



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

COMPARACIÓN EXPERIMENTAL DE CURVAS DE
BARRIDO EN Z, OBTENIDAS CON LA TÉCNICA
TRADICIONAL DE BARRIDO EN Z Y UNA TÉCNICA
MODIFICADA EN DONDE INTERVIENE EL USO DE
UN CHOPPER

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

por

Erik Alejandro Cortés Torres

Asesorado por

Dr. Edmundo Reynoso Lara

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero

Puebla Pue.
Noviembre de 2019



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

COMPARACIÓN EXPERIMENTAL DE CURVAS DE
BARRIDO EN Z, OBTENIDAS CON LA TÉCNICA
TRADICIONAL DE BARRIDO EN Z Y UNA TÉCNICA
MODIFICADA EN DONDE INTERVIENE EL USO DE
UN CHOPPER

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

por

Erik Alejandro Cortés Torres

Asesorado por

Dr. Edmundo Reynoso Lara
Dra. Marcela Maribel Méndez Otero

Puebla Pue.
Noviembre de 2019

Título: COMPARACIÓN EXPERIMENTAL DE CURVAS DE BARRIDO EN Z, OBTENIDAS CON LA TÉCNICA TRADICIONAL DE BARRIDO EN Z Y UNA TÉCNICA MODIFICADA EN DONDE INTERVIENE EL USO DE UN CHOPPER

Estudiante: ERIK ALEJANDRO CORTÉS TORRES

COMITÉ

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco
Presidente

Dra. Yolanda Elinor Bravo García
Secretario

Dr. José Antonio Dávila Pintle
Vocal

Dra. Emma Vianey García Ramíres
Vocal

Dr. Edmundo Reynoso Lara
Dra. Marcela Maribel Méndez Otero
Asesor

Agradecimientos

A mi familia y profesores, muchas gracias.

Índice general

Resumen	XIII
Introducción	XV
1. Marco Teórico	1
1.1. Óptica no lineal	1
1.2. Descripción de la no linealidad óptica	2
1.3. Condiciones para obtener fenómenos no lineales (dependencia en intensidad del índice de refracción)	5
2. Técnica de barrido en Z (Z-scan)	9
2.1. Propagación de un haz gaussiano	10
2.2. Parámetro q	13
2.3. Transmisión de un haz gaussiano a través de una lente delgada	14
2.4. Técnica de barrido en z	15
2.5. Refracción no lineal	18
2.6. Absorción no lineal	19
3. Técnica de barrido en z midiendo el ancho del haz	21
3.1. Equivalencia matemática en la medición de intensidades y anchos del haz para la técnica de barrido en z	21
3.2. Técnicas experimentales para medir el ancho del haz	25
3.3. Medición del ancho del haz usando un disco giratorio ranurado en secciones iguales (Chopper)	27
4. Modelo teórico de lente fotoinducida	33
5. Resultados	35
5.1. Caracterización de las fuentes de luz láser	36
5.2. Preparación de las muestras y obtención de sus espectros de absorción	38
5.3. Comparación de la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, con la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz	42
5.3.1. Experimento 1. Comparación de la estabilidad en la obtención de curvas de barrido en z, de una misma muestra no lineal y en diferentes tiempos	42
5.3.2. Experimento 2. Comparación de la sensibilidad en la detección, a través del cálculo del corrimiento de fase en el punto focal	46
5.3.3. Experimento 3. Comparación de la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, con la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, utilizando muestras no lineales con coeficientes de absorción lineal alto	50

A. Desarrollo matemático de la técnica de barrido en z , en donde se mide el ancho del haz	59
B. Implementación de la técnica de barrido en Z a través de la medición del ancho del haz	63
C. Preparación de las muestras	75
D. Obtención de las curvas de los espectros de absorción	79
Bibliografía	83

Índice de figuras

1.1. Respuesta lineal y no lineal de un sistema físico	2
2.1. Arreglo experimental de la técnica de barrido en z	9
2.2. Representación gráfica de un haz gaussiano	12
2.3. Haz gaussiano a través de una lente delgada	15
2.4. Respuesta típica del índice de refracción no lineal positivo	17
2.5. Fenómeno de auto-enfocamiento a) y auto-desenfocamiento b)	18
2.6. Respuestas no lineales de tercer orden, la línea punteada representa una RNL negativa y la línea continua representa una RNL positiva.)	19
2.7. Respuesta típica de absorción no lineal de tercer orden obtenida con la configuración de barrido en z sin abertura.	20
3.1. Arreglo experimental de la técnica de barrido en z que mide el ancho del haz.	22
3.2. Desarrollo experimental de la técnica de la navaja.	26
3.3. Variación de potencia de un haz eclipsado por una navaja.	26
3.4. Gráfica de la distribución de intensidad de un haz gaussiano.	27
3.5. Medición del ancho del haz usando la técnica de la navaja.	28
3.6. Disco giratorio ranurado en secciones iguales con un haz deseclipsado.	29
3.7. Señal periódica generada en el tiempo.	30
3.8. Proceso de comparación de señales para medir el ancho del haz.	30
5.1. Arreglo experimental para la caracterización del ancho mínimo del haz producido por la lente.	36
5.2. Ajuste teórico a los datos de los radios experimentales para el láser de 633nm.	37
5.3. Ajuste teórico a los datos de los radios experimentales para el láser de 488nm.	38
5.4. Acrílico rojo usado como muestra no lineal.	38
5.5. Espectro de absorción para 0.01mg de azul de metileno, disuelto en 9ml de alcohol isopropílico.	39
5.6. Curvas de absorción para 0.1mg de Rodamina disuelto en 3ml, 6ml y 9ml de metanol.	40
5.7. Curvas de absorción para 0.1mg de Verde Brillante disuelto en 3ml, 6ml y 9ml de metanol.	40
5.8. Curvas de absorción para 0.1mg de Verde Malaquita disuelto en 3ml, 6ml y 9ml de metanol.	41
5.9. Montaje experimental para medir la intensidad del haz lineal.	43
5.10. Montaje experimental para medir el ancho de haz lineal.	43
5.11. Mediciones de intensidad lineal del haz.	44
5.12. Mediciones de ancho lineal del haz.	45
5.13. Curvas de z-scan obtenidas midiendo el ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).	45

5.14. Variación del voltaje debido a la muestra no lineal (izquierda) y curva de z-scan normalizada (derecha).	47
5.15. Variación del ancho del haz debido a la muestra no lineal (izquierda) y curva de z-scan normalizada.	48
5.16. Superposición de las curvas experimentales de z-scan, obtenidas midiendo el ancho del haz (puntos negros) y midiendo la intensidad del haz (puntos rojos).	49
5.17. Ajuste teórico a los datos experimentales de z-scan, midiendo el ancho de haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).	50
5.18. Modificación de la técnica que mide el ancho del haz.	51
5.19. Curvas experimentales de barrido en z midiendo la intensidad del haz (puntos rojos) y midiendo el ancho del haz (puntos negros).	52
5.20. Ajustes teóricos a los datos experimentales, midiendo el ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).	52
5.21. Curvas experimentales obtenidas midiendo en ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).	53
5.22. Curvas experimentales obtenidas midiendo en ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).	54
B.1. Implementación de la técnica de barrido en z por anchos.	64
B.2. Láser He-Ne de 633nm.	64
B.3. Diodo láser de 488nm.	65
B.4. Tarjeta de adquisición de datos.	65
B.5. Aplicación InstaCal.	66
B.6. Diagrama de conexiones de la tarjeta de adquisición de datos.	66
B.7. Fuente de potencia del motor a pasos.	67
B.8. Plataforma de traslación motorizada.	67
B.9. Disco giratorio ranurado en secciones iguales con su controlador.	68
B.10. Fotodiodo FDS100.	69
B.11. Circuito electrónico del amplificador del fotodiodo.	69
B.12. Responsividad en función de la longitud de onda del fotodiodo FDS100.	69
B.13. Controles de adquisición de datos.	70
B.14. Controles para el movimiento del motor.	71
B.15. Indicadores del Panel Frontal en proceso de medición del ancho del haz.	71
B.16. Panel frontal midiendo el ancho del haz y obteniendo una curva de barrido en z.	72
B.17. Diagrama de bloques para la implementación de la técnica de barrido en Z con anchos.	73
C.1. Báscula de precisión.	76
C.2. Tina ultrasónica UC20D.	76
C.3. Muestras con 0.1mg de Azul de Metileno en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.	76
C.4. Muestras con 0.1mg de Rodamina en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.	77
C.5. Muestras con 0.1mg de Verde Brillante en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.	77
C.6. Muestras con 0.1mg de Verde Malaquita en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.	77
D.1. Espectrofotómetro UV-Vis Analyst.	80
D.2. Gráficas de Absorción.	81

Índice de tablas

1.1. Ecuaciones de Maxwell en: el vacío (columna izquierda), en un medio (columna derecha).	3
---	---

Resumen

La técnica de barrido en z es un arreglo experimental que permite medir el coeficiente de refracción no lineal de un medio material, cuyas propiedades ópticas no lineales se ven modificadas debido a la presencia de un haz de luz intenso enfocado; en este caso el medio material es trasladado en torno a la región focal de la lente, en donde se concentra la energía radiante mas intensa.

En este trabajo de tesis se propone comparar la técnica de barrido en z propuesta por Sheik Bahae con una modificación de ésta, en dónde se mide directamente los cambios del ancho del haz en la posición del detector. La técnica propuesta por Sheik Bahae o técnica tradicional de barrido en z , consiste en hacer un monitoreo a la intensidad de un haz láser enfocado, cuando éste sale de un medio material con propiedades ópticas no lineales y atraviesa una pequeña abertura colocada a campo lejano y centrada en torno al eje óptico. Por otra parte, la técnica en donde se mide el ancho del haz consiste en sustituir la abertura por un disco giratorio ranurado en secciones iguales (Chopper), colocado a campo lejano y de forma transversal a la propagación del campo eléctrico, esto es con el objetivo de medir los cambios del ancho del haz conforme la muestra está siendo barrida.

Para poder llevar a cabo la comparación de las técnicas de barrido en z , se proponen tres experimentos. En el primer experimento se determina que técnica de barrido en z , reproduce curvas de barrido en z en diferentes momentos y de un mismo material en común con una menor variación en relación a los datos adquiridos (reproducibilidad de las curvas). Para poder determinar la estabilidad que tiene cada técnica de barrido en z , se mide un valor fijo, tanto de ancho como de intensidad durante un intervalo de tiempo considerable, en este caso, los datos medidos que resulten con una desviación estándar más pequeña, ya sea los datos correspondientes a anchos o a intensidades, estarían determinando qué técnica es más estable en la reproducción de curvas de barrido en z en el tiempo.

En el segundo experimento se determina que técnica de barrido en z mide corrimientos físicos del frente de onda más pequeños. En este experimento se obtienen curvas de barrido en z utilizando la técnica de barrido en z tradicional y la técnica de barrido en z que mide el ancho del haz, posteriormente las curvas obtenidas con ambas técnicas, son reproducidas con un modelo teórico en donde se modela al medio material como una lente fotoinducida. Finalmente, el modelo teórico utilizado para ajustar las curvas experimentales, permite obtener el corrimiento de fase en el punto focal, es a partir de este valor que es posible obtener el corrimiento físico del frente de onda, en este caso, la técnica de barrido en z que mida corrimientos de fase más pequeños se considera que es más efectiva a la detección de los cambios no lineales producidos por el medio material.

En el tercer experimento se aborda una situación que resulta cuando se analizan medios materiales que presentan un esparcimiento considerable de la luz, resultando un inconveniente tanto para la técnica que mide el ancho del haz, ya que el ancho del haz podría ser mayor al área efectiva de detección, como para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, debido a que

una menor cantidad de luz estaría pasando por la abertura. En este experimento se realiza una modificación a la técnica que mide el ancho del haz, incorporando una lente colectora colocada después de la muestra, en este caso, el haz que sale de la muestra es escalado por la lente colectora, produciendo un ancho del haz adecuado que pueda caber en el área de detección del detector.

Palabras clave: *Técnica de barrido en z (Tradicional), Técnica de barrido en z (midiendo el ancho del haz), comparación de técnicas de barrido en z, lente fotoinducida.*

Introducción

En 1837 Faraday demostró con un experimento, que cuando se llena de una sustancia aislante (mica, vidrio, etc.) el espacio que hay entre dos placas conductoras conectadas a una diferencia de potencial bajo la influencia de un campo eléctrico perpendicular entre ellas, la capacitancia se multiplica por un factor K mayor que 1. A este factor se le llama constante dieléctrica o poder inductivo específico de un dieléctrico; el valor de K es independiente de la forma y tamaño de las placas paralelas, pero su valor varía ampliamente para diferentes materiales.

El vacío tiene el valor de 1 (por definición), los diferentes tipos de vidrios presentan valores alrededor de 6 (seis) y el agua tiene un valor de 81, el aire es aproximadamente 1.0006, tan aproximado a 1 que a menudo se desprecia su influencia.

El origen del comportamiento dieléctrico está relacionado directamente con la naturaleza eléctrica de la materia, considerando que la materia está constituida por cargas positivas (protones) y negativas (electrones) en igual número.

En los materiales o sustancias dieléctricas, estas cargas no son libres de moverse bajo la influencia de un campo eléctrico aplicado externamente, como sucede con los electrones de valencia que constituyen a un metal; sin embargo, las fuerzas que produce un campo eléctrico externo, determinan pequeños desplazamientos relativos, formando dipolos eléctricos con las moléculas que componen al material.

La extensión de estos desplazamientos dependen de la mayor o menor rigidez con que las cargas estén unidas al material; a estos desplazamientos de carga que resultan por el campo eléctrico aplicado se llama “polarización de la materia o sustancias”.

Desde un punto de vista macroscópico el resultado del desplazamiento de cargas debido a la polarización, es la aparición de una carga neta en la superficie del material. A esto se le conoce como carga de polarización.

Desde el punto de vista atómico el desplazamiento relativo de los centros de carga pueden considerarse como una colección de dipolos eléctricos, de aquí se puede hablar del momento dipolar por unidad de volumen, \vec{P} , también conocido como vector de polarización.

Cuando un campo electromagnético atraviesa un material o sustancia dieléctrica, la colección de dipolos eléctricos permanecen oscilando en su lugar de equilibrio, sin alterar las propiedades del campo o del material; a este efecto se le llama “polarización lineal”.

Ahora, si el campo electromagnético que atraviesa el material es muy intenso (del orden de 10^8 V/m), los dipolos eléctricos pueden llegar a separarse, modificando las propiedades del campo electromagnético así como del mismo material; a este efecto se le llama “polarización no lineal”.

Con la aparición de fuentes de luz intensas como el láser, dio lugar al estudio de las propiedades ópticas no lineales de la materia, gracias a la elevada intensidad del campo electromagnético que se obtiene con estas fuentes.

En este trabajo de tesis, se analiza un método experimental que permite estudiar la interacción de la luz con la materia, a este método se le denomina, técnica de barrido en z (z -scan). Este método es muy utilizado actualmente para obtener ciertos parámetros de importancia, que presentan los medios materiales al ser irradiados con un haz de luz muy intenso, como los que son producidos por fuentes de luz láser; en particular estos parámetros son: los coeficientes de refracción y absorción no lineales. En este trabajo, se propone una modificación a la técnica tradicional de barrido en z , el cual consiste, en hacer un seguimiento a los cambios del ancho del haz, en lugar de la intensidad como lo hace la técnica tradicional de barrido en z .

Este trabajo de tesis se compone de seis capítulos, cuyo contenido se resume a continuación:

En el primer capítulo se encuentra la introducción, el cual corresponde a este capítulo. En el segundo capítulo, se encuentra el marco teórico, en esta parte, se da una descripción tanto cualitativa como matemática de la Óptica no Lineal, así como de las condiciones necesarias para que se haga presente el fenómeno no lineal. En el tercer capítulo, se describe la técnica tradicional de barrido en z , se definen los términos de coeficiente de absorción e índice de refracción no lineales y se da una explicación de los parámetros característicos, de la distribución de intensidad, de las fuentes de luz láser usadas en este trabajo; que en este caso, se trata de un haz gaussiano. En el cuarto capítulo, se describe una modificación a la técnica tradicional de barrido en z , la cual consiste en obtener, curvas de barrido en z , midiendo los cambios del ancho del haz, usando un disco giratorio ranurado en secciones iguales (Chopper). En el quinto capítulo se encuentran los resultados, en el cual se presenta una comparación, tanto experimental como teórica de las curvas de barrido en z , obtenidas con la técnica tradicional y con la modificación propuesta, en donde se mide el ancho del haz. Finalmente, en el sexto capítulo, se da una conclusión a los desarrollos, tanto matemáticos como experimentales que se presentan en este trabajo de tesis.

Capítulo 1

Marco Teórico

1.1. Óptica no lineal

La óptica no lineal es una rama de la óptica que se encarga del estudio de los fenómenos generados por la interacción de la materia con haces de luz muy intensos, estos haces se producen por lo general con fuentes de luz láser.

Los fenómenos con respuestas lineales y no lineales se pueden entender fácilmente desde un punto de vista mecánico, esto es, si se considera un resorte, este tiene un intervalo de elongación en el que aún puede regresar a su estado original y un punto en el cual el resorte se deforma o incluso se rompe.

Cuando se ejerce una fuerza sobre el resorte este se estira, pero cuando la fuerza desaparece el resorte vuelve a su estado original experimentando así una respuesta lineal, según dice la ley de Hooke. Ahora, si la fuerza que se ejerce sobre el resorte es muy grande de tal modo que este se deforme o incluso se rompa, entonces, se dice que el sistema físico experimenta una respuesta no lineal, ver Figura 1.1.

En el caso óptico, cuando se tiene un material al que se le incide una onda electromagnética, los átomos que componen al material son perturbados haciéndolos oscilar de forma armónica como diminutos resortes, provocando así un fenómeno óptico lineal; a medida que la intensidad de la onda electromagnética aumenta de tal forma que se pueda modificar el estado de los electrones ligados a los átomos, tendremos en este caso efectos ópticos no lineales, tales como: rectificación óptica, la generación óptica de armónicos, la mezcla de frecuencias, el auto enfoque de la luz, por mencionar algunos. Cuando una onda electromagnética muy intensa como la que se produce en un láser, atraviesa algún material, en este se puede considerar que se fotoinduce una lente ya sea positiva o negativa cuya distancia focal varía con la intensidad de la onda electromagnética. En ciertos casos, incluso se pueden llegar a generar nuevos campos electromagnéticos con diferente frecuencia, fase y dirección al campo incidente.

Los materiales ópticos que presentan fenómenos lineales comúnmente son materiales transparentes, cuando un haz de luz de baja intensidad atraviesa el material, las moléculas que componen a éste se alinean en dirección de un campo eléctrico \vec{E} , provocando que las moléculas se polaricen, generando así, un vector de polarización \vec{P} ; en este caso, se dice que la respuesta del material es lineal ya que, el vector de polarización es linealmente proporcional al campo aplicado. Cuando el campo eléctrico aplicado \vec{E} aumenta en intensidad, es decir, se sustituye la fuente de luz de baja intensidad por una fuente de luz láser, el material así como la onda electromagnética comienzan a presentar

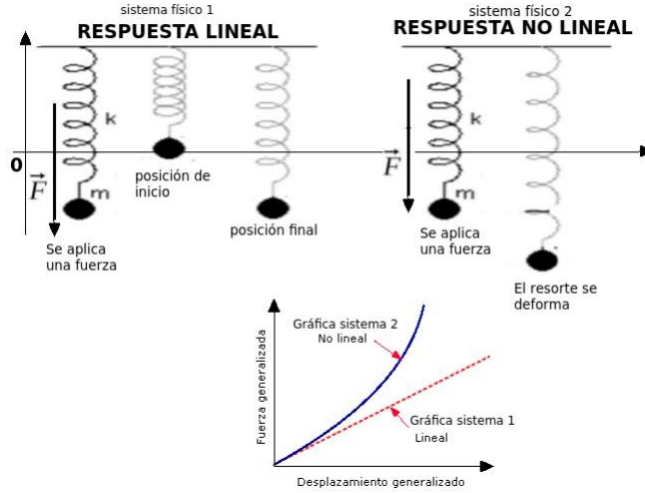


Figura 1.1: Respuesta lineal y no lineal de un sistema físico

fenómenos ópticos no lineales, en este caso el vector de polarización \vec{P} es proporcional al campo eléctrico \vec{E} cuyas potencias son mayores o iguales a dos, en tal caso, su comportamiento es no lineal.

La primera observación de un fenómeno óptico no lineal tuvo lugar en el año de 1875, cuando John Kerr demostró que el índice de refracción de algunos líquidos y sólidos amorfos cambia con la aplicación de un campo electromagnético intenso. A este fenómeno se le conoce como efecto Kerr [1]. Un efecto análogo que se genera en cristales es el efecto Pockels reportado en 1894 por Friedrich Pockels [2]. En este efecto ocurre un cambio de índice de refracción de medios cristalinos que no presentan un centro de simetría, por la presencia de campos electromagnéticos intensos. En el efecto Kerr, el cambio de índice de refracción es proporcional al cuadrado del campo aplicado. Mientras que en el efecto Pockels, el cambio es directamente proporcional al campo.

1.2. Descripción de la no linealidad óptica

Para describir cuantitativamente estos fenómenos, se parte de considerar un vector de polarización \vec{P} que se genera a partir de la presencia de un campo electromagnético, el cual produce desplazamientos relativos de carga a escala atómica cuya extensión depende de qué tan rígida sea la unión entre las cargas.

Dado que una onda electromagnética se propaga a través de un medio material, es necesario considerar un grupo de relaciones matemáticas que describan la propagación de una onda a través del vacío así como en un medio dieléctrico; a este grupo de relaciones matemáticas se les conoce como las ecuaciones de Maxwell, ver Tabla 1.1.

Si se considera que el flujo de campo eléctrico a través de la superficie de un material con permitividad eléctrica ϵ es igual a la presencia de carga libre ρ_L y carga polarizada $\rho_P = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}$, entonces de las ecuaciones de Maxwell tenemos que:

$$\epsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_L + \rho_P \tag{1.1}$$

CAPÍTULO 1. MARCO TEÓRICO
1.2. DESCRIPCIÓN DE LA NO LINEALIDAD ÓPTICA

EN EL VACÍO	CASO GENERAL
$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$
$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$
$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

Tabla 1.1: Ecuaciones de Maxwell en: el vacío (columna izquierda), en un medio (columna derecha).

sustituyendo el valor $\rho_P = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}$ en la ecuación anterior se tiene que:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E} + \vec{P}) = \rho_L \quad (1.2)$$

El vector de polarización \vec{P} , es una cantidad vectorial que tiene dirección y sentido de los dipolos inducidos, en otras palabras, es una medida del momento dipolar por unidad de volumen; dado que \vec{P} se produce cuando hay un campo eléctrico \vec{E} externo al material, se puede definir la polarización lineal o de primer orden, el cual es directamente proporcional al campo, es decir:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}_1 \quad (1.3)$$

en donde la constante de proporcionalidad $\chi^{(1)}$ representa las características físicas del material, además, $\chi^{(1)}$ es conocida como la susceptibilidad eléctrica del material, \vec{E}_1 es el campo eléctrico macroscópico que se genera dentro del material debido al campo aplicado externamente y ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío.

Hasta este punto, las propiedades ópticas tales como el índice de refracción y el coeficiente de absorción son independientes de la intensidad de la luz, el principio de superposición que es un principio fundamental de la óptica clásica se cumple sin ningún problema, y la frecuencia de la luz no puede ser alterada al atravesar un medio.

Sin embargo, la invención del láser ha permitido examinar el comportamiento de la luz en materiales ópticos a altas intensidades, muchos experimentos han llevado a afirmar que los materiales que presentan propiedades no lineales se caracterizan por presentar las siguientes observaciones:

- El índice de refracción y por tanto la velocidad de la luz en un material óptico cambian conforme la intensidad de la luz que incide sobre él aumenta.
- El principio de superposición en general ya no se cumple.
- La luz puede alterar su frecuencia cuando ésta pasa a través de un material óptico no lineal.
- Un haz de luz puede ser controlado por otro haz de luz.

Se ha observado que los campos que se aplican externamente son pequeños en comparación con los campos que se generan de forma íter-atómica, de igual manera, cuando se emplea luz láser enfocada en algún material, la respuesta no lineal producida es pequeña. Así, la relación entre la polarización y el campo es aproximadamente lineal para campos pequeños desviando ligeramente la curva no lineal de la lineal cuando el campo se incrementa; bajo estas consideraciones, se puede expandir el vector de polarización \vec{P} en una serie de Taylor al rededor de $\vec{E} = 0$.

