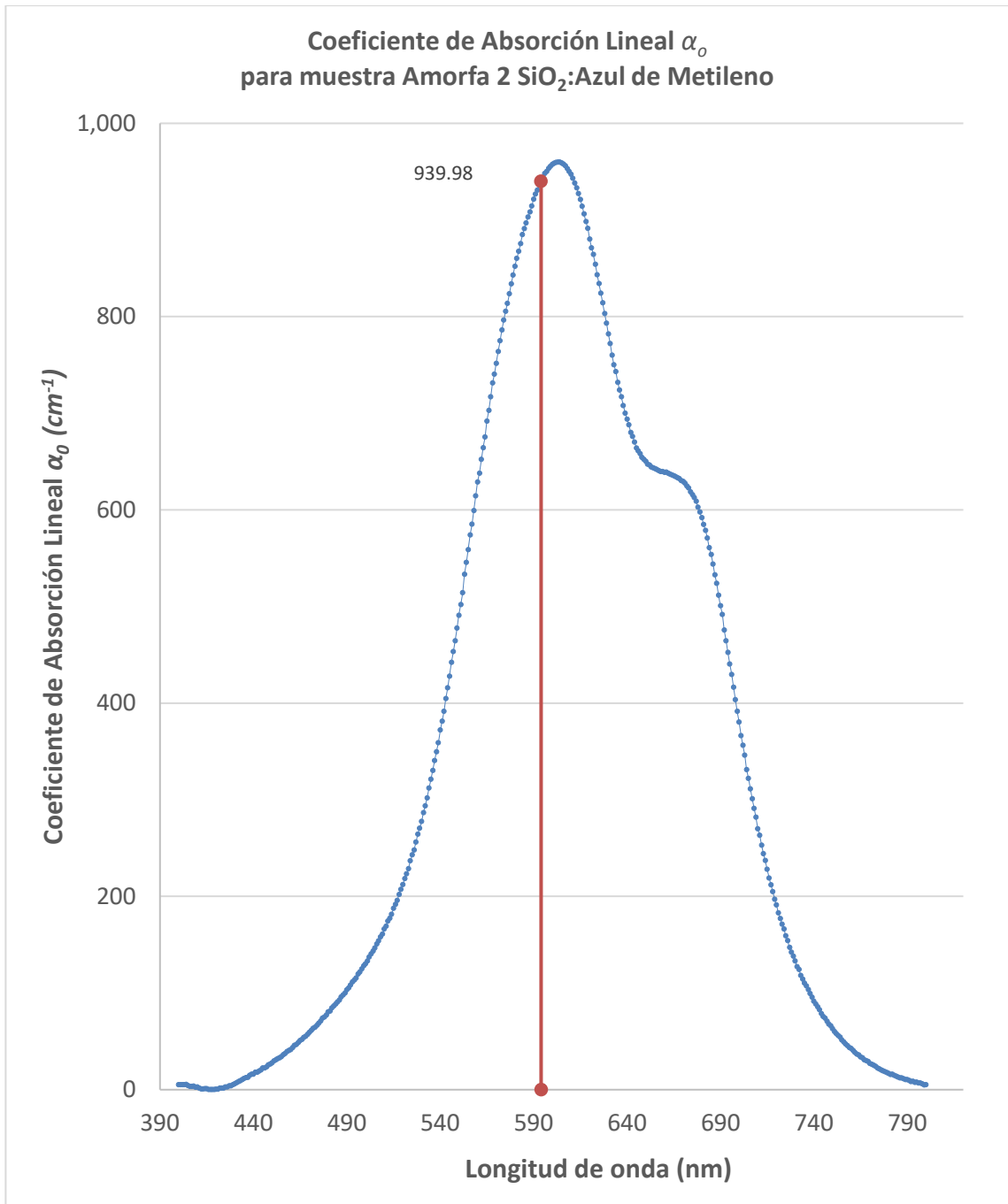


Figura 2.2.6. Coeficiente de absorción óptica lineal para muestra SiO₂:Azul de Metileno Amorfa 2

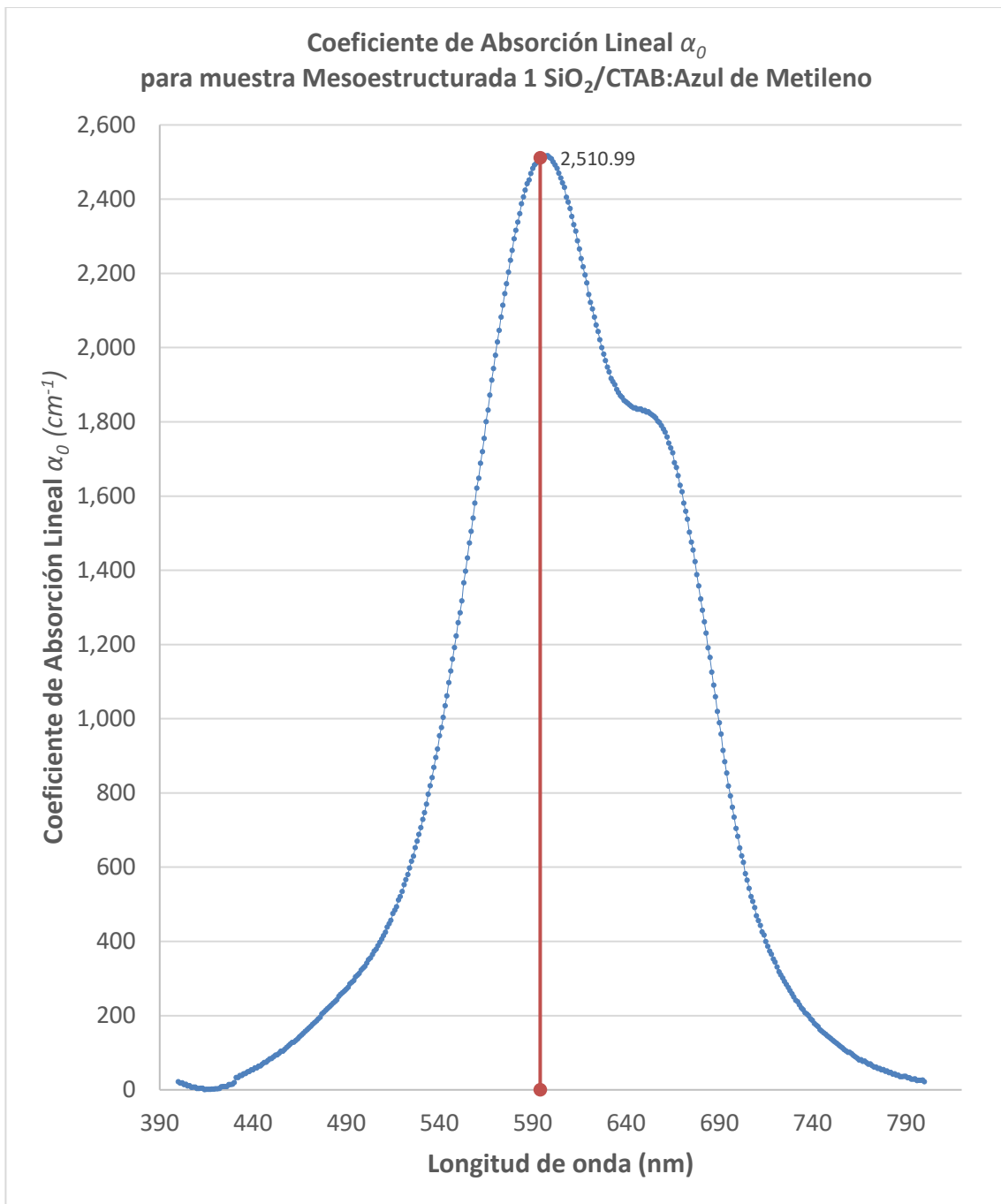


Figura 2.2.7. *Coefficiente de absorción óptica lineal para muestra SiO₂/CTAB:Azul de Metileno Mesoestructurada 1*

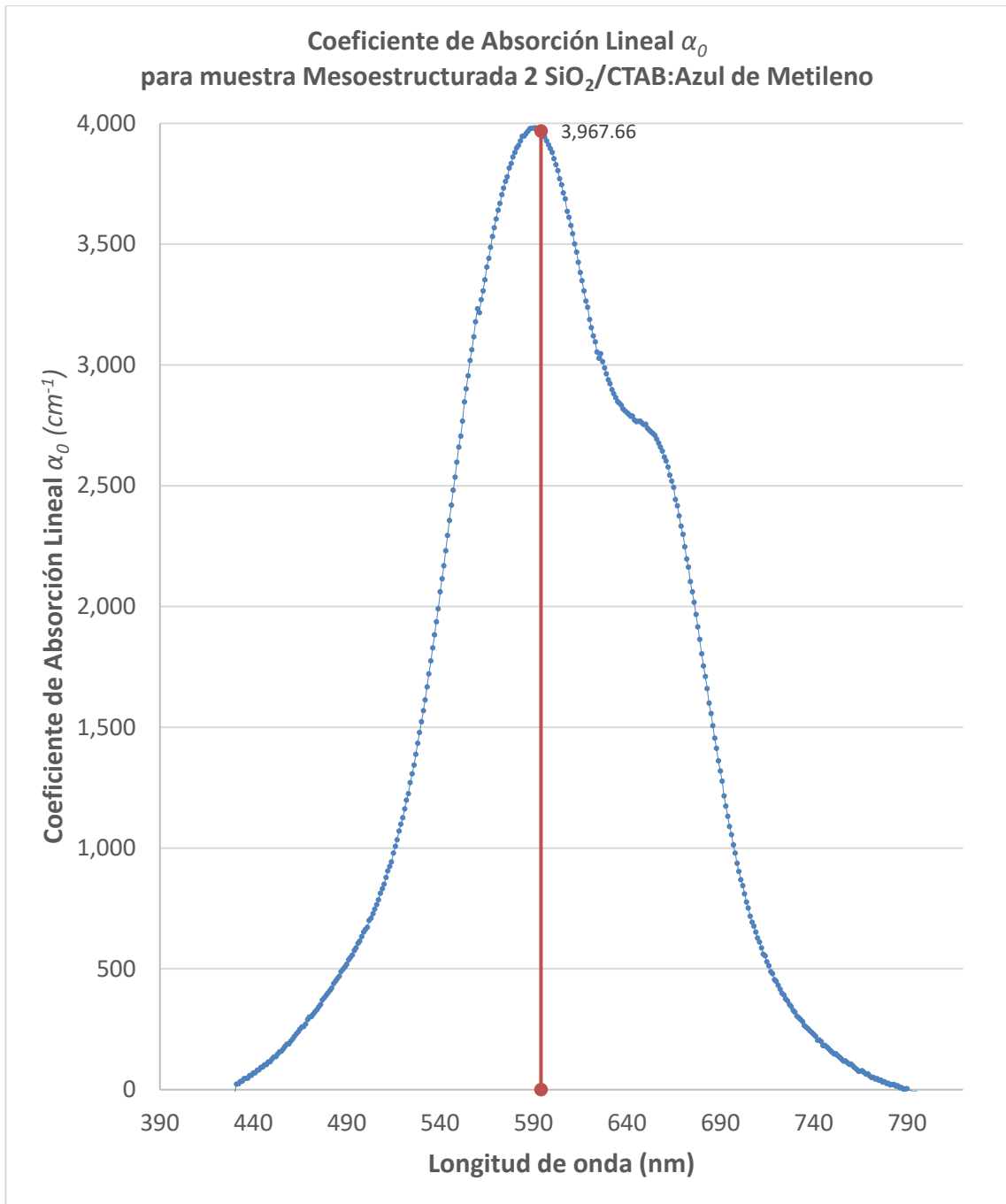


Figura 2.2.8. Coeficiente de absorción óptica lineal para muestra SiO₂/CTAB:Azul de Metileno Mesoestructurada 2

Los resultados de absorbancia lineal α_0 y grosor d se emplean para el cálculo de la longitud efectiva L_{eff} en la Tabla 3.1.1.

2.3 MONTAJE EXPERIMENTAL DE Z-SCAN

La siguiente fotografía (Figura 2.3.1) muestra el montaje experimental del presente trabajo, mismo que permite obtener datos de forma simultánea para las dos modalidades de Z-Scan, apertura abierta y apertura cerrada.

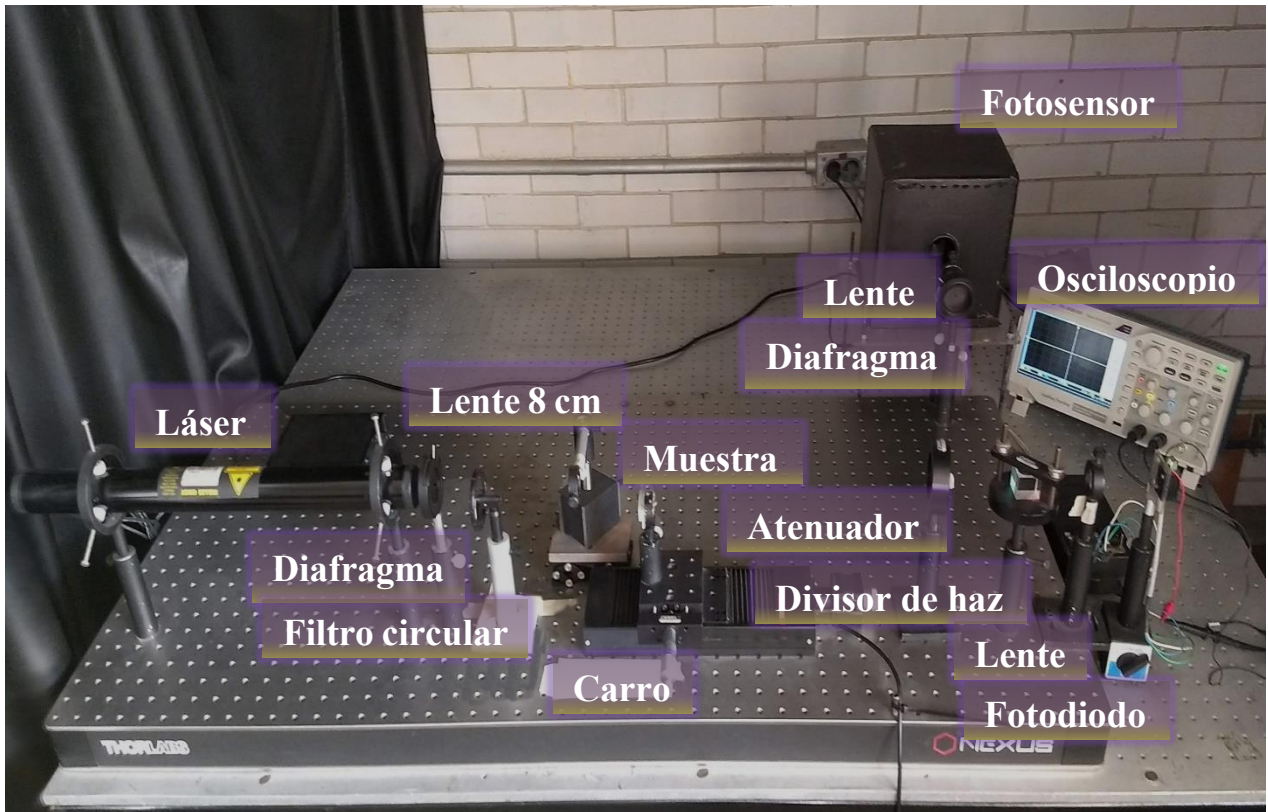


Figura 2.3.1. Montaje experimental de la técnica de Z-Scan para obtener datos en sus dos modalidades, apertura abierta y apertura cerrada

La fuente de luz utilizada fue el *Láser* continuo He-Ne con longitud de onda de 594 nanómetros y potencia de 10 microwatts de la marca *Melles Griot*, alineando el láser de forma paralela a la mesa de trabajo sobre la cual se montó todo el experimento. Dado que el haz debe ser gaussiano, se colocó después del láser un *Diafragma* con la finalidad de eliminar los efectos de borde en el haz del láser. Luego, se colocó el *Filtro Circular* de densidad neutra variable de la marca *Thorlabs*, utilizado para reducir la intensidad del láser durante el experimento a modo de conocer la respuesta óptica no lineal de las muestras en función de

distintas intensidades de la luz incidente, ya que tiene 8 sectores de atenuación. Después se colocó una *Lente convergente* de 8 centímetros de distancia focal, a modo de enfocar la luz del láser sobre la muestra al realizar el barrido en la vecindad del plano focal (Figura 2.3.2).

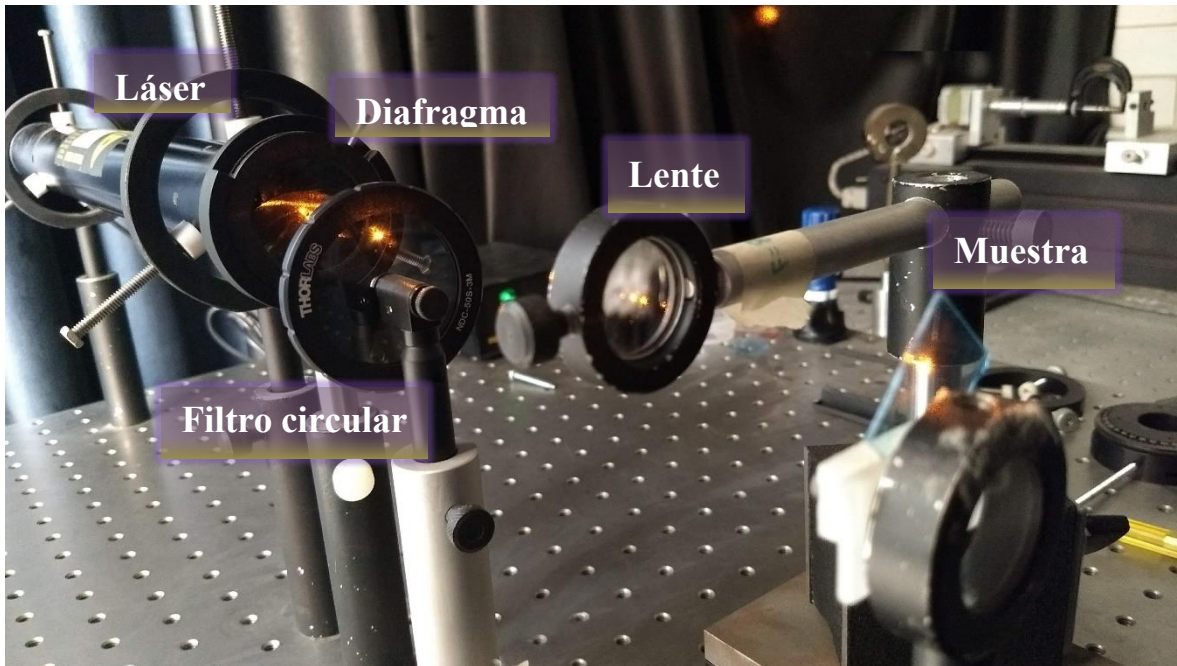


Figura 2.3.2. Detalle del montaje experimental para Z-Scan a la salida del láser

La *Muestra* se colocó sobre un soporte que se desplaza en un intervalo de 4 centímetros antes y después del punto focal de la lente de 8 centímetros. El desplazamiento del *Carro* se realizó sobre una plataforma motorizada de alta precisión (1 micrómetro) de la marca *Thorlabs* y tiene un recorrido total de 10 centímetros, colocándola de tal manera que la mitad del recorrido se encuentre en el plano focal y en la misma dirección del haz de luz.

Con la finalidad de realizar las colecciones de datos para apertura abierta y apertura cerrada de forma simultánea, en el camino del haz se colocó un *Divisor* de haz 50/50 de alta calidad, de manera que el haz es dividido en dos y cada uno de los rayos resultantes se dirigen a los detectores.

El detector utilizado para apertura abierta fue un *Fotodiodo*, colocando antes una *Lente convergente* de 6 centímetros de distancia focal para enfocar la luz en el fotodiodo.

Para apertura cerrada se utilizó un módulo *Fotosensor* modelo H5784-04 de marca *Hamamatsu*, colocando antes un *Diafragma* con una apertura pequeña tal y como se observa en el esquema del montaje de apertura cerrada (Figura 1.10.2.1) en conjunto con una *Lente* de 15 centímetros de distancia focal.

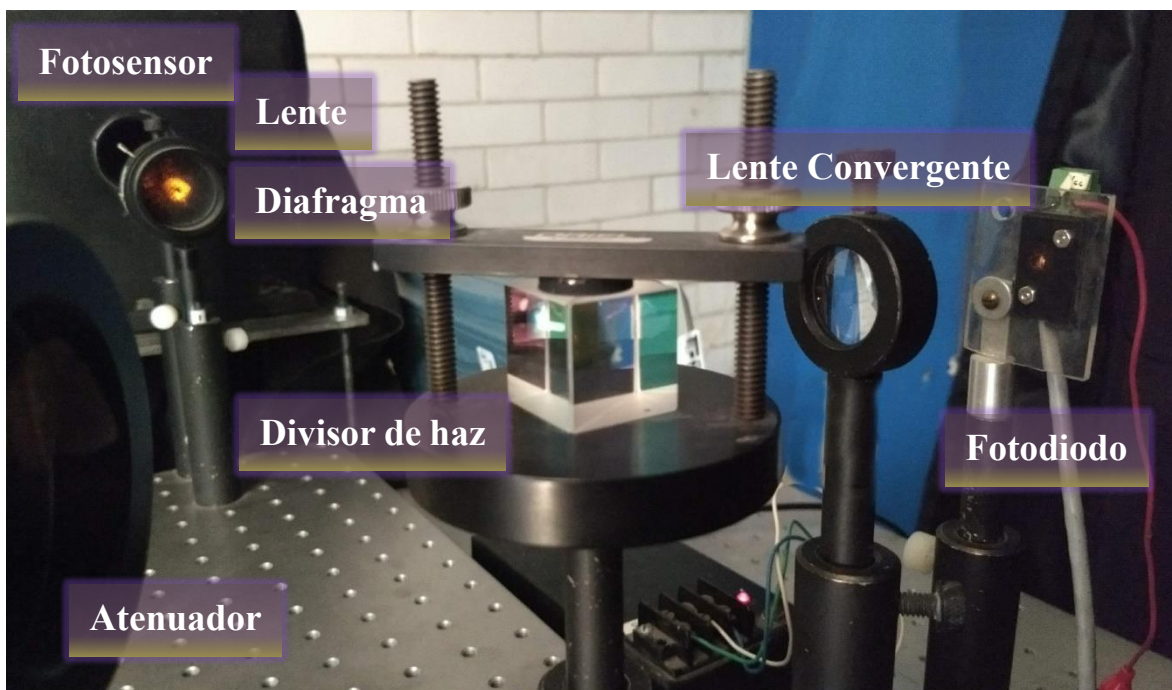


Figura 2.3.3 Detalle del montaje experimental para Z-Scan en el divisor de haz

El fotosensor ofrece una sensibilidad muy alta y es ideal para apreciar los pequeños cambios en el índice de refracción del material. En la fotografía del montaje podemos ver también, un *Atenuador*, colocado antes del divisor de haz (Figura 2.3.3) y cuya finalidad es la protección de los sensores, evitando que se dañen debido a la intensidad del haz.

Ambos detectores son conectados a un osciloscopio marca *Tektronix* modelo TDS3052B, de tal manera que puede observarse el intervalo en el cual los sensores están obteniendo datos.

El montaje experimental se encuentra automatizado desde una computadora que controla la plataforma motorizada y la colección de los datos, mediante un programa escrito en LabView. Hay varios parámetros que se eligen, por ejemplo: la distancia que recorre el

carro, el número de pasos para recorrer la distancia indicada, la posición inicial y la posición final de la muestra para su recorrido en el carro, etcétera.

La Figura 2.3.4 ilustra la pantalla de la computadora conforme se adquieren los datos.

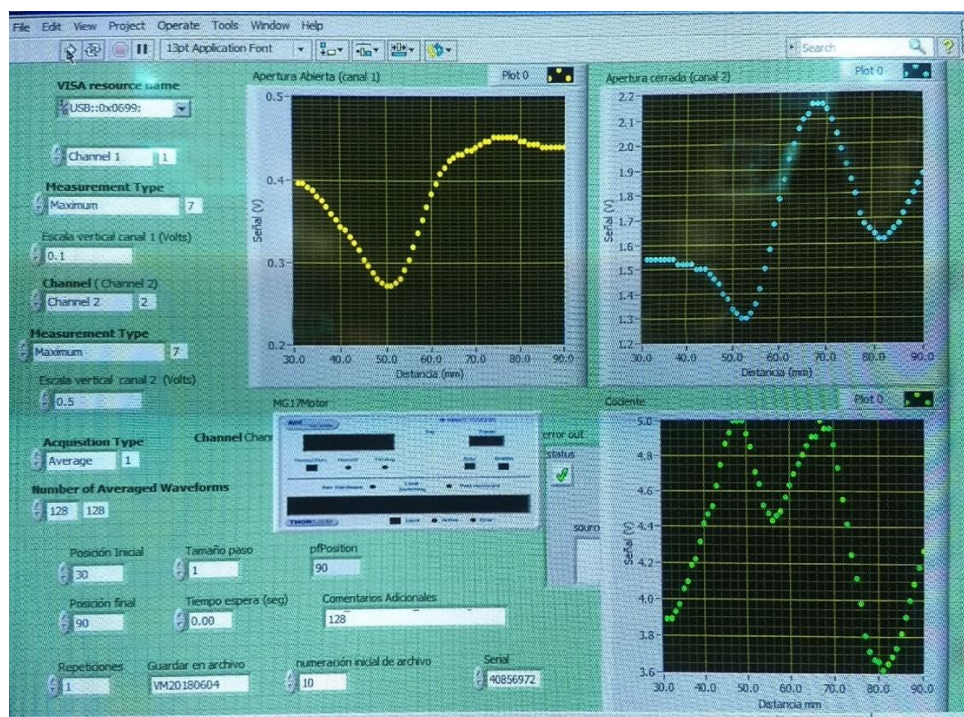


Figura 2.3.4. Ventana del programa de control de la instrumentación de Z-Scan

Para mayor referencia al programa de control se debe consultar la tesis del Físico José Gabriel Mercado Vásquez [17].

Capítulo 3

RESULTADOS

A continuación se presentan los resultados obtenidos de los experimentos realizados para determinar el coeficiente de absorción β y el índice de refracción n_2 no lineales en películas delgadas amorfas de SiO₂:Azul de Metileno y mesoestructuradas SiO₂/CTAB:Azul de Metileno a diferentes concentraciones del cromóforo y diferentes intensidades del láser de He-Ne mediante la técnica experimental de Z-Scan, en sus dos modalidades, apertura abierta y cerrada.

3.1 DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS NO LINEALES

A continuación, se presenta el análisis de los resultados experimentales obtenidos para cada muestra mediante la técnica de Z-Scan.