Entonces, aplicando la serie de Taylor a $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$ al rededor de $E_0 = 0$, se tiene que:

CAPÍTULO 1. MARCO TEÓRICO
1.2. DESCRIPCIÓN DE LA NO LINEALIDAD ÓPTICA

$$\vec{P} = P(E_0) + \frac{(E - E_0)}{1!} P^{(1)}(E_0) + \frac{(E - E_0)^2}{2!} P^{(2)}(E_0) + \frac{(E - E_0)^3}{3!} P^{(3)}(E_0) + \dots \quad (1.4)$$

Si $E_0 = 0$:

$$\vec{P} = 0 + EP^{(1)}(E_0) + \frac{E^2}{2} P^{(2)}(E_0) + \frac{E^3}{6} P^{(3)}(E_0) + \dots \quad (1.5)$$

Si renombramos a las derivadas n-esima de \vec{P} por a_i , en donde $i = 1, 2, 3, \dots, n$, tenemos:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + \frac{1}{2} a_2 \vec{E}^2 + \frac{1}{6} a_3 \vec{E}^3 + \dots \quad (1.6)$$

en donde, $a_1 = \varepsilon_0 \chi$, $a_2 = P^{(2)}(E_0)$, $a_3 = P^{(3)}(E_0)$; los coeficientes a_i son constantes características del medio material.

- El primer término corresponde al caso lineal, en este caso dominan los campos \vec{E} con intensidades pequeñas. Aquí la susceptibilidad χ es lineal, y esta relacionada con la constante dieléctrica y el índice de refracción lineal por:

$$n^2 = k = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = (1 + \chi) \quad (1.7)$$

- El segundo término representa una no linealidad cuadrática o de segundo orden.
- El tercer término representa una no linealidad de tercer orden, y así sucesivamente.

Otra forma de representar la ecuación de la polarización \vec{P} , es en términos de la permitividad eléctrica ε_0 y la susceptibilidad χ de la siguiente manera [3]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + 2dE^2 + 4\chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (1.8)$$

en donde, $d = \frac{1}{4} a_2$, $\chi^{(3)} = \frac{1}{24} a_3$.

De igual manera en algunos libros la expresión de la polarización se suele escribir de la siguiente forma:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots \quad (1.9)$$

o tambien,

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (1.10)$$

En la dos expresiones anteriores se puede observar como la intensidad del campo se incrementa para dar lugar a los fenómenos de segundo y tercer orden; para obtener una linealidad de primer orden la dependencia del campo es a la primera potencia, para una no linealidad de segundo orden la dependencia del campo es al cuadrado, la de tercer orden es al cubo y así sucesivamente.

1.3. Condiciones para obtener fenómenos no lineales (dependencia en intensidad del índice de refracción)

En muchos materiales que presentan fenómenos ópticos no lineales, se ha observado que el índice de refracción varía a medida que la intensidad de la onda electromagnética que incide en el material varía también, a continuación se dan las descripciones matemáticas de algunos procesos físicos que dan lugar a estos efectos.

El índice de refracción en algunos materiales se puede describir como dependiente de la intensidad del campo eléctrico incidente, por medio de la siguiente relación:

$$n = n_0 + \bar{n}_2 \langle \tilde{E}^2 \rangle \quad (1.11)$$

en donde, n_0 representa el índice de refracción lineal el cual predomina principalmente cuando el campo incidente tiene pequeñas intensidades, por otra parte, \bar{n}_2 es una nueva constante óptica llamada comúnmente índice de refracción no lineal ó de segundo orden, esta constante óptica proporciona el cambio del índice de refracción total n a medida que se incrementa la intensidad del campo eléctrico incidente, que es de la forma:

$$\tilde{E}(t) = E(\omega)e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.12)$$

en donde, ω es la frecuencia con la que oscila el campo y t es el tiempo. La cantidad $\langle \tilde{E}^2 \rangle$ representa el promedio temporal de la intensidad óptica captada por un fotodetector, esta cantidad debe ser considerada de esta manera debido a que para campos ópticos, las frecuencias de oscilación son grandes ($\sim 10^{14} Hz$), los fotodetectores usados comúnmente en el laboratorio no pueden seguir estas frecuencias, por esta razón la intensidad en un fotodetector es proporcional al promedio temporal.

Entonces, a partir de la expresión matemática para obtener el promedio temporal de una onda electromagnética, $\langle \tilde{E}^2(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T |\tilde{E}^2(t)| dt$, se obtiene que:

$$\langle \tilde{E}^2(t) \rangle = 2E(\omega)E(\omega)^* = 2|E(\omega)|^2 \quad (1.13)$$

sustituyendo la ecuación (1.13) en la ecuación (1.11) tenemos que:

$$n = n_0 + 2\bar{n}_2|E(\omega)|^2 \quad (1.14)$$

El cambio del índice de refracción se puede describir a partir de la ecuación (1.11) ó la ecuación (1.14) y es conocido como efecto Kerr óptico, por su analogía con el efecto Kerr electro-óptico, el cual el cambio del índice de refracción varía proporcionalmente con el cuadrado de la intensidad del campo eléctrico aplicado.

Se ha demostrado experimentalmente que para materiales centro-simétricos y medios isotrópicos tales como: gases, líquidos, sólidos amorfos, etc. , todos los elementos del tensor de susceptibilidad de orden par son prácticamente despreciables, de manera que se pueden considerar cero, es decir, los tensores de susceptibilidad para este tipo de materiales deben permanecer invariante bajo las operaciones simétricas permitidas para este medio material, de esta manera: $\chi^{(2)}, \chi^{(4)}, \dots$ etc., deben ser cero. En contraste, los tensores de susceptibilidad de orden impar tales como: $\chi^{(1)}, \chi^{(3)}, \chi^{(5)}, \dots$ etc., no son cero para materiales que tienen simetría, tales como: materiales centro-simétricos, medios isotrópicos y líquidos, que son los que exhiben efecto Kerr. Por otro lado, para los materiales no centro-simétricos la situación se invierte, es decir, para este tipo de materiales los tensores de susceptibilidad de orden par son distintos de cero, mientras que los de orden impar son considerados cero.

CAPÍTULO 1. MARCO TEÓRICO

1.3. CONDICIONES PARA OBTENER FENÓMENOS NO LINEALES (DEPENDENCIA EN INTENSIDAD DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN)

Como ya se ha mencionado anteriormente, la interacción de la luz con un medio óptico no lineal con simetría puede ser descrito en términos de la polarización no lineal de tercer orden. Así, de esta manera se puede describir la polarización no lineal de tercer orden producida por un campo eléctrico que oscila a una frecuencia ω de la siguiente manera:

$$P^{NL}(\omega) = 3\varepsilon_0\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega)|E(\omega)|^2E(\omega) \quad (1.15)$$

Para simplificar el análisis se asume que la luz es linealmente polarizada y los índices del tensor de susceptibilidad $\chi^{(3)}$ se suprimen para medios isotrópicos homogéneos; entonces, la polarización no lineal total que experimenta el material está descrita de la siguiente manera:

$$P^{TOT}(\omega) = \varepsilon_0\chi^{(1)}E(\omega) + 3\varepsilon_0\chi^{(3)}|E(\omega)|^2E(\omega) = \varepsilon_0\chi_{eff}E(\omega) \quad (1.16)$$

en donde se define la susceptibilidad efectiva como:

$$\chi_{eff} = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 \quad (1.17)$$

R. Boyd en su libro [3] menciona que para poder relacionar la susceptibilidad no lineal de tercer orden con el índice de refracción no lineal n_2 , se debe notar que en general es cierto que el índice de refracción total es:

$$n^2 = 1 + \chi_{eff} \quad (1.18)$$

ahora, si se introduce la ecuación (1.14) en el lado izquierdo y la ecuación (1.17) en el lado derecho de la ecuación (1.18), se obtiene que:

$$[n_0 + 2\bar{n}_2|E(\omega)|^2]^2 = 1 + \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 \quad (1.19)$$

desarrollando el binomio de la parte izquierda de la ecuación (1.19), y considerando los términos de segundo orden de $|E(\omega)|^2$ tenemos que:

$$n_0^2 + 4n_0\bar{n}_2|E(\omega)|^2 = (1 + \chi^{(1)}) + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 \quad (1.20)$$

en donde se muestra que el índice de refracción lineal y no lineal se relacionan con las susceptibilidad lineal y no lineal a través de las siguientes expresiones:

$$n_0 = (1 + \chi^{(1)})^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

y

$$\bar{n}_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0} \quad (1.22)$$

Otra manera en la que se suele definir la dependencia de intensidad del índice de refracción es por medio de la siguiente ecuación:

$$n = n_0 + n_2I \quad (1.23)$$

donde I representa el promedio temporal de la intensidad del campo eléctrico y esta dado por:

$$I = 2n_0\varepsilon_0c|E(\omega)|^2 \quad (1.24)$$

Hasta este punto se ha podido mostrar que la dependencia de intensidad del índice de refracción no lineal puede ser descrita a partir de las ecuaciones (1.14) y (1.23) y por tanto los términos de cada una de estas ecuaciones deben ser iguales, si se comparan los términos que representan la parte no lineal se encuentra la siguiente relación:

$$2\bar{n}_2|E(\omega)|^2 = n_2I \quad (1.25)$$

CAPÍTULO 1. MARCO TEÓRICO

1.3. CONDICIONES PARA OBTENER FENÓMENOS NO LINEALES (DEPENDENCIA EN INTENSIDAD DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN)

sustituyendo la ecuación (1.24) en la parte derecha de la ecuación (1.25) encontramos que \bar{n}_2 y n_2 están relacionadas de la siguiente forma:

$$n_2 = \frac{\bar{n}_2}{n_0 \varepsilon_0 c} \quad (1.26)$$

Ahora si se sustituye la ecuación (1.22) en la ecuación (1.26), se consigue una relación del índice de refracción n_2 con la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ dada por:

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \varepsilon_0 c} \chi^{(3)} \quad (1.27)$$

La ecuación (1.27) es una aproximación escalar que permite describir los procesos no lineales de materiales con centro de simetría o isotrópicos homogéneos. Sin embargo, en el capítulo en donde se describe la técnica de barrido en Z (Z-scan) se muestra una relación entre el índice de refracción no lineal n_2 y el cambio de fase $\Delta\varphi_0$ que sufre la onda electromagnética al pasar por el material, y así de esta manera partiendo de datos experimentales obtener el valor del cambio de fase y finalmente obtener un valor del índice de refracción no lineal n_2 .

Capítulo 2

Técnica de barrido en Z (Z-scan)

La técnica de barrido en z es un método experimental que permite medir el coeficiente y el signo del índice de refracción no lineal, así como también el coeficiente de absorción no lineal, esto se consigue, haciendo barrer una muestra a lo largo del eje z , en una región en donde hay mayor concentración de energía radiante de un haz gaussiano enfocado con una lente positiva, el eje z es perpendicular al plano (x, y) , como se muestra en la Figura 2.1, luego se hacen mediciones del cambio de la transmitancia a campo lejano del haz gaussiano cuando éste sale de la muestra y pasa por una pequeña abertura circular, como función de la posición de la muestra en el eje z .

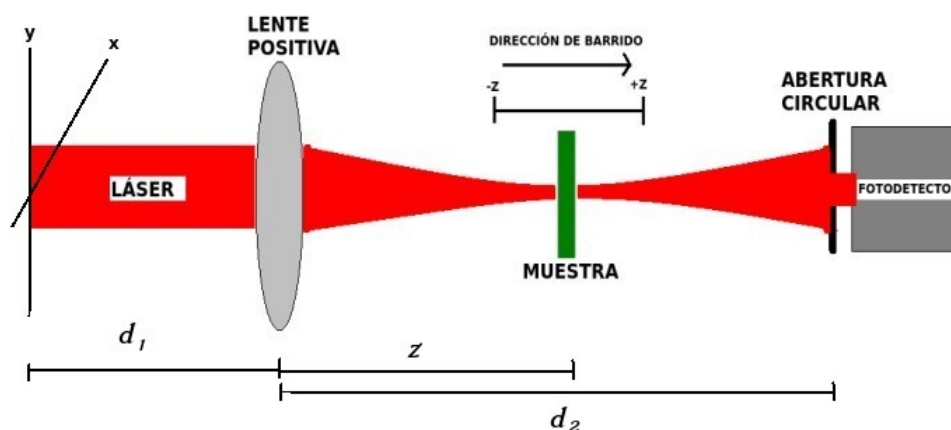


Figura 2.1: Arreglo experimental de la técnica de barrido en z

Cabe señalar que la pequeña abertura circular se coloca en el fotodetector para tener una detección lo más cercana al eje óptico (detección en eje), así como también, para hacer un filtrado espacial del haz que sale de la muestra suprimiendo las aberraciones debidas a las imperfecciones que pudiera producir el medio material, provocando con esto que el haz no sea completamente convergente en la posición del detector, si se suprime la abertura circular se obtiene una gráfica de la transmitancia en función de la posición en el eje z , la cual contiene información del coeficiente de absorción no lineal.

Actualmente existen diferentes técnicas para medir los parámetros ópticos no lineales, sin embargo estos métodos requieren arreglos experimentales complicados así como también el uso de

CAPÍTULO 2. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z (Z-SCAN)

2.1. PROPAGACIÓN DE UN HAZ GAUSSIANO

dispositivos ópticos de alto costo. La técnica de barrido en z por el contrario, tiene un arreglo experimental sencillo compuesto con dispositivos ópticos que son comunes en un laboratorio de óptica y puede ser aplicada a diferentes tipos de materiales como son: líquidos, sólidos y gases, además de poder determinar de manera directa e independiente los coeficientes no lineales de refracción y absorción. La técnica de barrido en z fue desarrollada alrededor de los años 1989-1990 en los laboratorios de óptica no lineal de la Universidad de Florida por M. Sheik-Bahae, A.A. Said y E. W. Van Stryland [4], el término de barrido en z , se deriva a partir de la idea de barrer una muestra a lo largo del eje z .

Antes de explicar a detalle la técnica de barrido en z , se requiere definir ciertos conceptos que son necesarios para la descripción de dicha técnica en este trabajo de tesis; el primero es considerar que el haz que se propaga a través del material tiene una distribución de intensidad simétrica, tal como la que presentan los haces gaussianos cuya distribución de intensidad corresponde a una distribución gaussiana, el segundo concepto que es importante describir es el de la matriz ABCD, el cual está relacionada directamente con el parámetro q , que a su vez, conociendo este parámetro se puede estudiar la propagación del haz por distintos dispositivos ópticos; estos conceptos se describen a continuación.

2.1. Propagación de un haz gaussiano

Para comenzar el análisis de un haz gaussiano es necesario introducir el concepto de una onda paraxial, estas ondas se pueden construir a partir de una onda plana con forma $A \exp(-ikz)$ la cual es transportada y modulada en amplitud por una envolvente compleja $A(r)$, esta envolvente varía lentamente en función de la posición, en donde, la onda paraxial monocromática de amplitud compleja toma la siguiente forma:

$$U(r) = A(r) \exp(-ikz) \quad (2.1)$$

la ecuación (2.1) es una solución a la ecuación de Helmholtz $\nabla^2 U + k^2 U = 0$, y a su vez la envolvente compleja es una solución a la ecuación paraxial de Helmholtz la cual tiene la siguiente forma:

$$\nabla_T^2 A - i2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

en donde, la componente transversal del laplaciano es: $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, con $\frac{\partial^2}{\partial z^2} = 0$ debido a la variación lenta de la envolvente compleja a lo largo del eje de propagación z . Una solución a la ecuación paraxial de Helmholtz es una onda parabólica, la cual es una aproximación paraxial de las ondas esféricas; las ondas parabólicas tienen la siguiente forma:

$$A(r) = \frac{A_1}{z} \exp\left[-ik \frac{\rho^2}{2z}\right] \quad (2.3)$$

en donde, A_1 es una constante y $\rho^2 = x^2 + y^2$.

Otra solución a la ecuación paraxial de Helmholtz es precisamente un haz gaussiano, este se obtiene a partir de una onda parabólica, teniendo en cuenta algunas transformaciones; la transformación consiste en considerar la versión desplazada de una onda parabólica, reemplazando z por $(z - \xi)$ la cual también es una solución a la ecuación paraxial de Helmholtz en donde ξ es una constante, de tal manera que:

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left[-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}\right] \quad (2.4)$$

CAPÍTULO 2. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z (Z-SCAN)
2.1. PROPAGACIÓN DE UN HAZ GAUSSIANO

en donde, $q(z) = z - \xi$.

En la ecuación (2.4) se tiene una onda parabólica centrada al rededor del punto $z = \xi$, en lugar de $z = 0$ como se ve en la ecuación (2.3); cuando se considera a ξ un numero complejo, la ecuación (2.4) sigue siendo una solución de la ecuación (2.2), sin embargo esta adquiere propiedades considerablemente diferentes. En particular, cuando ξ es considerado puramente complejo, este se puede expresar como: $\xi = -iz_0$ donde z_0 es un número real y es conocido como el **rango de Rayleigh**, dando lugar a la envolvente compleja de un haz gaussiano, bajo estas consideraciones.

Otra sustitución que se requiere para poder separar la amplitud de la fase en una onda de amplitud compleja, es escribir la función compleja $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + iz_0}$ en términos de la parte real e imaginaria para definir dos nuevas funciones reales que son: $W(z)$ que representa las mediciones del ancho del haz a lo largo del eje z , y $R(z)$, que representa el radio de curvatura de los frentes de onda que componen al haz, de tal manera que:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (2.5)$$

en donde, $W(z)$ y $R(z)$ están representadas en función de z y z_0 en la ecuaciones (2.7) y (2.8) respectivamente. Luego, sustituyendo la ecuación (2.5) en la (2.4) y usando la ecuación (2.1), se llega a una expresión para una onda de amplitud compleja de un haz gaussiano, el cual tiene la siguiente forma:

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik\frac{\rho^2}{2R(z)} + i\xi(z)\right] \quad (2.6)$$

cuyos parámetros son:

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right] \quad (2.8)$$

$$\xi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.9)$$

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

con una nueva constante $A_0 = \frac{A_1}{iz_0}$, la cual se toma por conveniencia, además, los parámetros A_0 y z_0 pueden ser determinados a partir de las condiciones de frontera; también, a partir de las ecuaciones (2.6) y (2.10) se pueden encontrar algunas relaciones de interés de un haz gaussiano, que se definen a continuación.

1. Intensidad

La intensidad óptica se define como la magnitud al cuadrado de la amplitud compleja de la onda de un haz gaussiano, la cual, es función de la posición en el eje z como también de la

CAPÍTULO 2. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z (Z-SCAN)
2.1. PROPAGACIÓN DE UN HAZ GAUSSIANO

distancia radial ρ , es decir:

$$I(z, \rho) = U(z, \rho)U^*(z, \rho) = |U(z, \rho)|^2 \quad (2.11)$$

en donde $U(z, \rho)$ está dada por la ecuación (2.6), de tal manera que:

$$I(z, \rho) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right] \quad (2.12)$$

en donde $I_0 = |A_0|^2$. De la ecuación (2.12) se observa que la distribución de intensidad es máxima cuando $\rho = 0$ y decrece al valor de $1/e^2$ cuando $\rho = W(z)$; una representación gráfica se muestra en la Figura 2.2.

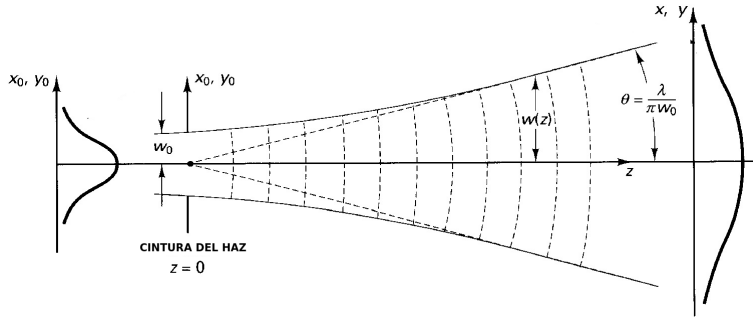


Figura 2.2: Representación gráfica de un haz gaussiano

2. Potencia

La potencia total del haz se puede obtener a partir de la integración de la sección transversal por unidad de área de la ecuación (2.12), de la siguiente manera:

$$P_T = \int_0^{\infty} I(z, \rho) 2\pi r dr \quad (2.13)$$

en donde:

$$P_T = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2) \quad (2.14)$$

3. Radio del haz

El radio de haz es una cantidad que depende directamente de la posición a lo largo del eje z , y esta dada de la siguiente forma:

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

en donde el valor mínimo en $z = 0$, es conocido como la cintura del haz.

4. Radio mínimo del haz

El radio mínimo del haz se define de la siguiente forma:

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

en donde, z_0 es conocido como la distancia de Rayleigh o profundidad de foco.

5. Distancia de Rayleigh o profundidad de foco

La profundidad de foco es una distancia axial en la cual el radio del haz alcanza el valor de $\sqrt{2}W_0$, es decir, el valor del área del haz en la cintura se duplica, a partir de la posición del radio mínimo W_0 , y se define de la siguiente forma:

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (2.17)$$

6. Divergencia angular

Lejos del centro del haz, cuando $z \gg z_0$, el radio del haz aumenta aproximadamente lineal con z , definiendo un cono medido por el ángulo θ_0 , en donde:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (2.18)$$

2.2. Parámetro q

El estudio de la propagación de un haz gaussiano se puede realizar en base a un parámetro conocido como parámetro q , ya que en él se encuentra la información del radio del ancho del haz; así como del radio de curvatura de los frentes de onda del haz gaussiano. Este representa una herramienta matemática, y está dado por la ecuación (2.5). Este parámetro cumple con dos propiedades bien definidas que son:

1. La propagación en espacio libre de longitud d , conociendo la magnitud del parámetro inicial q_i :

$$q_f = q_i + d \quad (2.19)$$

2. La propagación a través de una lente delgada de longitud focal f , conociendo el parámetro inicial q_i antes de la lente:

$$\frac{1}{q_f} = \frac{1}{q_i} - \frac{1}{f} \quad (2.20)$$

De manera general este parámetro está relacionado directamente con la ley ABCD a través de la ecuación:

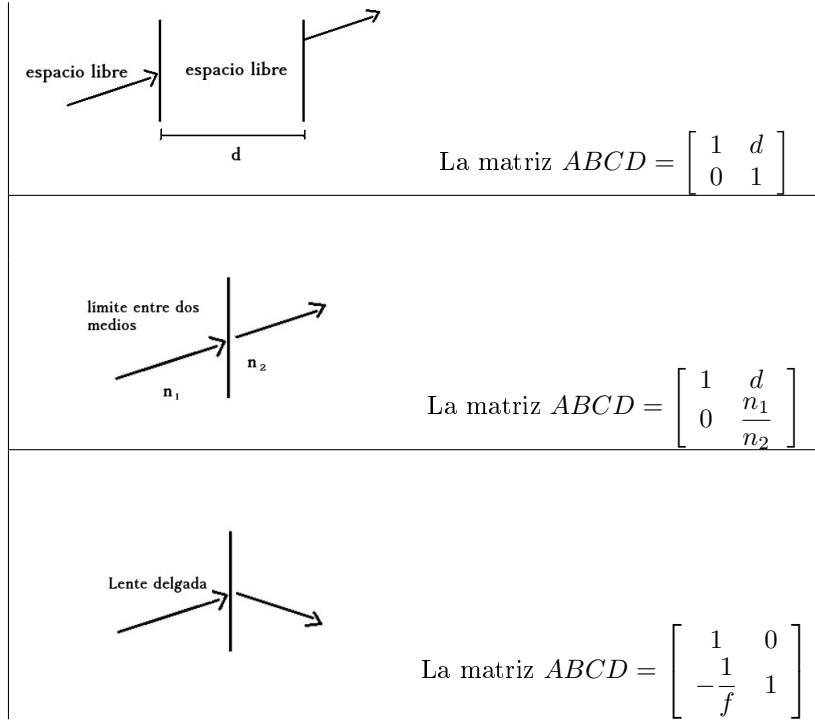
$$q_f = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D} \quad (2.21)$$

Esta relación proporciona información de q_f al atravesar por un conjunto de elementos ópticos, como pueden ser: espacio libre, lentes y medios con algún índice de refracción definido.

Las matrices que son características de estos medios están dadas por:

CAPÍTULO 2. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z (Z-SCAN)

2.3. TRANSMISIÓN DE UN HAZ GAUSSIANO A TRAVÉS DE UNALENTE DELGADA



2.3. Transmisión de un haz gaussiano a través de una lente delgada

Cuando un haz gaussiano se transmite a través de una lente delgada convergente, éste mantiene su distribución gaussiana debido a que el sistema completo mantiene su naturaleza paraxial, es decir, el haz se ve alterado solamente en la cintura y en el radio de curvatura de los frentes de onda, de modo que se puede decir que el haz sufre un escalamiento producido por la lente convergente. Cuando un haz gaussiano centrado en $z = 0$ con un radio en la cintura de W_0 se transmite a través de una lente delgada localizada a una distancia z tal como se muestra en la Figura 2.3, la fase en el plano de la lente es $kz + \frac{k\rho^2}{2R} - \xi$, y a su vez, la fase de la onda transmitida es alterada a:

$$kz + \frac{k\rho^2}{2R'} - \xi = kz + \frac{k\rho^2}{2R} - \xi - \frac{k\rho^2}{2f} \quad (2.22)$$

en donde, $\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}$. De esta manera se observa que el haz gaussiano mantiene su forma gaussiana al pasar por una lente delgada, con un ancho $W' = W$ y radio de curvatura R' ; por otro lado, el radio de curvatura R es positivo ya que el frente de onda del haz es divergente mientras que R' es negativo ya que el frente de onda transmitido es convergente.

Las expresiones que relacionan los parámetros de ambos haces se muestran a continuación [2]:

radio de la cintura

$$W'_0 = MW_0 \quad (2.23)$$

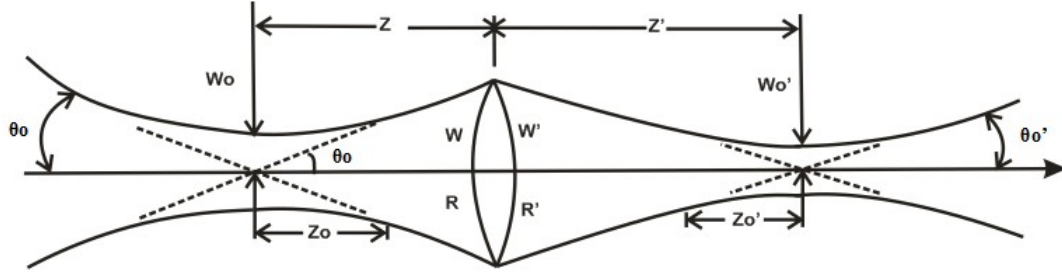


Figura 2.3: Haz gaussiano a través de una lente delgada

localización de la cintura

$$(z' - f) = M^2(z - f) \quad (2.24)$$

profundidad de foco

$$2z'_0 = M^2(2z_0) \quad (2.25)$$

divergencia

$$2\theta'_0 = \frac{2\theta_0}{M} \quad (2.26)$$

Al factor M se le conoce como magnificación y está dada por:

$$M = \frac{M_r}{(1 + r^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.27)$$

en donde, $M_r = \left| \frac{f}{z - f} \right|$ y $r = \frac{z_0}{z - f}$.

2.4. Técnica de barrido en z

Para poder realizar la técnica de barrido en z en este trabajo, se usó a una fuente de luz láser de onda continua con una distribución de intensidad gaussiana, cuya propiedades ya se han descrito anteriormente; posteriormente a una distancia d_1 se coloca una lente convergente (+), esto es, con el objetivo de generar una nueva cintura mínima del haz en el plano focal de esta lente, luego, se hace un barrido de una muestra entorno a la nueva cintura mínima del haz que produjo la lente. El rango de escaneo requerido depende de los parámetros del haz y del grosor de la muestra L . Un parámetro crítico es la longitud de difracción o rango de Rayleigh $z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$ para un haz gaussiano, en donde W_0 es la cintura del haz.

Cuando se considera que el medio es delgado, es decir, que el grosor de la muestra $L \leq z_0$, se cree en teoría que toda la información está contenida en el rango de $\pm z_0$, aunque en la práctica es preferible barrer la muestra en un rango mayor para reducir el ruido en la región de importancia;

CAPÍTULO 2. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z (Z-SCAN)
2.4. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z

así también, se considera que la detección es a campo lejano cuando se toman distancias mayores al rango de z_0 . A una distancia d_2 se coloca una abertura circular, los valores típicos a los que se suele colocar la abertura van de $20z_0$ a $100z_0$. Se define la cantidad S como el porcentaje de luz que deja pasar la abertura localizada lejos del foco, de manera experimental se sugiere usar un intervalo de $0,1 \leq S \leq 0,5$ para determinar la refracción no lineal y el sistema sea sensible a las distorsiones no lineales del haz debido a la refracción.

A continuación, se coloca un fotodetector para hacer un seguimiento de la transmitancia en función de la posición de la muestra a lo largo del eje z , $T(z)$; de forma experimental se ha encontrado que ocurren fluctuaciones considerables en la potencia del láser durante el barrido de la muestra, debido a esto, es necesario normalizar la transmitancia con un valor arbitrario de referencia, esta normalización se lleva a cabo de tal manera que la transmitancia es la unidad lejos del plano focal, donde los efectos de la no linealidad son despreciables. Un esquema similar de la técnica de barrido en z con abertura abierta o sin abertura es utilizado para medir la absorción no lineal de la muestra.

En la Figura 2.4, se presenta una respuesta típica de un barrido con abertura cerrada para un medio delgado que presenta refracción no lineal, en dicha figura se observa un ejemplo de una respuesta del índice de refracción no lineal positivo $n_2 > 0$, que se caracteriza por tener un valor de transmitancia mínimo $T_{min}(valle)$ seguido de un valor máximo de transmitancia $T_{max}(pico)$, en caso contrario $n_2 < 0$, se tiene que el índice de refracción no lineal es negativo y su gráfica se caracteriza por tener un pico seguido de un valle.

Existen ciertas aproximaciones válidas que dan lugar a expresiones analíticas simples, lo que permite que el análisis de datos sea fácil y preciso. Además de considerar la aproximación de la variación lenta de la envolvente (SVEA) por sus siglas en inglés, una simplificación que resulta de mayor importancia es considerar que el material de interés es delgado de modo que ni la difracción así como la refracción no lineal, provocan cambios en el perfil del haz dentro del material.

Tomando en cuenta las aproximaciones anteriores, se considera la auto-modulación de fase $\Delta\varphi$ que sufre el haz cuando este atraviesa el medio, el cual se considera delgado y esta gobernado por las siguientes ecuaciones, en donde también se considera la aproximación (SVEA):

$$\frac{d\Delta\varphi}{dz'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I \quad (2.28)$$

y

$$\frac{dI}{dz'} = -\alpha(I)I \quad (2.29)$$

en donde z' es la profundidad de propagación en la muestra y $\alpha(I)$ es el coeficiente de absorción el cual, contiene un término lineal y uno no lineal; este último se define como:

$$\Delta\alpha = \beta I \quad (2.30)$$

en donde, β representa en coeficiente de absorción no lineal de tercer orden, el cual para la absorción no lineal ultrarápida es igual al coeficiente de absorción de dos fotones.

Otro fenómeno asociado a la auto-modulación de fase es el efecto de auto-enfocamiento, esto se debe a que cuando el haz atraviesa un medio material que presenta un efecto Kerr óptico, el cambio de índice de refracción mapea el patrón de intensidad en el plano transversal haciendo que el haz mantenga su distribución gaussiana de intensidad y con esto el cambio del índice de refracción de la muestra, en donde el mayor cambio se registra en el centro debido a que es la región en donde incide mayor intensidad, logrando que el material actúe como un medio de índice de refracción graduado que proporciona un cambio de fase no uniforme a la onda,

CAPÍTULO 2. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z (Z-SCAN)
2.4. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z

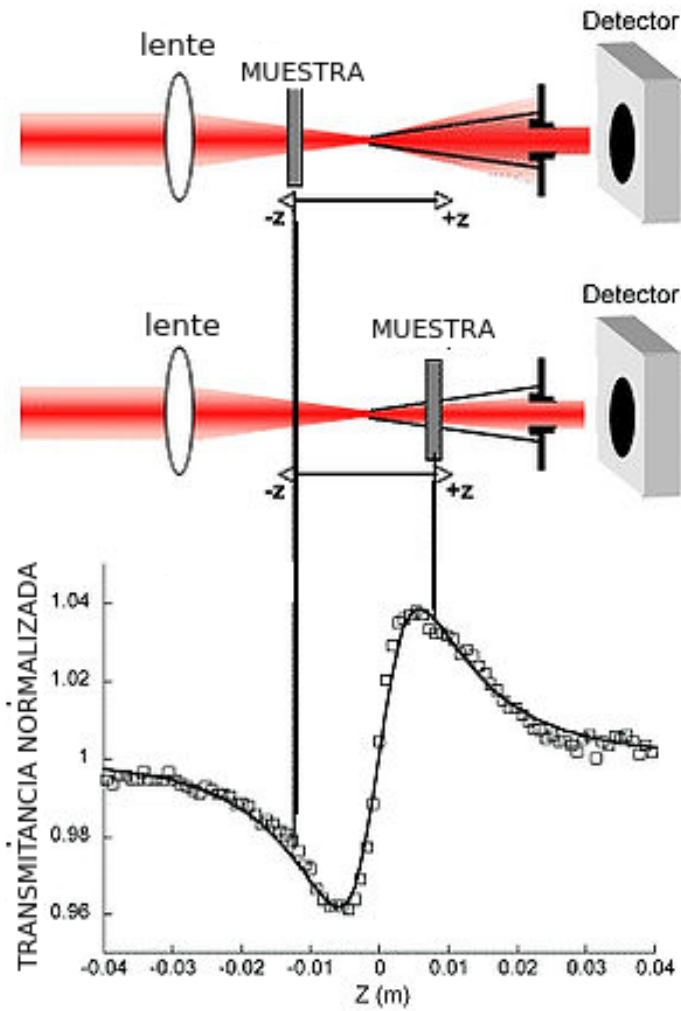


Figura 2.4: Respuesta típica del índice de refracción no lineal positivo

causando la curvatura del frente de onda; bajo estas condiciones, se puede decir que la muestra se comporta como una lente cuya distancia focal es dependiente de la intensidad, teniendo dos casos:

1. Cuando $n_2 > 0$, el haz es enfocado dentro del material debido al cambio inducido del índice de refracción haciendo que el medio actúe como una lente positiva o convergente, a este fenómeno se le conoce como auto-enfocamiento del haz, Figura 2.5a).
2. Cuando $n_2 < 0$, el material se comporta como una lente negativa haciendo que el haz sea mas divergente, a este fenómeno se le conoce como auto-desenfocamiento del haz, Figura 2.5b).

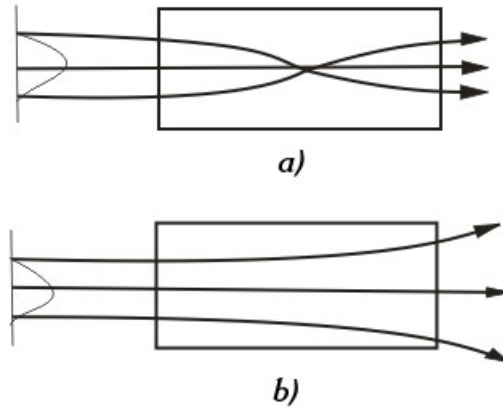


Figura 2.5: Fenómeno de auto-enfocamiento a) y auto-desenfocamiento b)

2.5. Refracción no lineal

Para determinar la refracción no lineal, se define el cambio de transmitancia entre el pico y el valle como $\Delta T_{PV} = T_P - T_V$, en donde, T_P y T_V son las transmitancias pico y valle normalizadas, como se ve en la Figura 2.6.

Una expresión que se ha determinado experimentalmente que relaciona la distorsión de la fase inducida en el punto focal $\Delta\Phi_0$ y ΔT_{PV} para procesos refractivos no lineales de tercer orden es [4]:

$$\Delta T_{PV} \simeq 0,406(1 - S)^{0,27} |\Delta\Phi_0| \quad (2.31)$$

en donde,

$$\Delta\Phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L_{eff} \quad (2.32)$$

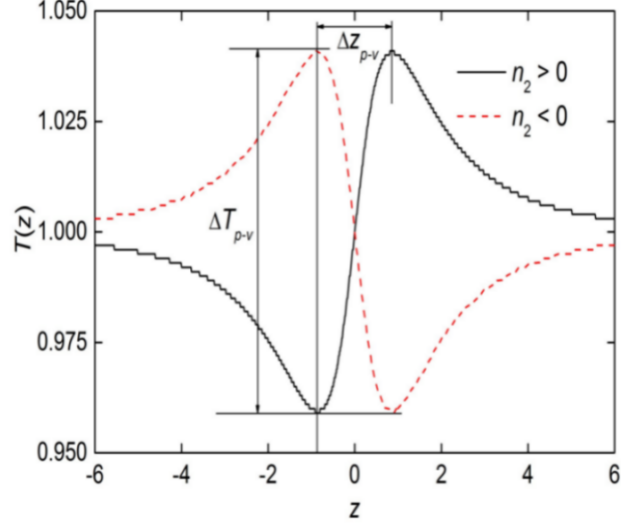


Figura 2.6: Respuestas no lineales de tercer orden, la línea punteada representa una RNL negativa y la línea continua representa una RNL positiva.)

con $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$, y S es la transmitancia de la abertura en ausencia de la muestra. $\Delta\Phi_0$ e I_0 son el cambio de fase no lineal y la intensidad cuando la muestra se encuentra en el foco ($z = 0$). Una medida directa de la longitud de difracción del haz incidente para una respuesta no lineal está dada por: Δz_{PV} , que es la distancia en el eje z entre la posición del pico y la posición del valle de la transmitancia $T(z)$, dado por [5]:

$$|\Delta z_{PV}| \approx 1,7z_0. \quad (2.33)$$

2.6. Absorción no lineal

La absorción no lineal puede ser determinada de manera directa con la técnica de barrido en z empleando la geometría sin abertura; se ha encontrado que para un pulso gaussiano, el cambio normalizado en la energía transmitida $\Delta T = (T(z) - 1)$ viene dada por [5]:

$$\Delta T(z) \approx -\frac{q_0}{2\sqrt{2}} \frac{1}{[1 + z^2/z_0^2]} \quad (2.34)$$

en donde, $q_0 = \beta I_0 L_{eff}$ con ($|q_0| \ll 1$). Esta relación toma la forma de una distribución Lorentziana para un haz gaussiano enfocado, como se puede ver en la Figura 2.7; sin embargo, en este trabajo de tesis solo nos limitaremos a medir la refracción no lineal, usando un modelo matemático diferente al presentado en la sección 3.5 de este capítulo.

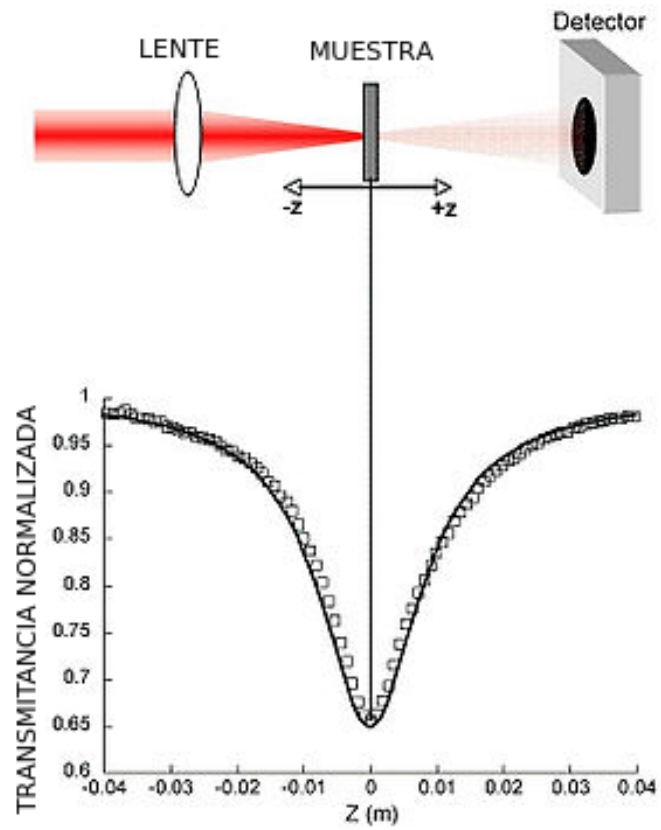


Figura 2.7: Respuesta típica de absorción no lineal de tercer orden obtenida con la configuración de barrido en z sin abertura.

Capítulo 3

Técnica de barrido en z midiendo el ancho del haz

En esta sección se explica con detalle, otra modificación que se ha realizado a la técnica tradicional de barrido en z ; como ya se ha mencionado en la sección anterior son muchas las modificaciones que se le ha hecho a ésta técnica, con el fin de incrementar la sensibilidad en la detección y de esta manera, poder estudiar materiales en los que se encuentran algunas dificultades para obtener sus parámetros ópticos no lineales, tales como: el índice de refracción y la absorción; en muchas ocasiones, estos problemas se hacen presentes cuando, o bien, los materiales absorben la mayor parte de la luz que se incide en ellos, o son muy dispersivos a medida que están siendo iluminados, teniendo la necesidad de llevar a cabo ciertas mejoras para intentar reducir las fluctuaciones en las mediciones, causadas por la distorsión del haz debido a la presencia de una muestra con propiedades ópticas no lineales.

La modificación que se usa en este trabajo de tesis, consiste en medir directamente los cambios del ancho del haz usando un disco giratorio ranurado en secciones iguales (chopper), a medida que un medio no lineal se desplaza en torno a la cintura mínima de un haz gaussiano enfocado, variando con esto la distancia focal de la lente que se fotoinduce en la muestra, y con ello el ancho del haz en la posición del disco. Este método experimental es similar a la técnica tradicional de barrido en z , sólo que en este caso la pequeña abertura colocada a campo lejano, es reemplazada por el disco giratorio ranurado en secciones iguales, el cual tiene la función de eclipsar y deseclipsar al haz que sale de la muestra, mientras ésta es desplazada a lo largo del eje óptico, a medida que el disco gira con una frecuencia constante Ω_0 , generando con este proceso, una señal periódica en el tiempo, correspondiente a un aumento y un descenso de la energía captada por un fotodetector colocado atrás del disco, en este caso la información de los cambios del ancho del haz se localizan en las pendientes de la parte ascendente y descendente de ésta señal periódica generada; estos conceptos se especificarán con más detalle en el desarrollo de esta sección. En la Figura 3.1, se muestra el arreglo experimental de la técnica de barrido en z que detecta los cambios del ancho del haz.

3.1. Equivalencia matemática en la medición de intensidades y anchos del haz para la técnica de barrido en z

Como ya se ha mencionado en capítulos anteriores, la técnica tradicional de barrido en z , consiste en hacer un seguimiento al cambio de la transmitancia normalizada, debido a la variación de la intensidad de un haz que sale de una muestra no lineal y pasa por una pequeña abertura

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.1. EQUIVALENCIA MATEMÁTICA EN LA MEDICIÓN DE INTENSIDADES Y ANCHOS DEL HAZ PARA LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z

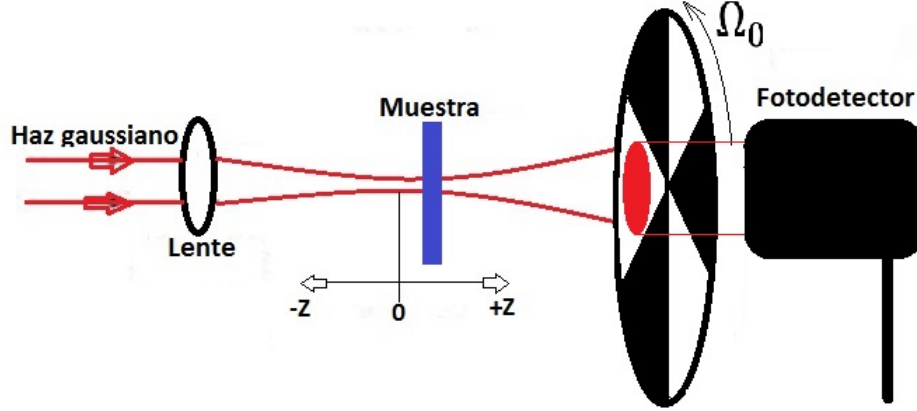


Figura 3.1: Arreglo experimental de la técnica de barrido en z que mide el ancho del haz.

colocada a campo lejano, conforme la muestra en cuestión, se traslada alrededor de la cintura mínima del haz, pudiendo conseguir de esta manera, información de los parámetros ópticos no lineales del medio material, tales como, la refracción y la absorción.

Matemáticamente, la transmitancia normalizada se define como:

$$T = \frac{I_{NL}}{I_L} \quad (3.1)$$

En donde, I_{NL} es la intensidad no lineal del haz que se detecta a la salida de la muestra a medida que ésta se traslada, e I_L es la intensidad lineal, que se mide en ausencia de la muestra en el arreglo experimental de la técnica tradicional de barrido en z.

Tomando en cuenta, que una muestra que presenta propiedades ópticas no lineales, puede ser modelada como una lente cuya distancia focal varía con respecto a su posición en el eje óptico z, el ancho del haz también sufre variaciones en la posición del fotodetector, de tal manera que, cuando se detecta la máxima intensidad, el ancho del haz correspondiente a esta distribución es mínimo, en el caso contrario, cuando se detecta la mínima intensidad del haz, el ancho que se registra para esta distribución es el máximo, de esta forma, se consigue una relación inversa entre la intensidad y el área formada por el spot de un haz gaussiano, la cual se observa en la siguiente expresión:

$$I = \frac{P}{A} = \frac{P}{\pi W^2(z)} \quad (3.2)$$

en donde P es la potencia y $W(z)$ el radio del haz; en este caso se considera que el haz tiene simetría circular.

Para la intensidad no lineal del haz a la salida de la muestra se tiene la siguiente expresión:

$$I_{NL} = \frac{P_{NL}}{\pi W_{NL}^2} \quad (3.3)$$

en donde, P_{NL} es la potencia no lineal y W_{NL} es el radio del haz no lineal producido por la muestra. Para la intensidad lineal se tiene la siguiente expresión:

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.1. EQUIVALENCIA MATEMÁTICA EN LA MEDICIÓN DE INTENSIDADES Y ANCHOS DEL HAZ PARA LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z

$$I_L = \frac{P_L}{\pi W_L^2} \quad (3.4)$$

en donde, P_L es la potencia lineal y W_L es el radio del haz lineal, medido sin que la muestra esté presente. Debido a que en este trabajo se consideran medios no lineales delgados, en este régimen, la potencia no lineal y la potencia lineal son prácticamente iguales, es decir, $P_{NL} \approx P_L$; tomando en cuenta lo dicho anteriormente y sustituyendo las ecuaciones (3.3) y (3.4) en la fórmula de la transmitancia normalizada dada en la ecuación (3.1), se obtiene la siguiente expresión:

$$T = \frac{I_{NL}}{I_L} = \frac{\frac{P_{NL}}{\pi W_{NL}^2}}{\frac{P_L}{\pi W_L^2}} = \frac{W_L^2}{W_{NL}^2} \quad (3.5)$$

En la ecuación (3.5), se presenta una relación matemática para la transmitancia normalizada, en donde se deduce una equivalencia entre la medida de la variación de intensidad y los cambios en el ancho del haz, el cual es producido por una muestra no lineal que se desplaza entorno a la cintura de un haz gaussiano enfocado; en esta ecuación, se puede notar cómo los cambios de intensidad están relacionados inversamente con los cambios del ancho del haz, ya que como se mencionó anteriormente, cuando la intensidad del haz aumenta, el ancho del haz disminuye, y viceversa en caso contrario. Sin embargo, una manera más precisa para representar la equivalencia entre la técnica tradicional de barrido en z con un solo haz, y la técnica de barrido en z, en donde se mide el ancho del haz, es considerar una expresión general para la transmitancia normalizada, medida a través de una abertura localizada en una posición fija del eje óptico en el campo lejano, de la siguiente forma:

$$T(z) = \frac{P(W(z), \rho_0)}{P(W(\infty), \rho_0)} \quad (3.6)$$

en donde, z es la posición de la muestra no lineal con respecto a la cintura mínima del haz, y $P(W(z), \rho_0)$ es la potencia transmitida por la abertura, y está dada de la siguiente forma:

$$P(W(z), \rho_0) = P_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}\right) \right] \quad (3.7)$$

siendo ρ_0 el radio de la abertura, $W(z)$ el radio del haz en la posición de la abertura cuando la muestra está en una posición z y $W(\infty) = W_L$ el radio del haz que incide sobre la abertura sin que la muestra esté presente, con una potencia P_0 , el cual corresponde al régimen lineal. En este caso, el cambio de la transmitancia debido a la presencia de la muestra, se mide a partir de un valor de referencia, que por simplicidad se considera la unidad, es decir, $T(\infty) = 1$, el cual es tomado cuando la muestra se encuentra en una posición muy lejana a la cintura del haz, de modo que los cambios en la transmitancia con respecto al valor de referencia $\frac{\Delta T(z)}{T(\infty)}$, representen los cambios de la potencia transmitida por la abertura a partir del régimen lineal, es decir, $\frac{\Delta P}{P(W_L, \rho_0)}$; esta consideración a su vez, permite establecer la siguiente relación:

$$\frac{\Delta T(z)}{T(\infty)} = \frac{\Delta P}{P_0 S} \quad (3.8)$$

en donde:

$$\Delta P = P(W(z), \rho_0) - P(W_L, \rho_0) \quad (3.9)$$

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.1. EQUIVALENCIA MATEMÁTICA EN LA MEDICIÓN DE INTENSIDADES Y ANCHOS DEL HAZ PARA LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z

y

$$S = 1 - \exp\left(-\frac{2\rho_0^2}{W_L^2}\right) \quad (3.10)$$

en donde, S corresponde al porcentaje de luz transmitida en la abertura en ausencia de la muestra.