3.1.1 LONGITUD DE INTERACCIÓN EFECTIVA L_{EFF}

La longitud de interacción efectiva es función de la absorbancia lineal α_0 y el grosor d de la película y es necesaria para calcular tanto el coeficiente de absorción de tercer orden β como el índice de refracción no lineal n_2 .

La siguiente tabla (Tabla 3.1.1) contiene el valor L_{eff} para cada muestra luego de aplicar la ecuación 1.9.5. Para referencia sobre el cálculo de incertidumbres en el presente trabajo de tesis, consulte el Apéndice 1.

Muestra	Concentración x10 ⁻⁴ % molar	Grosor <i>d</i> x10 ⁻⁴ cm	Coefficiente de Absorción lineal α_0 cm ⁻¹	L_{eff} x10 ⁻⁴ cm
Amorfa 1	2.64	4.610 ± 0.315	216.59 ± 14.80	4.39 ± 0.27
Amorfa 2	4.20	22.820 ± 0.389	939.98 ± 16.02	9.39 ± 0.16
Mesoestructurada 1	7.54	5.195 ± 0.239	2,510.99 ± 115.52	2.90 ± 0.13
Mesoestructurada 2	10.80	2.632 ± 0.197	3,967.66 ± 296.92	1.63 ± 0.12

Tabla 3.1.1. Grosor *d*, coeficiente de absorción lineal α_0 , y longitud de interacción efectiva L_{eff} de las muestras en estudio, calculados para una longitud de onda de 594 nanómetros

3.1.2 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE TERCER ORDEN β

Para calcular el coeficiente de absorción no lineal o de tercer orden β , anteriormente se mencionó la ecuación 1.7.1 para la transmitancia en el caso de apertura abierta, sin embargo, dicha ecuación puede ser simplificada por una lorentziana de la forma general:

$$I(x, r) = y_0 + \frac{A}{1 + \frac{x^2}{z_0^2}} \quad (3.1.2.1)$$

para la cual se cumple entonces que:

$$q = 2\sqrt{2} \cdot A \quad (3.1.2.1)$$

Sin embargo, al considerar la ecuación 1.9.11, tenemos una relación para el coeficiente de absorción de tercer orden β en función de q , I y L_{eff} , mientras que el parámetro A es obtenido mediante el ajuste de datos al modelo teórico, por lo que:

$$\beta = \frac{2\sqrt{2} A}{I L_{eff}} \quad (3.1.2.3)$$

Por convención, al tener un mínimo de transmitancia, el signo que corresponde a β es positivo, mientras que, si se tiene un máximo transmitancia, el signo será negativo.

A continuación, se presentan las gráficas de transmitancia obtenidas para las muestras en estudio, cabe mencionar que, para la configuración de apertura abierta, la señal de transmitancia (eje vertical) tiene un mismo valor de error para todos los puntos ($s = \pm 5\%$), mientras que para la posición (eje horizontal), el error está dado en micrómetros debido a la precisión de la plataforma motorizada, por lo que es despreciable en cuanto a la escala de las gráficas y por lo anterior, no se ilustran las incertidumbres en las mismas. ver Apéndice 1.

3.1.2.1 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE TERCER ORDEN β PARA LA MUESTRA AMORFA 1

A los datos obtenidos en Z-Scan en su modalidad de apertura abierta, se les ajusta con el modelo teórico y como resultado del procedimiento se obtiene el parámetro A de la ecuación 3.3.3 para el cálculo del coeficiente de absorción de tercer orden β .

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura abierta para la muestra Amorfa 1, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, por lo que se tienen así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.2.1.1 a la 3.1.2.1.8).

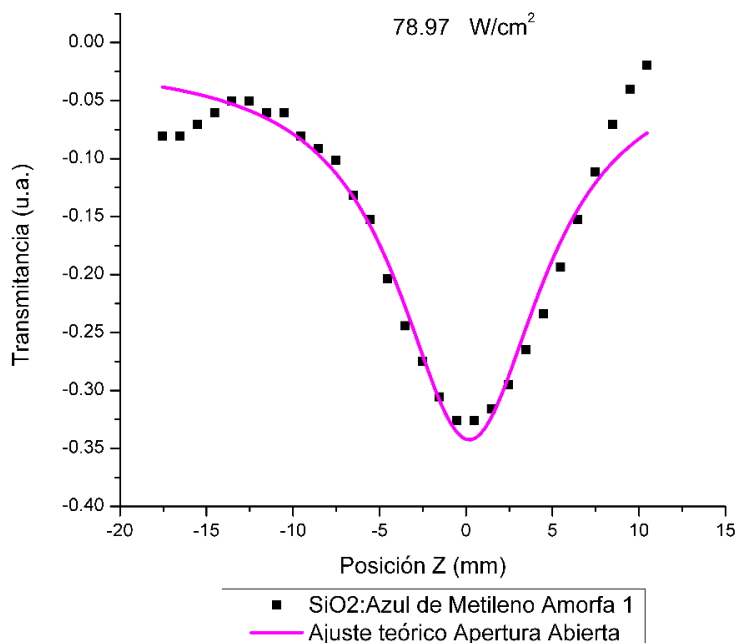


Figura 3.1.2.1.1. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm^2

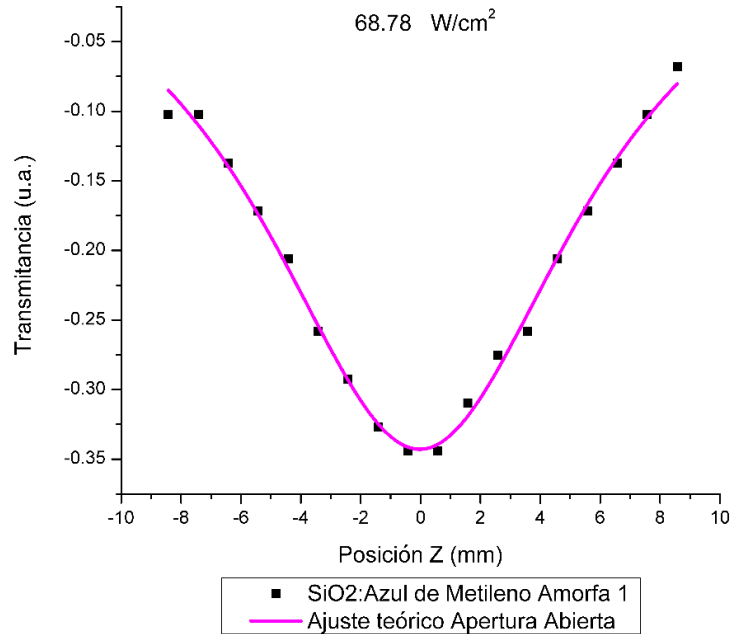


Figura 3.1.2.1.2. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm²

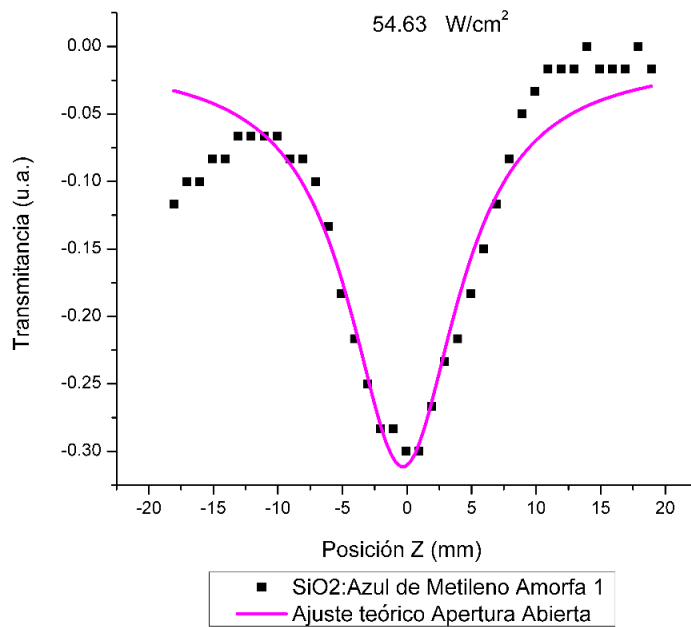


Figura 3.1.2.1.3. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm²

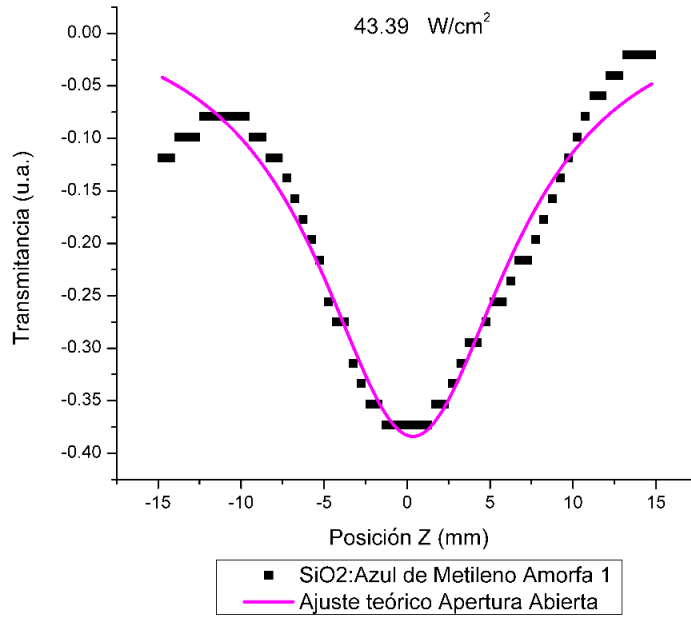


Figura 3.1.2.1.4. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm^2

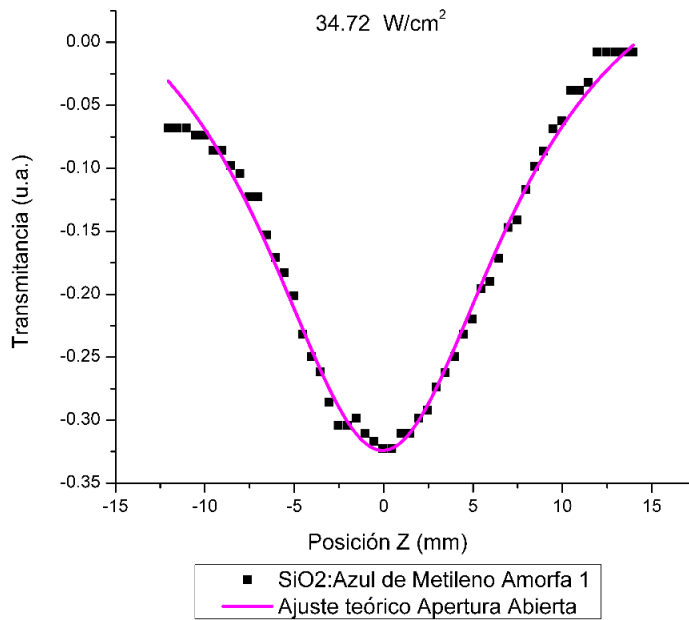


Figura 3.1.2.1.5. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm^2

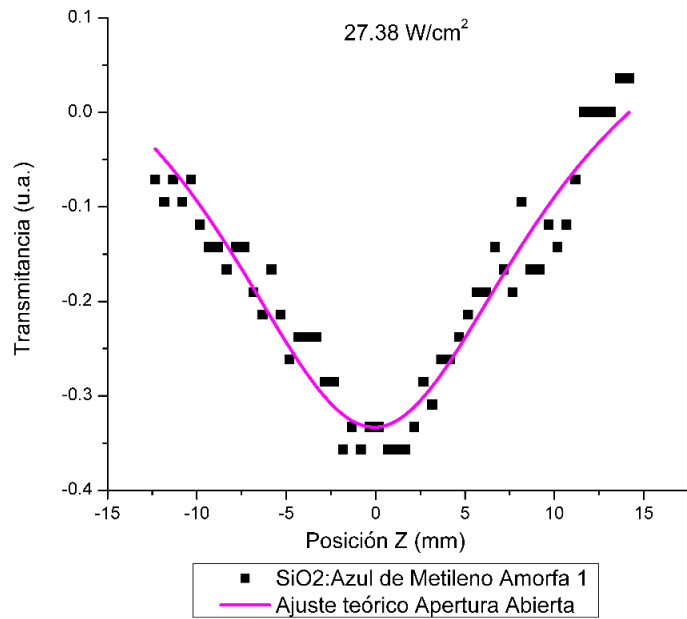


Figura 3.1.2.1.6. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm^2

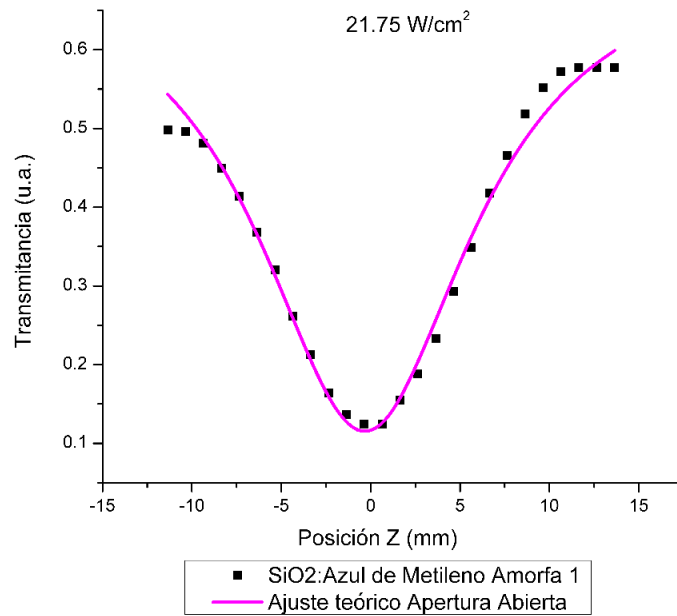


Figura 3.1.2.1.7. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm^2

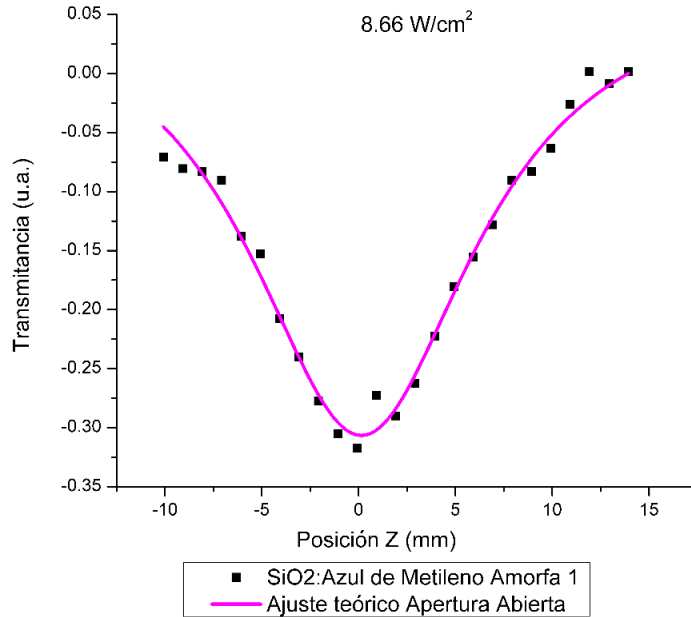


Figura 3.1.2.1.8. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 8.66 W/cm²

Al realizar el ajuste teórico y con base en la expresión 3.1.3, se calcula el coeficiente de absorción de tercer orden β para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.2.1.1).

Intensidad (W/cm ²) ± 0.05	Coefficiente de absorción de tercer orden β (cm/W) ± 5%
8.65	289.31
21.75	156.39
27.38	123.91
34.47	81.85
43.39	62.06
54.63	35.63
68.78	38.54
78.97	26.88

Tabla 3.1.2.1.1 Coeficiente de absorción de tercer orden β para muestra Amorfa 1 SiO₂:Azul de Metileno a diferentes intensidades del láser, según los factores de ajuste para el modelo teórico

La Figura 3.1.2.1.9 corresponde a la variación del coeficiente de absorción de tercer orden β respecto a la intensidad del láser para la muestra Amorfa 1. Cabe mencionar que las

incertidumbres β corresponden al $\pm 5\%$ de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

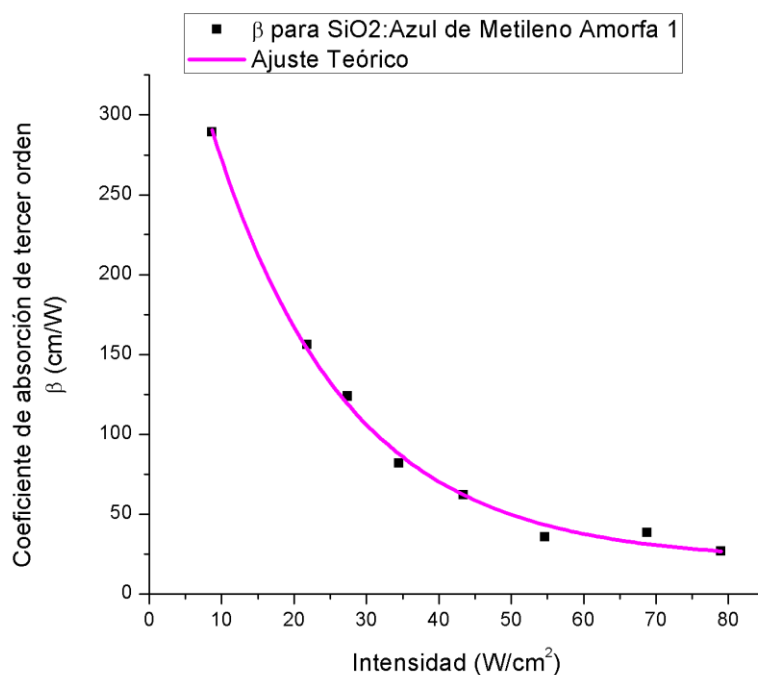


Figura 3.1.2.1.9 Comparación del coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Amorfa 1, a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótico de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

para la cual $a = 20.76 \pm 5.13$, $b = 430.57 \pm 14.86$ y $c = -0.058 \pm 0.003$.

En cuanto a la muestra Amorfa 1 SiO₂:Azul de Metileno, en apertura abierta, se observa lo siguiente:

- Todas las gráficas presentan una disminución de la transmitancia mientras la muestra se acerca al punto focal, es decir, la absorbancia aumenta conforme el haz de luz incidente se acerca al foco, situación que se repite para cada uno de los sectores del atenuador.
- Luego de pasar el foco, la transmitancia aumenta conforme la muestra se aleja del foco, es decir, la absorbancia disminuye conforme el haz de luz incidente

se aleja del foco, situación que también se repite para cada uno de los sectores del atenuador.

- A pesar de que en la gráfica para 27.38 W/cm^2 (Figura 3.1.2.1.6) se tiene una notable dispersión en comparación de las otras gráficas, el comportamiento de la muestra es el mismo ante el cambio de intensidad del láser, presentando en todos los casos un mínimo de transmitancia y un máximo de absorbancia al pasar por el punto focal.
- El cambio de la transmitancia (la altura del pico) es prácticamente el mismo para todas las intensidades del láser.
- La saturación se da en la misma vecindad del punto focal, aproximadamente con un radio de 2 milímetros.
- Al comparar los valores del coeficiente de absorción de tercer orden β para cada una de las intensidades del láser (Figura 3.1.2.1.9), se puede observar un comportamiento decreciente de tipo exponencial asintótico desde valores positivos conforme la intensidad aumenta.
- En la curva de ajuste teórico se puede observar que el límite de la saturación en β no es necesariamente cero cuando la intensidad tiende a infinito.

Aunado a lo anterior, se observan máximos y mínimos locales, principalmente en las Figuras 3.1.2.1.1 y 3.1.2.1.3, mismos que no son predichos por el modelo teórico ya que tienen su origen en aspectos no contemplados como pueden ser los problemas de homogeneidad de la película, la alineación del dispositivo, entre otros, lo que puede resultar en respuestas ópticas inesperadas.

3.1.2.2 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE TERCER ORDEN β PARA LA MUESTRA AMORFA 2

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura abierta para la muestra Amorfa 2, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, excepto para la Figura 3.1.2.2.1 para la cual no se utilizó el filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.2.2.1 a la 3.1.2.2.8).

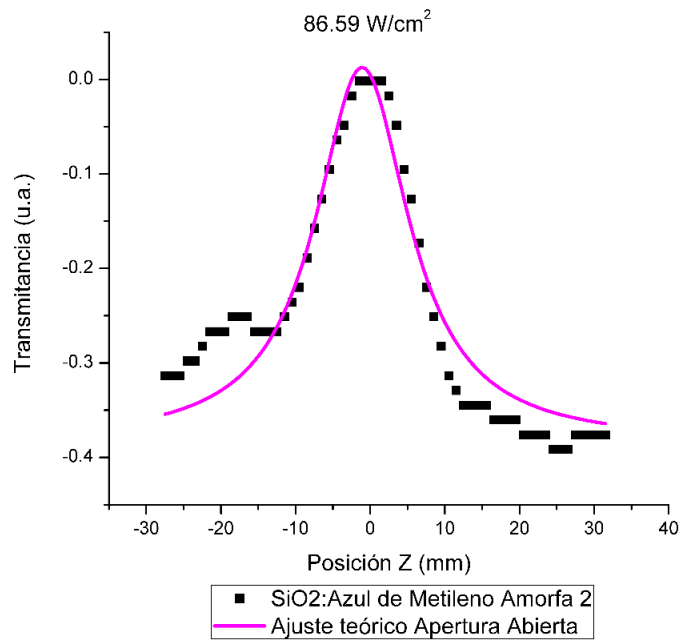


Figura 3.1.2.2.1. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 86.59 W/cm^2