Cuando la muestra está siendo analizada, ésta produce cambios en el ancho del haz, haciéndolo variar de W_L a $W(z)$, produciendo una diferencia de la siguiente forma:

$$\Delta W = W(z) - W_L \quad (3.11)$$

Luego, a partir de la ecuación (3.7) se puede encontrar un valor óptimo para el radio de la abertura ρ_0 , para detectar los cambios de la potencia transmitida con respecto a los cambios del ancho del haz, es decir, $\frac{\Delta P}{\Delta W}$ de la siguiente forma:

$$\frac{\partial^2}{\partial \rho_0 \partial W} P(W, \rho_0) = 0 \quad (3.12)$$

del cual se obtiene el siguiente resultado:

$$\rho_0 = \frac{W_L}{\sqrt{2}} \quad (3.13)$$

en donde, en la expresión (3.13) se considera el 70.7% del ancho del haz lineal W_L , usando el criterio de $1/e^2$ para este caso; la máxima sensibilidad efectiva ocurre cuando $\rho_0 \approx 0,71W_L$, el cual se corrobora experimentalmente en el artículo “optimización de la sensibilidad en la técnica de barrido en z con un solo haz y la técnica de barrido en z inmune a la absorción no lineal” [6]. Luego, tomando en cuenta lo dicho anteriormente, y usando las ecuaciones (3.7), (3.9) y (3.13), se tiene que:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) - \exp\left(-\frac{W_L^2}{W^2(z)}\right) \quad (3.14)$$

ahora, si se considera que los cambios del ancho del haz ΔW son pequeños en comparación con W_L , es decir, $\Delta W \ll W_L$, y se sustituye a $W_L = W(z) - \Delta W$ en la ecuación (3.14), se puede hacer una expansión en serie de Taylor de la función exponencial considerando sólo los dos primeros valores de dicha serie, para que de esta forma, se pueda aproximar la ecuación (3.14), a la siguiente expresión:

$$\frac{\Delta P}{P_0} \simeq 2\exp(-1)\left(-\frac{\Delta W}{W_L}\right) \quad (3.15)$$

La ecuación (4.15), tiene una importancia relevante, debido a que muestra una relación directa entre los cambios del ancho del haz ΔW y los cambios de la potencia transmitida ΔP .

Posteriormente, si se combinan las ecuaciones (3.15), (3.13) y (3.10) con la ecuación (3.8), se obtiene la siguiente relación:

$$\frac{\Delta T}{T(\infty)} \simeq 1,16\left(-\frac{\Delta W}{W_L}\right) \quad (3.16)$$

en donde, la ecuación (3.16) demuestra una equivalencia entre la técnica tradicional de barrido en z con un solo haz, y la técnica de barrido en z que mide los cambios del ancho del haz, debido a que en ésta se observa una proporción, entre los cambios de la transmitancia y los cambios del ancho del haz; el signo menos (-) que acompaña a ΔW en la ecuación (3.16), representa una relación inversa que hay entre la técnica tradicional y la técnica que mide

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ
3.2. TÉCNICAS EXPERIMENTALES PARA MEDIR EL ANCHO DEL HAZ

anchos del haz, es decir, las curvas de barrido en z que se obtienen midiendo los cambios del ancho del haz, son invertidas con respecto a las que se obtienen con la técnica tradicional, debido a que como ya se mencionó antes, existe una relación inversa entre la intensidad del haz y su ancho.

Finalmente, considerando la expresión para encontrar la diferencia pico-valle de la transmitancia usada en la técnica tradicional de barrido en z, es decir:

$$\Delta T_{P-V} = 0,406(1 - S)^{0,25} |\Delta \Phi_0| \quad (3.17)$$

en donde, $\Delta \Phi_0$ es el cambio de fase que sufre el haz dentro de la muestra, se puede sustituir la ecuación (3.16) en la ecuación (3.17), haciendo ciertas aproximaciones, tales como: considerar que el spot del haz incidente sea circular, que los cambios de fase que sufre el haz dentro de la muestra sean pequeños, que el medio no lineal a analizar sea delgado y sustituyendo la ecuación (3.13) en la ecuación (3.10), se puede encontrar una relación entre los cambios del ancho del haz ΔW , y el cambio de fase del haz dentro de la muestra $\Delta \Phi_0$, con la siguiente forma:

$$\frac{\Delta W_{P-V}}{W_L} \simeq 0,273 |\Delta \Phi_0| \quad (3.18)$$

en donde, ΔW_{P-V} es la diferencia entre el pico y el valle de las curvas obtenidas con la técnica de barrido en z, en donde se mide el ancho del haz; los cálculos en donde se deducen las ecuaciones de esta sección, se muestran con mas detalle en el Apéndice A .

3.2. Técnicas experimentales para medir el ancho del haz

En la actualidad, se han reportado una gran variedad de técnicas que permiten realizar mediciones a los parámetros característicos de un haz, en particular, aquellos que presentan una distribución de intensidad gaussiana; algunos de los parámetros de mayor interés para ser determinados son por lo general: la cintura mínima del haz W_0 , la distancia de Rayleigh Z_0 , el perfil de intensidad $I(\rho_0, z)$ y la medición del ancho del spot $W(z)$ formado por el haz en distintos puntos del eje de propagación. De la gran variedad de técnicas existentes, unas cuantas sobresalen de las demás, ya sea, por su simplicidad o por su precisión para adquirir datos de medición; algunas de las técnicas más usadas para la caracterización de haces son las siguientes: el método de barrido de la abertura [7], la técnica del pinhole [8], el método de Gupta [9], técnica de la medición del ancho del haz usando una cámara CCD [10], el método de listones [11], y la técnica del filo de la navaja [12], por mencionar algunas. Estas técnicas resultan ser muy convenientes y relativamente sencillas para el estudio de la propagación de un haz. Sin embargo, la técnica más extendida y usada es precisamente la técnica del filo de la navaja o simplemente la técnica de la navaja. La causa principal, por el cual este método es muy usado, es debido a que el desarrollo experimental para implementar esta técnica es muy sencillo y económico, ya que los materiales usados como: un láser con distribución gaussiana, una navaja y un fotodetector, son instrumentos muy comunes en cualquier laboratorio de óptica.

El procedimiento experimental para el desarrollo de esta técnica consiste en: colocar una navaja en algún punto del eje de propagación del haz, en donde se desee determinar el ancho del haz, y posteriormente, eclipsarlo de forma transversal, midiendo al mismo tiempo el cambio en la potencia; en la Figura 3.2, se muestra una vista frontal de un haz gaussiano siendo eclipsado por una navaja.

A medida que la navaja cubre o descubre al haz se detectan cambios en la potencia medidos por el fotodetector, produciendo una señal como la que se muestra en la Figura 3.3; para poder analizar los cambios en la potencia del haz con una mayor precisión, esta señal debe ser ajustada a la función de error $erf(x)$, la cual se relaciona por medio de la siguiente expresión:

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.2. TÉCNICAS EXPERIMENTALES PARA MEDIR EL ANCHO DEL HAZ

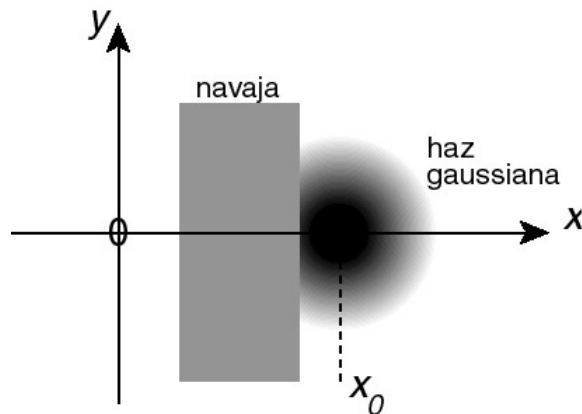


Figura 3.2: Desarrollo experimental de la técnica de la navaja.

$$P(x) = \frac{P_0}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}}{r_0} x\right) \quad (3.19)$$

en donde, P_0 es la potencia del láser medida directamente por el fotodetector, y r_0 es el radio del haz medido a la salida del láser.

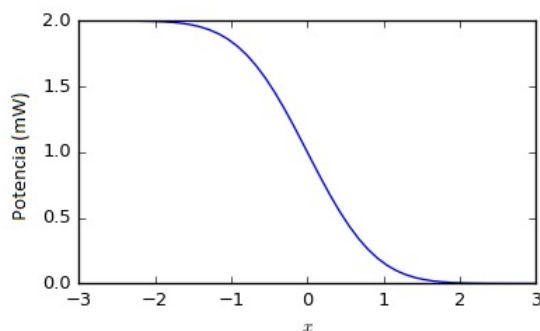


Figura 3.3: Variación de potencia de un haz eclipsado por una navaja.

Posteriormente, se procede a derivar la señal producida por los cambios de la potencia, es decir, se debe derivar la función error a la que está siendo ajustada dicha señal, consiguiendo con este proceso una nueva señal que corresponde justamente a la distribución de intensidad de un haz gaussiano, la cual está dada por la siguiente expresión:

$$I(x) = \frac{\sqrt{2}P_0}{\sqrt{\pi}r_0} \exp\left(-\frac{2x^2}{r_0^2}\right) \quad (3.20)$$

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.3. MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ USANDO UN DISCO GIRATORIO RANURADO EN SECCIONES IGUALES (CHOPPER)

en la Figura 3.4, se muestra la curva de la distribución de intensidad que se obtiene al derivar la función de error, correspondiente a la señal generada por la variación de la potencia debido al proceso de eclipsar a un haz gaussiano con una navaja.

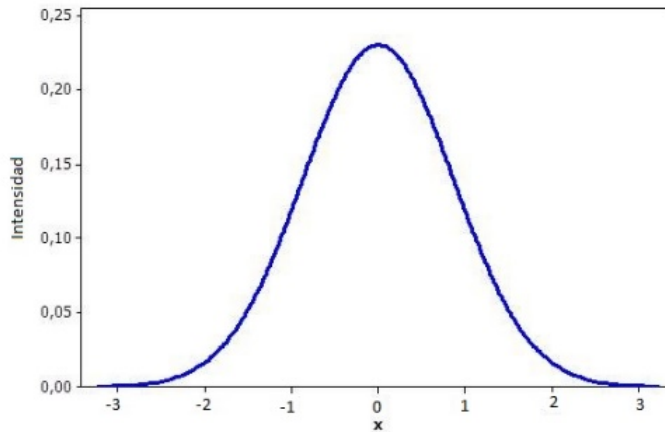


Figura 3.4: Gráfica de la distribución de intensidad de un haz gaussiano.

Para realizar la medición del ancho del haz usando en método descrito anteriormente, se debe considerar algún criterio experimental para determinar dicho valor. Los criterios más usados para determinar el ancho del haz, son por lo general: el criterio FWHM, que son las siglas en ingles de (Full Width at Half Maximum), en donde el ancho del haz es medido a la mitad del valor máximo de la distribución de intensidad, el criterio $1/e$, el cual el ancho del haz es medido a partir del punto en donde la función de distribución de intensidad, baja al valor de aproximadamente el 36%, y finalmente, el criterio $1/e^2$, en este caso el ancho del haz es medido de igual forma, cuando el valor máximo de la función de distribución de intensidad se reduce al 13% aproximadamente; en este trabajo de tesis, todas las mediciones del ancho del haz se basarán en éste último criterio. En la Figura 3.5, se muestra de forma gráfica el procedimiento a seguir, para determinar el valor del ancho del haz $2W(z)$, usando la técnica de la navaja bajo el criterio $1/e^2$.

A pesar de que el desarrollo experimental de la técnica de la navaja es sencillo, éste resulta ser muy tedioso y lento, además de presentar muchas fluctuaciones en las mediciones, debido a que tiene una alta sensibilidad al ruido.

3.3. Medición del ancho del haz usando un disco giratorio ranurado en secciones iguales (Chopper)

En esta sección, se describe una técnica mejorada y automatizada para medir el ancho del haz, el cual consiste en el uso de un disco giratorio ranurado en secciones iguales, también conocido con el nombre de Chopper; este método está basado en la técnica de la navaja, la cual fue descrita en la sección anterior, solo que, en este caso el disco eclipsa y deseclicpa a medida que gira a un haz gaussiano propagándose hacia un fotodetector localizado enseguida del disco; consiguiendo con esta modificación, que el disco actúe como un conjunto de navajas rotantes, adquiriendo los datos de la medida del ancho del haz con una mayor precisión y velocidad.

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.3. MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ USANDO UN DISCO GIRATORIO RANURADO EN SECCIONES IGUALES (CHOPPER)

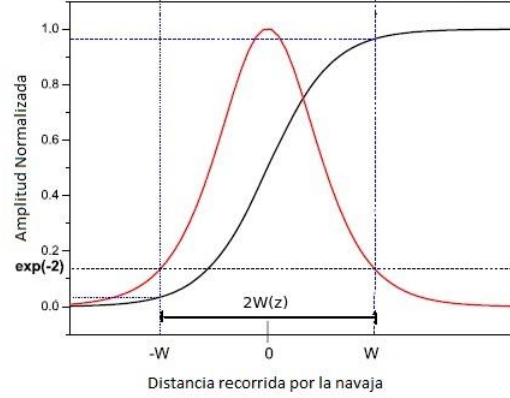


Figura 3.5: Medición del ancho del haz usando la técnica de la navaja.

Dado que las ranuras del disco están localizadas a la misma distancia, las navajas de éste eclipsaran y desecipsarán a un haz en intervalos de tiempos iguales t_0 , conforme gira con una frecuencia constante Ω_0 . Al mismo tiempo que las navajas cubren y descubren al haz, en el fotodetector se detecta un aumento y descenso en la potencia del haz, generando con este proceso una señal periódica en el tiempo con una frecuencia angular ω_0 , en donde, en las partes ascendentes y descendentes de dicha señal se podrá encontrar el valor del ancho del haz, como ya se verá mas adelante.

Cuando el disco está girando con una frecuencia constante Ω_0 , éste posee una velocidad angular ω_0 , la cual se define con la siguiente expresión:

$$\omega_0 = \frac{\theta}{t_0} \quad (3.21)$$

en donde, θ es el ángulo subtendido por el ancho del haz $2W(z)$ al eje de rotación del disco, cuya distancia es denotada por R . En la Figura 3.6, se muestra de forma gráfica una imagen frontal del disco girando con una frecuencia constante Ω_0 , y a un haz totalmente desecipsado representado por un círculo de color rojo, en donde se pueden observar gráficamente los parámetros descritos anteriormente.

A partir de la ecuación (3.21), se puede despejar el tiempo t_0 , de modo que:

$$t_0 = \frac{\theta}{\omega_0} \quad (3.22)$$

en donde, t_0 representa los tiempos correspondientes que le toma a cada navaja del disco en eclipsar y desecipsar al haz, conforme éste está girando.

Ahora, tomando en cuenta una aproximación, la cual consiste en considerar a los angulos θ pequeños, de modo que la distancia R , la cual es medida desde el eje de rotación del disco a un extremo del diámetro del haz, sea mucho mayor que el radio del haz, $R \gg W$, en donde W es considerado bajo el criterio $1/e^2$; luego, con ayuda de la Figura 3.6, θ puede ser relacionado de la siguiente forma:

$$\tan(\theta) = \frac{2W}{R} \quad (3.23)$$

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ
3.3. MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ USANDO UN DISCO GIRATORIO RANURADO EN SECCIONES IGUALES (CHOPPER)

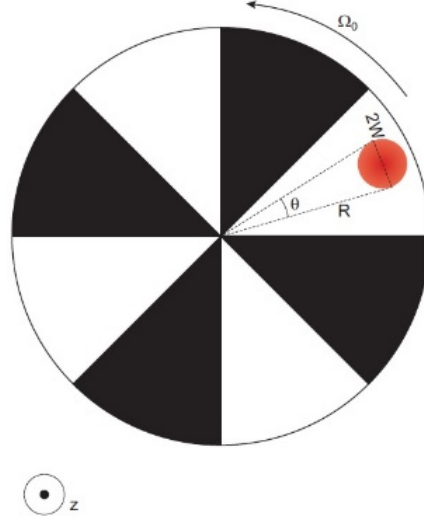


Figura 3.6: Disco giratorio ranurado en secciones iguales con un haz deseclipsado.

si θ es pequeño se puede considerar a la $\tan(\theta) \approx \theta$, de modo que:

$$\theta = \frac{2W}{R} \quad (3.24)$$

Luego, sustituyendo la ecuación (3.24) en la ecuación (3.22) y tomando a $\omega_0 = n\Omega_0$, en donde n es el número de navajas del disco y Ω_0 la frecuencia de giro constante del disco, se llega a la siguiente expresión:

$$t_0 = \frac{2W}{\omega_0 R} = \frac{2W}{n\Omega_0 R} \quad (3.25)$$

en donde, la ecuación (3.25) muestra a los tiempos t_0 relacionados en proporción directa, con los cambios del ancho del haz $W(z)$ [13].

Cuando el disco eclipsa y deseclipsa al haz, en el fotodetector se detecta un descenso y un ascenso de energía radiante respectivamente en un tiempo t_0 , generando con este proceso, una señal periódica en el tiempo con una frecuencia angular ω_0 , en donde la información del valor del ancho del haz, se puede encontrar justamente en las proyecciones de las pendientes de ascenso y descenso de dicha señal en el eje del tiempo, ver Figura 3.7. Dado que en este trabajo, se utilizó un fotodiodo en función de un fotodetector, las mediciones correspondientes a los cambios de la potencia se hacen coincidir en voltaje, acotando estos valores cuando la función de distribución de intensidad toma el valor $1/e^2$. En la Figura 3.7, se puede observar que cuando la señal adquiere el valor umbral de voltaje V_1 , el haz comienza a ser deseclipsado hasta alcanzar el valor de voltaje umbral V_2 correspondiente a una potencia máxima, en donde el haz se encuentra completamente descubierto, manteniéndose en ese valor un intervalo de tiempo; posteriormente, la señal comienza a descender indicando que el haz está siendo eclipsado, alcanzando nuevamente el valor de voltaje umbral V_1 representando una potencia mínima, manteniéndose en ese valor otro intervalo de tiempo, en el cual el haz se encuentra totalmente cubierto por una navaja del disco; este proceso se repite sucesivamente hasta obtener una señal periódica en el tiempo, la cual puede ser generada y visualizada si el fotodetector es conectado a un osciloscopio. El análisis descrito anteriormente, es representado gráficamente en la Figura 3.7, en la cual se puede notar una similitud con la técnica de la navaja, pero con un método mejorado y más veloz.

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.3. MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ USANDO UN DISCO GIRATORIO RANURADO EN SECCIONES IGUALES (CHOPPER)

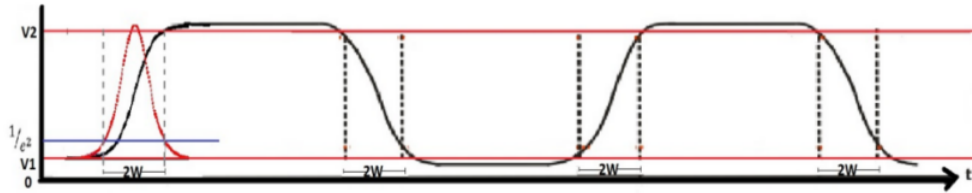


Figura 3.7: Señal periódica generada en el tiempo.

Para poder obtener el valor del ancho del haz $W(z)$, es necesario utilizar un método de comparación de señales como el que se muestra en la Figura 3.8, el cual consiste en generar un pulso que tome el valor de uno "1" cuando la señal generada de la Figura 3.8 inciso a) esté en el valor de voltaje umbral V_1 , regresando a cero "0" cuando vuelve a cruzar el valor de V_1 , como se muestra en el inciso b) de la Figura 3.8. De manera similar cuando la señal generada tome el valor de voltaje umbral V_2 , ver inciso c) Figura 3.8, generando con este proceso dos señales cuadradas en el tiempo, que son proporcionales al tamaño de la señal cuando ésta adquiere los valores de los voltajes V_1 y V_2 . Posteriormente, al restar las dos señales cuadradas, se genera una señal resultante de pulsos cuadrados, como la que se muestra en el inciso d) Figura 3.8, en donde los anchos de dichos pulsos Δt_0 , corresponden a las proyecciones de las pendientes de ascenso y descenso de la señal generada de la Figura 3.8 inciso a), coincidiendo justamente con el valor del cambio del ancho del haz ΔW . Finalmente, para obtener un valor del ancho del haz en algún punto del eje de propagación, se hace un promedio de todos los anchos medidos por el disco giratorio, esto quiere decir que entre más mediciones se hagan del ancho del haz más preciso será el valor de éste; en este caso, el número de mediciones dependen del número de navajas n que tenga el disco y de la frecuencia constante de giro Ω_0 , es decir, entre mayor sea el valor de éstos dos parámetros, más breves serán los tiempos que dura un ciclo de la señal generada en volver a comenzar, obteniendo de esta forma, un mayor número de mediciones.

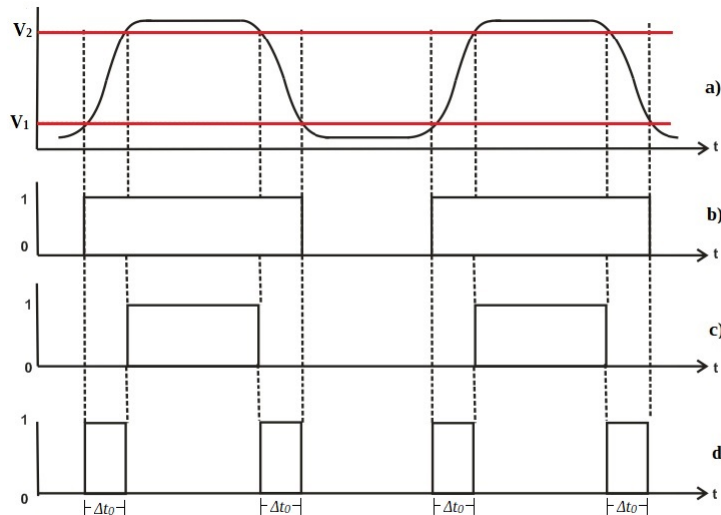


Figura 3.8: Proceso de comparación de señales para medir el ancho del haz.

CAPÍTULO 3. TÉCNICA DE BARRIDO EN Z MIDIENDO EL ANCHO DEL HAZ

3.3. MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ USANDO UN DISCO GIRATORIO RANURADO EN SECCIONES IGUALES (CHOPPER)

En el caso de tener una muestra que presenta propiedades ópticas no lineales, y se hace barrer entorno a la cintura mínima de un haz, ésta hará cambiar el ancho del haz en la posición del disco, debido a su comportamiento de lente fotoinducida, permitiendo de esta manera, poder medir los cambios del ancho del haz, los cuales proporcionan información de sus parámetros ópticos no lineales, a partir de la producción de curvas de barrido en z .