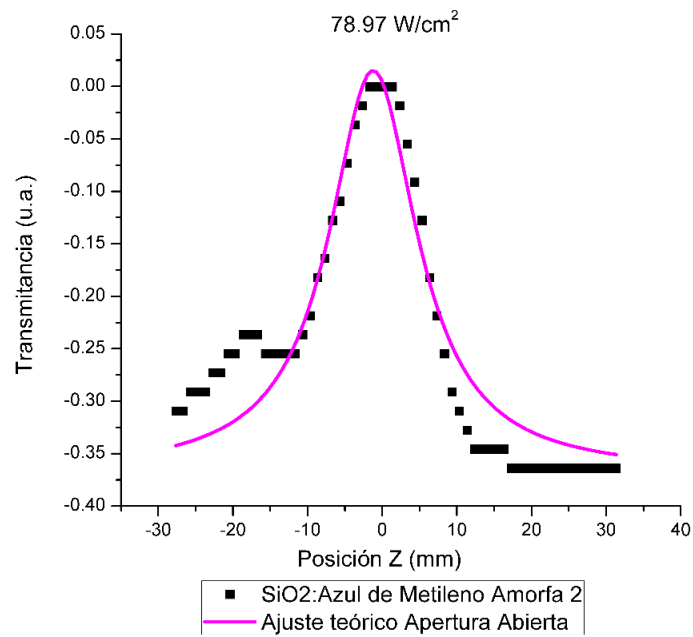


Figura 3.1.2.2.2. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm^2

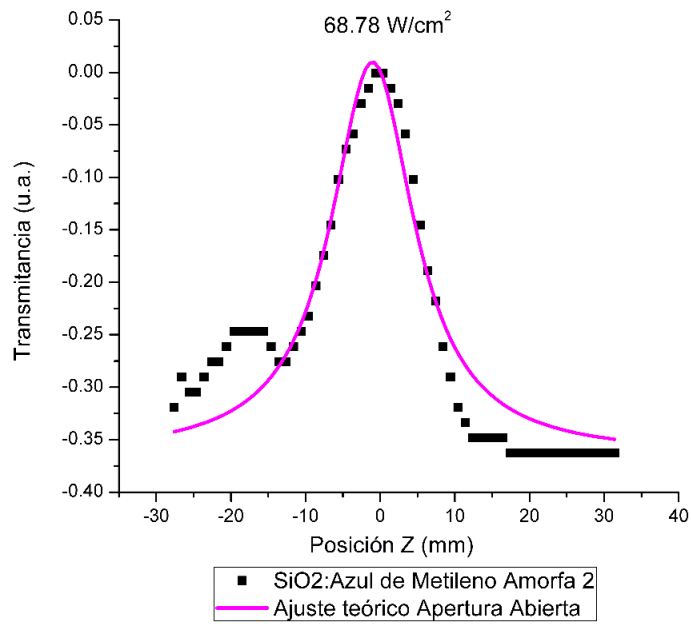


Figura 3.1.2.2.3. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm²

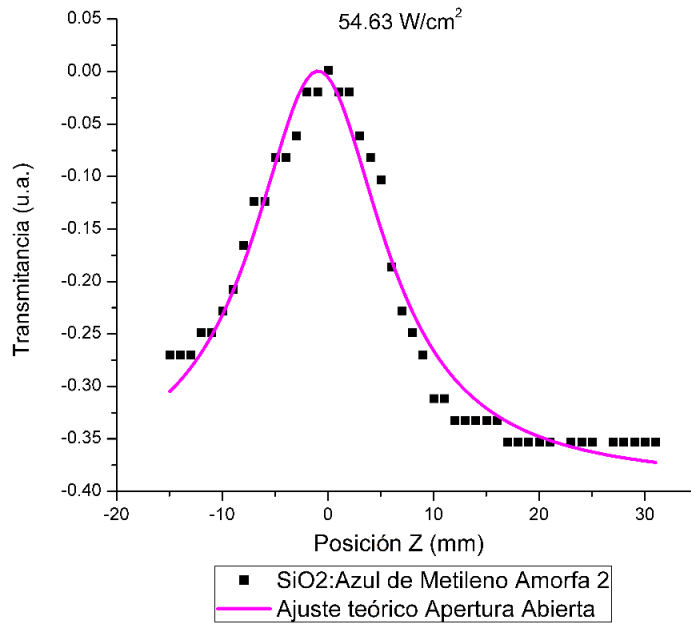


Figura 3.1.2.2.4. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm²

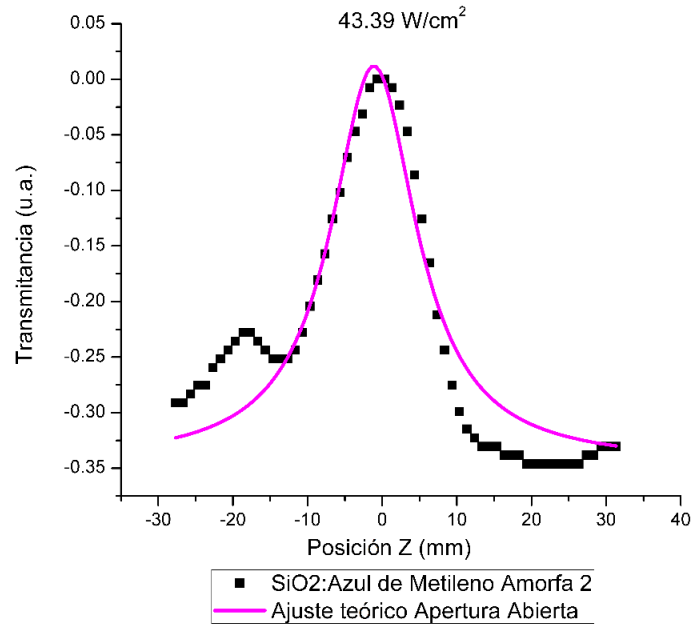


Figura 3.1.2.2.5. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm²

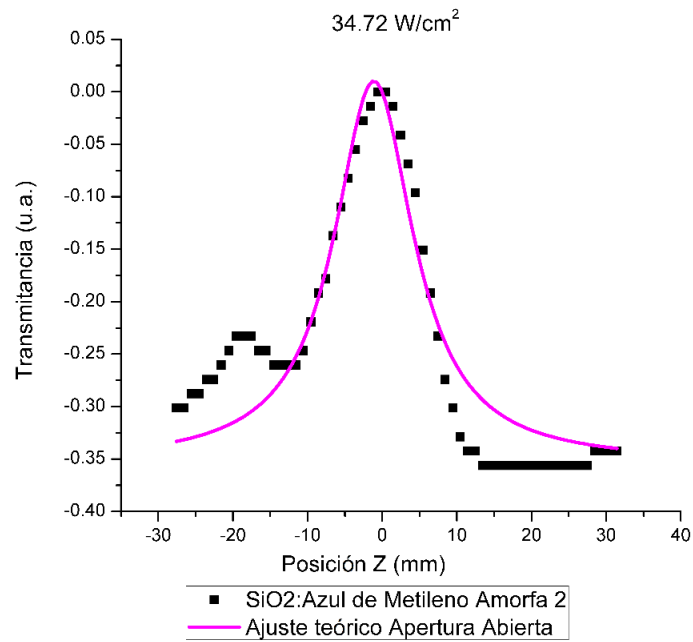


Figura 3.1.2.2.6. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm²

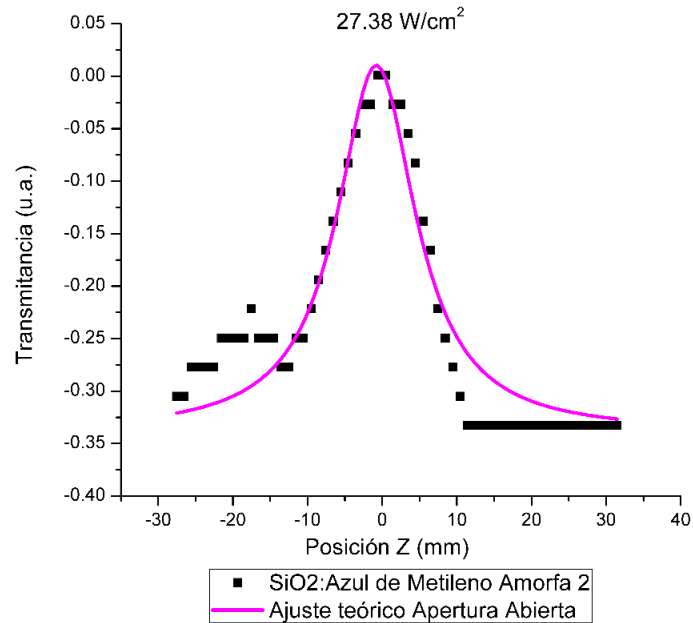


Figura 3.1.2.2.7. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm^2

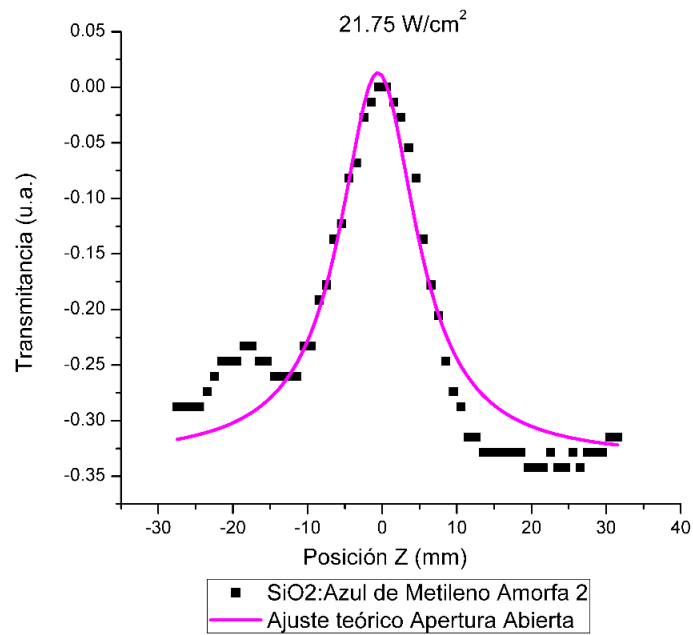


Figura 3.1.2.2.8. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm^2

De los datos obtenidos mediante el ajuste teórico y con base a la expresión 3.1.3, se calcula el coeficiente de absorción de tercer orden β para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.2.2.1).

Intensidad (W/cm²) ± 0.05	Coeficiente de absorción de tercer orden β (cm/W) ± 5%
21.75	-48.15
27.38	-38.54
34.47	-31.79
43.39	-24.82
54.63	-21.69
68.78	-16.43
78.97	-14.63
86.59	-13.84

Tabla 3.1.2.2.1 *Coeficiente de absorción de tercer orden β para muestra Amorfa 2 SiO₂:Azul de Metileno a diferentes intensidades del láser, según los factores de ajuste para el modelo teórico*

La Figura 3.1.2.2.9 corresponde a la variación del coeficiente de absorción de tercer orden β respecto a la intensidad del láser para la muestra Amorfa 2 SiO₂:Azul de Metileno. Cabe mencionar que las incertidumbres para β corresponden al $\pm 5\%$ de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

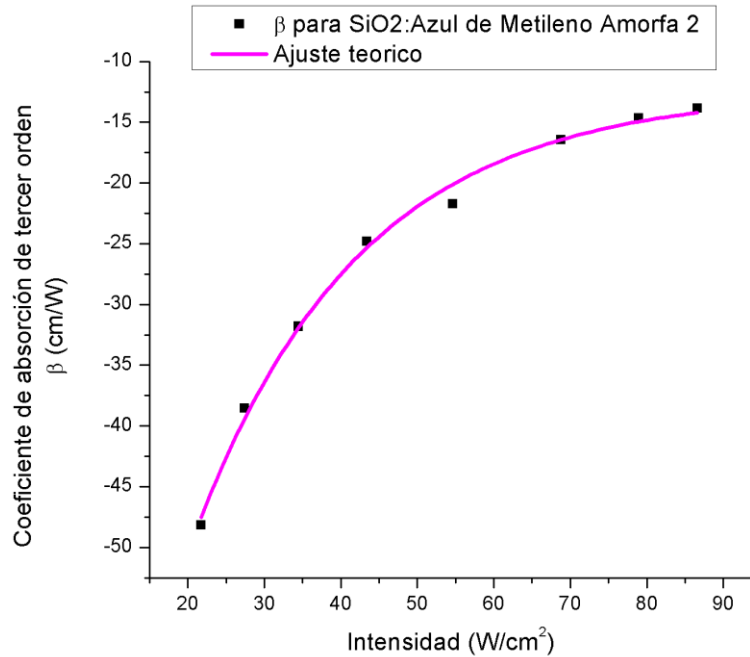


Figura 3.1.2.2.9 Comparación del coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Amorfa 2, a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótico de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = -12.47 \pm 1.03$, $b = -95.83 \pm 8.04$ y $c = -0.046 \pm 0.004$.

En cuanto a la muestra Amorfa 2 SiO₂:Azul de Metileno, en apertura abierta, se observa lo siguiente:

- Todas las gráficas presentan un aumento de la transmitancia mientras la muestra se acerca al punto focal, es decir, la absorbancia disminuye conforme el haz de luz incidente se acerca al punto focal, situación que se repite para cada uno de los sectores del atenuador.
- Luego de pasar el foco, la transmitancia disminuye conforme la muestra se aleja del foco, es decir, la absorbancia aumenta conforme el haz de luz incidente se

aleja del foco, situación que se repite para cada uno de los sectores del atenuador.

- El comportamiento de la muestra es similar ante el cambio de intensidad del láser, presentando en todos los casos un máximo de transmitancia y un mínimo de absorbancia al pasar por el punto focal.
- El cambio de la transmitancia (la altura del pico) es prácticamente el mismo para todas las intensidades del láser.
- La saturación se da en la misma vecindad del punto focal, aproximadamente con un radio de 5 milímetros.
- Al comparar los valores del coeficiente de tercer orden β para cada una de las intensidades del láser, se puede observar un comportamiento creciente de tipo exponencial asintótico desde valores negativos conforme la intensidad aumenta.
- En la curva de ajuste teórico se puede observar que el límite de la saturación en β no es necesariamente cero cuando la intensidad tiende a infinito.
- Todas las gráficas presentan un comportamiento diferente a las de la muestra Amorfa 1, por lo que es notorio que la concentración del cromóforo (Amorfa 1 con 2.64×10^{-4} % molar y Amorfa 2 con 4.20×10^{-4} % molar), afecta la respuesta óptica.

Aunado a lo anterior, en todas las gráficas (Figuras 3.1.2.2.1 a 3.1.2.2.8), se observan máximos y mínimos locales que no son predichos por el modelo teórico ya que tienen su origen en aspectos no contemplados como pueden ser los problemas de homogeneidad de la película, la alineación del dispositivo, o polvo sobre los diferentes componentes, lo que puede resultar en respuestas ópticas inesperadas.

3.1.2.3 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE TERCER ORDEN β PARA LA MUESTRA MESOESTRUCTURADA 1

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura abierta para la muestra Mesoestructurada 1, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.2.3.1 a la 3.1.2.3.8).

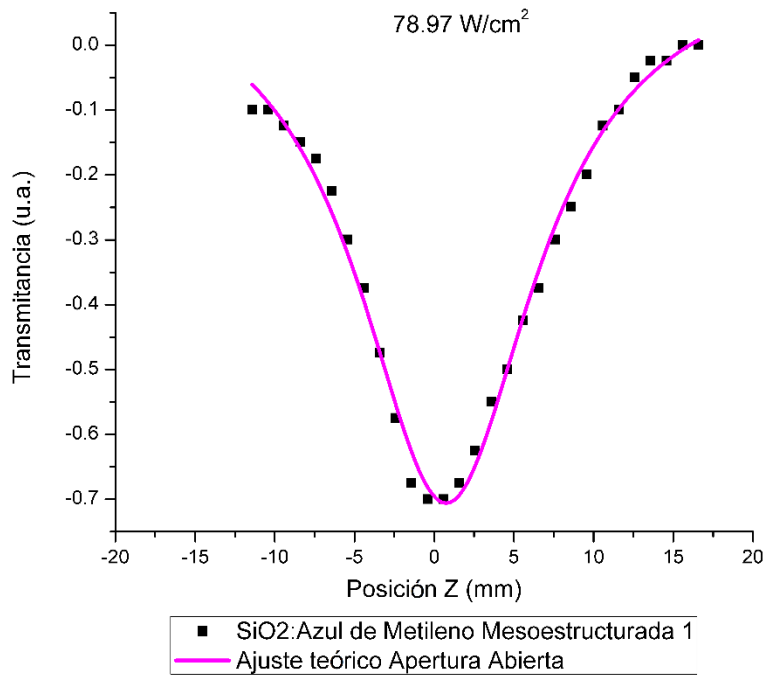


Figura 3.1.2.3.1. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm²

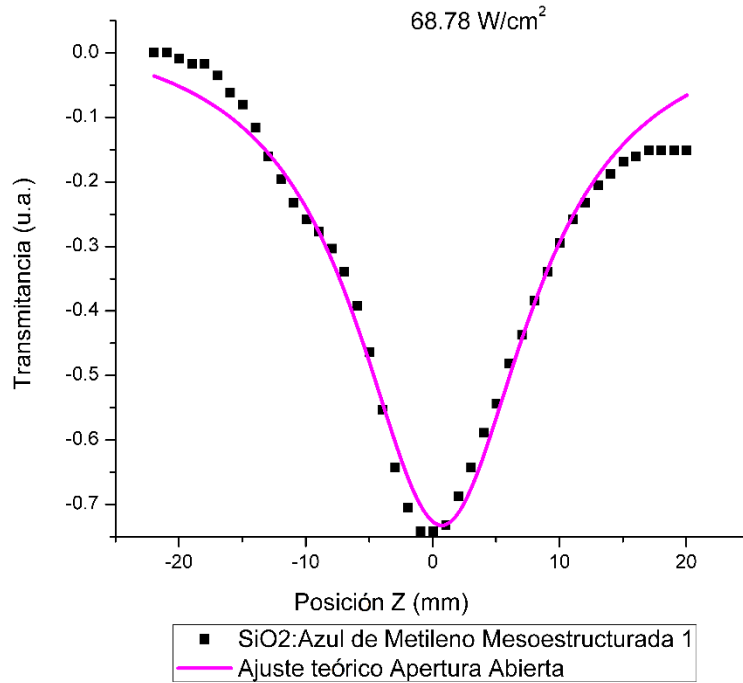


Figura 3.1.2.3.2. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm^2

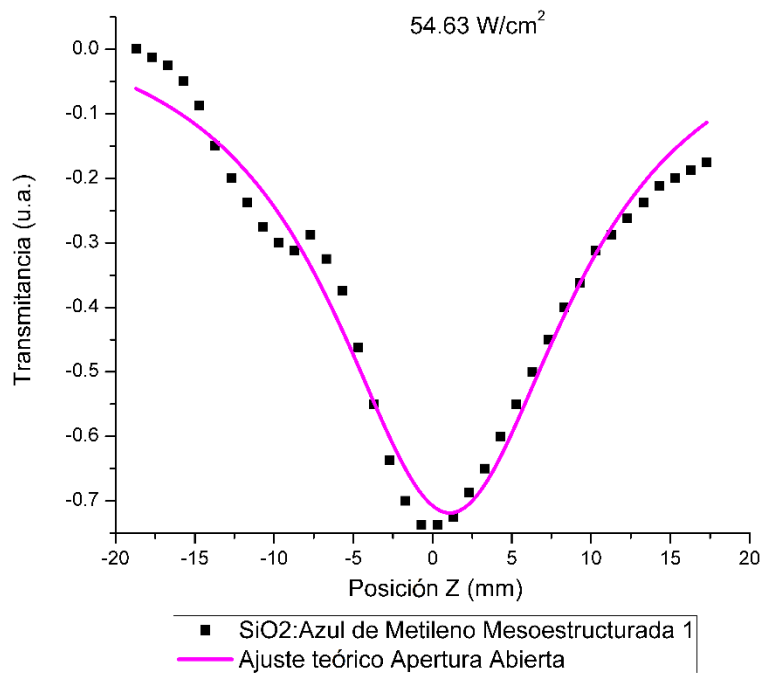


Figura 3.1.2.3.3. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm^2

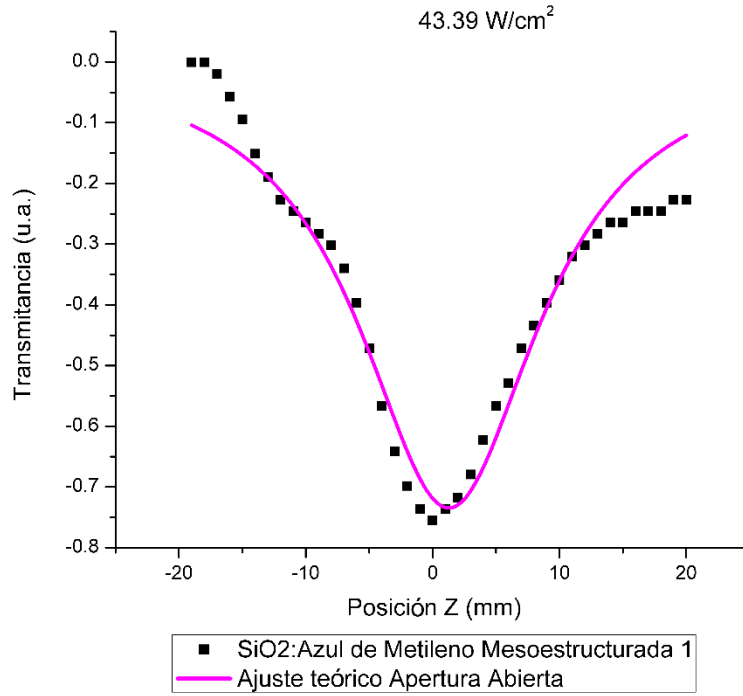


Figura 3.1.2.3.4. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm^2

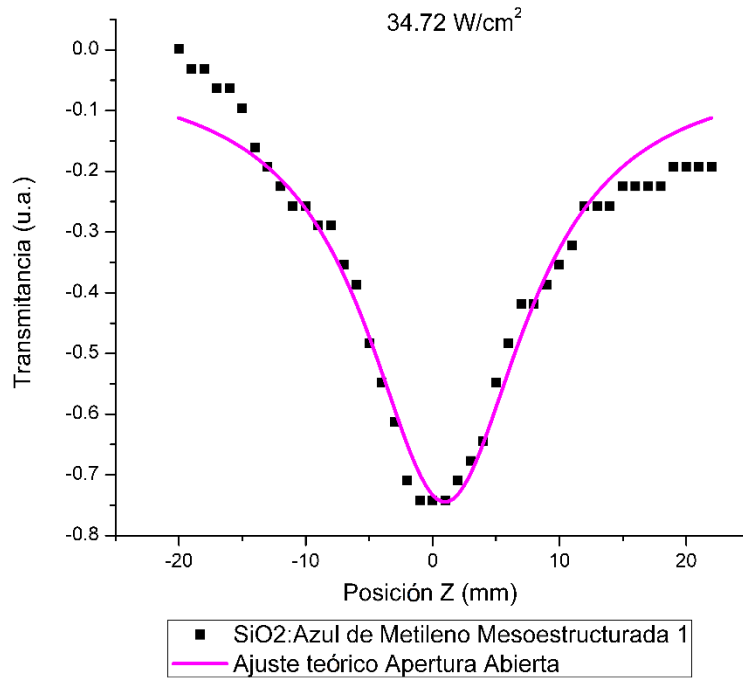


Figura 3.1.2.3.5. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm^2

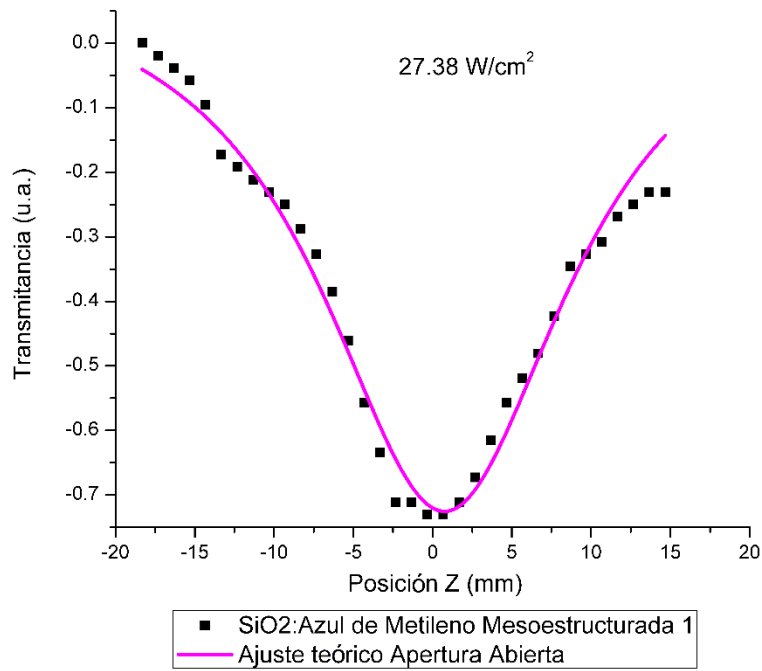


Figura 3.1.2.3.6. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm^2

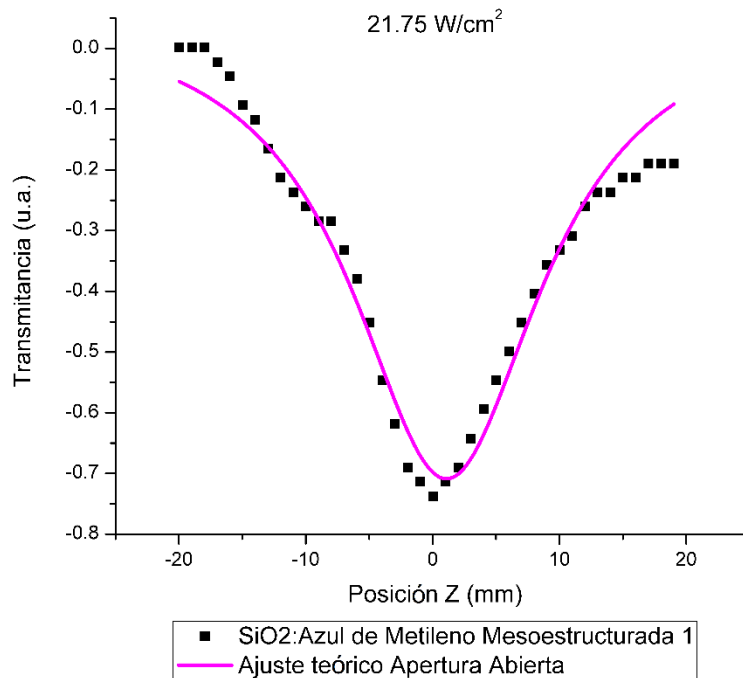


Figura 3.1.2.3.7. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm^2

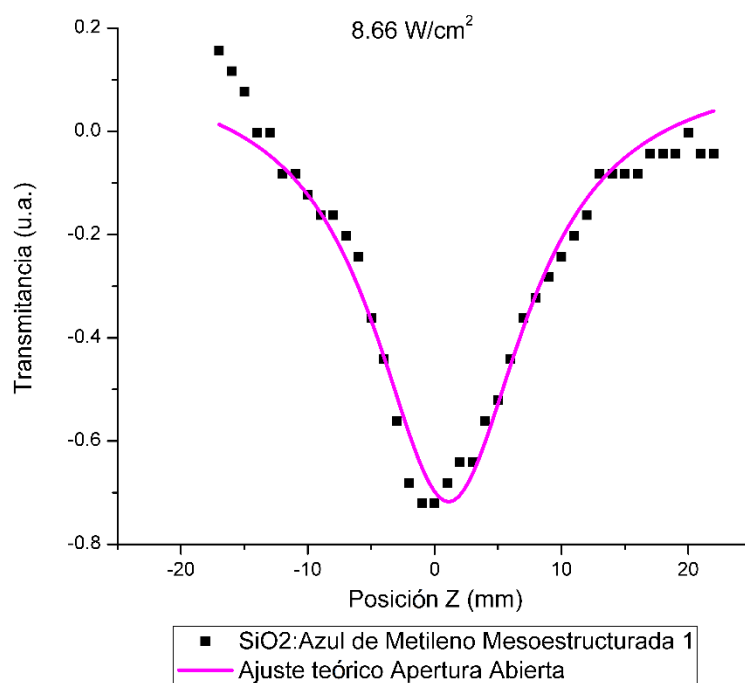


Figura 3.1.2.3.8. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 8.66 W/cm²

De los datos obtenidos mediante el ajuste teórico y con base a la expresión 3.1.3, se calcula el coeficiente de absorción de tercer orden β para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.2.3.1).

Intensidad (W/cm ²) ± 0.05	Coefficiente de absorción de tercer orden β (cm/W) ± 5%
8.65	955.41
21.75	348.53
27.38	304.83
34.47	202.60
43.39	167.53
54.63	142.45
68.78	112.02
78.97	104.17

Tabla 3.1.2.3.1 Coeficiente de absorción de tercer orden β para muestra Mesoestructurada 1 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno a diferentes intensidades del láser, según los factores de ajuste para el modelo teórico

La Figura 3.1.2.3.9 corresponde a la variación del coeficiente de absorción de tercer orden β respecto a la intensidad del láser para la muestra Mesoestructurada 1 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno. Cabe mencionar que las incertidumbres para β corresponden al $\pm 5\%$ de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

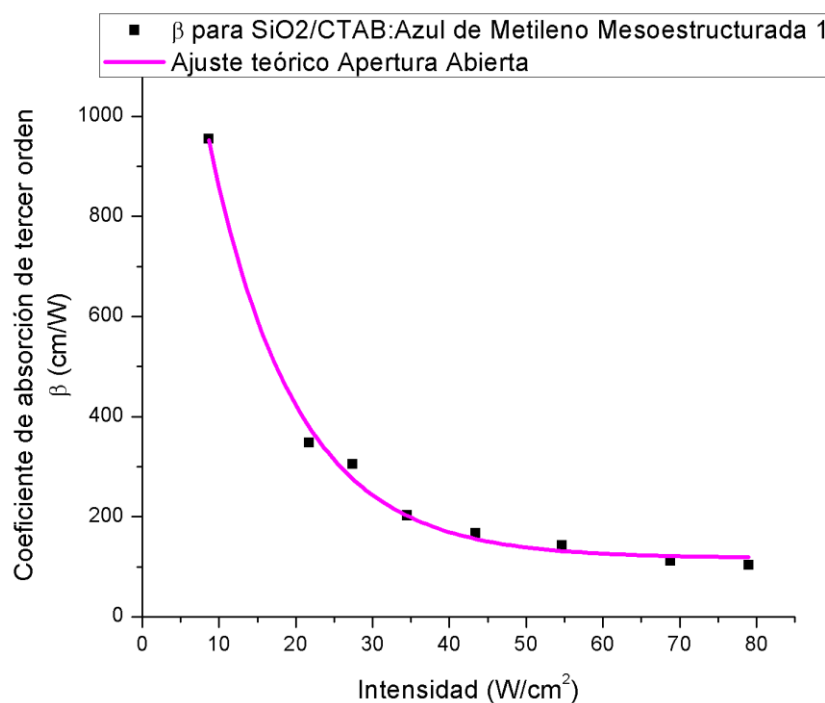


Figura 3.1.2.3.9 Comparación del coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Mesoestructurada 1, a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótico de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = 117.45 \pm 12.75$, $b = 1,797.55 \pm 103.06$ y $c = -0.088 \pm 0.006$.

En cuanto a la muestra Mesoestructurada 1 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, en apertura abierta, se observa un comportamiento similar al de la muestra Amorfa 1, por lo que los comentarios son similares.

Cabe mencionar que a diferencia de las otras muestras, en las gráficas (Figuras 3.1.2.3.1 a 3.1.2.3.8), no se observan máximos y mínimos locales pues el intervalo de datos fue acortado al realizar el ajuste con el modelo teórico, sin embargo la dispersión observada,

tiene origen en aspectos no contemplados como pueden ser los problemas de homogeneidad de la película, la alineación del dispositivo, etc., lo que puede resultar en respuestas ópticas inesperadas.