Para la técnica de barrido en z , en donde se mide el ancho del haz, el periodo de tiempo t_0 que las navajas del disco tardan en eclipsar y desecipsar el haz, está dado por la ecuación (3.25); si se considera que el ancho del haz $W(z)$ cambia debido a la presencia de la muestra a ΔW , t_0 también cambia a Δt_0 , de modo que la ecuación (3.25) se transforma en:

$$\Delta t_0 = \frac{2\Delta W}{\omega_0 R} \quad (3.26)$$

Dado que la variable física que se mide con la técnica de barrido en z con anchos, es el tiempo t_0 , por propósitos prácticos se considera que los cambios del ancho del haz ΔW , son iguales a los cambios relativos del tiempo Δt_0 , es decir:

$$\frac{\Delta t_0}{t_L} = \frac{\Delta W}{W_L} \quad (3.27)$$

y de esta manera, las curvas de barrido en z pueden ser obtenidas graficando el tiempo t_0 en función de z , $t_0(z)$, y a su vez, la ecuación (4.18) se transforma en:

$$\frac{\Delta t_{0(P-V)}}{t_L} \simeq 0,273|\Delta\Phi_0| \quad (3.28)$$

en donde, $\Delta t_{0(P-V)}$ es la diferencia en tiempo en donde se da el pico y el valle de las curvas de barrido en z obtenidas midiendo el ancho del haz, t_L es el tiempo correspondiente a las mediciones de voltaje sin que la muestra no lineal esté presente, y $\Delta\Phi_0$ es el cambio de fase que sufre el haz cuando éste atraviesa la muestra. La implementación experimental de la técnica de barrido en z , en donde se mide el ancho del haz, se describe detalladamente en el Apéndice B.

Capítulo 4

Modelo teórico de lente fotoinducida

El modelo teórico que se usa en este trabajo, para ajustar las curvas experimentales de barrido en z , se conoce como modelo de lente fotoinducida, en este caso, este modelo se considera el más adecuado, debido a que las muestras analizadas en este trabajo, presentaron el fenómeno no lineal de autodesenfocamiento de la luz, en la cual, la muestra a analizar, es considerada una lente con una distancia focal variable negativa, dependiente de la posición de la muestra a lo largo del eje óptico del haz, $F(z)$ [14]. Este modelo, hace uso de la teoría de propagación de haces Gaussianos, la ley ABCD, la aproximación a campo lejano y la detección entorno al eje óptico, para poder obtener el valor de la transmitancia normalizada como una función de la razón entre la intensidad no lineal y la intensidad lineal. En estos valores de intensidad están incluidos todos los parámetros físicos del experimento tales como: la distancia de el láser a la lente que enfoca al haz, la distancia de la lente al detector, el radio de la abertura en el fotodetector r_a , la distancia focal de la lente que enfoca al haz, el radio mínimo en la cintura del haz W_0 producido por la lente, el rango de Rayleigh z_0 y la longitud de onda λ . La función de transmitancia normalizada que describe dicho modelo es la siguiente:

$$T(z) = \frac{F^2}{z_0^2 + (F - z)^2} \quad (4.1)$$

en donde,

$$F(z) = a_m W^m(z) \quad (4.2)$$

en este caso, a_m es un coeficiente que contiene los parámetros físicos de la muestra, que a su vez, controla la amplitud de las curvas teóricas de barrido en z , $W(z)$ es el radio del haz y m es un número entero, que representa el tipo de no linealidad que presenta la muestra. Por ejemplo:

Para una muestra que presenta una no linealidad del tipo Kerr, $m = 4$, de modo que:

$$F_{Kerr}(z) = \frac{\pi}{8n_2 d P} W^4(z) \quad (4.3)$$

en donde, n_2 es el índice de refracción no lineal, d es el espesor del medio y P la potencia total; en este caso, la distancia focal variable de la lente fotoinducida en la muestra, presenta una dependencia del radio del haz elevado a la cuarta potencia.

De manera semejante se ha encontrado que para un medio térmico delgado, la longitud focal fotoinducida por un haz gaussiano está dada por:

$$F_{term}(z) = \frac{\pi \kappa}{P_{abs}(\partial n / \partial T)} W^2(z) \quad (4.4)$$

CAPÍTULO 4. MODELO TEÓRICO DE LENTE FOTOINDUCIDA

en donde κ es la conductividad térmica, P_{abs} es la potencia absorbida, $(\partial n/\partial T)$ es el cambio del índice de refracción con respecto a la temperatura. En este caso, la longitud focal fotoinducida depende del cuadrado del radio del haz, es decir con $m = 2$. Por lo tanto, la forma funcional de $F(z)$ presenta efectos no lineales característicos para diferentes valores de m .

Finalmente, se define la distorsión de fase inducida en el punto focal $\Delta\Phi_0$, de la siguiente forma:

$$\Delta\Phi_0 = \frac{z_0}{2F_{0m}} \quad (4.5)$$

en donde z_0 es el rango de Rayleigh y F_{0m} representa la distancia focal de la lente fotoinducida, cuando la muestra se encuentra justamente en la cintura mínima del haz, en este caso F_{0m} se define de la siguiente forma:

$$F_{0m} = a_m W_0^m \quad (4.6)$$

en donde a_m , es el parámetro que controla la amplitud de la curva de barrido en z , m representa el tipo de no linealidad y W_0 es el radio mínimo de haz gaussiano.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos de los desarrollos experimentales correspondientes a este trabajo de tesis, los cuales se dividen en las siguientes secciones. En la primera sección, se presentan las caracterizaciones y ajuste teórico de las fuentes de luz láser, que en este caso fueron de 633nm y 488nm, en donde se determinan los parámetros de los radios mínimo y el rango de Rayleigh de cada fuente. Estos datos son de suma importancia en el desarrollo experimental de la técnica de barrido en z, ya sea, para la implementación de la técnica propuesta por Sheik Bahae o para la modificación que en este trabajo se presenta, en donde se mide el ancho del haz. En la segunda sección de este capítulo, se presentan las muestras que se usaron para llevar a cabo los experimentos con las técnicas de barrido en z, en este caso, también se presentan los espectros de absorción de las muestras líquidas usadas en este trabajo. Finalmente, en la tercera sección, se presentan los resultados tanto experimentales como teóricos que nos ayudaran a comparar el comportamiento de la técnica de barrido en z propuesta por Sheik Bahae (que a partir de este momento llamaremos técnica tradicional o técnica en donde se mide la intensidad del haz) y la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, a partir, del análisis de las curvas de barrido en z obtenidas experimentalmente, al hacer barrer una muestra en común. Para poder llevar a cabo la comparación de las técnicas de barrido en z propuestas a analizar en este trabajo de tesis, se presentan tres experimentos, los cuales se dividen en tres subsecciones de esta sección. El primer experimento consiste en medir, qué tan estable se comporta la técnica en donde se mide la intensidad del haz, en comparación con la técnica en donde se mide el ancho del haz, al adquirir curvas de barrido en z, en el tiempo y utilizando la misma muestra, es decir, se desea averiguar con este experimento, cuál de las dos técnicas de barrido en z, reproduce curvas de barrido en z con una menor desviación estandar, al adquirirlas en distintos momentos y analizando una muestra no lineal en común. En el segundo experimento, se compara la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, con la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, analizando una muestra en común, preparada con el colorante azul de metileno, diluido en alcohol isopropílico y utilizando un coeficiente de absorción lineal bajo, para evitar el esparcimiento de la luz; el parámetro a comparar en este experimento, es el corrimiento de fase que sufre el frente de onda cuando la muestra no lineal se encuentra en el punto focal del haz láser enfocado, en este caso, la técnica de barrido en z que mida un valor más pequeño de $\Delta\Phi_0$, será la que presente una mayor sensibilidad en la detección. Por último, el tercer experimento consiste en barrer diferentes muestras no lineales preparadas con los siguientes colorantes: rhodamina 6G, verde brillante y verde malaquita, preparados de tal modo, que contengan un coeficiente de absorción lineal alto; en este caso, también se medirá la sensibilidad en la detección y se analizaran los inconvenientes que presenta la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, cuando la muestra no lineal, presenta un esparcimiento considerable de luz.

5.1. Caracterización de las fuentes de luz láser

Antes de analizar los resultados correspondientes de las curvas de barrido en z de cada muestra, es necesario determinar ciertos parámetros de importancia para el desarrollo de la técnica de barrido en z , tales como el radio mínimo en la cintura del haz W_0 y el rango de Rayleigh z_0 , que se forman, cuando el haz es enfocado con una lente convergente; estos parámetros son necesarios, debido a que al barrer una muestra con propiedades ópticas no lineales, en torno a esos valores, se hacen mas evidentes los efectos ópticos no lineales, además de que son necesarios para obtener las curvas teóricas de barrido en z , utilizando el modelo de lente fotoinducida [14].

Las fuentes de luz láser que se usaron en el desarrollo experimental de las técnicas de barrido en z , cuentan con una distribución de intensidad gaussiana, de los cuales, uno es de Helio-Neón (He-Ne) de 633nm, cuyo radio mínimo sin ser enfocado es de $W_0 = 0,35mm$, con un rango de Rayleigh de $z_0 = 0,60m$, este último valor fue adquirido usando la expresión (2.17). La otra fuente consiste de un diodo láser con una emisión de 488nm, con un radio mínimo sin ser enfocado de $W_0 = 0,35mm$ y un rango de Rayleigh de $z_0 = 0,78m$; estos valores del radio mínimo para ambos láseres, se obtuvieron directamente de las especificaciones que proporciona el fabricante [15], [16].

El modelo experimental usado para la caracterización de los haces, es el que se ha descrito en el capítulo 4, en donde se especifica la técnica para medir el ancho de un haz láser, usando un disco giratorio ranurado en secciones iguales (chopper), sólo que, en este caso, estará eclipsando los anchos que produce una lente convergente a medida que ésta se traslada a lo largo del eje óptico, de manera que cuando el punto focal de la lente se encuentre en la posición del disco giratorio, se pueda determinar el ancho mínimo del haz, producido por la lente, y con esto el radio mínimo del haz W_0 .

Sin embargo, cuando se intentó medir los anchos del haz trasladando la lente por medio de la plataforma de traslación, las mediciones adquiridas sufren fluctuaciones considerables, esto es debido a las vibraciones producidas por el motor que controla los pasos de la plataforma (ver Apéndice B). Para evitar este problema, se optó por hacer una modificación al arreglo experimental para la caracterización de los haces, en donde en lugar de mover la lente, esta se deja fija, y en su lugar el disco giratorio es trasladado por medio de la plataforma de traslación, eclipsando al haz de forma transversal a lo largo del eje óptico, determinando los anchos del cono de luz producido por la lente, tal como se muestra en la Figura 5.1.

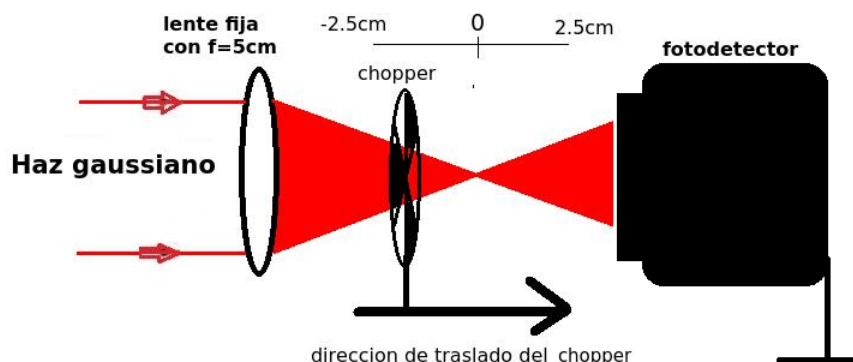


Figura 5.1: Arreglo experimental para la caracterización del ancho mínimo del haz producido por la lente.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.1. CARACTERIZACIÓN DE LAS FUENTES DE LUZ LÁSER

Para poder llevar a cabo los experimentos, se usó una lente con una distancia focal de 5cm , en donde los anchos producidos por la lente fueron medidos en un intervalo de distancia de: $-2,5\text{cm} \leq z \leq 2,5\text{cm}$, de tal manera que en el punto $z = 0$, se localice la cintura del haz (radio mínimo), el cual coincide con el punto focal de la lente. En las Figuras 5.2 y 5.3, se muestran los gráficos con los datos experimentales de los radios obtenidos para el láser de 633nm y 488nm respectivamente, con sus correspondientes ajustes teóricos.

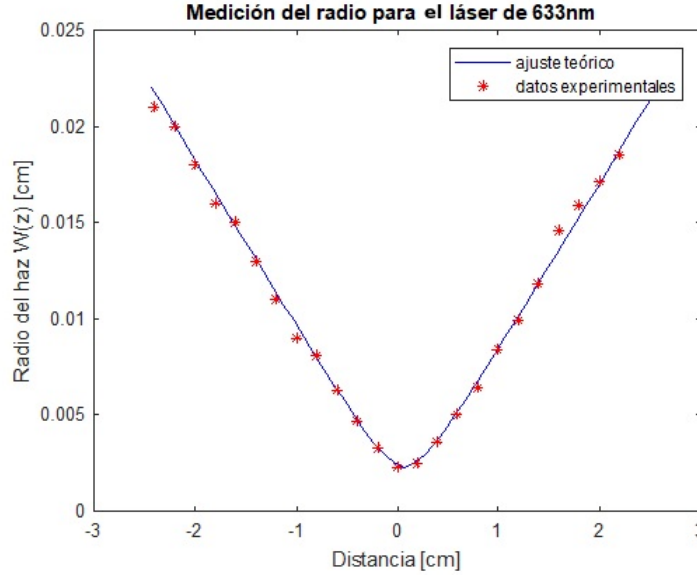


Figura 5.2: Ajuste teórico a los datos de los radios experimentales para el láser de 633nm .

Para el láser de 633nm se encontró el valor experimental del radio mínimo producido por la lente de $W'_0 = 23\mu\text{m}$ y un rango de Rayleigh de $z'_0 = 2,6\text{mm}$; y para el láser de 488nm , se obtuvo un radio mínimo producido por la lente de $W'_0 = 18\mu\text{m}$ y un rango de Rayleigh de $z'_0 = 2\text{mm}$. Estos valores a su vez, han sido comparados con valores obtenidos a partir del cálculo del factor de magnificación M , el cual permite obtener un valor del radio mínimo producido por la lente a través de la expresión (2.23), es decir, a partir de la relación $W'_0 = MW_0$, en donde W_0 es el radio mínimo del haz sin ser enfocado y W'_0 el radio mínimo del haz producido por la lente, ver Figura 2.3; la magnificación de una lente se puede ver expresada en la relación (2.27), en donde:

$$M = \frac{M_r}{(1+r^2)^{1/2}}, \text{ con } M_r = \left| \frac{f}{z-f} \right| \text{ y } r = \frac{z_0}{z-f}$$

Sustituyendo los valores de $f = 5\text{cm}$, $z = 30\text{cm}$ y $z_0 = 60\text{cm}$, se obtiene que para el láser de 633nm : $M_r = 0,2$, $r = 2,4$ y $M = 0,07$, por lo tanto $W'_0 = (0,07)(0,35) = 0,024\text{mm} = 24\mu\text{m}$ y $z'_0 = 2,8\text{mm}$. Y así, de esta manera, se puede obtener un valor promedio para radio mínimo del haz, correspondiente al láser de 633nm , el cual es producido por la lente, cuyo valor es de: $W'_0 = 23,5 \pm 0,5\mu\text{m}$ con un rango de Rayleigh $z'_0 = 2,7 \pm 0,1\text{mm}$.

De igual forma, los valores a sustituir para obtener el factor de magnificación correspondiente al láser de 488nm son: $f = 5\text{cm}$, $z = 30\text{cm}$ y $z_0 = 78\text{cm}$, entonces: $M_r = 0,2$, $r = 3,1$ y $M = 0,06$, por lo tanto $W'_0 = (0,06)(0,35) = 0,021\text{mm} = 21\mu\text{m}$, el cual produce un rango de Rayleigh de $z'_0 = 2,8\text{mm}$; de esta manera, se puede obtener un valor promedio para el radio mínimo producido por la lente, correspondiente al láser de 488nm , cuyo valor es de: $W'_0 = 19,5 \pm 1,5\mu\text{m}$ y $z'_0 = 2,4 \pm 0,4\text{mm}$.

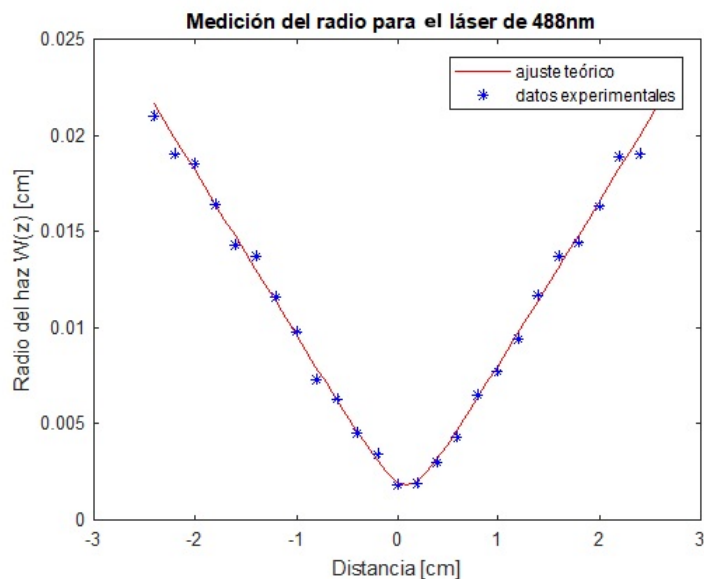


Figura 5.3: Ajuste teórico a los datos de los radios experimentales para el láser de 488nm.

5.2. Preparación de las muestras y obtención de sus espectros de absorción

Para llevar a cabo los experimentos, que nos permitirán comparar la técnica de barrido en x en donde se mide la intensidad del haz, con la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, se utilizaron las siguientes muestras: En el primer experimento, en donde se medirá la estabilidad de las técnicas de barrido en z , en relación a la reproducción de curvas de barrido en z de una misma muestra en común y en diferentes tiempos, en este caso, se utilizó como muestra un acrílico rojo rectangular de 6x10cm, que de antemano se sabía que posee propiedades ópticas no lineales; inclusive este material, se utiliza para hacer la calibración experimental de las técnicas de barrido en z que se analizan en este trabajo. En la Figura 5.4 se muestra la imagen del acrílico usado como muestra en este experimento.



Figura 5.4: Acrílico rojo usado como muestra no lineal.

En el segundo experimento se intenta medir la sensibilidad en relación a la detección, que

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.2. PREPARACIÓN DE LAS MUESTRAS Y OBTENCIÓN DE SUS ESPECTROS DE ABSORCIÓN

tienen las técnicas de barrido en z , que se analizan en este trabajo. En este caso, se utilizó una muestra preparada con 0.01mg de azul de metileno, disuelto en 9ml de alcohol isopropílico, con un coeficiente de absorción de $\alpha = 0,1\text{cm}^{-1}$, en la longitud de onda de 488nm; el proceso de preparación de ésta muestras, así como las muestras usadas en el tercer experimento, se especifica de forma más detallada en el Apéndice C. En la Figura 5.5, se muestra el espectro de absorción de la muestra usada en el segundo experimento.

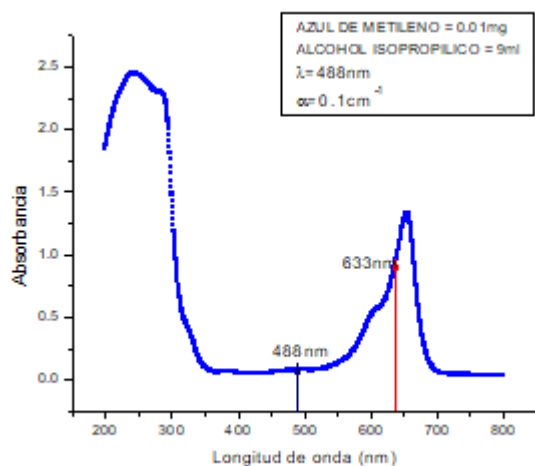


Figura 5.5: Espectro de absorción para 0.01mg de azul de metileno, disuelto en 9ml de alcohol isopropílico.

Finalmente, para el tercer experimento se prepararon muestras con 0.1mg rhodamina 6G, verde brillante y verde malaquita, disueltos en 3, 6 y 9ml de metanol. En este caso, se obtuvieron los espectros de absorción para cada colorante. Estas curvas son de gran ayuda en el desarrollo experimental de este trabajo, ya que permiten averiguar de forma precisa, el rango de longitud de onda en el que cada colorante presenta mayor absorción o de forma contraria mayor transmisión de la luz; para poder obtener los espectros de absorción, en este trabajo se utilizó la técnica de espectroscopia ultravioleta-visible (UV/VIS), la cual consiste en hacer incidir a la muestra radiación electromagnética que se encuentra en las regiones del visible, ultravioleta cercano e infrarrojo cercano del espectro electromagnético, es decir, luz que se encuentra en un rango de longitud de onda de 380nm a 780nm. El proceso para la obtención de los espectros de absorción a partir del uso de un espectrofotómetro se analiza de forma más detallada en el Apéndice D.

A continuación en la Figuras 5.6, 5.7 y 5.8, se presentan las curvas de los espectros de absorción obtenidos para cada muestra, en donde en cada imagen se observa un conjunto de tres gráficas, las cuales corresponden a los espectros de absorción de cada colorante disueltos en los tres volúmenes de metanol antes mencionados, en este caso, la curva de color verde corresponde al colorante disuelto en un volumen de metanol de 3ml, la curva roja a 6ml, y la curva negra al colorante disuelto en un volumen de 9ml.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.2. PREPARACIÓN DE LAS MUESTRAS Y OBTENCIÓN DE SUS ESPECTROS DE ABSORCIÓN

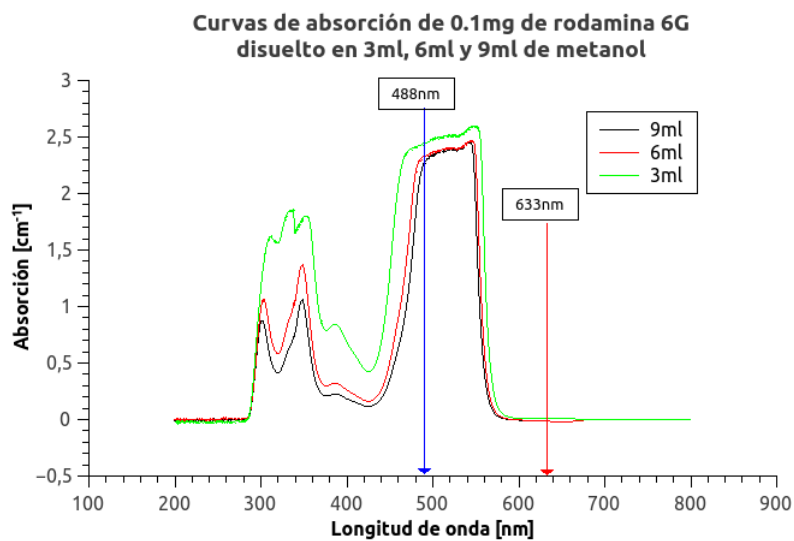


Figura 5.6: Curvas de absorción para 0.1mg de Rodamina disuelto en 3ml, 6ml y 9ml de metanol.

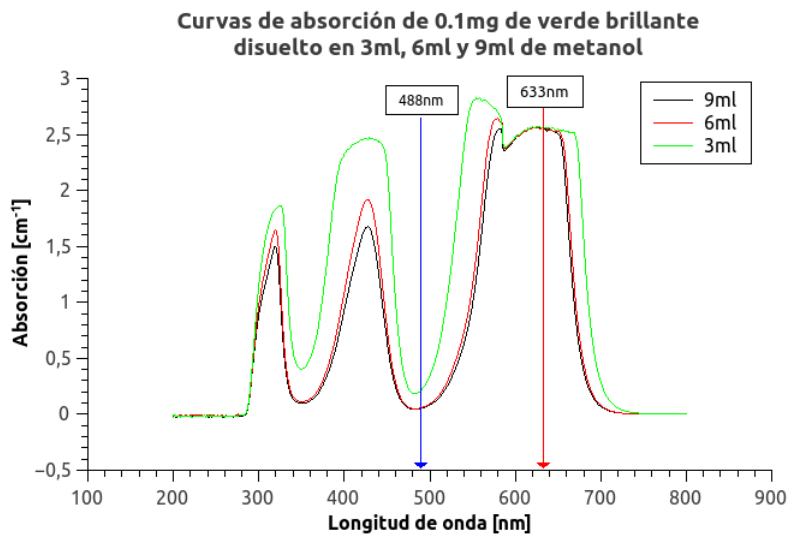


Figura 5.7: Curvas de absorción para 0.1mg de Verde Brillante disuelto en 3ml, 6ml y 9ml de metanol.

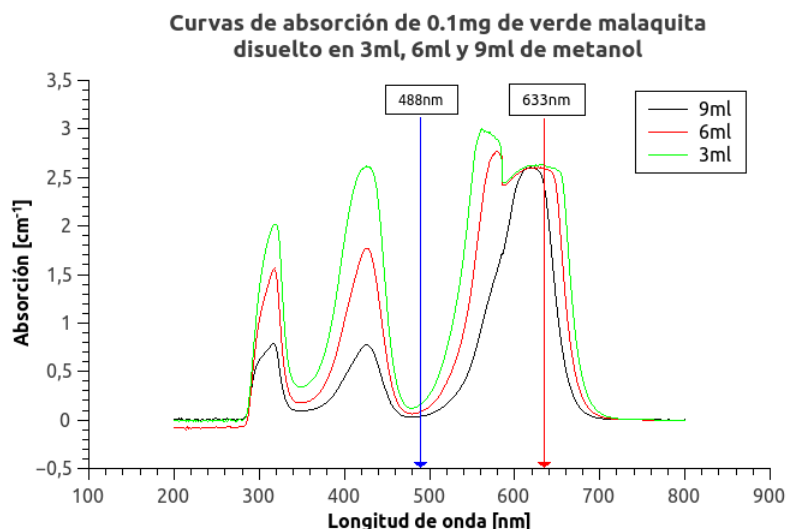


Figura 5.8: Curvas de absorción para 0.1mg de Verde Malaquita disuelto en 3ml, 6ml y 9ml de metanol.

De acuerdo a las curvas de absorción mostradas anteriormente, se puede observar el rango de longitud de onda, en el cual los colorantes absorben o permiten la transmisión de la luz, de los láseres usados en estos experimentos; estos resultados serán analizados con más detalle a continuación.

1. Para la Rodamina 6G según la Figura 5.6, se deduce que habrá una mayor absorción de la luz emitida por el láser de 488nm, en este caso, para los volúmenes de 9ml, 6ml y 3ml los coeficientes de absorción fueron: 2.23cm^{-1} , 2.32cm^{-1} y 2.43cm^{-1} respectivamente. Por otra parte, se observó una mejor transmisión de la luz emitida por el láser de 633nm, para este caso se encontró que para los volúmenes de 9ml, 6ml y 3ml los coeficientes de absorción fueron: 0.0063cm^{-1} , 0.0065cm^{-1} y 0.0069cm^{-1} respectivamente.
2. De la Figura 5.7, se observa que el colorante de verde brillante presenta mayor absorción de la luz que emite el láser de 633nm, en este caso, para los volúmenes de 9ml, 6ml y 3ml los coeficientes de absorción fueron: 2.54cm^{-1} , 2.55cm^{-1} y 2.55cm^{-1} respectivamente. Por otra parte se encontró una buena transmisión de la luz emitida por el láser de 488nm, en este caso se encontró que para los volúmenes de 9ml, 6ml y 3ml los coeficientes de absorción fueron: 0.04cm^{-1} , 0.05cm^{-1} y 0.2cm^{-1} respectivamente.
3. Y finalmente, de la Figura 5.8 se observa que el colorante Verde Malaquita transmite gran parte de la luz emitida por el láser de 488nm, en este caso, para los volúmenes de 9ml, 6ml y 3ml los coeficientes de absorción fueron: 0.03cm^{-1} , 0.07cm^{-1} y 0.14cm^{-1} respectivamente. De forma contraria, se observó que este colorante absorbe gran parte de la luz que emite el láser de 633nm, en este caso, para los volúmenes de 9ml, 6ml y 3ml los coeficientes de absorción fueron: cm^{-1} , 2.60cm^{-1} y 2.62cm^{-1} respectivamente.

5.3. Comparación de la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, con la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz

5.3.1. Experimento 1. Comparación de la estabilidad en la obtención de curvas de barrido en z, de una misma muestra no lineal y en diferentes tiempos

En el primer experimento, se desea medir la estabilidad que tiene, tanto la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, como la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, al reproducir curvas de barrido en z, en diferentes momentos y de una misma muestra no lineal en común. Para llevar a cabo el primer experimento, se utilizaron los arreglos experimentales de barrido en z que se someterán a comparación en este trabajo de tesis, es decir, la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, ver Figura 2.1, así como, la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, ver Figura 3.1.

En este caso, se propone medir un valor fijo, tanto de intensidad como de ancho del haz, durante un intervalo de tiempo, ya sea, dejando la muestra no lineal en una posición fija, o quitando la muestra no lineal. De esta manera, se intenta medir qué tan estable se comporta la técnica que mide la intensidad del haz con respecto a la técnica que mide el ancho del haz. La idea principal de este experimento, es medir un valor fijo, tanto de ancho como de intensidad, en este caso se hicieron mediciones del valor del ancho lineal y de intensidad lineal, es decir, se tomaron mediciones con ambas técnicas sin que la muestra esté presente. Las mediciones se realizaron cada segundo, durante un periodo de 10min, obteniendo la desviación estándar que resulta de medir durante un intervalo de tiempo tanto el ancho del haz lineal, como la intensidad del haz lineal. En este experimento se supondrá, que si se coloca una muestra no lineal en alguna posición fija del eje de propagación del haz gaussiano enfocado, y se hacen mediciones tanto de ancho como de intensidad del haz no lineal, la desviación estándar de éstas mediciones, coincidirán con la desviación estándar de las mediciones del ancho lineal y de intensidad lineal, obtenidas en este experimento. Finalmente, se obtuvieron curvas de barrido en z, usando la técnica en donde se mide la intensidad del haz y la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, en diferentes tiempos, utilizando una misma muestra en común, en este caso se supone que los puntos medidos en una misma posición de las curvas de barrido en z, tendrán una desviación estándar, similar a la desviación estándar medida para los valores de ancho lineal y de intensidad lineal, y por lo tanto, las curvas obtenidas con la misma muestra y en diferentes tiempos, tendrán una dispersión de puntos medidos que coinciden con el margen de error de los valores lineales. De esta manera, al comparar las mediciones de la desviación estándar para la técnica de intensidades, con la desviación estándar medida para la técnica de anchos, nos permitirá saber qué técnica de barrido en z reproduce curvas de barrido en z más cerca de un valor promedio, es decir, con una desviación estándar más pequeña; los arreglos experimentales usados en este experimento se muestran en las Figuras 5.9 y 5.10.

Para llevar a cabo este experimento, se utilizó una fuente de luz láser de 633nm de la marca JDS 1145P con una potencia de 22mW, una lente positiva con una longitud focal de 5cm, un fotodiodo de la marca Thorlab de la serie FDS100 como detector cuyo amplificador es el TL081 con un ancho de banda de 3MHz, una abertura de $r_a = 1,4mm$, para la técnica en donde se mide la intensidad, y una frecuencia de giro constante del chopper de $\Omega_0 = 20Hz$, para la técnica en donde se mide el ancho del haz. En primer lugar, utilizando el arreglo experimental de la Figura 5.9, se realizaron mediciones de intensidad lineal del haz, en donde cada medición de intensidad fue tomada cada segundo, durante un periodo aproximado de tiempo de 13min; en la Figura 5.11

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

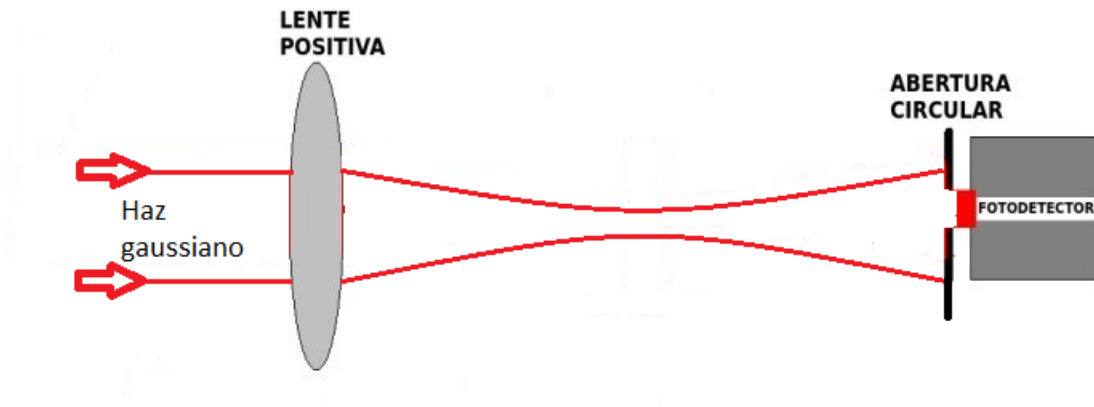


Figura 5.9: Montaje experimental para medir la intensidad del haz lineal.

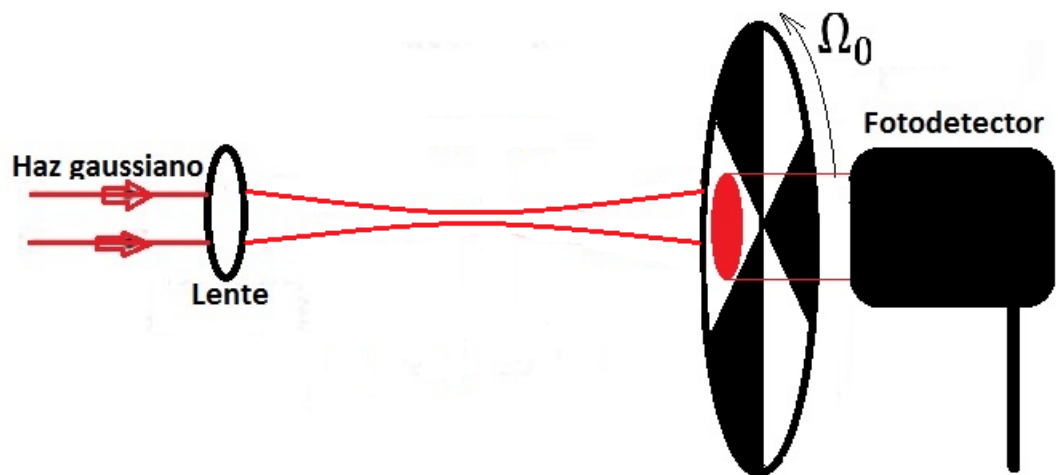


Figura 5.10: Montaje experimental para medir el ancho de haz lineal.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

se muestra una gráfica de voltaje contra tiempo, en este caso, el fotodetector utilizado en este trabajo, toma mediciones de voltaje, los cuales son directamente proporcionales a la potencia del haz [6], siendo la constante de proporcionalidad la resistencia de carga medida en Ohms, multiplicada por la responsividad del fotodetector (ver apéndice B).

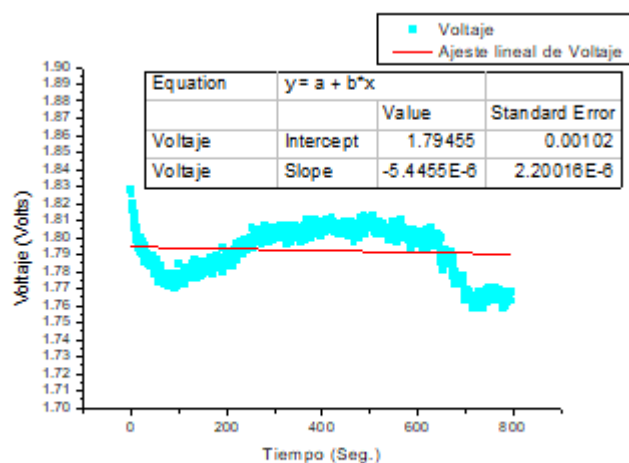


Figura 5.11: Mediciones de intensidad lineal del haz.

En la gráfica que se muestra en la Figura 5.11, se observa la variación de intensidad lineal. En esta gráfica se puede ver, que los datos experimentales están ajustados a una línea recta, ya que se considera teóricamente, que el valor de intensidad lineal es un valor constante, sin embargo en la gráfica de la Figura 5.11, se puede observar que la intensidad lineal, en particular para el láser usado en este experimento, tiene una desviación estándar de $\sigma_V = 0,00102V$, el cual corresponde a una variación del 0,056 % respecto a un valor de voltaje promedio de 1,79455V.

Posteriormente, en la gráfica de la Figura 5.12 se muestran mediciones del ancho del haz lineal utilizando el arreglo experimental mostrado en la Figura 5.10. En ésta gráfica se muestran mediciones tomadas del ancho del haz lineal, es decir, sin que la muestra esté presente. En ésta gráfica se observa, que la desviación estándar que resultó de medir cada segundo durante un periodo de tiempo aproximado de 13min el ancho del haz lineal, es de $\sigma_A = 4,39373 \times 10^{-4} mm$, que corresponde a una variación del 0,025 % respecto a un valor promedio de ancho del haz lineal de 1,71988mm.

Finalmente, se hicieron cinco barridos en diferentes tiempos, utilizando una misma muestra no lineal en común, que en este caso, consiste de un acrílico rojo transparente rectangular de 6 X 10cm de área y 1mm de grosor, utilizando la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz y la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, empleando una lente positiva con longitud focal de 5cm, una apertura de 1,4mm de radio y una frecuencia de giro del chopper de 20Hz respectivamente, un láser de 633nm con una potencia de 22mW. Las curvas de barrido en z obtenidas con la técnica en donde se mide la intensidad del haz y la técnica en donde se mide el ancho del haz se muestran en la Figura 5.13.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

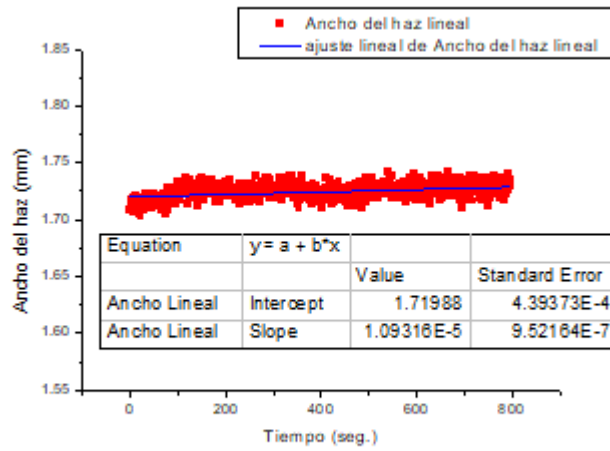


Figura 5.12: Mediciones de ancho lineal del haz.

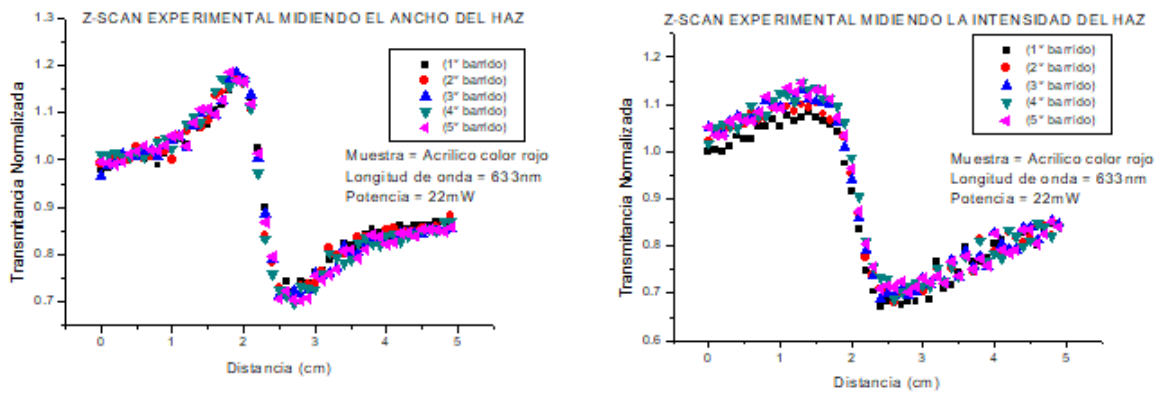


Figura 5.13: Curvas de z-scan obtenidas midiendo el ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

Las curvas de barrido en z que se presentan en la izquierda de la Figura 5.13, se obtuvieron midiendo el ancho del haz y las de la derecha midiendo la intensidad del haz, las cinco mediciones realizadas con cada técnica, se hicieron en momentos aleatorios, primero utilizando una técnica (ya sea anchos o intensidades, que también se eligió de forma aleatoria) y enseguida la otra técnica. Para poder obtener las curvas de barrido en z, es necesario encontrar la transmitancia normalizada, para el caso en donde se ocupa la técnica de intensidad, se utiliza la siguiente relación, $T = \frac{I_{NL}}{I_L}$,

y para la técnica en donde se mide el ancho del haz, se utiliza la siguiente ecuación, $T = \frac{W_L^2}{W_{NL}^2}$.

En este caso, los valores lineales de ancho y de intensidad que se ocuparon para llevar a cabo el proceso de normalización, son los valores promedios, medidos en las gráficas de las Figuras 5.11 y 5.12. Para poder comparar la efectividad en la medición de las técnicas de barrido en z, que aquí se analizan, se obtuvieron curvas de barrido en z de una misma muestra y en diferentes tiempos, siguiendo el siguiente razonamiento: si medimos la desviación estándar de intensidad no lineal o de los anchos no lineales, de las curvas de la Figura 5.13 en una posición fija del eje z, se encontrará que la desviación estándar de la dispersión de los puntos medidos en el tiempo, coinciden con la desviación estándar medida para la intensidad lineal y el ancho lineal, según sea la técnica que se analice, por lo tanto, se puede concluir, que las curvas de barrido en z, obtenidas con la técnica en donde se mide el ancho del haz, adquiridas en tiempos diferentes, y para una misma muestra, tendrá una desviación estándar del 0,025 %, y una desviación estándar del 0,056 %, para la técnica que mide la intensidad del haz. A través del razonamiento expresado anteriormente, se puede hacer una comparación de la técnica que mide el ancho del haz con la técnica que mide la intensidad del haz, a través del cociente de los márgenes de error encontrado en cada técnica, es decir, $\frac{0,056 \%}{0,025 \%} = 2,24$,

esto quiere decir que la técnica de barrido en z, en donde se mide el ancho del haz, implementada en el laboratorio, es 2,24 veces más estable que la técnica de barrido en z, en donde se mide la intensidad del haz, que también se implementa en el laboratorio, para la reproducción de curvas de barrido en z experimentales, de una misma muestra y en diferentes tiempos. Éste resultado se puede ver gráficamente en las curvas de barrido en z que se muestran en la Figura 5.13, en este caso si se mide la desviación estándar en una posición en particular, por ejemplo en el pico de la gráfica obtenida midiendo en ancho del haz, se encuentra que es 0.006mm con respecto a un valor promedio, el cual corresponde a una dispersión del 0,56 %, mientras que para las curvas obtenidas midiendo la intensidad del haz se tiene que la desviación estándar en el pico de las gráficas es de 0.02V con respecto a un valor promedio, representando una dispersión de puntos en el pico de la gráfica del 2,07 %, el cual indica que en particular, los puntos en el pico de la gráfica obtenida midiendo el ancho del haz, están 3.69 veces menos dispersos que los datos obtenidos midiendo la intensidad del haz, en el pico de las gráficas. Sin embargo por fines prácticos se puede considerar el valor obtenido para el caso lineal, es decir, sin que la muestra esté presente. También se considera que las fluctuaciones producidas por la muestra no lineal, cuando se mide la intensidad o el ancho del haz en una posición fija, son despreciables, debido a que la muestra (en este caso el acrílico) no sufre alteraciones como agitaciones, que provoque variaciones en las mediciones del ancho o de intensidad no lineales. Cabe señalar que los datos medidos de intensidad lineal y de ancho lineal, corresponden específicamente al láser utilizado en este experimento.

5.3.2. Experimento 2. Comparación de la sensibilidad en la detección, a través del cálculo del corrimiento de fase en el punto focal

En éste segundo experimento, se desea medir la sensibilidad que tiene, tanto la técnica que mide el ancho del haz, como la técnica que mide la intensidad del haz, en relación a la sensibilidad de toma de mediciones para la reproducción de curvas de barrido en z. Para poder llevar a cabo el objetivo de este experimento, se preparó una muestra de 0,01mg de azul de metileno

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

disuelto en $9ml$ de alcohol isopropílico, con un coeficiente de absorción de $\alpha = 0,1cm^{-1}$, en $488nm$, en este caso se eligió una muestra con un coeficiente de absorción bajo, para evitar el esparcimiento de la luz, provocando que el ancho del haz supere el área de detección del detector, obligándonos a acercar el fotodetector para evitar la excesiva divergencia del haz, limitando con este proceso, la condición de campo lejano; este inconveniente se analizará con más detalle en el experimento 3. Posteriormente, se obtuvieron curvas de barrido en z utilizando tanto la técnica en donde se mide el ancho del haz, como con la técnica en donde se mide la intensidad del haz, comparándolas en forma y amplitud, a través de la superposición de éstas curvas. Finalmente, las curvas experimentales fueron ajustadas a curvas teóricas de barrido en z , utilizando el modelo matemático de lente fotoinducida, descrito en el Capítulo 4. Este modelo, aparte de graficar la función transmitancia normalizada, también permite calcular el cambio de fase que sufre el frente de onda en el punto focal, a partir del parámetro A_m , el cual controla la amplitud de la curva teórica de barrido en z . El valor del cambio de fase, que se obtenga tanto en la técnica que mide la intensidad como en la técnica en donde se mide el ancho del haz, será utilizado para calcular el corrimiento físico del frente de onda en el punto focal, en este caso, la técnica que mida corrimientos físicos del frente de onda más pequeños, será considerada la más sensitiva en relación a la detección.

Para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, se utilizó el arreglo experimental mostrado en la Figura 2.1, utilizando el siguiente equipo: Un diodo láser de $488nm$ de la marca Obis Coherent, con una potencia de $5mW$, una lente positiva con una longitud focal de $5cm$, una muestra no lineal, la cual consiste de una solución de azul de metileno disuelta en alcohol isopropílico, contenida en una celda de cuarzo de $1mm$ de espesor, cumpliendo con esto la condición de medio delgado; además una abertura de $r_a = 1,4mm$ y un fotodiodo FDS100 de la marca Thorlab como detector. Como ya se mencionó, la salida del fotodetector es en volts, los cuales son directamente proporcionales a la potencia del láser detectada, de este modo, primeramente se obtuvo la respuesta no lineal, producida por la muestra no lineal, representada por la variación del voltaje, posteriormente, para obtener la curva de barrido en z , es común representarla a través de la transmitancia normalizada a través de la fórmula: $T = \frac{I_{NL}}{I_L}$, en donde el valor de intensidad lineal que se ocupó para obtener la transmitancia normalizada, es el primer valor medido de intensidad estando la muestra presente, el cual provoca, que el primer punto de la curva de barrido en z coincida con la unidad, y al mismo tiempo, este punto pueda servir como referencia para poder comparar las curvas de barrido en z . El procedimiento descrito anteriormente se muestra de forma gráfica en la Figura 5.14, en donde la gráfica de la izquierda muestra la respuesta no lineal, representada por la variación del voltaje, y la gráfica de la derecha representa la curva de barrido en z , que se obtuvo a partir de los datos de la gráfica izquierda.

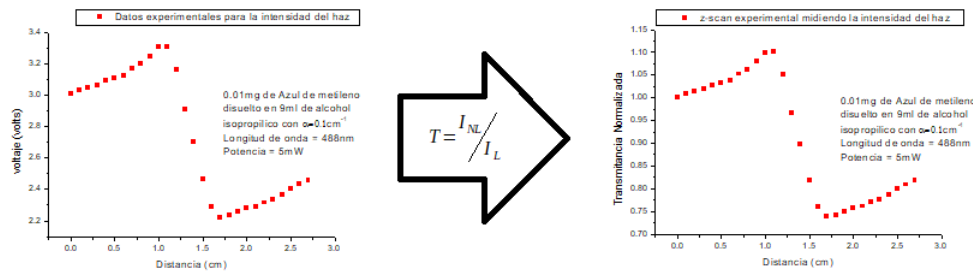


Figura 5.14: Variación del voltaje debido a la muestra no lineal (izquierda) y curva de z-scan normalizada (derecha).

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

Para la técnica en donde se mide el ancho del haz, se utilizó el arreglo experimental que se muestra en la Figura 3.1, con el siguiente equipo: Un diodo láser de 488nm de la marca Obis Coherent, con una potencia de 5mW, una lente positiva con una longitud focal de 5cm, una solución de azul de metileno disuelta en alcohol isopropílico, contenida en una celda de cuarzo de 1mm de espesor, la frecuencia de giro del chopper es de 20Hz y un fotodiodo FDS100 de la marca Thorlab como detector. En la Figura 5.15 se muestran los resultados experimentales obtenidos con la técnicas en donde se mide el ancho del haz, en este caso, primero se procedió a obtener las mediciones de la variación del ancho del haz, debido a la presencia de la muestra no lineal, los cuales se muestran en la gráfica de la izquierda de la Figura 5.15. Para obtener las curvas de barrido en z con la técnica que mide el ancho del haz, se requiere obtener la transmitancia normalizada, a partir de la siguiente ecuación, $T = \frac{W_L^2}{W_{NL}^2}$, el valor de ancho lineal que se utilizó para llevar a cabo el proceso de normalización, es el primer valor del ancho del haz, medido estando la muestra presente. Esta elección de normalización provocará que el primer punto de la gráfica, de la curva de barrido en z sea la unidad, la cual coincide con el primer punto de la curva de barrido en z obtenida midiendo la intensidad del haz.