3.1.2.4 COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE TERCER ORDEN β PARA LA MUESTRA MESOESTRUCTURADA 2

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura abierta para la muestra Mesoestructurada 2, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, excepto para la Figura 3.1.2.4.1 para la cual no se utilizó el filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.2.4.1 a la 3.1.2.4.8).

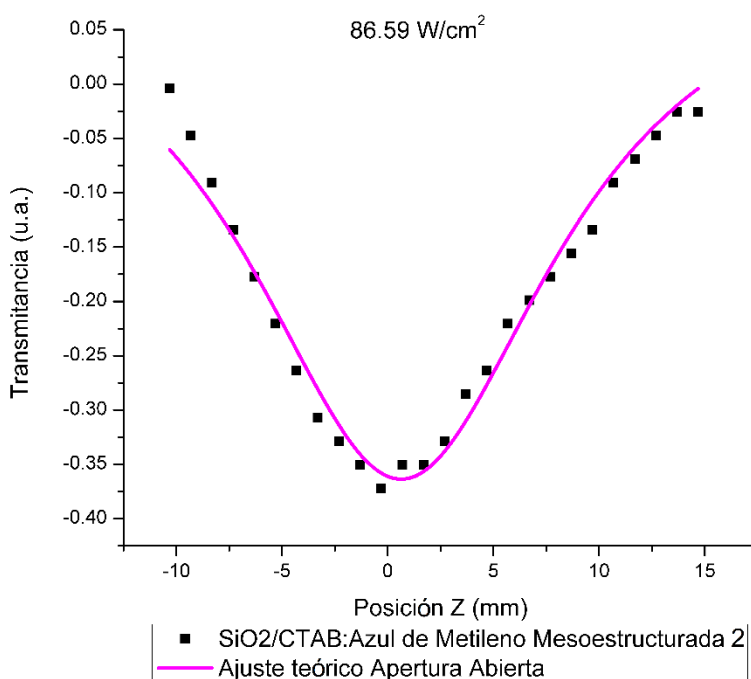


Figura 3.1.2.4.1. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 86.59 W/cm²

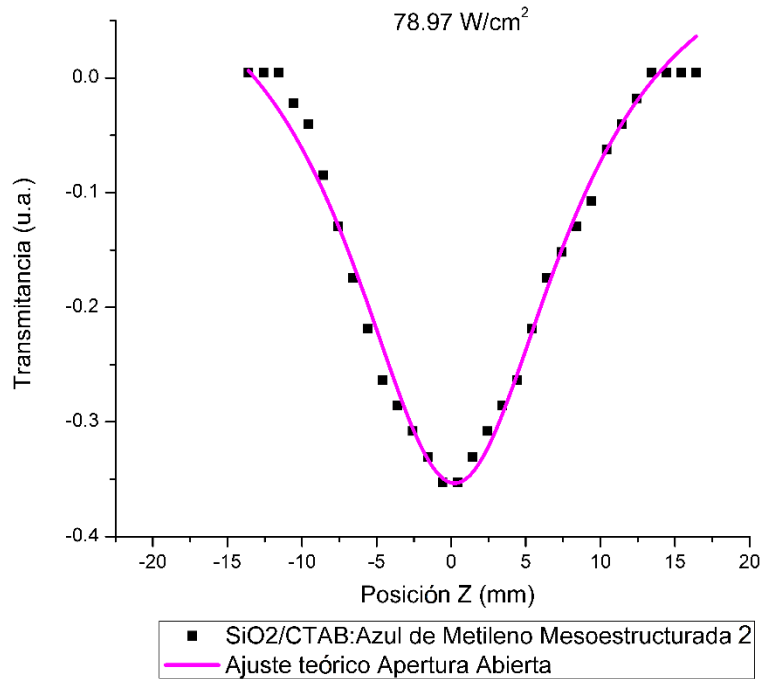


Figura 3.1.2.4.2. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm²

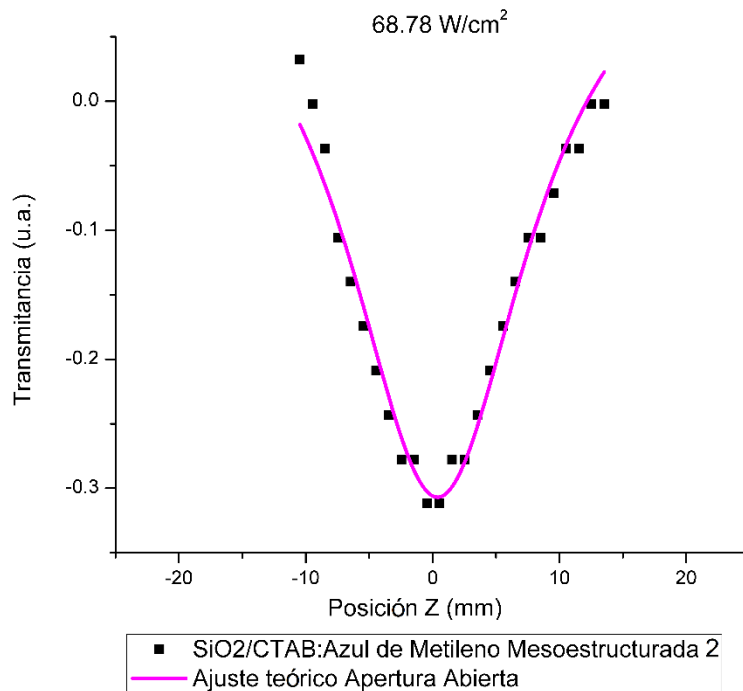


Figura 3.1.2.4.3. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm²

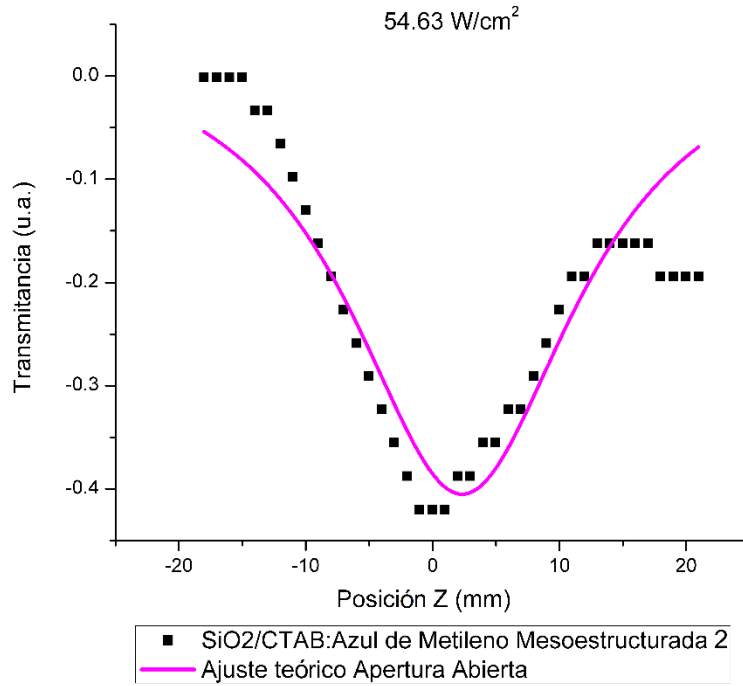


Figura 3.1.2.4.4. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm²

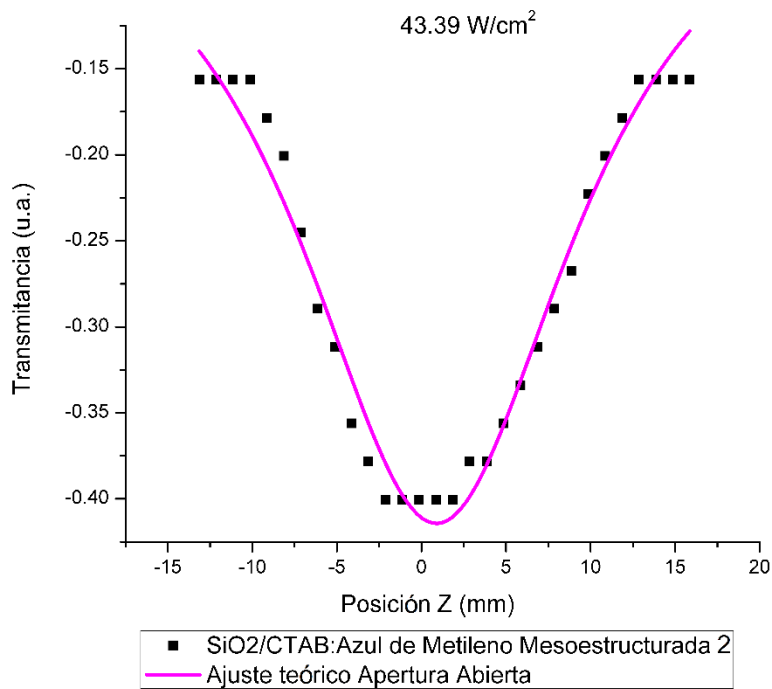


Figura 3.1.2.4.5. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm²

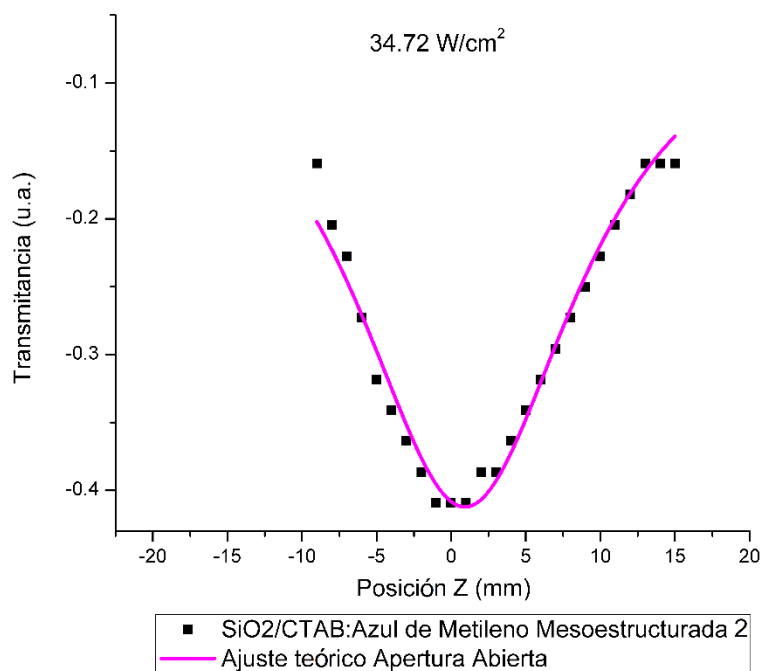


Figura 3.1.2.4.6. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm^2

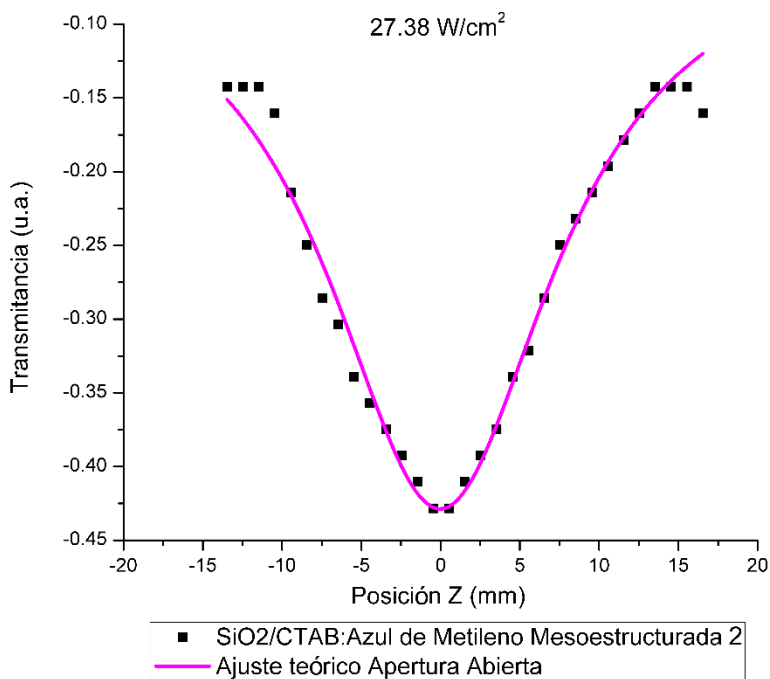


Figura 3.1.2.4.7. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm^2

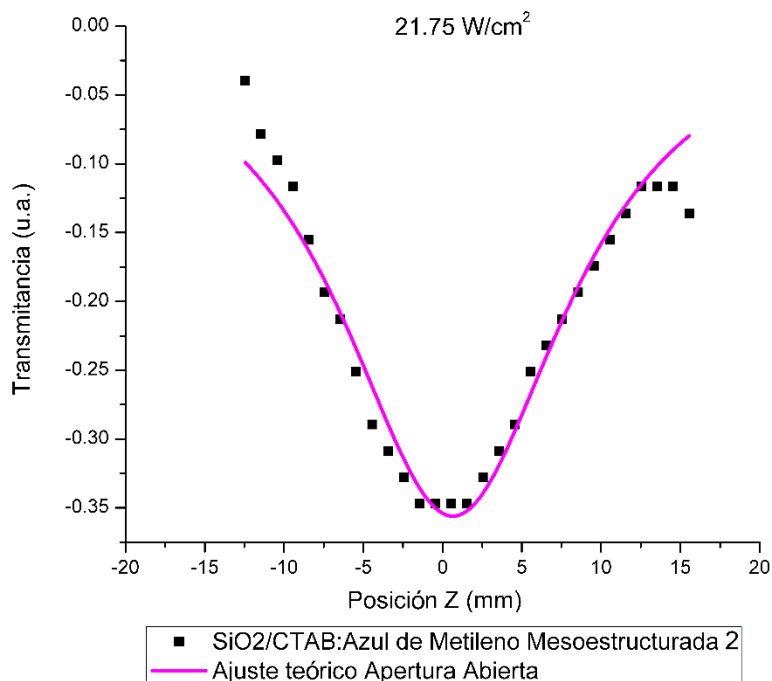


Figura 3.1.2.4.8. Medición de Z-Scan en apertura abierta para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm²

De los datos obtenidos mediante el ajuste teórico y con base a la expresión 3.1.3, se calcula el coeficiente de absorción de tercer orden β para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.2.4.1).

Intensidad (W/cm ²) ±0.05	Coefficiente de absorción de tercer orden β (cm/W) ±5%
21.75	296.08
27.38	248.93
34.47	194.99
43.39	164.19
54.63	143.60
68.78	119.13
78.97	109.93
86.59	100.63

Tabla 3.1.2.4.1 Coeficiente de absorción de tercer orden β para muestra Mesoestructurada 2 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno a diferentes intensidades del láser, según los factores de ajuste para el modelo teórico

La Figura 3.1.2.4.9 corresponde a la variación del coeficiente de absorción de tercer orden β respecto a la intensidad del láser para la muestra Mesoestructurada 2 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno. Cabe mencionar que las incertidumbres β corresponden al $\pm 5\%$ de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

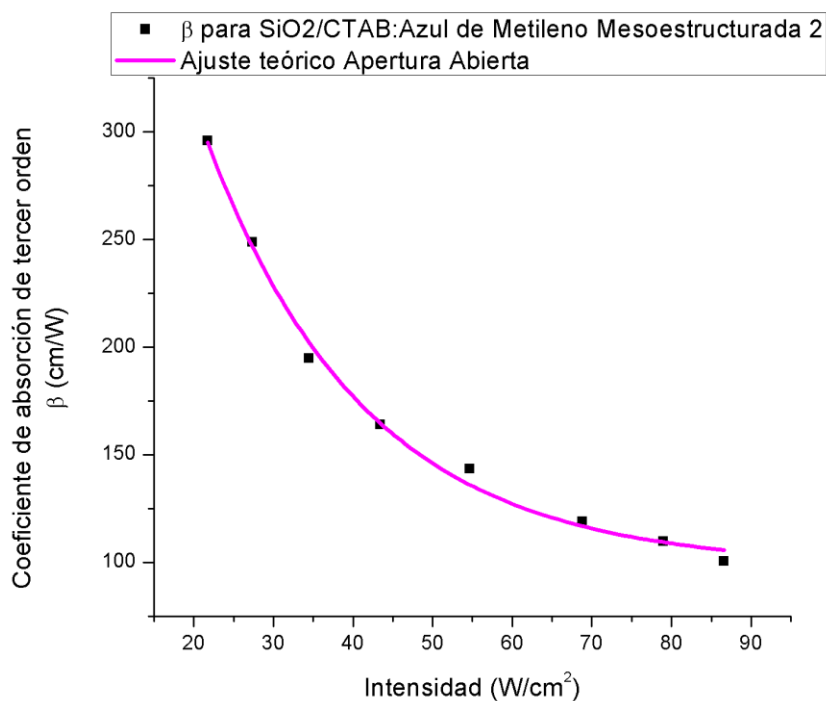


Figura 3.1.2.4.9 Comparación del coeficiente de absorción de tercer orden β para la muestra Mesoestructurada 2 a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótica de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = 98.22 \pm 5.44$, $b = 584.63 \pm 54.36$ y $c = -0.050 \pm 0.004$.

En cuanto a la muestra Mesoestructurada 2 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, en apertura abierta, se observa un comportamiento similar al de la muestra Amorfa 1 por lo que los comentarios son similares, esto, a pesar que de las concentraciones son diferentes.

Cabe mencionar que, en la literatura, no hay trabajos con cambios en la concentración y la mesoestructura.

3.1.3 ÍNDICE DE REFRACCIÓN NO LINEAL n_2

El índice de refracción no lineal n_2 , se calcula mediante la expresión de la transmitancia para la modalidad de apertura cerrada, obteniendo un valor para el cambio de fase $\Delta\phi_0$ y conociendo de antemano tanto la longitud efectiva L_{eff} , la longitud de onda λ y la intensidad del haz, por lo que tenemos un resultado experimental para la magnitud de n_2 dado por:

$$n_2 = \frac{\Delta\phi_0 \lambda}{2\pi I L_{eff}} \quad (3.1.3.1)$$

Para obtener el signo del índice de refracción no lineal n_2 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.

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 siguientes.

3.1.3.1 ÍNDICE DE REFRACCIÓN DE NO LINEAL n_2

PARA LA MUESTRA AMORFA 1

A los datos obtenidos en Z-Scan en su modalidad de apertura cerrada, se les ajusta con el modelo teórico y como resultado de dicho ajuste se obtiene el parámetro de escala $\Delta\phi_0$ de la ecuación 3.1.3.1 para el cálculo del índice de refracción no lineal n_2 .

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura cerrada para la muestra Amorfa 1, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.3.1.1 a la 3.1.3.1.8).

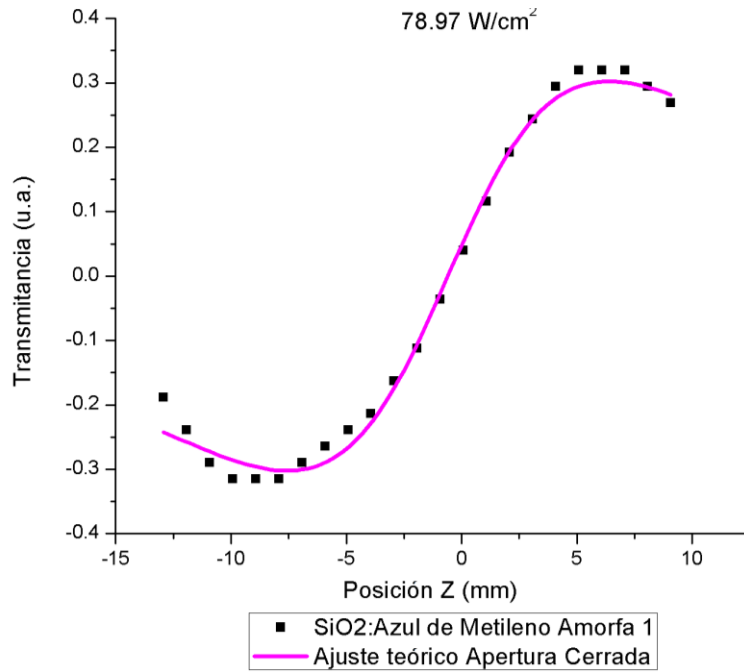


Figura 3.1.3.1.1. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm²

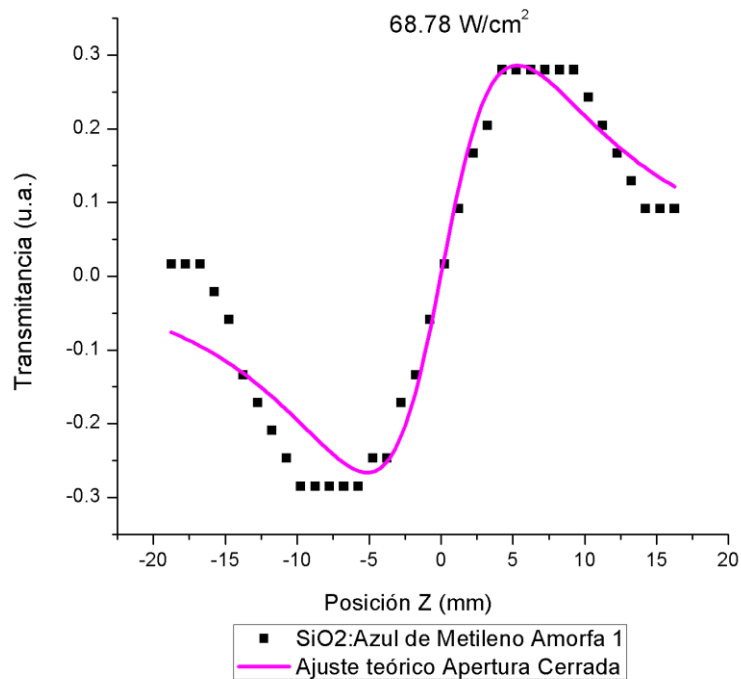


Figura 3.1.3.1.2. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm²

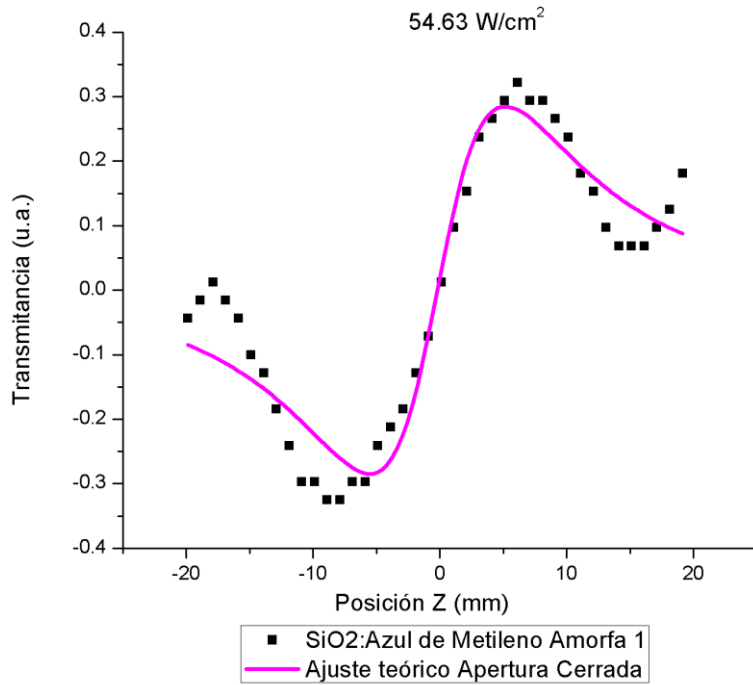


Figura 3.1.3.1.3. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm²

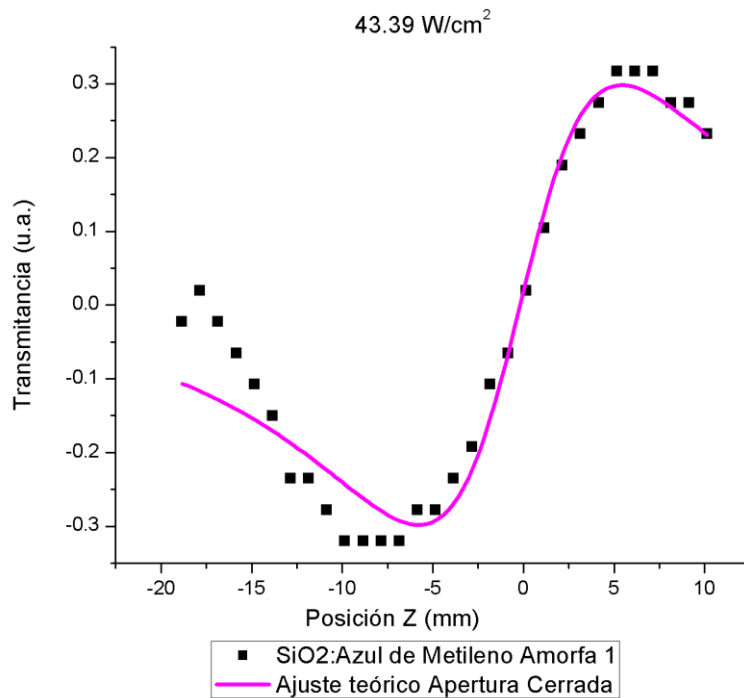


Figura 3.1.3.1.4. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm²

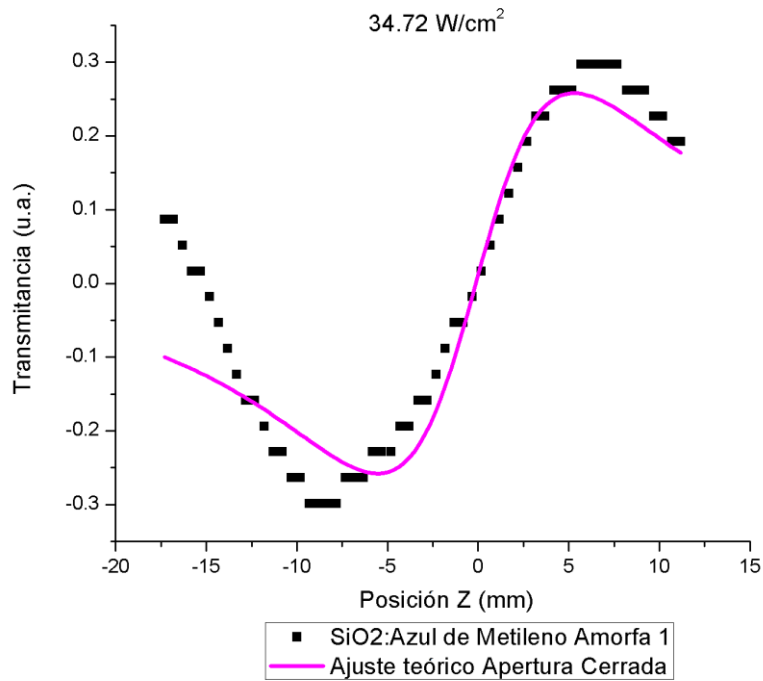


Figura 3.1.3.1.5. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm²

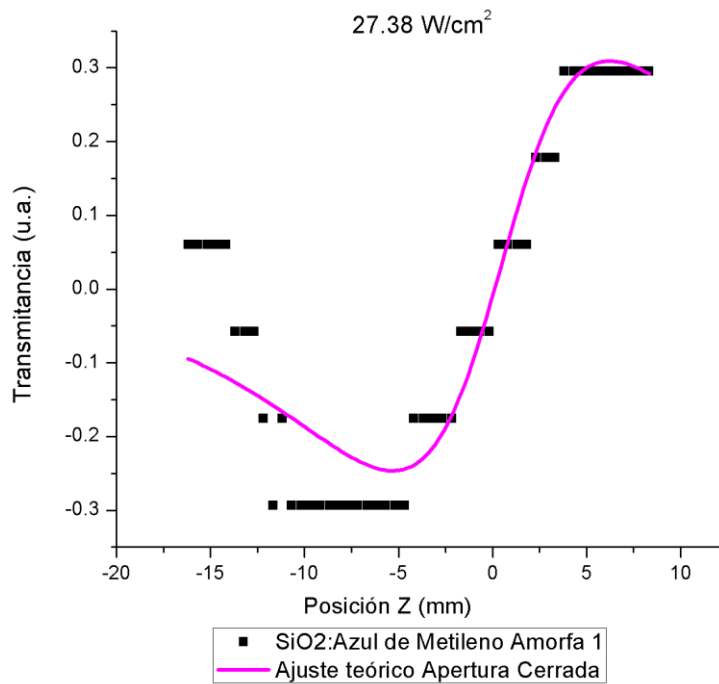


Figura 3.1.3.1.6. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm²

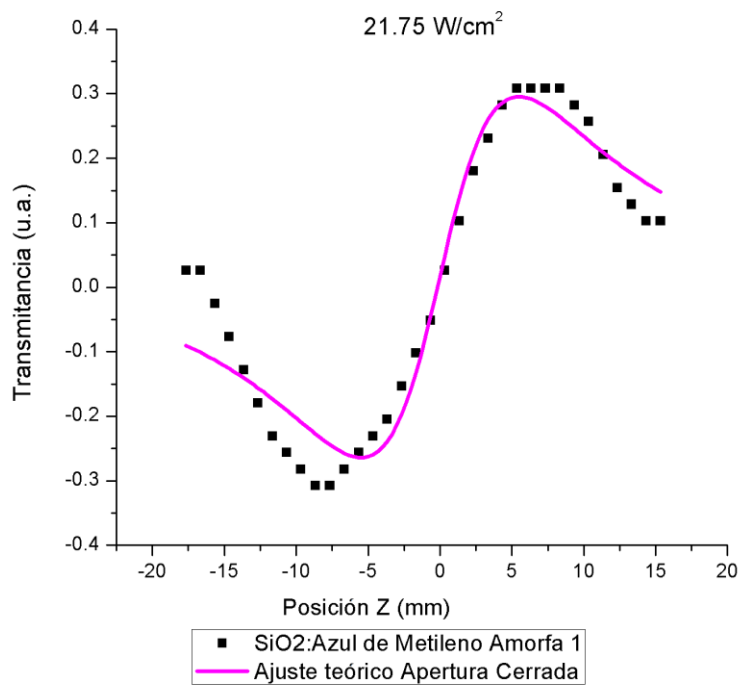


Figura 3.1.3.1.7. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm²

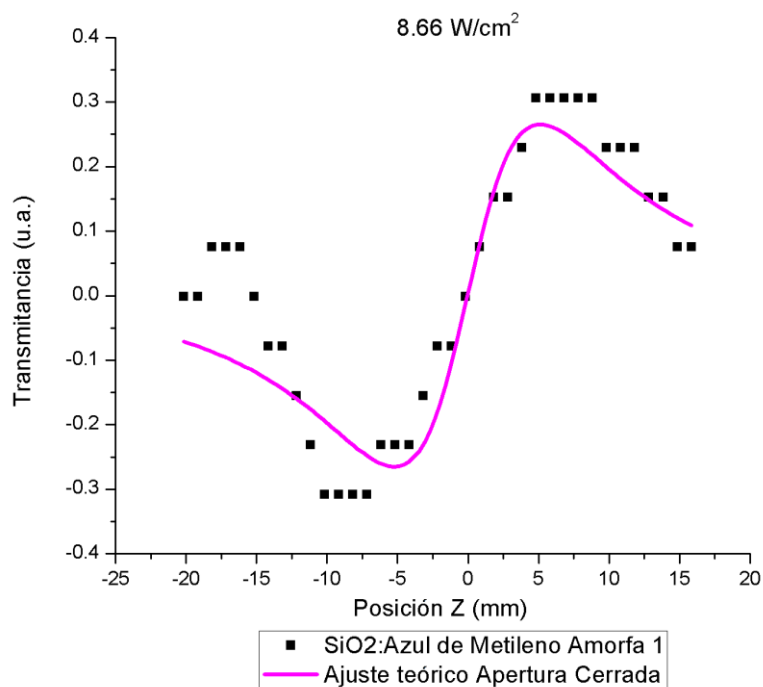


Figura 3.1.3.1.8. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 1, con una intensidad del láser de 8.66 W/cm²

De los datos obtenidos mediante el ajuste teórico se calcula el índice de refracción no lineal n_2 para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.3.1.1). En todas las gráficas obtenidas mediante apertura cerrada para la muestra Amorfa 1 SiO₂:Azul de Metileno, dado el orden en el que aparecen los máximos y mínimos, en este caso primero un mínimo y luego un máximo, podemos establecer que el signo que le corresponde al índice de refracción no lineal n_2 es negativo.

Intensidad (W/cm²) ± 0.05	Índice de refracción no lineal n_2 (x 10⁻⁵ cm²/W) ± 5%
8.65	-325.21
21.75	-136.49
27.38	-107.73
34.47	-79.42
43.39	-72.92
54.63	-55.33
68.78	-42.63
78.97	-40.61

Tabla 3.1.3.1.1. Índice de refracción no lineal n_2 para muestra Amorfa 1 SiO₂:Azul de Metileno a diferentes intensidades del láser

La figura 3.1.3.1.9 corresponde a la variación del índice de refracción no lineal n_2 respecto a la intensidad del láser para la muestra Amorfa 1 SiO₂:Azul de Metileno. Cabe mencionar que las incertidumbres para n_2 corresponden al ±5% de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

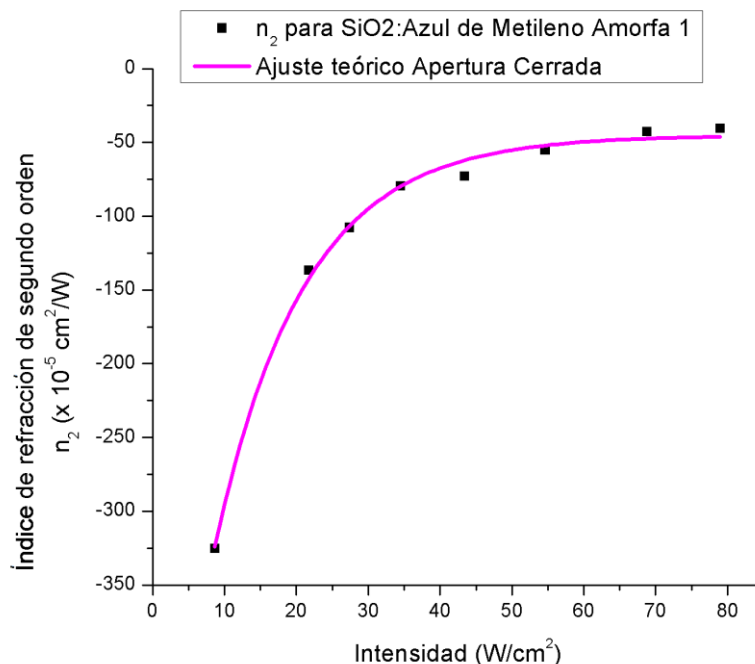


Figura 3.1.3.1.9. Comparación del índice de refracción no lineal n_2 para la muestra Amorfa 1 a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótica de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = -45.15 \pm 4.09 \times 10^{-5}$, $b = -561.00 \pm 26.91 \times 10^{-5}$ y $c = -0.081 \pm 0.005$.

En cuanto a la muestra Amorfa 1 SiO₂:Azul de Metileno, en apertura cerrada, se observa lo siguiente:

- Todas las gráficas presentan que la transmitancia disminuye hasta una cierta vecindad del punto focal, desde donde aumenta mientras la muestra se acerca al punto focal y al alcanzar el otro extremo de la vecindad del punto focal entonces disminuye, es decir, la absorbancia aumenta conforme el haz de luz incidente se acerca a una vecindad del punto focal y al llegar al otro extremo de la vecindad, disminuye. Esta situación se repite para cada uno de los sectores del atenuador.

- Se presenta dispersión en todas las gráficas, sin embargo, el comportamiento de la muestra es el mismo ante el cambio de intensidad del láser, pasando en todos los casos de un mínimo a un máximo al pasar por el punto focal.
- El cambio de la transmitancia (la altura desde el punto mínimo hasta el máximo) es prácticamente el mismo para todas las intensidades del láser.
- En todas las gráficas se observa que la saturación se da en la misma vecindad del punto focal, aproximadamente con un radio de 5 milímetros.
- Al comparar los valores del índice de refracción no lineal n_2 para cada una de las intensidades del láser (Figura 3.1.3.1.9), se puede observar un comportamiento creciente de tipo exponencial asintótico desde valores negativos conforme la intensidad aumenta
- En la curva del ajuste teórico se puede observar que el límite de la saturación en n_2 no es necesariamente cero cuando la intensidad tiende a infinito.

Se tiene también la presencia de máximos y mínimos locales, que son más notorios en las figuras 3.1.3.1.2, 3.1.3.1.3 y 3.1.3.1.4 y no son predichos por la teoría, éstos pueden tener origen debido a los problemas de homogeneidad de la película, a problemas de la alineación del dispositivo o a respuestas ópticas del material que no son contempladas en el modelo teórico.

3.1.3.2 ÍNDICE DE REFRACCIÓN NO LINEAL n_2 PARA LA MUESTRA AMORFA 2

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura cerrada para la muestra Amorfa 2, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, excepto para la figura 3.1.3.2.1, para la cual no se utilizó el filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.3.2.1 a la 3.1.3.2.8).

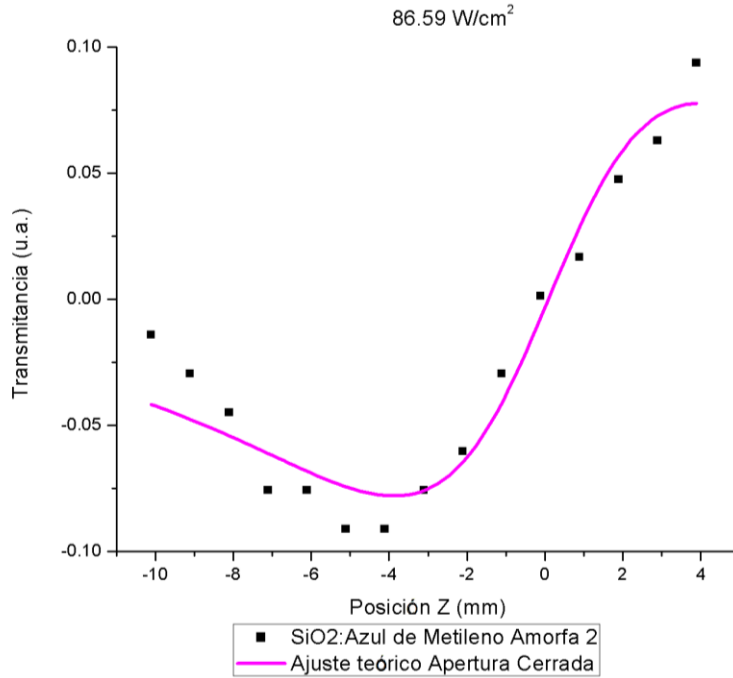


Figura 3.1.3.2.1. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 86.59 W/cm²

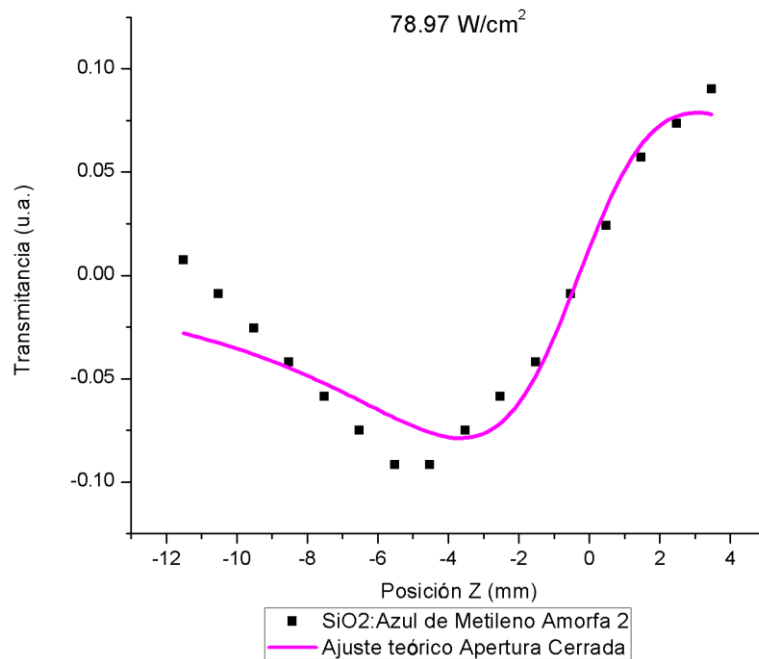


Figura 3.1.3.2.2. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm²

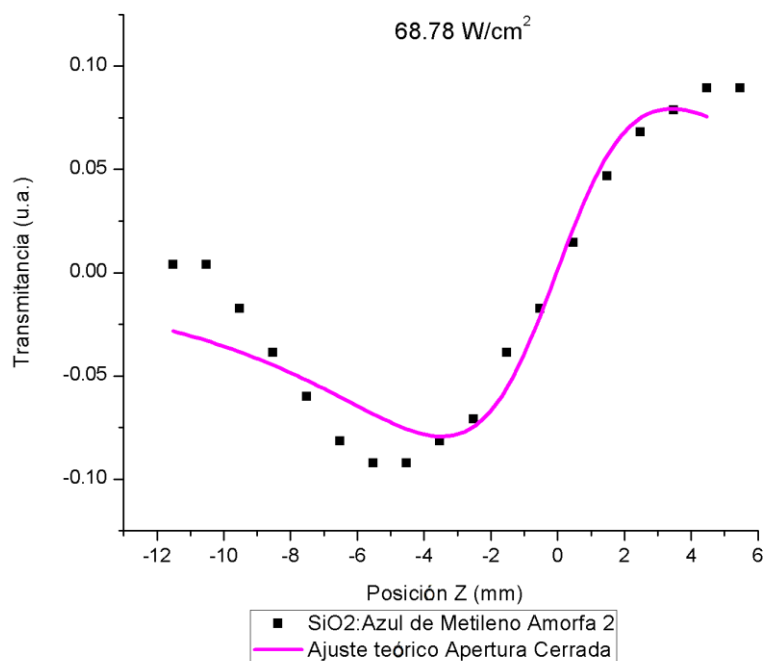


Figura 3.1.3.2.3. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm²

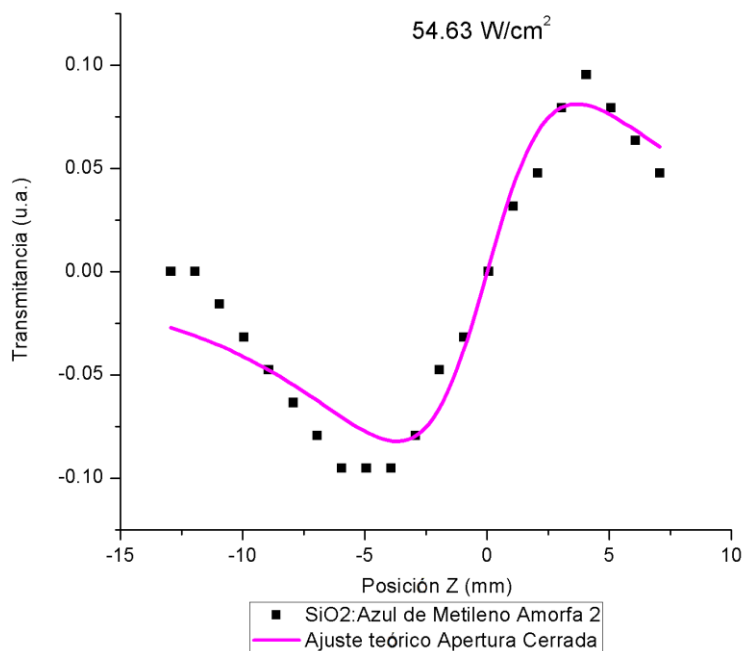


Figura 3.1.3.2.4. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm²

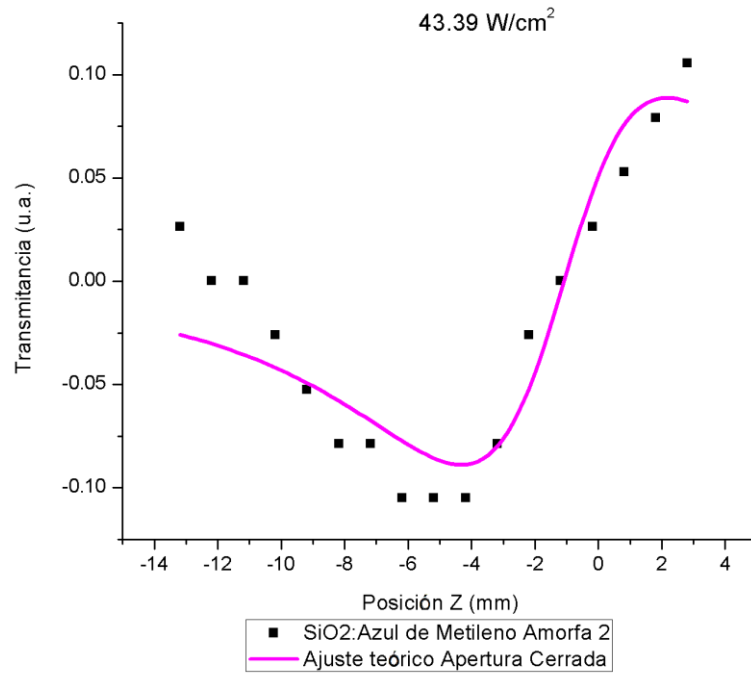


Figura 3.1.3.2.5. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm²

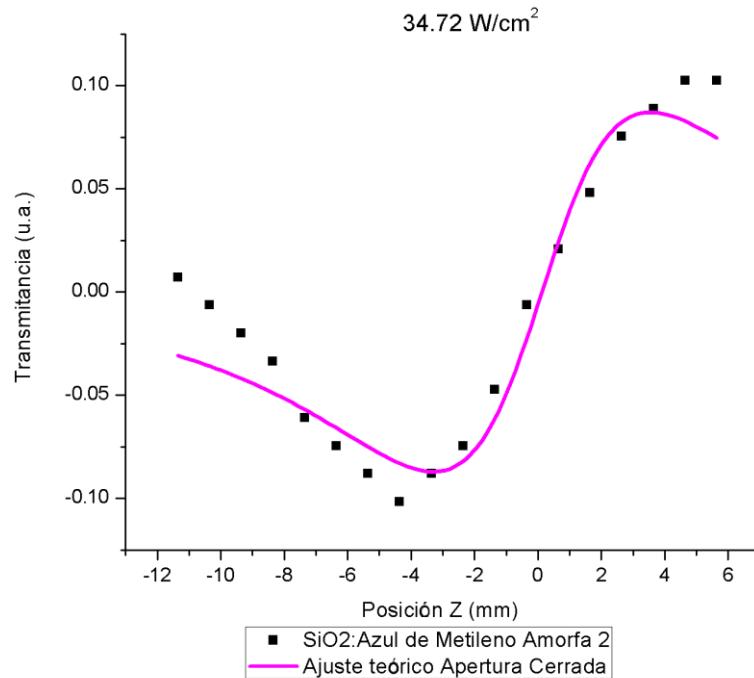


Figura 3.1.3.2.6. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm²

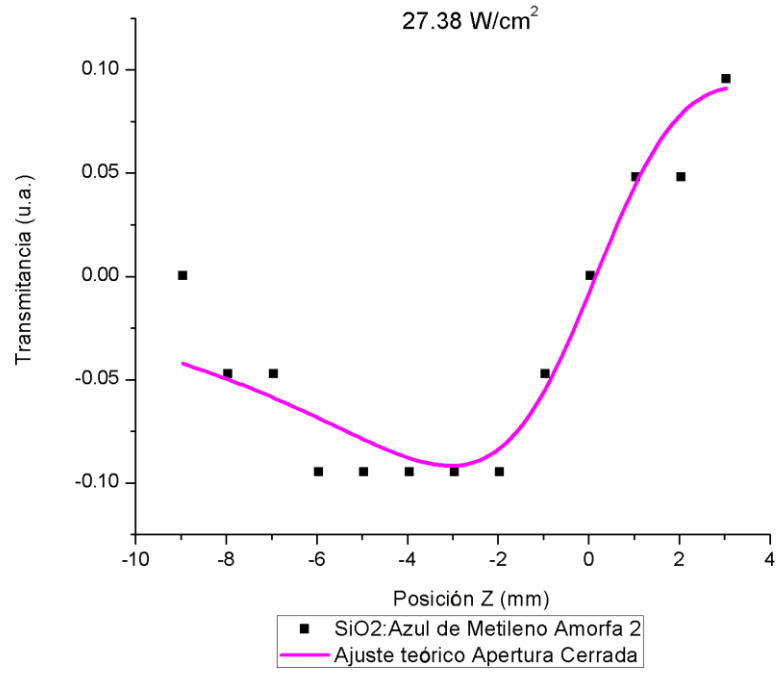


Figura 3.1.3.2.7. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm²

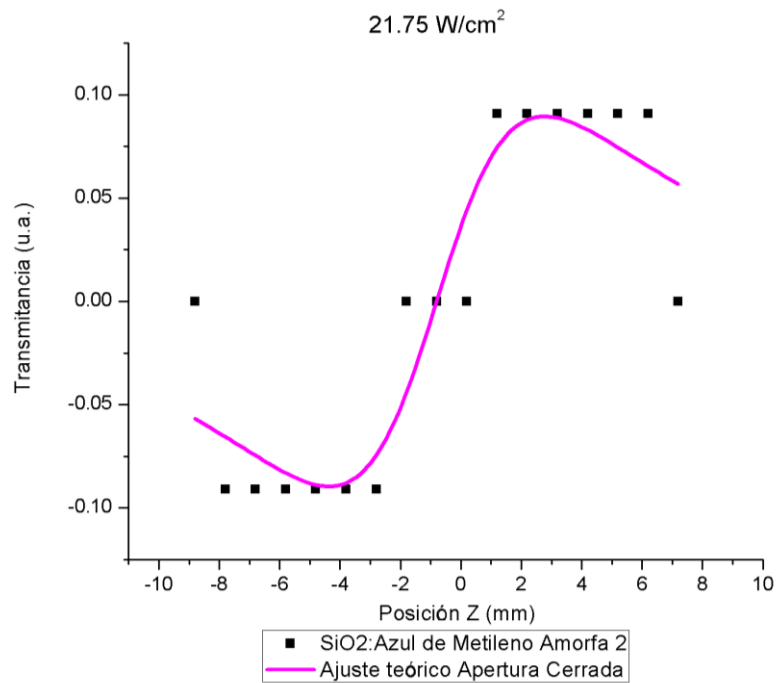


Figura 3.1.3.2.8. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Amorfa 2, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm²

Es notable que, a intensidades menores, el experimento arroja mucho ruido y el ajuste no se acerca al modelo teórico, sin embargo, obsérvese que si bien los datos mostrados en las figuras 3.1.3.2.7 y 3.1.3.2.8 no se apegan al modelo, señalan una tendencia clara que da confianza a la inclusión de estos datos y que puede ser apreciado en la Figura 3.1.3.2.9.

De los datos obtenidos mediante el ajuste teórico se calcula el índice de refracción no lineal n_2 para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.3.2.1). En las gráficas obtenidas mediante apertura cerrada para la muestra Amorfa 2 SiO₂:Azul de Metileno, el orden en el que los máximos y mínimos aparecen, es en este caso primero un mínimo y luego un máximo, podemos establecer que el signo que le corresponde al índice de refracción de segundo orden es negativo.

Intensidad (W/cm ²) ± 0.05	Índice de refracción no lineal n_2 (x 10 ⁻⁵ cm ² /W) ± 5%
21.75	-20.41
27.38	-16.60
34.47	-12.52
43.39	-10.15
54.63	-7.41
68.78	-5.72
78.97	-4.94
86.59	-4.46

Tabla 3.1.3.2.1. Índice de refracción no lineal n_2 para muestra SiO₂:Azul de Metileno Amorfa 2 a diferentes intensidades del láser

La figura 3.1.3.2.9 corresponde a la variación del índice de refracción no lineal n_2 respecto a la intensidad del láser para la muestra Amorfa 2 SiO₂:Azul de Metileno. Cabe mencionar que las incertidumbres para n_2 corresponden al ±5% de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

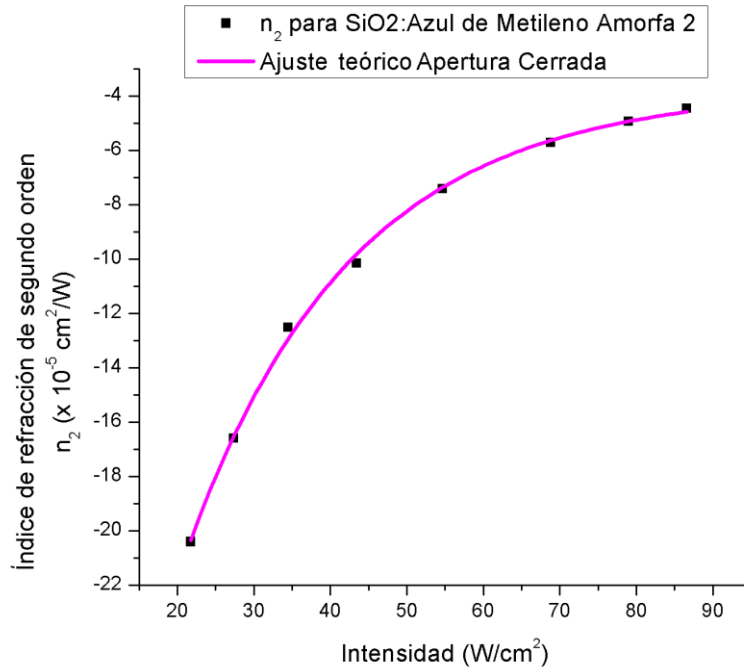


Figura 3.1.3.2.9. Comparación del índice de refracción no lineal n_2 para la muestra Amorfa 2 a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótica de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = -3.78 \pm 0.28 \times 10^{-5}$, $b = -45.48 \pm 2.21 \times 10^{-5}$ y $c = -0.046 \pm 0.002$

En cuanto a la muestra Amorfa 2 SiO₂:Azul de Metileno, en apertura cerrada, se observa un comportamiento similar al de la muestra Amorfa 1, por lo que las observaciones son las mismas.