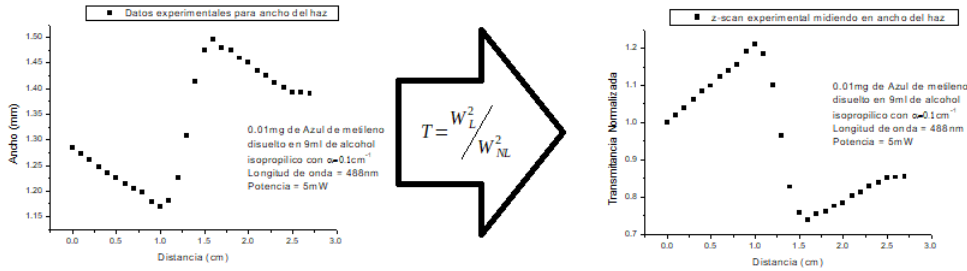


Figura 5.15: Variación del ancho del haz debido a la muestra no lineal (izquierda) y curva de z-scan normalizada.

Posteriormente, en la Figura 5.16 se superponen en una sola gráfica, la curva de barrido en z obtenida midiendo la intensidad del haz con la curva de barrido en z obtenida midiendo el ancho del haz. En esta gráfica se observa, que la curva de barrido en z obtenida midiendo el ancho del haz, supera en amplitud a la curva de barrido en z obtenida midiendo la intensidad del haz, es decir, si comparamos la amplitud de la curva de barrido en z en donde se mide la intensidad, ΔT_{P-V} , con la amplitud de la curva de barrido en z en donde ese mide el ancho del haz, ΔW_{P-V} , se encuentra que : $\Delta T_{P-V} = 0,76\Delta W_{P-V}$, el cual tiene una variación de $\approx 21\%$, con respecto al valor teórico representado en la ecuación (3.16) [6], en este caso, esta variación se debe a que en los experimentos realizados, no se eligió un radio de abertura óptimo, el cual teóricamente sugiere ser de aproximadamente 1,2mm, esto se debió, a que en el laboratorio no se cuenta con ese tamaño de abertura, es por eso que se optó por elegir, un radio abertura de 1,4mm, el cual es el tamaño de abertura más próximo posible al sugerido teóricamente. En las curvas de barrido en z de la Figura 5.16, se observa que normalizar las curvas de barrido en z, con el primer valor de intensidad o ancho estando la muestra no lineal presente, permite tener un valor de referencia en común, de donde comience la evolución de las curvas de barrido en z y poder compararlas en amplitud y forma.

Para finalizar este segundo experimento, en la Figura 5.17 se presentan el ajuste teórico de las curvas de barrido en z experimentales, obtenidas midiendo la intensidad y el ancho del haz. Para

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

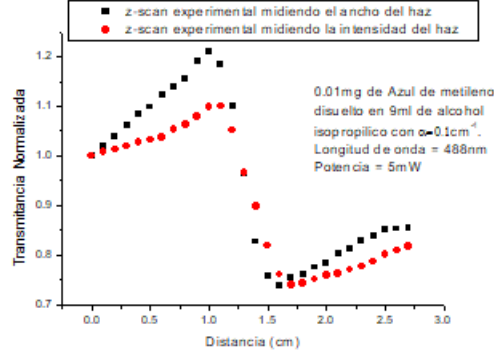


Figura 5.16: Superposición de las curvas experimentales de z-scan, obtenidas midiendo el ancho del haz (puntos negros) y midiendo la intensidad del haz (puntos rojos).

llevar a cabo el ajuste teórico, se utilizó el modelo matemático de lente fotoinducida, descrito en el Capítulo 4. La elección de este modelo matemático, se debió a que las muestras no lineales que fueron analizadas en este trabajo, presentaron el fenómeno no lineal de autodesenfocamiento, en este caso, fue posible fotoinducir una lente negativa en la muestra no lineal, debido a la presencia de un campo eléctrico intenso, como la fuente de luz láser. Esta característica se ve reflejada, en el hecho de que todas las curvas de barrido en z, obtenidas en este trabajo, tienen en su forma un pico seguido de un valle, representando una no linealidad del tipo negativo. También, este modelo matemático, proporciona información del tipo de no linealidad que presenta la muestra no lineal, en particular, la muestra no lineal analizada en este segundo experimento presentó una no linealidad del tipo térmico, ya que las curvas experimentales obtenidas en este experimento, tanto con la técnica de intensidad como con la técnica de anchos, pudieron ser ajustadas con un valor de $m = 2$, el cual es un valor característico de una no linealidad del tipo térmico en el modelo de lente fotoinducida. En la Figura 5.17, la gráfica de la izquierda, muestra el ajuste teórico a los datos experimentales de la curva de barrido en z, obtenida midiendo el ancho del haz. El ajuste de la curva teórica con los datos experimentales, se realizó utilizando un valor de $A_{m(\text{ancho})} = -3,4e5$, el cual contiene los valores de los parámetros térmicos y ópticos de la muestra no lineal, para el caso de la técnica que mide el ancho del haz, se calculó el margen de error que hay, entre la curva teórica y los datos experimentales, en relación al parámetro ΔT_{P-V} , el cual es de aproximadamente $\pm 0,79\%$. En la gráfica de la derecha de la Figura 5.17, se presenta el ajuste teórico a los datos experimentales de la curva de barrido en z, obtenida midiendo la intensidad del haz. El ajuste teórico se realizó usando un valor de $A_{m(\text{intensidad})} = -2,8e5$, encontrando un margen de error entre los datos experimentales y la curva teórica, en términos de ΔT_{P-V} , del $\pm 2,6\%$.

A partir de los valores de A_m elegidos para ajustar las curvas teóricas a los datos experimentales de barrido en z, es posible calcular el corrimiento de fase que sufre el frente de onda en el punto focal, a partir de la ecuación (4.5), la cual se expresa de la siguiente forma: $\Delta\Phi_0 = \frac{z_0}{2F_{0m}}$, recordando que F_{0m} es la longitud focal que se fotoinduce en la muestra, producida por el radio mínimo W_0 , de esta manera, $F_{0m} = A_m W_0^m$, en donde m , es el tipo de no linealidad. Para el caso de la técnica en donde se mide el ancho del haz, se ocupó un láser de 488nm, enfocado por una lente positiva de 5cm, la cual produce un radio mínimo del haz de $W_0 = 19,5\mu\text{m}$ y un rango de Raileigh de $z_0 = 2,4\text{mm}$, con un $m = 2$, que corresponde a una no linealidad del tipo térmico. A partir de los parámetros presentados anteriormente, se encuentra que para la técnica en donde

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

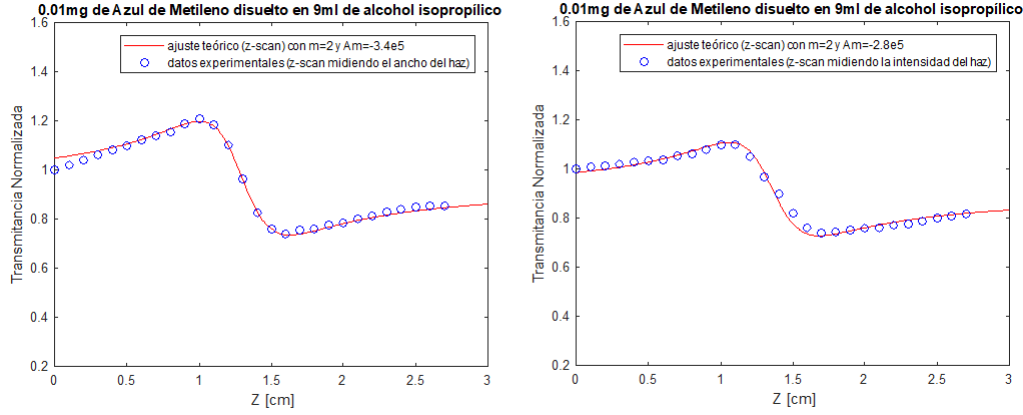


Figura 5.17: Ajuste teórico a los datos experimentales de z-scan, midiendo el ancho de haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).

se mide el ancho de haz, $\Delta\Phi_0 = -9,77 = -0,17rad$, en este caso, considerando el siguiente razonamiento, se tiene lo siguiente: expresando el cambio de fase en términos de 2π , se tiene que, $\Delta\Phi_0 = \frac{2\pi}{37}$, si 2π es igual a una longitud de onda completa, $2\pi = \lambda$, entonces, $\Delta\Phi_0 = \frac{\lambda}{37}$, considerando que en este caso, la que la longitud de onda de la fuente de luz láser usada en este experimento es de $\lambda = 488nm$, entonces se tiene que el arreglo experimental usado en el laboratorio para implementar la técnica en donde se mide el ancho del haz, es capaz de medir corrimientos físicos del frente de onda de $13,18nm$.

Por otra parte, para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, se usaron los mismos parámetros de m , z_0 , W_0 , y de longitud de onda, usados en la técnica que mide el ancho del haz. Para la técnica que mide la intensidad del haz se tiene que: $\Delta\Phi_0 = -11,87 = -0,20rad$, lo cual es equivalente a decir que: $\Delta\Phi_0 = \frac{\lambda}{33}$, lo que corresponde a que la técnica de barrido en z, en donde se mide la intensidad del haz, implementada en el laboratorio, es capaz de medir corrimientos físicos del frente de onda de $14,78nm$.

Finalmente, haciendo la razón de los corrimientos físicos del frente de onda encontrados para para la técnica en donde se mide el ancho del haz, y la técnica en donde se mide la intensidad de haz, se encuentra que la técnica que mide el ancho del haz es 1,12 veces más sensitiva que la técnica que mide la intensidad del haz, al medir el corrimiento físico del frente de onda en el punto focal.

5.3.3. Experimento 3. Comparación de la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, con la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz, utilizando muestras no lineales con coeficientes de absorción lineal alto

En este último experimento, se aborda una situación que resulta un inconveniente en la técnica en donde se mide el ancho del haz, el problema se hace presente, cuando se intenta analizar una muestra no lineal con un coeficiente de absorción lineal alto con esparcimiento considerable de luz, en este caso, el crecimiento del ancho del haz, puede provocar que éste supere el área efectiva de detección. Para superar este inconveniente, en este trabajo se propone una modificación a la técnica que mide el ancho del haz, la cual consiste en colocar una lente positiva, que funcione

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

como una lente colectora, de la mayor cantidad de luz posible proveniente de la muestra no lineal. La lente colectora solamente cambia el tamaño del ancho del haz, dejando la distribución espacial del haz sin alterar. El tamaño y la forma del haz solamente están siendo escalados por la lente colectora. En la Figura 5.18, se muestra el montaje experimental de la modificación a la técnica que mide el ancho del haz; cabe mencionar que se debe evitar la fuga de luz en la lente colectora, si se tuviera un ancho de haz más grande que la lente colectora, se propone usar una lente positiva con un diámetro mayor, de tal modo que se evite la pérdida de luz.

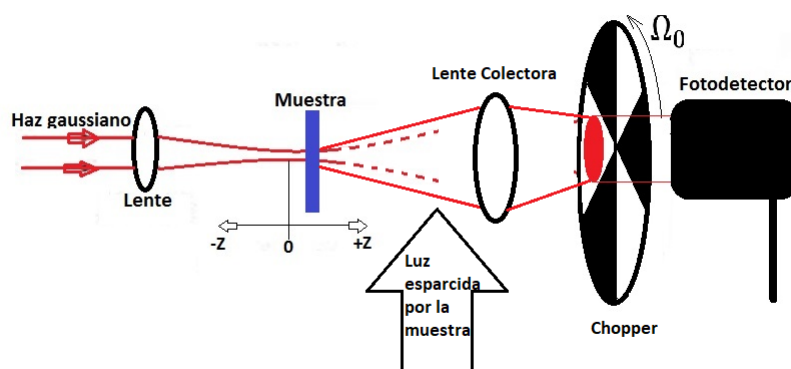


Figura 5.18: Modificación de la técnica que mide el ancho del haz.

Para recrear esta situación, se prepararon muestras de rhodamina 6G, verde malaquita y verde brillante, utilizando una concentración de cada colorante de 0.1mg diluido en 3, 6 y 9ml de metanol, los cuales presentan coeficientes de absorción y de esparcimiento considerablemente altos, en este caso, se presentan las curvas más representativas que resultaron después de analizar todas las muestra preparas. En este experimento, también se lleva a cabo una comparación de las curvas de barrido en z, obtenida midiendo la intensidad del haz, y midiendo el ancho del haz, con la modificación antes mencionada, ver Figura 5.18.

En primer lugar, se presentan las curvas de barrido en z más representativas para la muestra de rhodamina 6G, en este caso se trata de la muestra preparada con 0,1mg de rhodamina 6G diluida en 3ml de metanol, el cual presenta un coeficiente de absorción $\alpha = 2,43\text{cm}^{-1}$, en la longitud de onda de 488nm. Los parámetros usados en el caso de la técnica de barrido en z, en donde se mide la intensidad del haz son los siguientes: una fuente de luz láser de 488nm con una potencia de 16mW, una lente positiva con longitud focal de 5cm, una celda de cuarzo de 1mm de espesor, donde está contenida la muestra, un radio de la abertura de 1,4mm y un fotodiodo FDS100 de la marca Thorlab como detector. Para la técnica en donde se mide el ancho del haz, se utilizaron los mismos parámetros que para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, solamente que, en esta técnica, se debe sustituir la abertura por el chopper, en este caso la frecuencia de giro constante del chopper fue de 20Hz, y una lente positiva colectora de longitud focal de 10cm, colocada a una distancia de 5cm del detector. En la Figura 5.19, se muestran en una sola gráfica, las curvas de barrido en z obtenidas midiendo la intensidad y el ancho del haz. En este par de curvas de barrido en z, se puede observar como la amplitud de la curva obtenida midiendo el ancho del haz, disminuye considerablemente, en comparación a la curva obtenida midiendo la intensidad del haz. Esto se debe, como ya se mencionó, a que se están midiendo anchos del haz más pequeños, debido a que están siendo escalados por la lente colectora. la disminución en amplitud de la curva, se ve reflejada directamente en la diferencia de transmitancia pico valle, ΔT_{P-V} , la

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

cual es considerablemente menor, a la diferencia de transmitancia pico valle que presenta la curva obtenida midiendo la intensidad del haz.

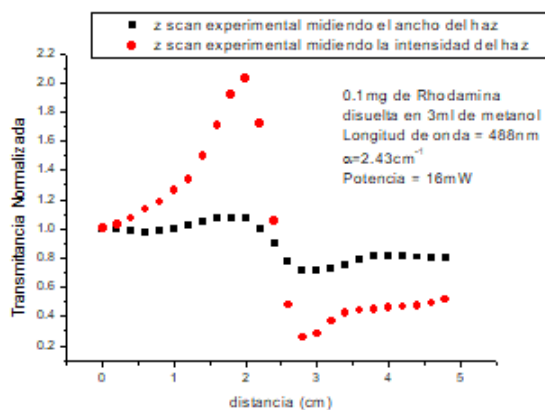


Figura 5.19: Curvas experimentales de barrido en z midiendo la intensidad del haz (puntos rojos) y midiendo el ancho del haz (puntos negros).

En la Figura 5.20, se muestran los ajustes teóricos a los datos experimentales de las curvas de barrido en z presentadas en la Figura 6.19, la gráfica de la izquierda, corresponde a la curva obtenidas midiendo el ancho del haz, y la gráfica de la derecha corresponde a la curva obtenida midiendo la intensidad del haz.

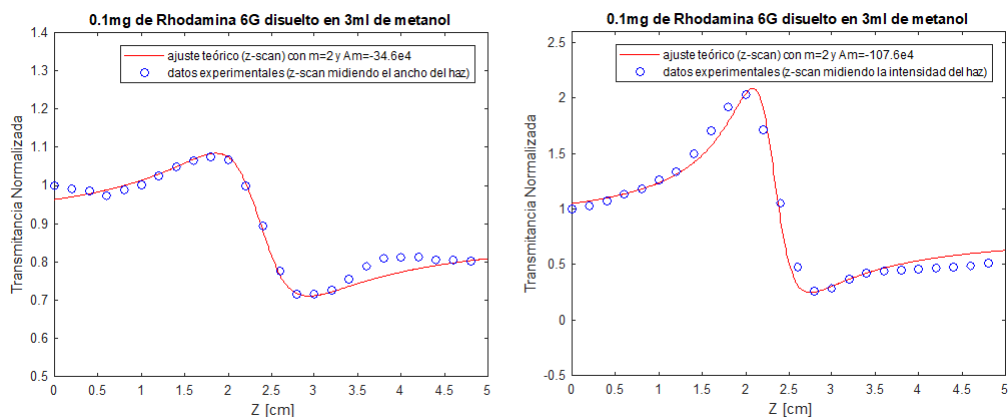


Figura 5.20: Ajustes teóricos a los datos experimentales, midiendo el ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).

Los ajustes teóricos presentados en la Figura 5.20, se llevaron a cabo utilizando el modelo teórico de la lente fotoinducida, usando una $m = 2$ y una $A_m = -34,6e4$, para la técnica en donde se mide el ancho del haz, en este caso, se encontró un margen de error de los datos experimentales y la curva teórica, en relación al parámetro ΔT_{P-V} de $\pm 1,74\%$, y para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, se usó un valor de $m = 2$ y un $A_m = -107e4$, encontrando un margen

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

de error en términos de ΔT_{P-V} de $\pm 1,87\%$.

A partir de los valores de A_m , utilizados para ajustar las curvas experimentales obtenidas con ambas técnicas, se puede calcular el corrimiento de fase a partir de la ecuación (4.5), en el caso de la técnica en donde se mide el ancho del haz, se encontró que es capaz de medir corrimientos de fase de $\Delta\Phi_0 = -9,12 = -0,15rad$, y para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, se encontró un corrimiento de fase de $\Delta\Phi_0 = -2,94 = -0,05rad$. A partir de los datos encontrados de corrimiento de fase, es evidente que la técnica en donde se mide la intensidad del haz, se comporta más sensitiva, mostrando valores de corrimientos de fase más pequeños, en comparación a la técnica en donde se mide el ancho del haz.

Posteriormente, se prepararon soluciones de $0,1mg$ de verde brillante disuelto en 3, 6 y $9ml$ de metanol, en este caso, se presentan los resultados obtenidos con la muestra de $6ml$, en la cual se midió un coeficiente de absorción lineal de $2,55cm^{-1}$, en la longitud de onda de $633nm$. Este colorante se analizó utilizando la técnica de barrido en z en donde se mide la intensidad del haz y la técnica de barrido en z en donde se mide el ancho del haz, solo que en este caso, también se utilizó una lente colectora, colocada después de la muestra no lineal, ver Figura 5.18. Para llevar a cabo la técnica en donde se mide la intensidad del haz, se utilizó un láser de He-Ne, con una potencia de $8mW$, una lente positiva con longitud focal de $5cm$ para enfocar al haz, una celda de cuarzo con un espesor de $1mm$, en donde se encuentra la muestra no lineal, una abertura con un radio de $1,4mm$ y un fotodiodo FDS100 de la marca Thorlab como detector, y para la técnica en donde se mide el ancho del haz, se utilizaron los mismos materiales y parámetros que para la técnica en donde se mide la intensidad del haz, solo que en este caso, se sustituye la abertura por el chopper, el cual estuvo operando a una frecuencia de giro constante de $20Hz$, y se agregó una lente positiva con una longitud focal de $10cm$, colocada a $5cm$ del detector, la cual funcionó como lente colectora de luz proveniente de la muestra no lineal. En las gráficas de la Figura 5.21, se observan los resultados experimentales de barrido en z, en donde la gráfica de la izquierda corresponde a la curva de barrido en z obtenida midiendo el ancho del haz, y la gráfica de la derecha se obtuvo midiendo la intensidad del haz.

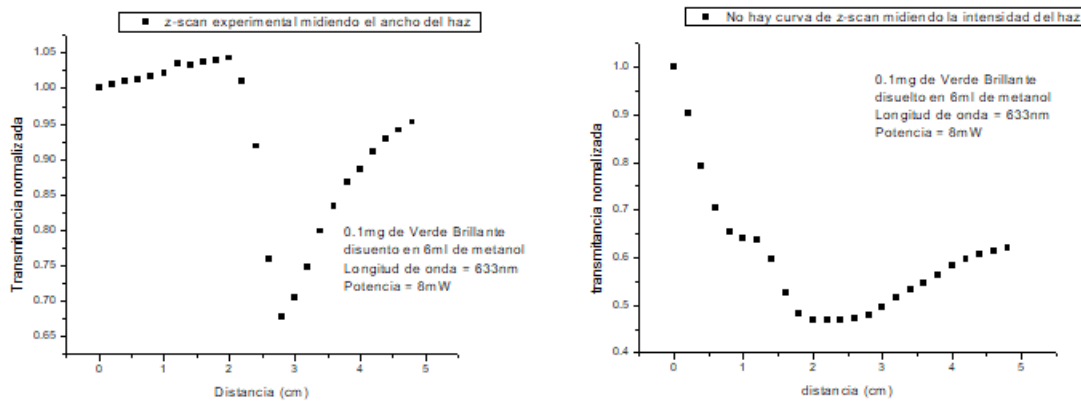


Figura 5.21: Curvas experimentales obtenidas midiendo en ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).

La gráfica obtenida midiendo la intensidad del haz, de la Figura 5.19, se observa que, debido a que la muestra presenta un coeficiente de absorción considerablemente alto, ésta presenta un

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

esparcimiento de la luz considerablemente alto, provocando que la respuesta no lineal producida por la muestra, no pueda ser detectada por la técnica que mide la intensidad del haz, ya que en este caso, la gráfica producida por esta técnica no corresponde a la forma de una curva característica de barrido en z.

Por otro lado, con la técnica que mide el ancho del haz, fue posible obtener una curva de barrido en z, utilizando la modificación a la técnica introduciendo una lente colectora. En la gráfica de la izquierda de la Figura 5.21, se muestra la respuesta no lineal que se midió al trasladar la muestra a lo largo del eje óptico del haz láser enfocado, en este caso, se observa que la gráfica corresponde a una curva característica de barrido en z, solo que, esta curva también muestra cierta forma inusual, en esta gráfica, se puede observar que el pico de la curva de barrido en z se suprime, el cuál es una característica propia, de las curvas de barrido en z que contienen información de absorción no lineal [15], sin embargo en este trabajo no se hicieron mediciones de absorción no lineal. En este caso no se hicieron ajustes con el modelo teórico, debido a que no se cuentan con los parámetros necesarios para ajustar la curva experimental.

Finalmente, se prepararon distintas soluciones con $0,1\text{mg}$ de colorante verde malaquita disuelto en 3, 6 y 9ml de metanol, en este caso, se presentan los resultados más representativos, los cuales se obtuvieron con la muestra de 9ml , esta muestra presenta un coeficiente de absorción lineal de $2,48\text{cm}^{-1}$, en la longitud de onda de 633nm . En esta comparación, se procedió de la misma forma que para el colorante verde brillante, manteniendo los parámetros y materiales de los montajes experimentales a comparar sin variar. La gráfica de la izquierda de la Figura 5.22, se obtuvo midiendo el ancho del haz, y la gráfica de la derecha midiendo la intensidad del haz.

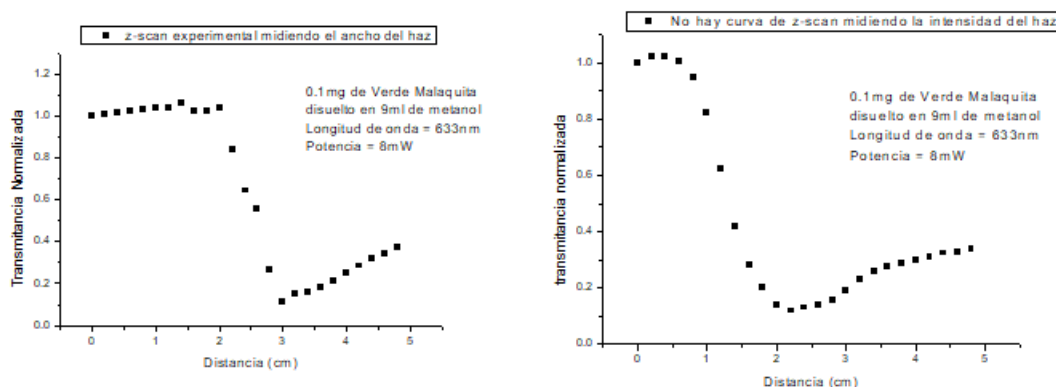


Figura 5.22: Curvas experimentales obtenidas midiendo en ancho del haz (izquierda) y midiendo la intensidad del haz (derecha).