3.1.3.3 ÍNDICE DE REFRACCIÓN NO LINEAL n_2 PARA LA MUESTRA MESOESTRUCTURADA 1

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura cerrada para la muestra Mesoestructurada 1, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.3.3.1 a la 3.1.3.3.8).

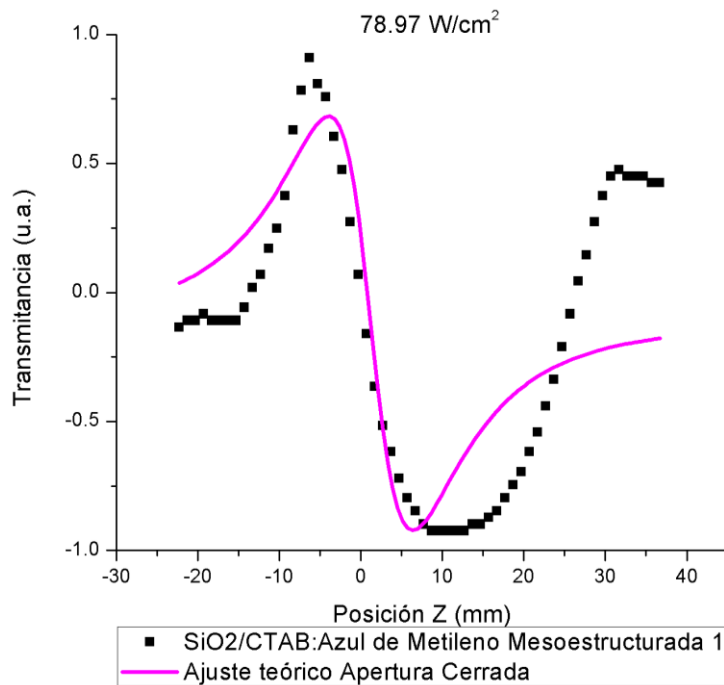


Figura 3.1.3.3.1. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm^2

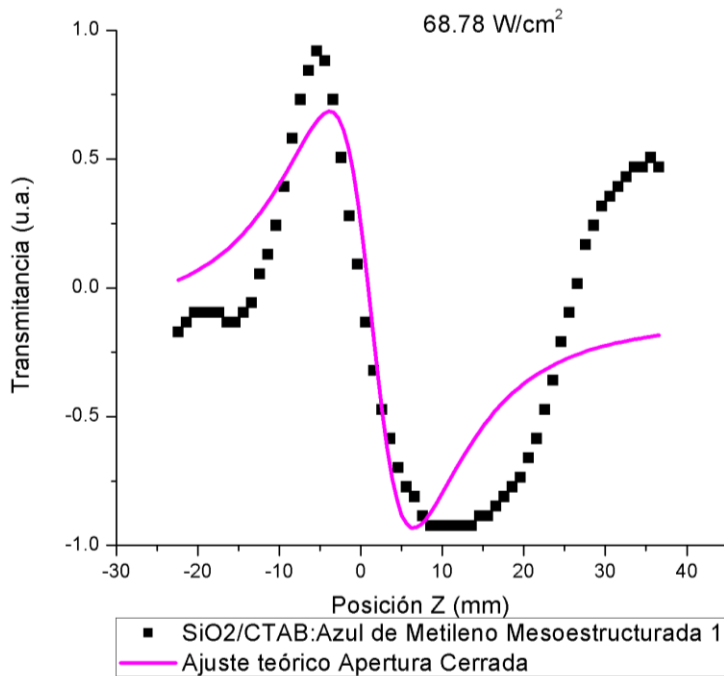


Figura 3.1.3.3.2. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm^2

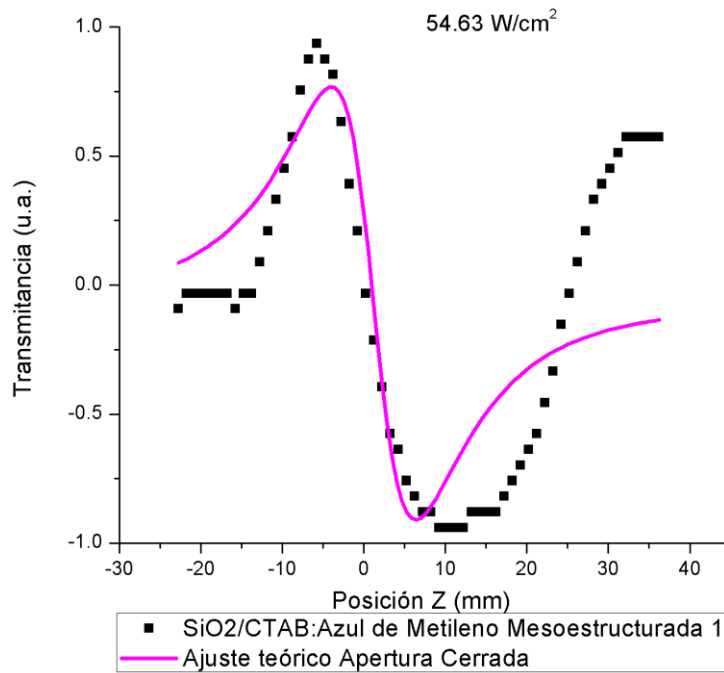


Figura 3.1.3.3. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm^2

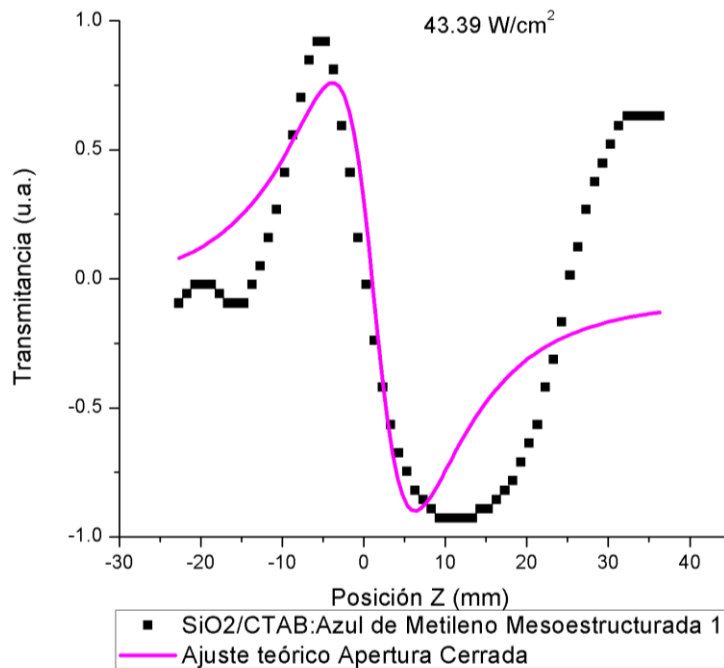


Figura 3.1.3.4. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm^2

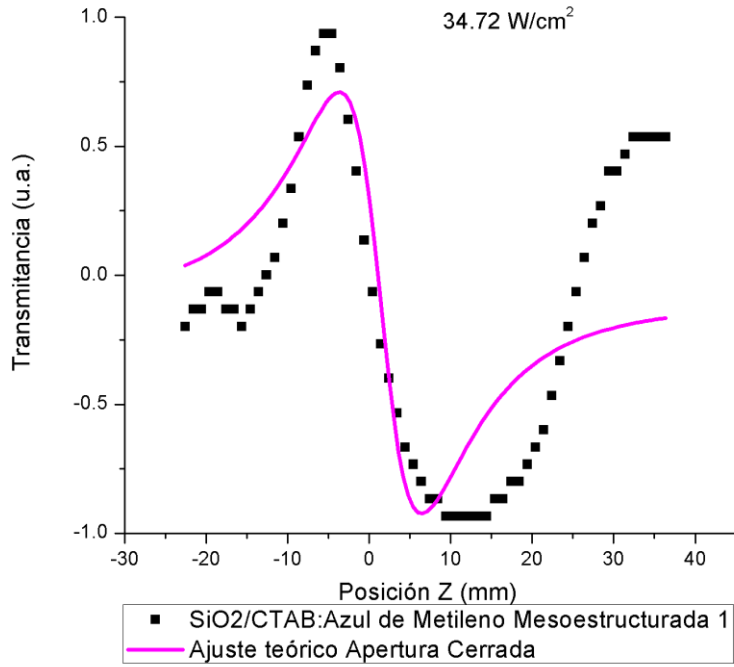


Figura 3.1.3.3.5. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm²

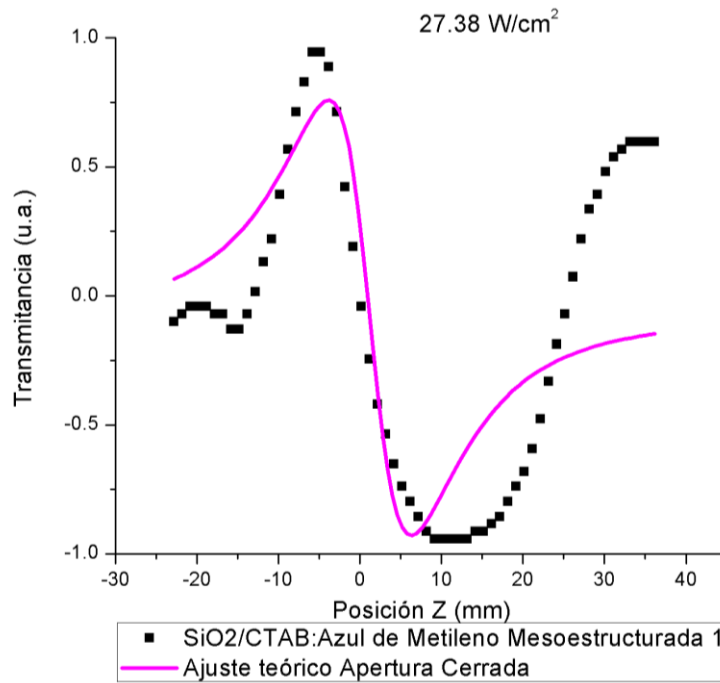


Figura 3.1.3.3.6. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm²

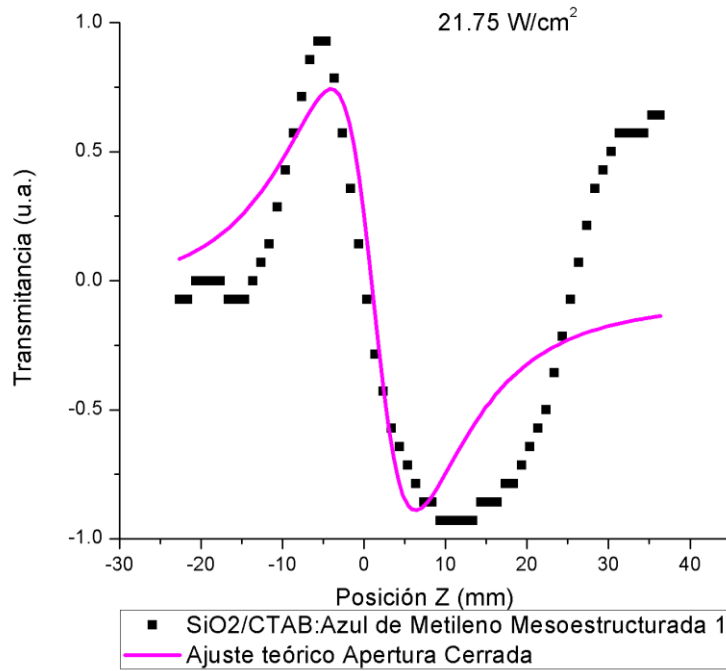


Figura 3.1.3.3.7. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm²

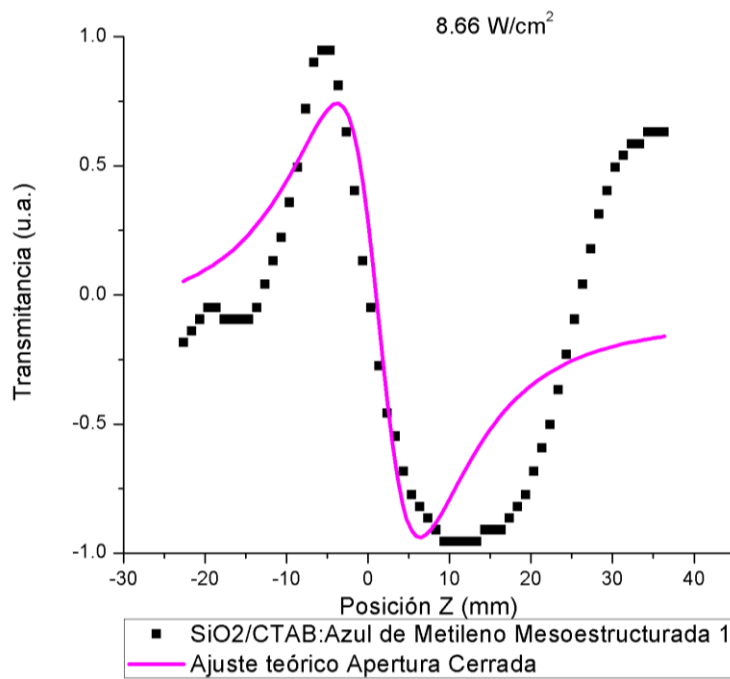


Figura 3.1.3.3.8. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 1, con una intensidad del láser de 8.66 W/cm²

Las gráficas anteriores (Figuras 3.1.3.3.1 a 3.1.3.3.8), nos refieren que los ajustes son complejos, por lo que los datos obtenidos no se ajustan al modelo teórico, sin embargo, el análisis de los datos obtenidos, se muestra una tendencia que indica que, pese a que los parecieran no ser buenos, son consistentes entre sí e indicativos del comportamiento de la muestra. Así, de los datos obtenidos mediante el ajuste teórico se calcula el índice de refracción no lineal n_2 para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.3.3.1). Para la muestra Mesoestructurada 1 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, en las gráficas obtenidas para apertura cerrada, el orden en el que los máximos y mínimos aparecen, en este caso primero un máximo y luego un mínimo, podemos establecer que el signo que le corresponde al índice de refracción no lineal es positivo.

Intensidad (W/cm²) ± 0.05	Índice de refracción no lineal n_2 (x 10⁻⁵ cm²/W) ± 5%
8.65	1558.34
21.75	602.59
27.38	494.21
34.47	380.37
43.39	306.81
54.63	246.41
68.78	188.79
78.97	163.06

Tabla 3.1.3.3.1. Índice de refracción no lineal n_2 para muestra SiO₂:Azul de Metileno Mesoestructurada 1 a diferentes intensidades del láser

La figura 3.1.3.3.9 corresponde a la variación del índice de refracción no lineal n_2 respecto a la intensidad del láser para la muestra Mesoestructurada 1 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno. Cabe mencionar que las incertidumbres para n_2 corresponden al ±5% de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

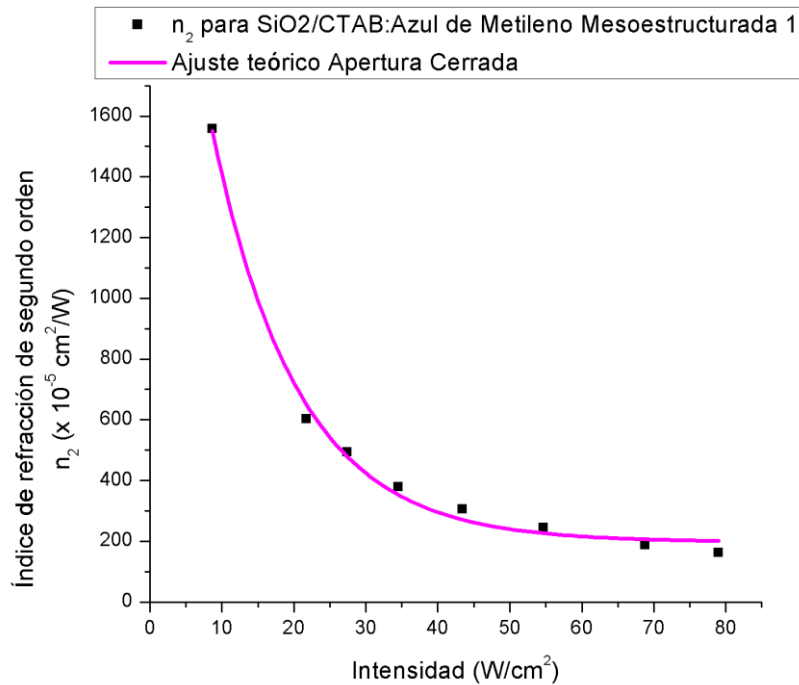


Figura 3.1.3.3.9. Comparación del índice de refracción no lineal n_2 para la muestra Mesoestructurada 1 a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótica de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = 197.82 \pm 22.24 \times 10^{-5}$, $b = 2793.51 \pm 158.35 \times 10^{-5}$ y $c = -0.083 \pm 0.006$

En cuanto a la muestra Mesoestructurada 1 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, en apertura cerrada, se observa lo siguiente:

- Todas las gráficas presentan que la transmitancia aumenta hasta una cierta vecindad del punto focal, desde donde disminuye mientras la muestra se acerca al punto focal y al alcanzar el otro extremo de la vecindad del punto focal entonces aumenta, es decir, la absorbancia disminuye conforme el haz de luz incidente se acerca a una vecindad del punto focal desde donde aumenta hasta llegar al otro extremo de la vecindad, donde nuevamente disminuye. Esta situación se repite para cada uno de los sectores del atenuador.

- El comportamiento de la muestra es el mismo ante el cambio de intensidad del láser, pasando en todos los casos de un máximo a un mínimo al pasar por el punto focal.
- El cambio de la transmitancia (la altura desde el punto mínimo hasta el máximo) es prácticamente el mismo para todas las intensidades del láser.
- En todas las gráficas se observa que la saturación se da en la misma vecindad del punto focal, aproximadamente con un radio de 5 milímetros.
- Al comparar los valores del índice de refracción no lineal n_2 para cada una de las intensidades del láser (Figura 3.1.3.3.9), se puede observar un comportamiento decreciente de tipo exponencial asintótico desde valores positivos conforme la intensidad aumenta
- En la curva del ajuste teórico se puede observar que el límite de la saturación en n_2 no es necesariamente cero cuando la intensidad tiende a infinito.

Se tiene también la presencia de máximos y mínimos locales notorios en ellas y no son predichos por la teoría (Figuras 3.1.3.3.1 a 3.1.3.3.8), éstos pueden tener origen debido a los problemas de homogeneidad de la película, a problemas de la alineación del dispositivo o a respuestas ópticas del material que no eran esperadas.

3.1.3.4 ÍNDICE DE REFRACCIÓN NO LINEAL n_2 PARA LA MUESTRA MESOESTRUCTURADA 2

Las siguientes gráficas presentan los resultados de Z-Scan en apertura cerrada para la muestra Mesoestructurada 2, empleando diferentes sectores del filtro atenuador, excepto la figura 3.1.3.4.1 para la cual no se utilizó el filtro atenuador, teniendo así distintos valores para la intensidad del láser (Figuras de la 3.1.3.4.1 a la 3.1.3.4.8).

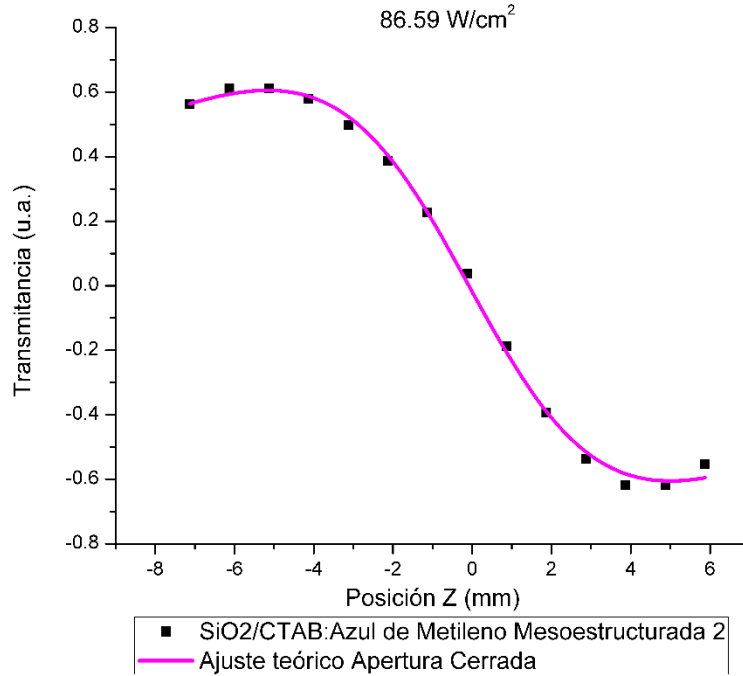


Figura 3.1.3.4.1. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 86.59 W/cm²

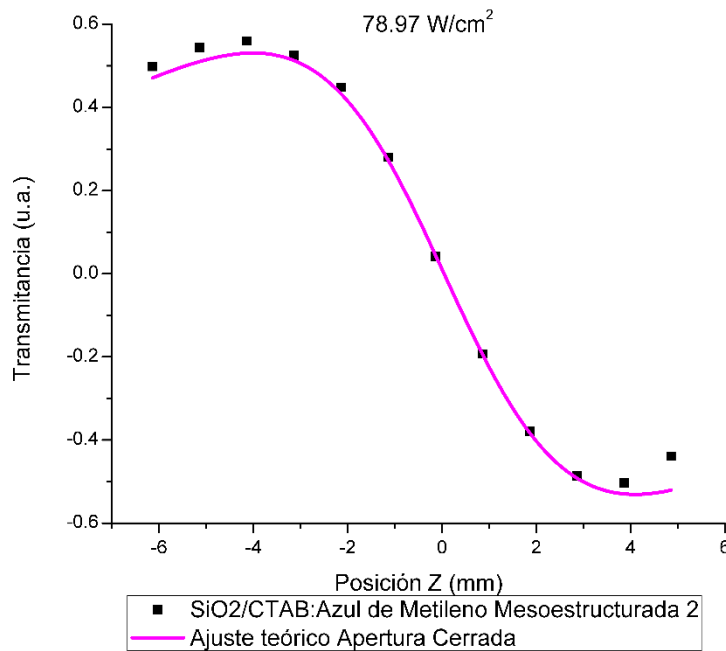


Figura 3.1.3.4.2. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 78.97 W/cm²

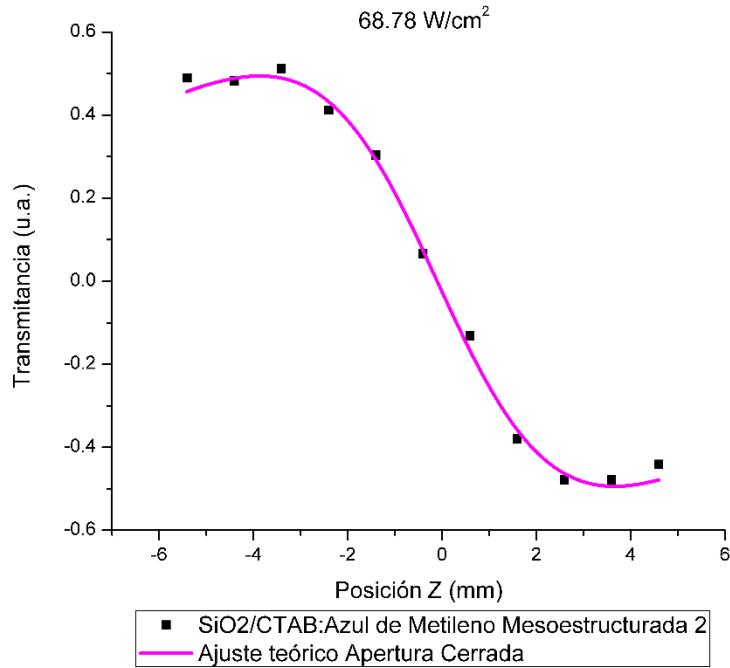


Figura 3.1.3.4.3. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 68.78 W/cm²

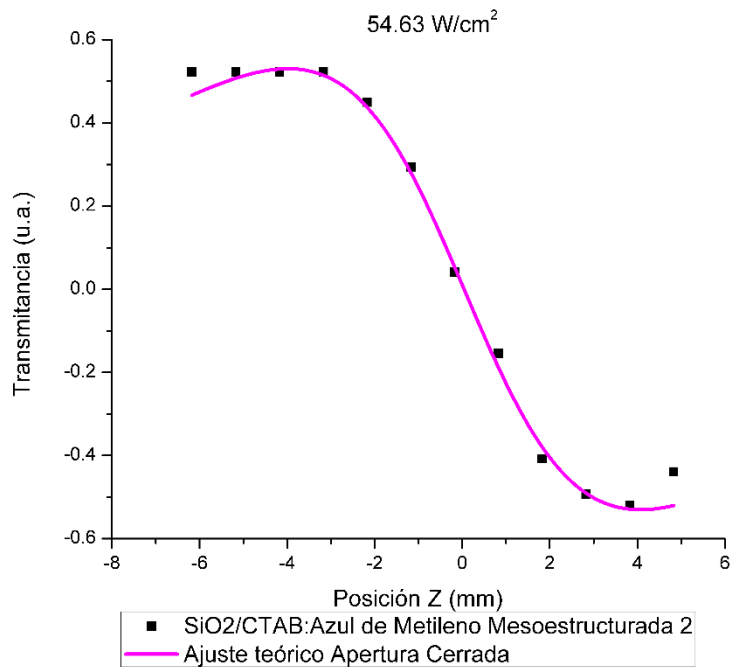


Figura 3.1.3.4.4. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 54.63 W/cm²

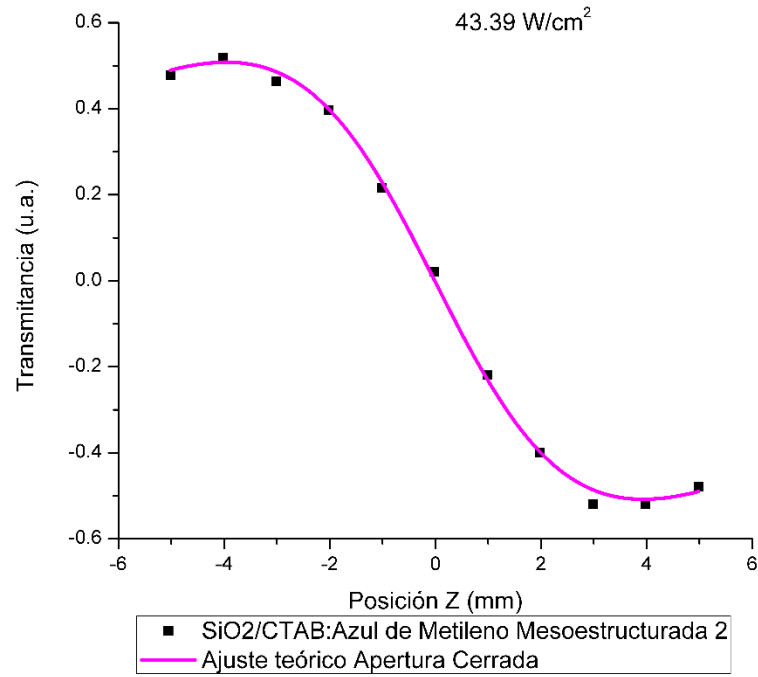


Figura 3.1.3.4.5. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 43.39 W/cm²

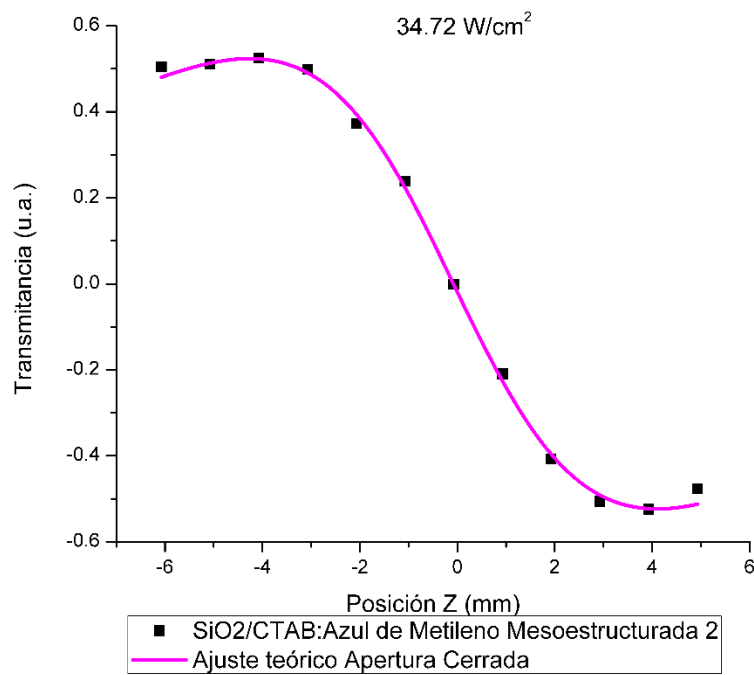


Figura 3.1.3.4.6. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 34.72 W/cm²

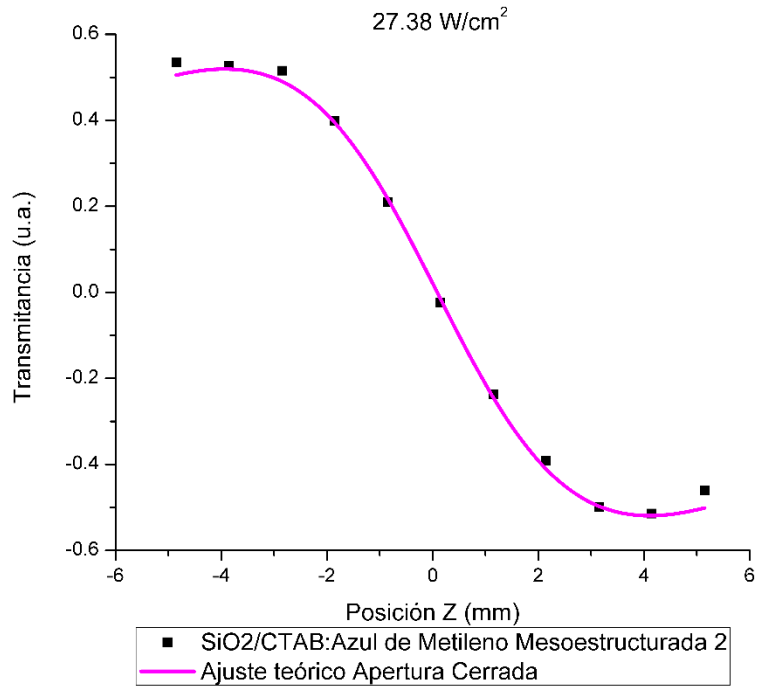


Figura 3.1.3.4.7. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 27.38 W/cm²

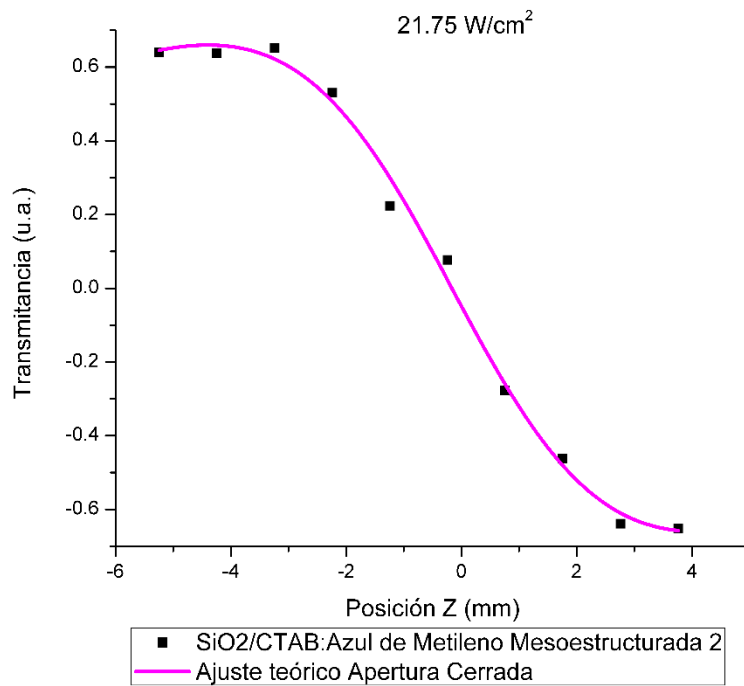


Figura 3.1.3.4.8. Medición de Z-Scan en configuración de apertura cerrada para muestra Mesoestructurada 2, con una intensidad del láser de 21.75 W/cm²

De los datos obtenidos mediante el ajuste teórico se calcula el índice de refracción no lineal n_2 para los diferentes valores de la intensidad del láser (Tabla 3.1.3.4.1). En cuanto a las gráficas de apertura cerrada para la muestra Mesoestructurada 2 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, el orden en el que los máximos y mínimos aparecen, en este caso primero un máximo y luego un mínimo, podemos establecer que el signo que le corresponde al índice de refracción no lineal es positivo.

Intensidad (W/cm²) ± 0.05	Índice de refracción no lineal n_2 (cm²/W) ± 5%
21.75	864.58
27.38	540.58
34.47	432.93
43.39	333.78
54.63	276.75
68.78	204.85
78.97	191.63
86.59	199.26

Tabla 3.1.3.4.1. Índice de refracción no lineal n_2 para muestra Mesoestructurada 2 SiO₂:Azul de Metileno a diferentes intensidades del láser

La figura 3.1.3.4.9 corresponde a la variación del índice de refracción no lineal n_2 respecto a la intensidad del láser para la muestra Mesoestructurada 2. Cabe mencionar que las incertidumbres n_2 corresponden al ±5% de los valores obtenidos por lo que no se colocan las barras de error en la gráfica.

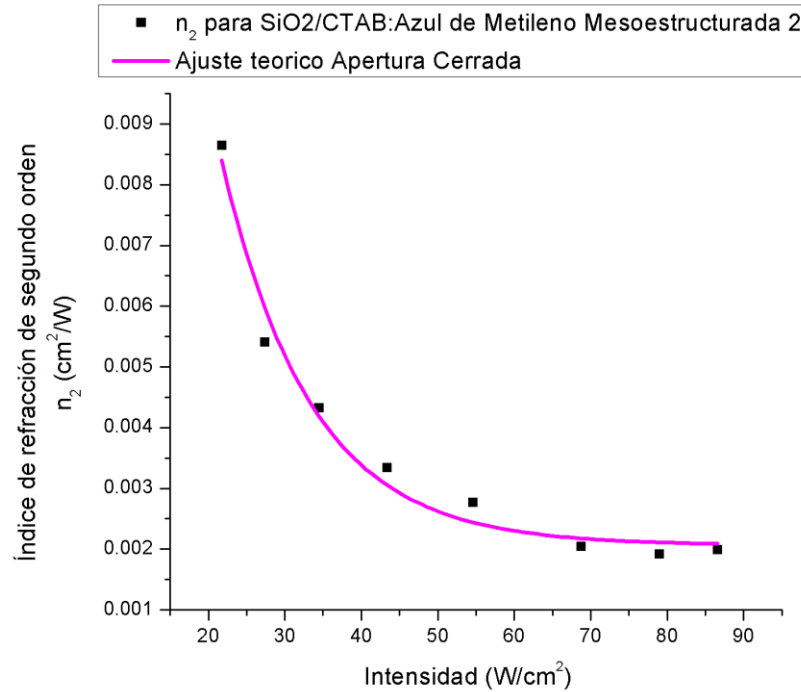


Figura 3.1.3.4.9. Comparación del índice de refracción no lineal n_2 para la muestra Mesoestructurada 2 a diferentes intensidades del láser

Luego de realizar el ajuste teórico sobre la curva de saturación, se tiene una expresión de tipo exponencial asintótica de la forma:

$$y = a + be^{cx}$$

donde $a = 206.64 \pm 21.69 \times 10^{-5}$, $b = 4102.32 \pm 1180.65 \times 10^{-5}$ y $c = -0.086 \pm 0.013$

En cuanto a la muestra Mesoestructurada 2 SiO₂/CTAB:Azul de Metileno, en apertura cerrada, se observa un comportamiento similar al de la muestra Mesoestructurada 1, por lo que los comentarios son los mismos.

3.2 COMPARACIÓN DE RESULTADOS OBTENIDOS PARA EL COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE TERCER ORDEN β Y EL ÍNDICE DE REFRACCIÓN NO LINEAL n_2

Al comparar los valores obtenidos para el coeficiente de absorción de tercer orden β para las cuatro muestras (Figura 3.2.1), observamos que las muestras Amorfa 1, Mesoestructurada 1 y Mesoestructurada 2 presentan un decremento de tipo exponencial asintótico desde valores positivos hacia un valor diferente de cero, mientras que la muestra Amorfa 2 presenta un incremento de valores negativos hacia un valor que no es necesariamente cero y que también es de tipo exponencial asintótico. De manera particular, se observa un comportamiento similar de las muestras Mesoestructuradas.

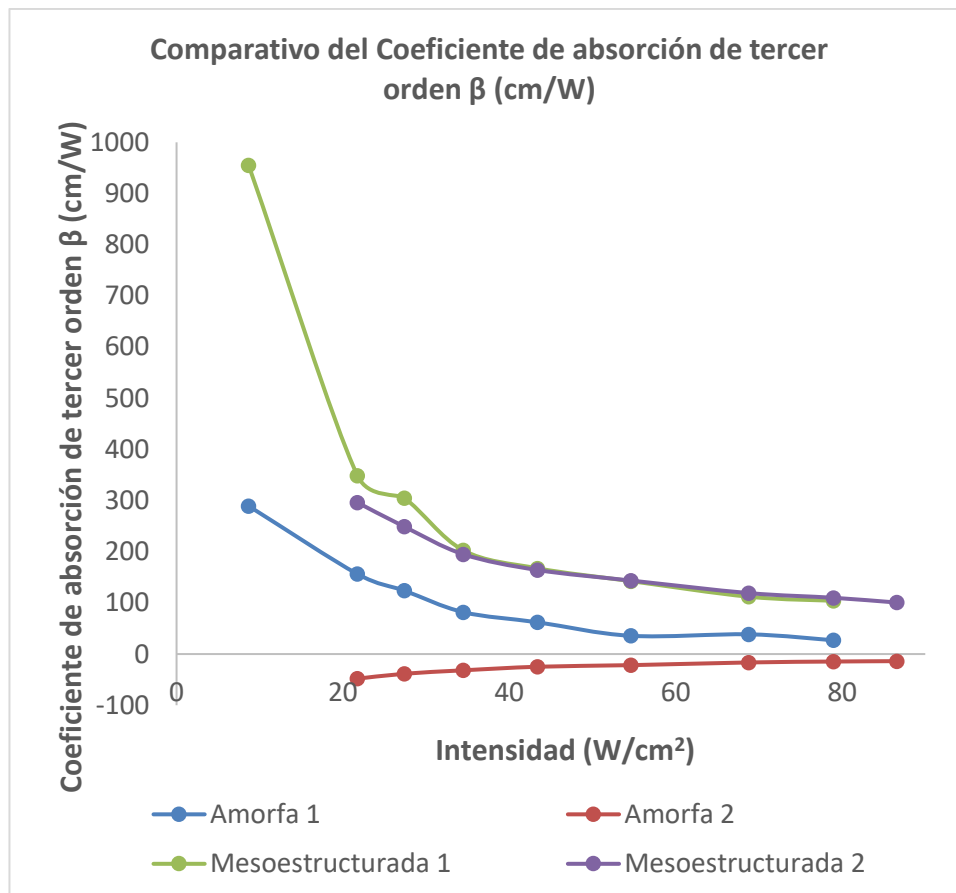


Figura 3.2.1 Comparación del coeficiente de absorción de tercer orden β para las cuatro muestras a diferentes intensidades del láser

A continuación, se presentan gráficas comparativas de los resultados obtenidos en este trabajo y en un trabajo de tesis en elaboración [18], para el coeficiente de absorción de tercer orden β .

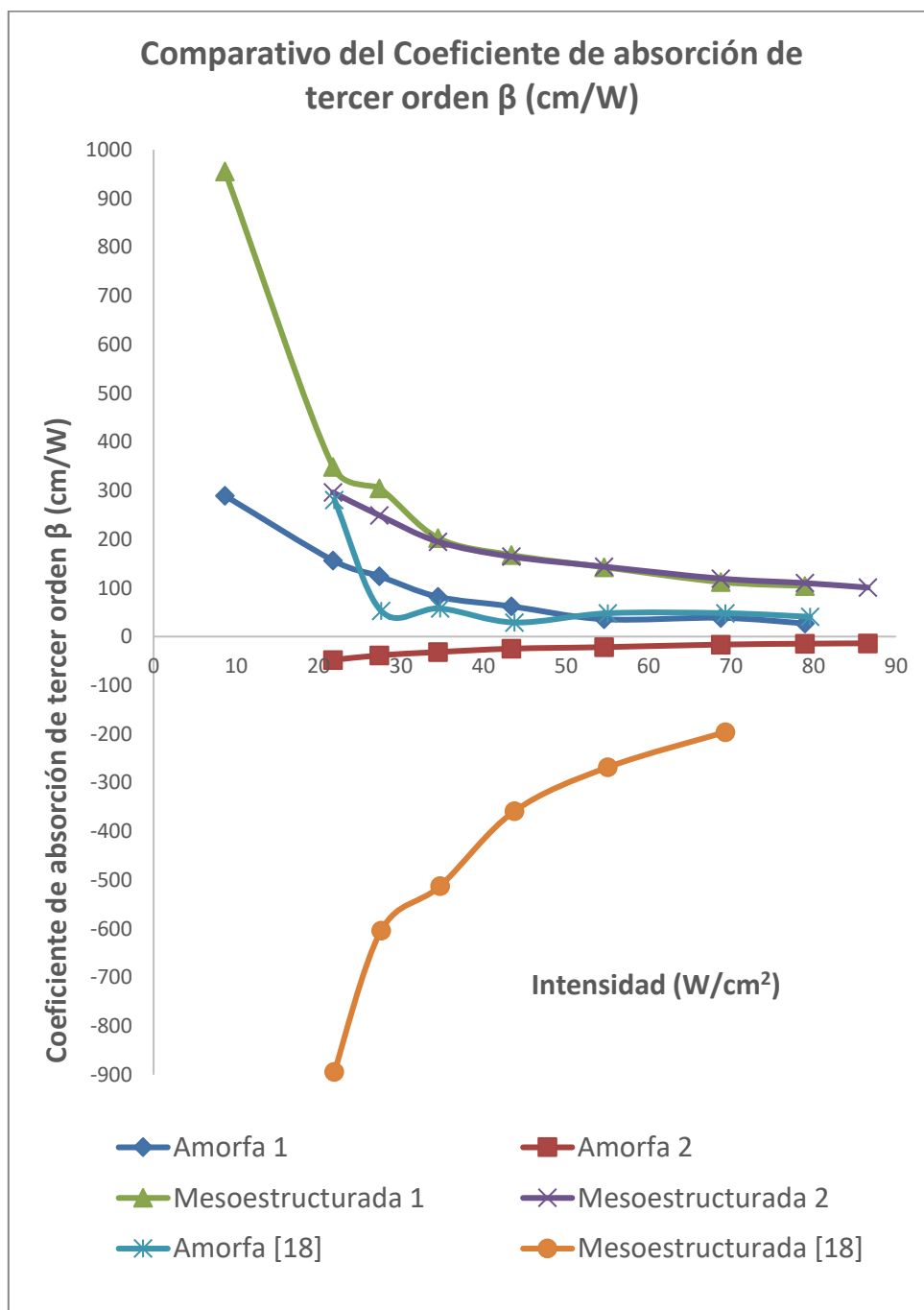


Figura 3.2.2 Comparación del coeficiente de absorción de tercer orden β a diferentes intensidades del láser para las cuatro muestras de este trabajo y las dos muestras del trabajo en elaboración [18].

En cuanto a la concentración del cromóforo, se muestra la gráfica de la concentración contra el coeficiente de absorción de tercer orden β para las diferentes intensidades del láser (Fig. 3.2.3).

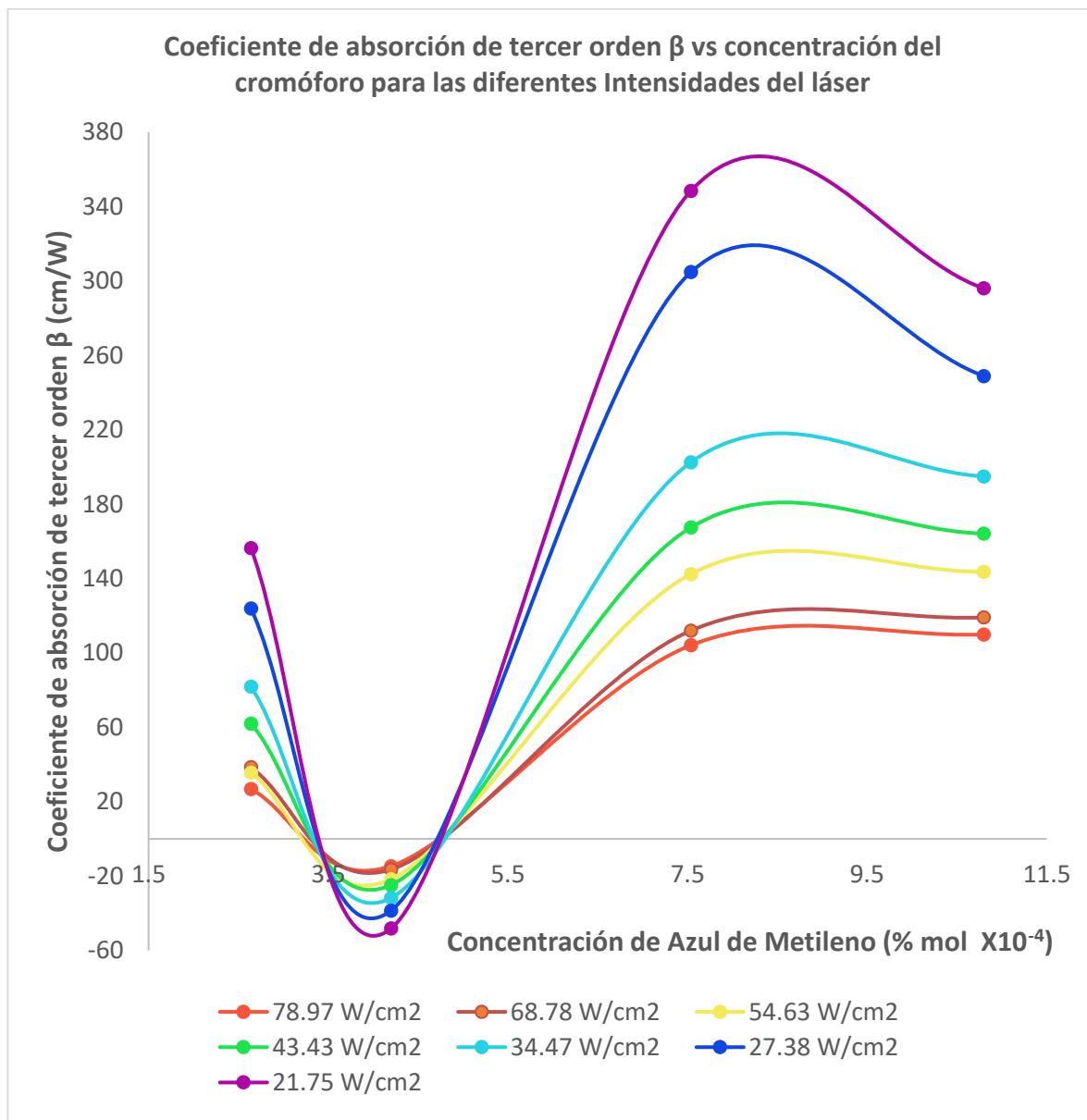


Figura 3.2.3 Coeficiente de absorción de tercer orden β contra concentración del cromóforo para las diferentes intensidades del láser

De la gráfica anterior (Fig. 3.2.3) se iniciaron todas las curvas en el mismo valor para observar mejor el comportamiento de las curvas obtenidas (Fig. 3.2.4).

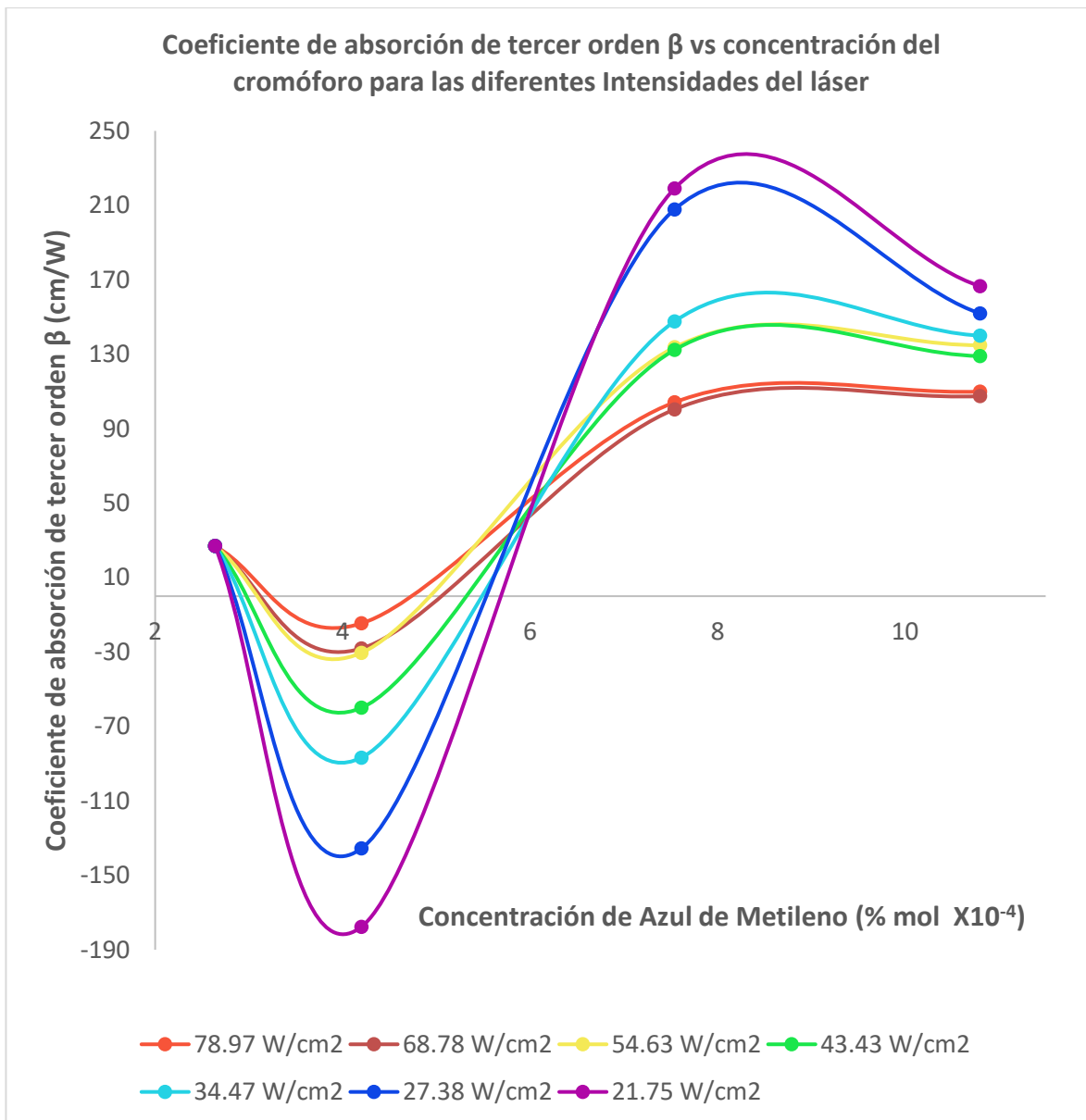


Figura 3.2.4 Ajuste de la gráfica del coeficiente de absorción de tercer orden β contra concentración del cromóforo para las diferentes intensidades del láser

Se observa que β primero decrece hacia un mínimo negativo para luego crecer hacia un máximo positivo conforme aumenta la concentración del cromóforo. Este comportamiento lo siguen todas las curvas para las diferentes intensidades del láser. La variación de la curva es más fuerte a menores intensidades del láser y a intensidades mayores hay una disminución de la respuesta hasta volverse casi insensible a la intensidad del haz.

Resumiendo lo anterior, el coeficiente de absorción de tercer orden o no lineal β tiene un comportamiento exponencial decreciente con el aumento de la intensidad del láser en las dos muestras mesoestructuradas y en la muestra Amorfa 1. Sin embargo, el comportamiento de la muestra Amorfa 2 es negativo creciente hacia cero. Lo anterior indica que las muestras mesoestructuradas tienen un comportamiento similar pero no así las amorfas. Al comparar con la referencia [18] notamos que el comportamiento de la muestra amorfa y la mesoestructurada son distintos entre sí. Por lo tanto, β es sensible tanto a la estructura de la película como a la concentración del cromóforo.

Se realizó también una comparación para el índice de refracción no lineal n_2 de las cuatro muestras (Figura 3.2.5), las muestras Amorfa 1 y Amorfa 2 presentan un incremento de tipo exponencial asintótico desde niveles negativos hacia un valor cercano a cero; mientras que, las muestras Mesoestructurada 1 y Mesoestructurada 2, presentan un decremento de tipo exponencial asintótico de valores positivos hacia un valor que no es necesariamente cero. Se observa que las muestras Mesoestructuradas presentan comportamientos similares.

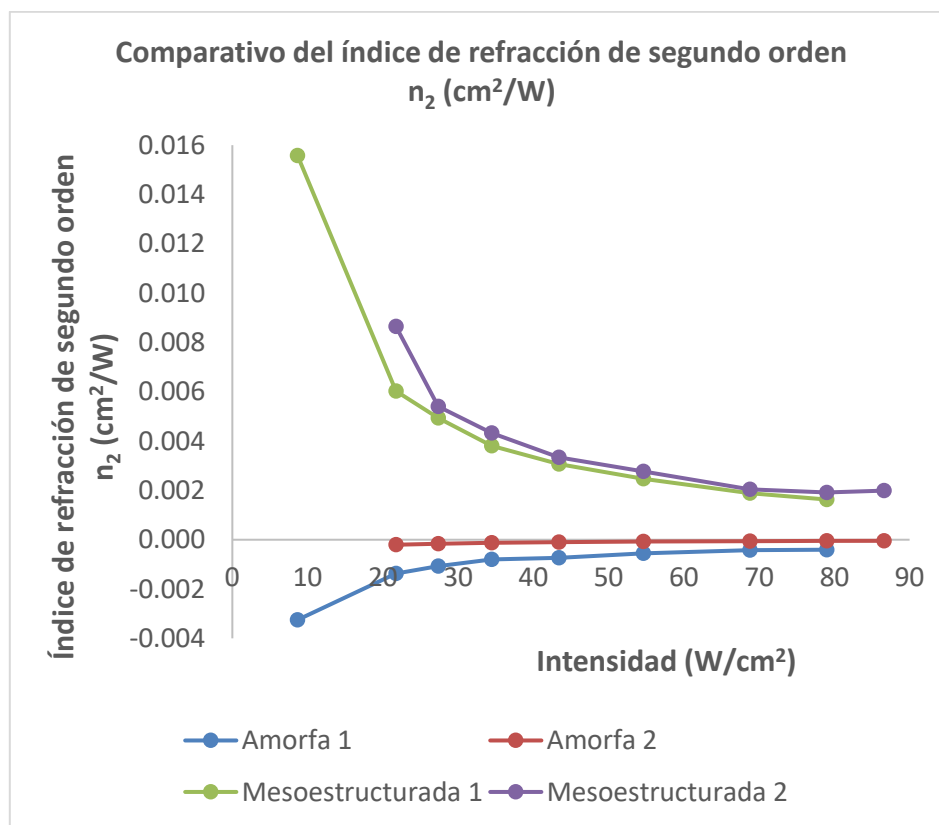


Figura 3.2.5 Comparación del índice de refracción no lineal n_2 para las cuatro muestras a diferentes intensidades del láser

A continuación, se presentan gráficas comparativas de los resultados obtenidos en este trabajo y en un trabajo de tesis en elaboración [18], para el índice de refracción no lineal n_2 (Figura 3.2.6).

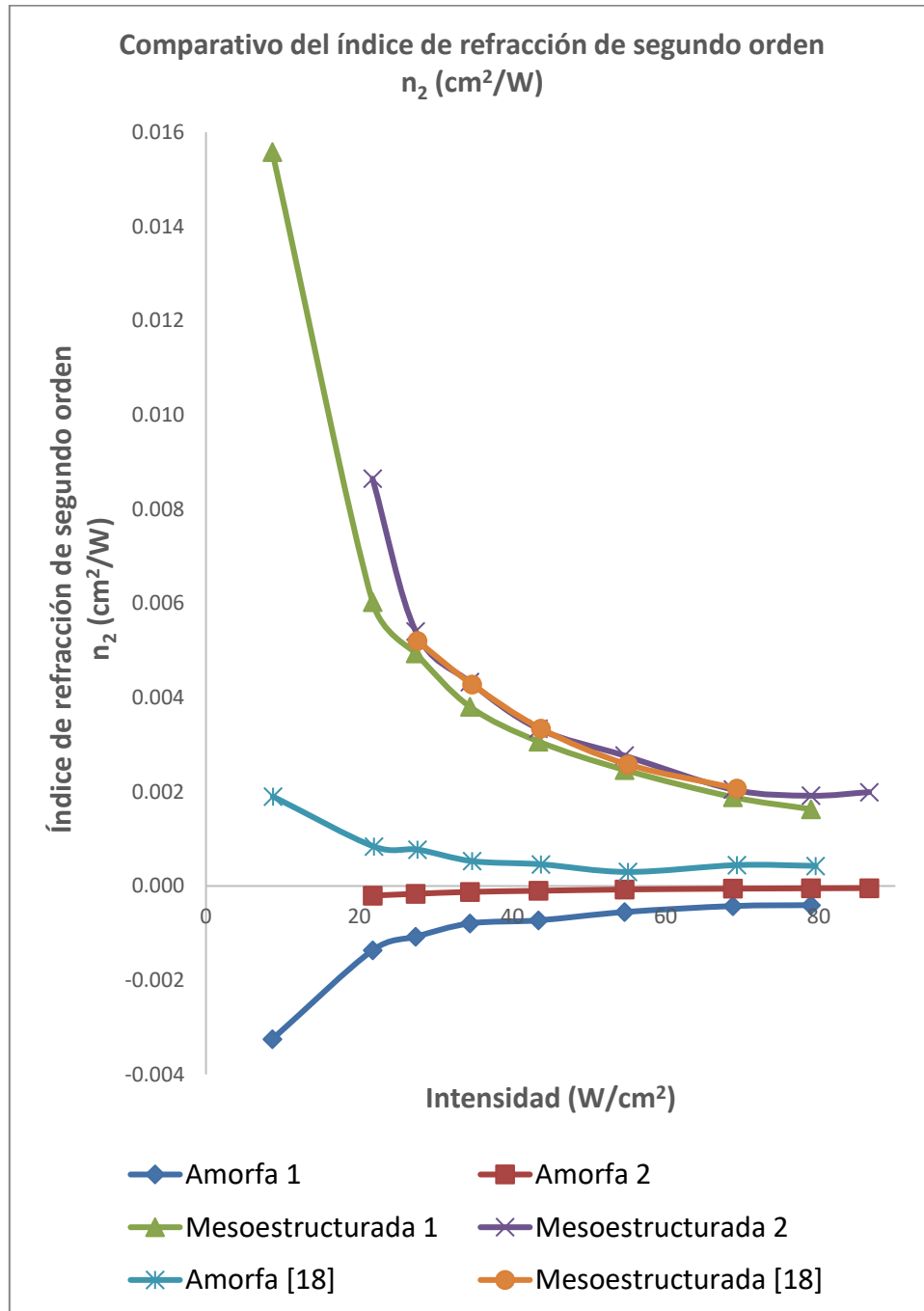


Figura 3.2.6 Comparación del índice de refracción no lineal n_2 para las dos muestras a diferentes intensidades del láser en el trabajo en elaboración [18]

En cuanto a la concentración del cromóforo, se muestra la gráfica de la concentración contra el índice de refracción no lineal n_2 para las diferentes intensidades del láser.

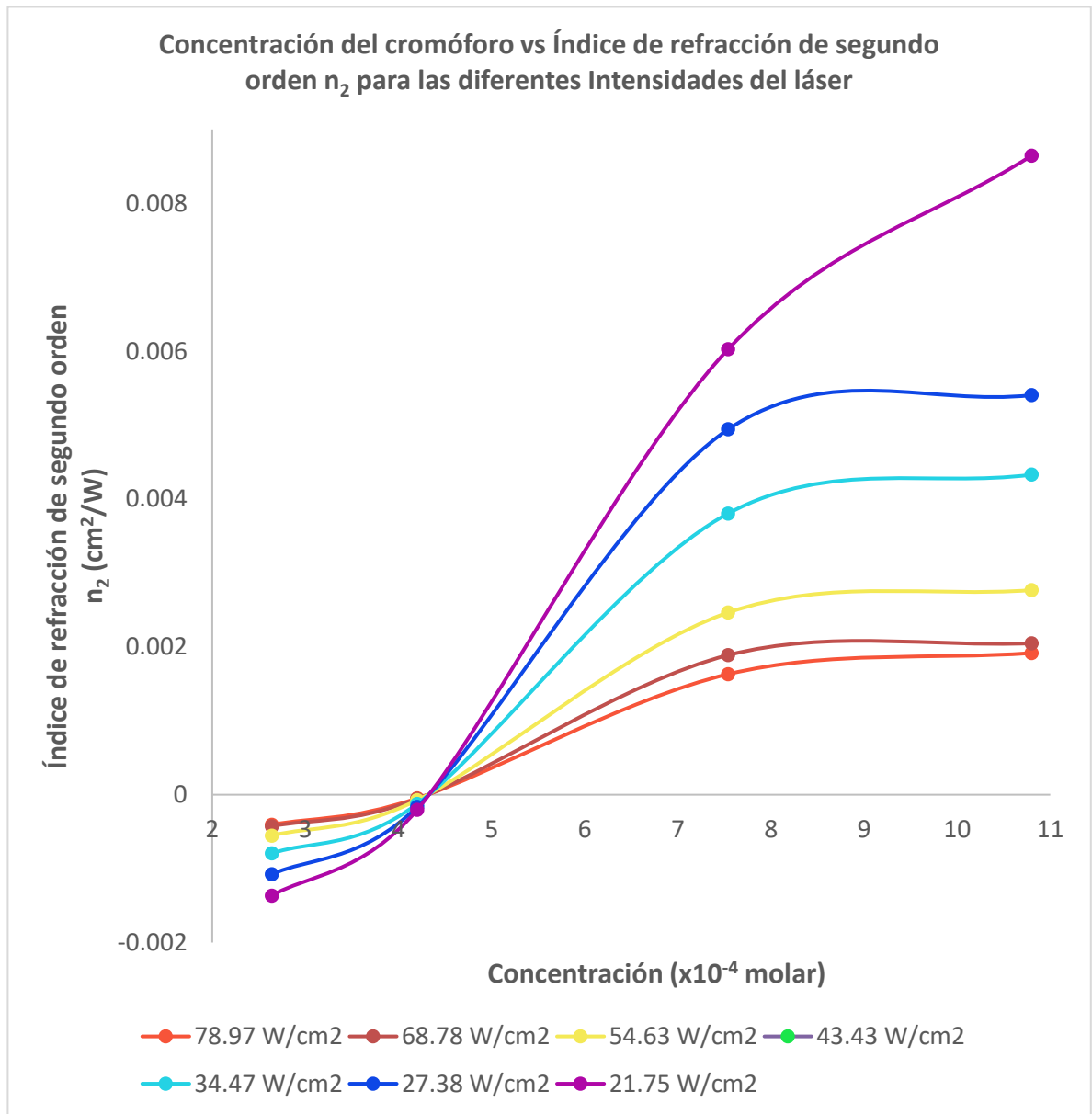


Figura 3.2.7 Concentración del cromóforo contra el índice de refracción no lineal n_2 para las diferentes intensidades del láser

De la gráfica anterior (Fig. 3.2.7) se movieron las curvas a un mismo origen para poder hacer una mejor comparación. El resultado se presenta en la figura 3.2.8.

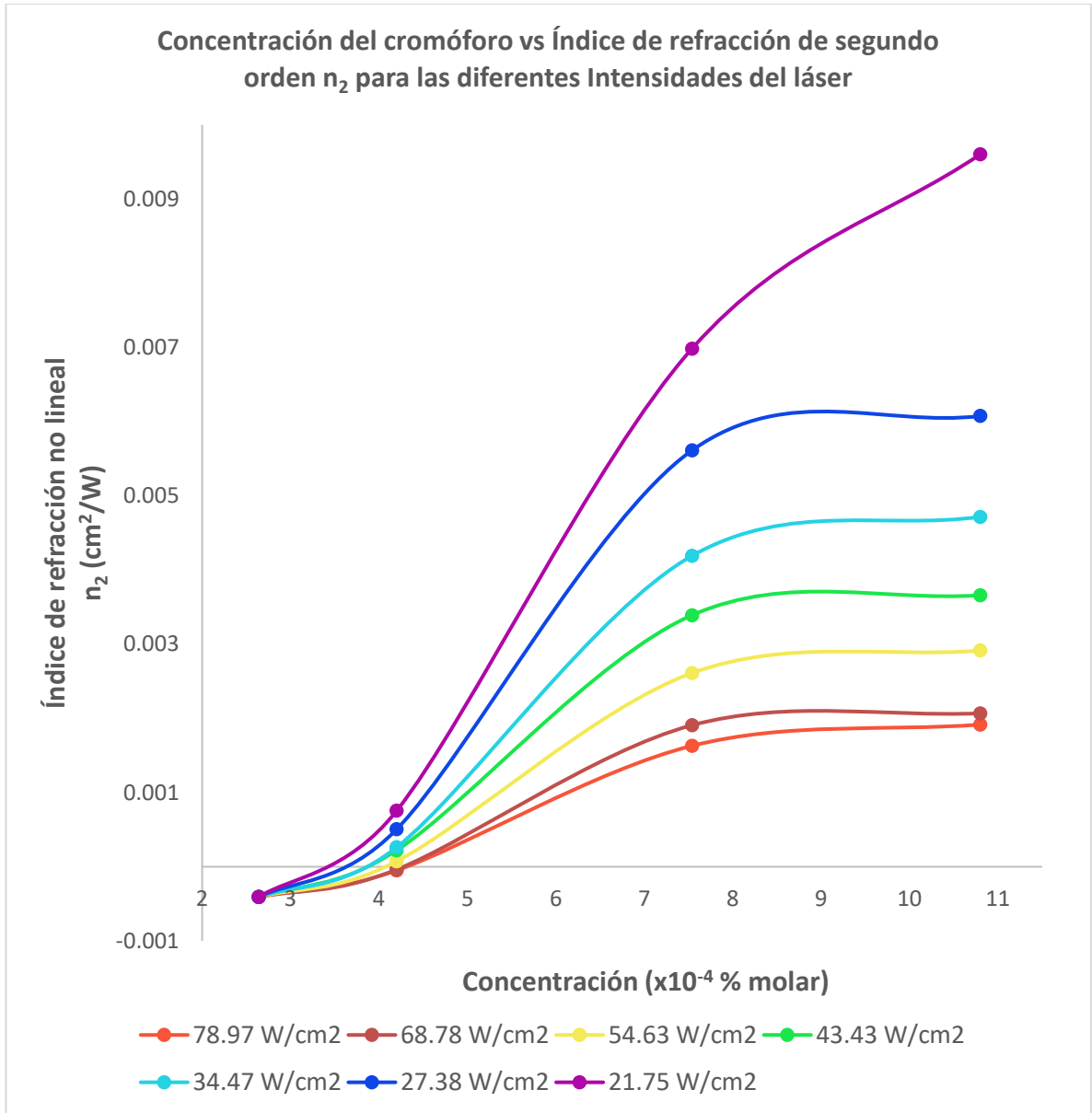


Figura 3.2.8 Ajuste de la gráfica de índice de refracción no lineal n_2 contra concentración del cromóforo para las diferentes intensidades del láser

En esta gráfica se observa un comportamiento creciente saturable al aumentar la concentración del colorante para todas las curvas. Hay una mayor respuesta a intensidades bajas del láser y la respuesta se vuelve insensible a intensidades altas.

Tenemos entonces que el índice de refracción no lineal n_2 presenta un incremento exponencial desde valores negativos hacia cero al aumentar la intensidad del láser para las dos muestras amorfas en tanto que para las dos mesoestructuradas presenta un decaimiento

exponencial desde valores positivos. Esto indica que la respuesta de n_2 depende de la estructura. Al comparar con las muestras de la referencia [18] notamos sin embargo que en ese caso sólo la intensidad es distinta con la mesoestructura, pero el comportamiento es exponencial decreciente para ambas muestras.

3.3 CONCLUSIONES

Para el coeficiente de absorción de tercer orden β , las muestras mesoestructuradas tienen un comportamiento similar, pero las amorfas difieren entre sí. Además, el comportamiento de la muestra amorfa y la mesoestructurada son también distintos entre sí.

Igualmente observamos que β presenta un mínimo a bajas concentraciones del colorante para pasar a un máximo a altas concentraciones. El comportamiento descrito anteriormente es similar para las diferentes intensidades del láser, sólo que los cambios son más grandes a bajas intensidades y se vuelven menores e insensibles a altas intensidades.

Por lo tanto, β es sensible tanto a la estructura de la película como a la concentración del cromóforo.

En cuanto al índice de refracción no lineal n_2 , se presenta un comportamiento similar en las dos muestras amorfas, mientras que, para las mesoestructuradas se presenta un comportamiento completamente distinto. Por lo que la respuesta de n_2 depende de la estructura.

Notamos que n_2 presenta un comportamiento exponencial creciente saturable al aumentar la concentración del colorante y que este comportamiento es mayor para intensidades bajas del láser y se vuelve menos sensible a intensidades mayores.

No hay aún una explicación para estos comportamientos y existen pocos trabajos como los desarrollados en esta tesis.

Bibliografía

- [1] U. Majitha Parvin, M. Basheer Ahamed, "Nonlinear optical properties of methyl blue dye by Z-scan technique" *Optik* 126, pp. 551-553, 2015.
- [2] M. Khadem Sadigh, M. S. Zakerhamidi, B. Rezaei, K. Milanchian, "Environment effects on the nonlinear absorption properties of methylene blue under different power of excitation beam" *Journal of Molecular Liquids* 229, pp. 548-554, 2017.
- [3] F. Li, R. N. Zare, "Molecular orientation study of methylene blue at an air/fused-silica interface using evanescent-wave cavity ring-down spectroscopy" *J. Phys. Chem. B* 205, 109 pp 3330.
- [4] Suman B. Mondal, Shengkui Gao, "Real-Time fluorescence Image-guided oncology Surgery" *Advances in cancer research*, vol. 124(5), pp 196, 2014.
- [5] Ian Penman, "Preparation for endoscopy" *Gastrointestinal Endoscopy in Practice*, pp 75, 2011.
- [6] L. B. Freund y S. Surech, *Thin film materials, stress, defect and surface evolution*. Brown University, pp 3.
- [7] M. García Mendez, S. Morales Rodríguez, R. Machorro Mejía, D. H. Galván, "Caracterización de películas delgadas de AlN fabricadas por la técnica de erosión iónica", Vol. XII, Número 1, pp. 40-45, 2009.
- [8] E. Hecht, *Óptica*. España. Addison Wesley Iberoamericana, 2000.
- [9] P. E. Powers, *Fundamentals of Nonlinear Optics*. Boca Raton. CRC Press, 2011.
- [10] Sheik-Bahae, et al., "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam", *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 26(4), pp. 766, 1990.
- [11] F. W. Sears, M. W. Zemansky, H. D. Young. *Física*. pp. 868-869. Addison-Wesley. 1981.
- [12] D. A. Skoog, F. J. Holler, and T. A. Niemann, *Principios de Análisis Instrumental*. McGraw-Hill, 2001.

- [13] E. W. Van Stryland, et al, "Z-scan measurements of optical nonlinearities," Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials, pp. 655-692, 1998.
- [14] Sheik-Bahae, S. M., and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n² measurements," Optics letters, vol. 14(17), no. 955-957, 1989
- [15] G. Salas Gámez, *Estudio del índice de refracción no lineal y coeficiente de absorción de tercer orden en películas amorfas de SiO₂:DR1 y mesoestructuradas de SiO₂:CTAB:DR1 mediante la técnica de Z-scan en función de la potencia de excitación.* México. Instituto de Física de la UNAM, 2017, Tesis de Licenciatura.
- [16] E. G. Rodríguez Rangel, *Estudio de la respuesta óptica no lineal de películas de PMMA:DR1 y SiO₂/CTAB:DR1.* México. Instituto de Física de la UNAM, 2016, Tesis de Licenciatura.
- [17] J. G. Mercado Vásquez, *Automatización de la técnica Z-scan y su aplicación al estudio de refracción no lineal y el coeficiente de absorción de tercer orden en películas de PMMA contaminadas con DR1.* México. Instituto de Física de la UNAM, 2015, Tesis de Licenciatura.
- [18] M. Rivera Brown, *Parámetros ópticos no lineales de tercer orden de películas amorfas de SiO₂/Azul de metileno y mesoestructuradas de SiO₂:CTAB/Azul de metileno en función de la energía de excitación* México. Instituto de Física de la UNAM, Tesis de Licenciatura (en proceso).
- [19] D. C. Bair. *Experimentación, una introducción a la teoría de mediciones y al diseño de experimentos.* pp. 15-19. Prentice Hall. 1991.
- [20] B. Oda Noda. *Introducción al análisis gráfico de datos experimentales.* pp. 17-18, 126. Prentice Hall. 1991.

OBTENCIÓN DE INCERTIDUMBRES

La incertidumbre de los parámetros contenidos en la Tabla 3.1.1 fue calculada mediante el método de propagación de incertidumbres [19], mientras que para determinar la incertidumbre del índice de refracción no lineal n_2 y del coeficiente de absorción de tercer orden β , más que hacer una diferenciación de las fórmulas utilizadas, se realizó un análisis de la evidencia experimental, para lo que se graficaron los seis barridos obtenidos a una intensidad del láser de 8.66 W/cm^2 para la muestra Amorfa 1, con el propósito de comparar los datos en apertura cerrada (Fig. A1). Dicha gráfica también ilustra la reproducibilidad del experimento.

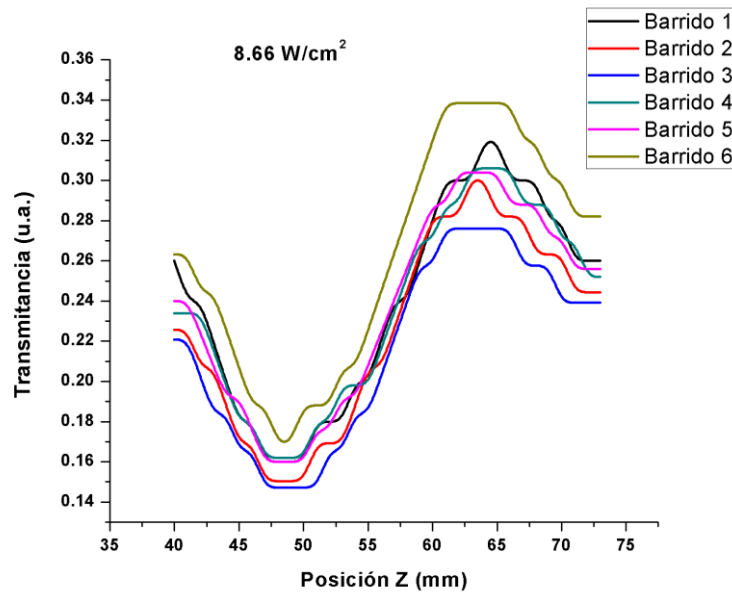


Figura A1. Resultados de seis barridos para la muestra Amorfa 1 en apertura cerrada, bajo una misma intensidad del láser

Las curvas extremas, es decir, las que presentan las curvas más alta y más baja, corresponden al barrido 6 y al 3 respectivamente, lo que se observa mejor en la siguiente gráfica (Fig. A2), en la cual se realizó un ajuste al Barrido 6 para colocarlo en el mismo valor de transmitancia del primer punto del Barrido 3 para comparar la variación entre ambas

curvas y se obtuvo que en la posición $Z = 49$ se tienen los puntos mínimos de transmitancia para ambas curvas y cuyo promedio es $p_{\text{mín}} = 0.137$, mientras que para $Z = 61$ se tienen los puntos máximos de transmitancia también para ambas curvas y su promedio es $p_{\text{Máx}} = 0.286$. Al promediar ambas cantidades, definimos el valor $m = 0.2115$.

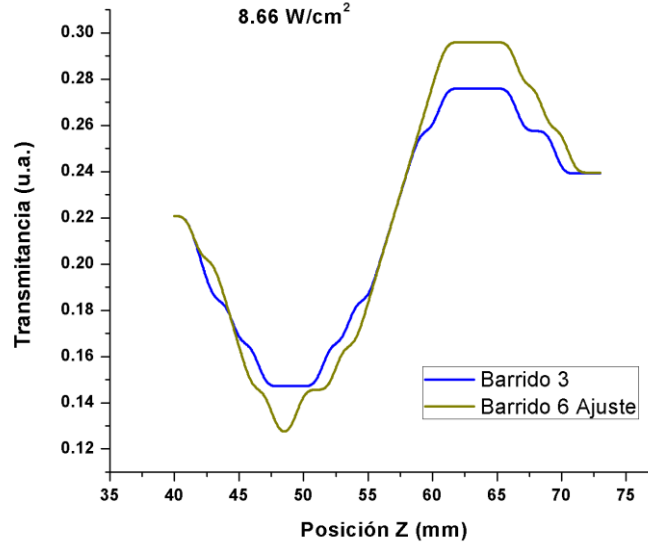


Figura A2. Curvas extremas de las mostradas en la Figura A1, para los barridos realizados en apertura abierta

Con base a lo anterior, también podemos definir una curva promedio que, en los puntos máximo y mínimo, equidista de las dos curvas extremas, de modo que la diferencia con los puntos de la curva superior en $Z = 61$ es $d_{\text{Sup1}} = 0.010$ y $d_{\text{Sup2}} = -0.010$ y la diferencia con los puntos de la curva inferior en $Z = 49$ es $d_{\text{Inf1}} = -0.0102$ y $d_{\text{Inf2}} = 0.0102$.

Tenemos entonces que la desviación estándar s está dada por [20]:

$$s = \sqrt{\frac{1}{n} (d_{\text{Sup1}}^2 + d_{\text{Sup2}}^2 + d_{\text{Inf1}}^2 + d_{\text{Inf2}}^2)}$$

En este caso, $n = 4$ pues se consideran las dos curvas extremas y los dos puntos sobre Z , por lo que hablamos de 4 diferencias. Sin embargo, $d_{\text{Sup1}} = -d_{\text{Sup2}}$ y $d_{\text{Inf1}} = -d_{\text{Inf2}}$ por lo que al sustituir lo anterior se tiene que la desviación estándar s queda como:

$$s = \sqrt{\frac{1}{2}(d_{sup}^2 + d_{inf}^2)} .$$

La incertidumbre porcentual está dada por el cociente de la desviación estándar s entre la cantidad definida anteriormente como m :

$$Incertidumbre \% = \frac{s}{m} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}(d_{sup}^2 + d_{inf}^2)}}{m} = \pm 4.7\%$$

De tal manera que se considera un $\pm 5\%$ como un valor adecuado de incertidumbre para los parámetros obtenidos en el presente trabajo.