En este par de gráficas se observa, que la curva obtenida midiendo la intensidad del haz, no corresponde a una curva característica de barrido en z, ya que en este caso, la técnica que mide la intensidad del haz, no fue capaz de detectar los cambios de la respuesta no lineal, debido al considerable esparcimiento de la luz, el cual produce tamaños del ancho del haz, en la posición del detector, de aproximadamente 2.5cm de diámetro, provocando con esto, que la intensidad de la luz disminuya considerablemente, causando que el detector tenga problemas para seguir los cambios de intensidad. Por otra parte, con la técnica que mide el ancho del haz, fue posible obtener una curva característica de barrido en z, ya que, al igual que con el colorante verde brillante, la luz

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

muy esparcida que proviene de la muestra no lineal, es recolectada por la lente positiva colectora, produciendo anchos del haz, con tamaños lo suficientemente adecuados para ser medidos por la técnica que mide el ancho del haz, en este caso, también se omite el ajuste teórico, ya que no hay curva de barrido en z, obtenida midiendo la intensidad del haz, la cual pueda ser comparada con la curva obtenida midiendo el ancho del haz.

Conclusión

En este trabajo, se hizo una comparación de la técnica tradicional de barrido en z , con una modificación de ésta, la cual consiste en medir directamente los cambios del ancho del haz usando un disco giratorio ranurado en secciones iguales (Chopper), tomando como base, el hecho de que una muestra que presenta propiedades ópticas no lineales, puede ser considerada como una lente fotoinducida, cuya distancia focal varía con respecto a su posición en el eje de propagación z . Esta comparación se llevó a cabo, a través de la elaboración de tres experimentos que permitieron notar las diferencias de las técnicas de barrido en z que aquí se analizan.

En el primer experimento se analizó la efectividad que tienen las técnicas de barrido en z en relación a la obtención de curvas de barrido en z , en diferentes momentos y al analizar una muestra no lineal en común. En este experimento se observó que la técnica de barrido en z que mide el ancho del haz, presenta una mayor efectividad al reproducir curvas experimentales de barrido en z en el tiempo, en comparación a la técnica tradicional, este hecho se puede observar en la Figura 6.13 en donde se puede observar cómo la técnica que mide el ancho del haz, obtiene curvas de barrido en z en el tiempo con una mayor estabilidad. Esto es debido, a que esta técnica que mide el ancho del haz es capaz de tomar mediciones del ancho del haz en el tiempo con una menor desviación estándar, en comparación a la técnica tradicional, que toma mediciones de intensidad del haz con una mayor dispersión con respecto a un valor promedio; los resultados obtenidos en este experimento, solo son válidos para el láser utilizado en el mismo.

En el segundo experimento se realizó una comparación de las técnicas de barrido en z en relación a la efectividad que tienen para medir corrimientos físicos del frente de onda más pequeños, en este experimento se observó, que la técnica que mide el ancho del haz es capaz de reproducir curvas de barrido en z con una mayor amplitud, en comparación con la técnica que mide intensidad, esto implica que al ajustar las curvas experimentales con el modelo teórico de lente fotoinducida se utilicen valores de A_m más grandes, provocando con este hecho que al utilizar la ecuación (4.5) se obtengan corrimientos de fase más pequeños. Sin embargo, los resultados obtenidos en este experimento no son definitivos, ya que las amplitudes de las curvas de barrido en z experimentales que se muestran en la Figura 5.16, no cumplen con lo establecido en la ecuación (3.16); esto es debido a que en la técnica que mide la intensidad del haz, no se utilizó un radio de abertura óptimo [6].

En el tercer experimento al analizar los colorantes verde brillante y verde malaquita, se observó que a la salida de la muestra se produce un esparcimiento considerable de luz, produciendo anchos del haz superiores al área efectiva del detector, en este caso para ambos colorantes se obtuvieron curvas de barrido en z midiendo el ancho del haz utilizando una lente colectora, por el contrario, cuando se analizaron ambos colorantes con la técnica que mide la intensidad del haz, ya no se pudo obtener curvas de barrido en z , ya que debido al esparcimiento, una menor cantidad de luz estaría pasando por la abertura, provocando que disminuya la eficiencia de detección a los cambios de intensidad producidos por la muestra. Al colocar la lente colectora, ésta provoca que se reduzca el tamaño del ancho del haz, produciendo anchos del haz con un tamaño adecuado para que puedan ser confinados en el área efectiva del detector.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.3. COMPARACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE LA INTENSIDAD DEL HAZ, CON LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ

Por otra parte, al analizar la muestra no lineal preparada con rodamina 6G, tanto la técnica de anchos como la técnica de intensidades produjeron satisfactoriamente curvas de barrido en z, con la diferencia de que con la técnica que mide el ancho del haz, se obtuvo una curva experimental con una amplitud considerablemente menor a la curva obtenida con la técnica que mide la intensidad, esto se debe a que al introducir la lente colectora, ésta también escala el ancho del haz, con lo cual se obtienen anchos del haz más pequeños, afectando con esto que la amplitud de la curva de barrido en z también disminuya.

Apéndice A

Desarrollo matemático de la técnica de barrido en z , en donde se mide el ancho del haz

La transmitancia normalizada, medida a través de una abertura localizada en una posición fija del eje óptico en el campo lejano, está dada de la siguiente forma:

$$T(z) = \frac{P(W(z), \rho_0)}{P(W(\infty), \rho_0)} \quad (\text{A.1})$$

para este caso:

$$P(W(z), \rho_0) = P_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}\right) \right] \quad (\text{A.2})$$

con: ρ_0 el radio de la abertura, $W(z)$ el radio del haz en la posición de la abertura y $W(\infty) = W_L$ el radio del haz que incide sobre la abertura sin que la muestra esté presente; la transmitancia debido a la presencia de la muestra, se mide a partir de un valor de referencia, que por simplicidad se considera la unidad, $T(\infty) = 1$, la transmitancia con respecto al valor de referencia, representen los cambios de la potencia, entonces:

$$\frac{\Delta T(z)}{T(\infty)} = \frac{\Delta P}{P_0 S} \quad (\text{A.3})$$

en donde:

$$\Delta P = P(W(z), \rho_0) - P(W_L, \rho_0) \quad (\text{A.4})$$

luego:

$$P(W_L, \rho_0) = P_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{2\rho_0^2}{W_L^2}\right) \right] = P_0 S \quad (\text{A.5})$$

en donde:

$$S = 1 - \exp\left(-\frac{2\rho_0^2}{W_L^2}\right) \quad (\text{A.6})$$

S corresponde al porcentaje de luz transmitida en la abertura en ausencia de la muestra.

**APÉNDICE A. DESARROLLO MATEMÁTICO DE LA TÉCNICA DE BARRIDO
EN Z, EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ**

Los cambios en el ancho del haz están dados de la siguiente forma:

$$\Delta W = W(z) - W_L \quad (\text{A.7})$$

Un valor óptimo para el radio de la abertura ρ_0 , se obtiene a partir de:

$$\frac{\partial^2}{\partial \rho_0 \partial W} P(W, \rho_0) = 0 \quad (\text{A.8})$$

luego, derivando $P(W, \rho_0)$ con respecto a W y ρ_0 se tiene que:

$$\frac{\partial^2}{\partial \rho_0 \partial W} P_0 (1 - \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W^2})) = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho_0} [\frac{\partial}{\partial W} (P_0 - P_0 \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W^2}))] = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho_0} [-P_0 4 \frac{\rho_0^2}{W^3} \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W^2})] = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$[-P_0 8 \frac{\rho_0}{W^3} \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W^2}) - P_0 4 \frac{\rho_0^2}{W^3} \frac{(-4)\rho_0}{W^2} \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W^2})] = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$[-8 \frac{\rho_0}{W^3} + 16 \frac{\rho_0^3}{W^5}] = 0 \quad (\text{A.13})$$

$$8 \frac{\rho_0}{W^3} = 16 \frac{\rho_0^3}{W^5} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{W^5}{W^3} = 2 \frac{\rho_0^3}{\rho_0} \quad (\text{A.15})$$

$$W^2 = 2\rho_0^2 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{W_L}{\sqrt{2}} = \rho_0 \quad (\text{A.17})$$

Ahora sustituyendo la ecuación (A.2) y (A.4) en (A.5) se tiene que:

$$\Delta P = P_0 [1 - \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W^2})] - P_0 [1 - \exp(-\frac{2\rho_0^2}{W_L^2})] \quad (\text{A.18})$$

sustituyendo la ecuación (A.17) en (A.18) se tiene que:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = [1 - \exp(-\frac{W_L^2}{W^2})] - [1 - \exp(-1)] \quad (\text{A.19})$$

**APÉNDICE A. DESARROLLO MATEMÁTICO DE LA TÉCNICA DE BARRIDO
EN Z, EN DONDE SE MIDE EL ANCHO DEL HAZ**

llegando finalmente a la relación siguiente:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) - \exp\left(-\frac{W_L^2}{W^2}\right) \quad (\text{A.20})$$

Ahora, de la ecuación (A.7) se deduce que:

$$W_L = W(z) - \Delta W \quad (\text{A.21})$$

sustituyendo (A.21) en (A.20) se tiene:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) - \exp\left(-\frac{(W - \Delta W)^2}{W^2}\right) \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) - \exp\left(-\frac{W^2}{W^2} - \frac{\Delta W^2}{W^2} + 2W\frac{\Delta W}{W^2}\right) \quad (\text{A.23})$$

si se considera que $\Delta W \ll W_L$, la ecuación (A.23) se transforma en:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) - \exp\left(-1 + 2\frac{\Delta W}{W}\right) \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) - \exp(-1) \exp\left(2\frac{\Delta W}{W}\right) \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) [1 - \exp\left(2\frac{\Delta W}{W}\right)] \quad (\text{A.26})$$

haciendo una expansión en serie de Taylor de la función exponencial, y considerando sólo los dos primeros términos se tiene que:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \exp(-1) [1 - (1 + 2\frac{\Delta W}{W})] \quad (\text{A.27})$$

finalmente si $W_L \approx W$, la ecuación (A.27) se transforma en:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = 2 \exp(-1) \left[-\frac{\Delta W}{W_L}\right] \quad (\text{A.28})$$

Luego, combinando las ecuaciones (A.28), (A.17), (A.6) y sustituyendo en (A.3) se tiene que:

$$\frac{\Delta T}{T(\infty)} = \frac{2 \exp(-1)}{1 - \exp(-1)} \left(-\frac{\Delta W}{W_L}\right) \quad (\text{A.29})$$

llegando a:

$$\frac{\Delta T}{T(\infty)} \simeq 1,16 \left(-\frac{\Delta W}{W_L}\right) \quad (\text{A.30})$$

Finalmente, sustituyendo la ecuación (A.30) en:

$$\Delta T_{P-V} = 0,406(1 - S)^{0,25} |\Delta \Phi_0| \quad (\text{A.31})$$

y usando las ecuaciones (A.6) y (A.17) se tiene que:

$$\frac{\Delta W_{P-V}}{W_L} \simeq 0,273 |\Delta \Phi_0| \quad (\text{A.32})$$

Apéndice B

Implementación de la técnica de barrido en Z a través de la medición del ancho del haz

Como ya se ha mencionado anteriormente, para poder llevar a cabo de forma experimental la técnica de barrido en z, se emplea una fuente de luz láser, en este caso que tenga una distribución de intensidad gaussiana; luego, a una distancia d_1 se coloca una lente convergente con distancia focal f_1 , cuya función es la de enfocar al haz que proviene de la fuente, generando nuevamente una cintura mínima; posteriormente, la muestra es colocada en una plataforma de traslación motorizada, en donde es posible controlar el barrido de la muestra entorno a la nueva cintura del haz, generada por la lente; el motor que mueve a la plataforma de traslación, es un dispositivo que trabaja a pasos, es decir, en cada paso o incremento que da la muestra, trasladada por la plataforma, ésta se detiene un intervalo de tiempo, en donde se realiza una serie de mediciones de los anchos del haz producidos por la muestra, con la ayuda de un fotodetector, mientras el haz está siendo eclipsado y/o desecleipsado por un disco giratorio ranurado en secciones iguales (Chopper), colocado en el campo lejano a una distancia d_2 de la lente f_1 que enfoca al haz; generando con este proceso, una señal periódica en el tiempo, cuya información será analizada a través de un sistema computarizado. La configuración de este desarrollo experimental, es mostrado en la Figura B.1, correspondiente a la implementación experimental de la técnica de barrido en z, en donde se mide el ancho del haz.

En esta sección, se especifican las características de los instrumentos que componen a éste arreglo experimental, así como el método utilizado para la obtención de curvas de barrido en z, en el cual se involucra un dispositivo hardware, que consiste en el uso de una tarjeta de adquisición de datos y un software realizado con el programa LabView.

En primer lugar, para poder implementar la técnica de barrido en z por anchos, es necesaria una fuente de luz láser; en este trabajo de tesis, los experimentos se realizaron usando dos fuentes distintas de luz láser de onda continua y una distribución de intensidad gaussiana, los cuales son descritos a continuación:

- Una fuente de luz láser de He-Ne de 633nm y una potencia máxima de 35mW de la serie JDS uniphase modelo 1145P; este tipo de láseres cuentan con una fuente de alimentación, el cual está provista de un interruptor de seguridad y un indicador de encendido/apagado; en

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

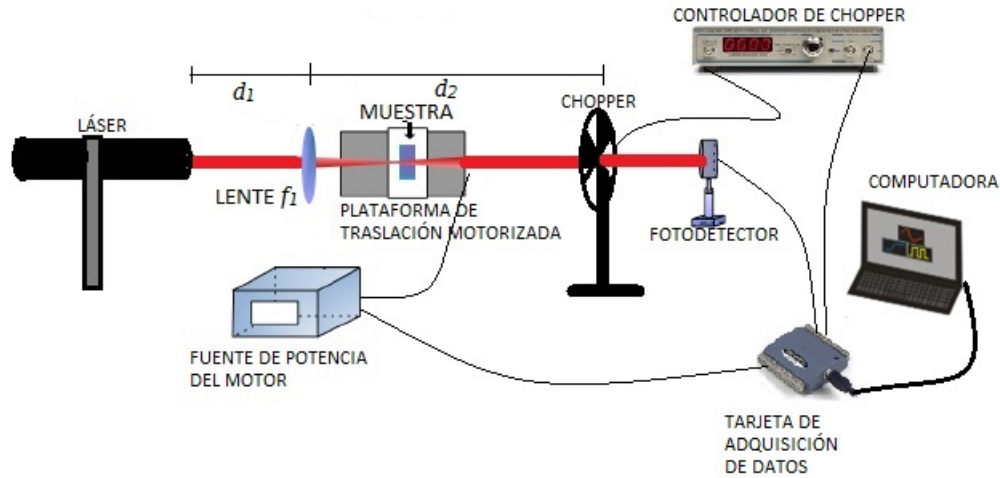


Figura B.1: Implementación de la técnica de barrido en z por anchos.

la Figura B.2 se muestra una imagen del láser usado en este trabajo.

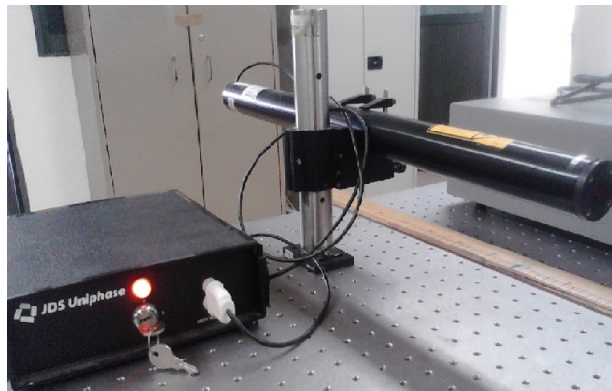


Figura B.2: Láser He-Ne de 633nm.

- La otra fuente usada, es un diodo láser de 488nm de la marca COHERENT OBIS, el cual es manipulado por medio de un software, en donde se puede variar el parámetro de potencia en un rango de 0 a 150mW; en la Figura B.3, se muestra la imagen de éste otro láser usado en los experimentos.

Luego, a una distancia $d_1 = 37cm$ del láser, se coloca una lente convergente, que en este caso se eligió con una distancia focal de $f_1 = 5cm$, ver Figura B.1, la cual estará enfocando al haz gaussiano generando nuevamente su cintura, en donde la muestra no lineal estará siendo barrida.

Posteriormente, para llevar a cabo el barrido de la muestra y la adquisición de datos de las mediciones realizadas, se implementa un método de automatización, el cual consiste en el uso de una tarjeta de adquisición de entrada y de salida de datos modelo USB-1208FS, cuyo funcionamiento es complementado con un programa realizado en labView. Esta tarjeta de

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ



Figura B.3: Diodo láser de 488nm.

adquisición de datos, tiene como función la de controlar los pasos o incrementos del motor que hace avanzar a la muestra a través de la plataforma de traslación, de tal modo que ésta pueda ser barrida una cierta distancia entorno a la cintura mínima del haz. Estos datos relacionados con la distancia total del barrido, así como la cantidad de pasos que debe dar el motor hasta completar dicha distancia, son ingresados en una interfase del programa realizado en LabView, el cual éste se encargará de enviarlos como datos de entrada a la tarjeta de adquisición de datos.

Otra función que tiene asignada la tarjeta de adquisición de datos en el desarrollo de este experimento, es la de recopilar las mediciones hechas por el fotodetector, en donde cada medición corresponde a un promedio de todas las lecturas tomadas del ancho del haz por cada paso que da la muestra; estos datos de salida, son enviados a la interfase de LabVIEW, en donde son guardados en un archivo con extensión (txt.) además, de ser presentados en una serie de gráficos que serán especificados más adelante. En la Figura B.4, se representa una imagen de la tarjeta de adquisición de datos usada en el desarrollo experimental de esta técnica.

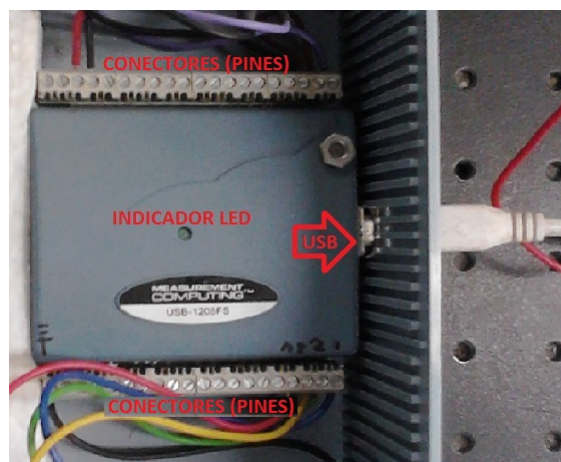


Figura B.4: Tarjeta de adquisición de datos.

Para que haya una comunicación entre la tarjeta de adquisición de datos y el programa de labView, la tarjeta se conecta a la computadora a través de un cable USB; luego, es necesario contar con una aplicación InstaCal instalada en la computadora, en donde se configura la tarjeta de la siguiente forma: dando clic derecho en el icono USB-1208FS se elige la opción Configure, en donde se abrirá una ventana de configuración con el nombre Board Configuration, después se da clic en la pestaña

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

No. of Channels y se elige la opción 8 Single Ended, finalmente se da clic en la opción Flash LED y se verifica que en la tarjeta de adquisición de datos encienda y se apague por unos segundos el indicador led; en la Figura B.5, se muestra dicho proceso de configuración.

La tarjeta de adquisición de datos, cuenta con una serie de 40 conectores llamados pines a través de

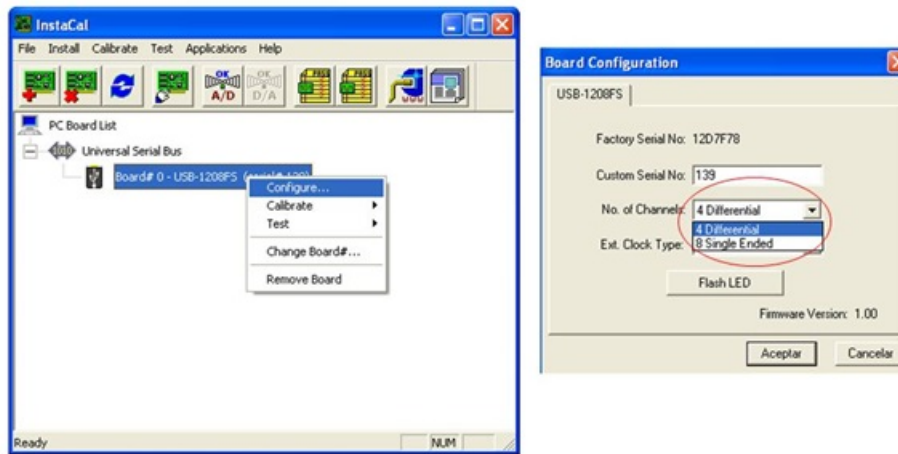


Figura B.5: Aplicación InstaCal.

los cuales, se manda y recibe las señales que comunican a los dispositivos usados en el experimento; en la Figura B.6, se muestra de forma esquemática las conexiones necesarias para la recopilación de datos de entrada y salida, enviados y recibidos correspondientemente por cada elemento.

Los pines 21, 22, 23 y 24 de la tarjeta de adquisición de datos, ver Figura B.6, son utilizados para mandar una señal a una fuente de potencia, la cual proporciona energía al motor, así como información de la distancia a barrer; la conexión de la tarjeta de adquisición de datos, a la fuente de potencia del motor, se realiza a través de un cable VGA.

En la Figura B.7, se muestra la fuente de potencia usada en este desarrollo experimental, en

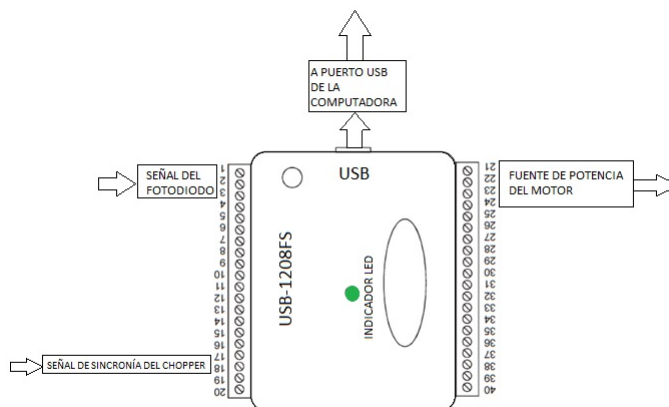


Figura B.6: Diagrama de conexiones de la tarjeta de adquisición de datos.

donde con una flecha de color azul con la etiqueta (CONEXIÓN A LA TARJETA), señala el conector que recibe la señal proveniente de la tarjeta de adquisición de datos. La flecha de color rojo, con la etiqueta (CONEXIÓN AL MOTOR), en la Figura B.7, es el conector por donde sale

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

la señal, la cual manda información al motor a pasos.

En la Figura B.8, se muestra una imagen del motor a pasos con la plataforma de traslación, en

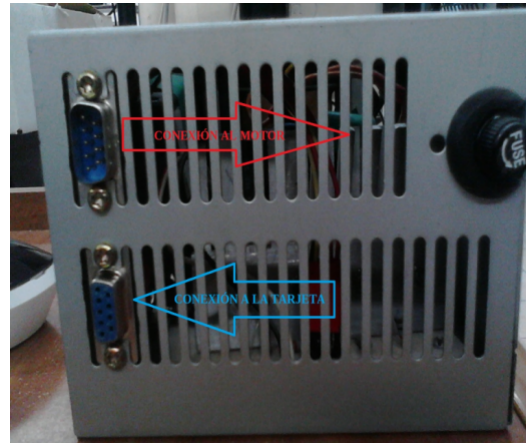


Figura B.7: Fuente de potencia del motor a pasos.

donde fue colocada la muestra para ser analizada, y el cable VGA señalado con la flecha naranja, que es conectado al conector o jack de la fuente de potencia señalado con la flecha roja en la Figura B.7.

En los pines 17 y 18 que se muestran en la Figura B.6, se conecta una señal de sincronía que

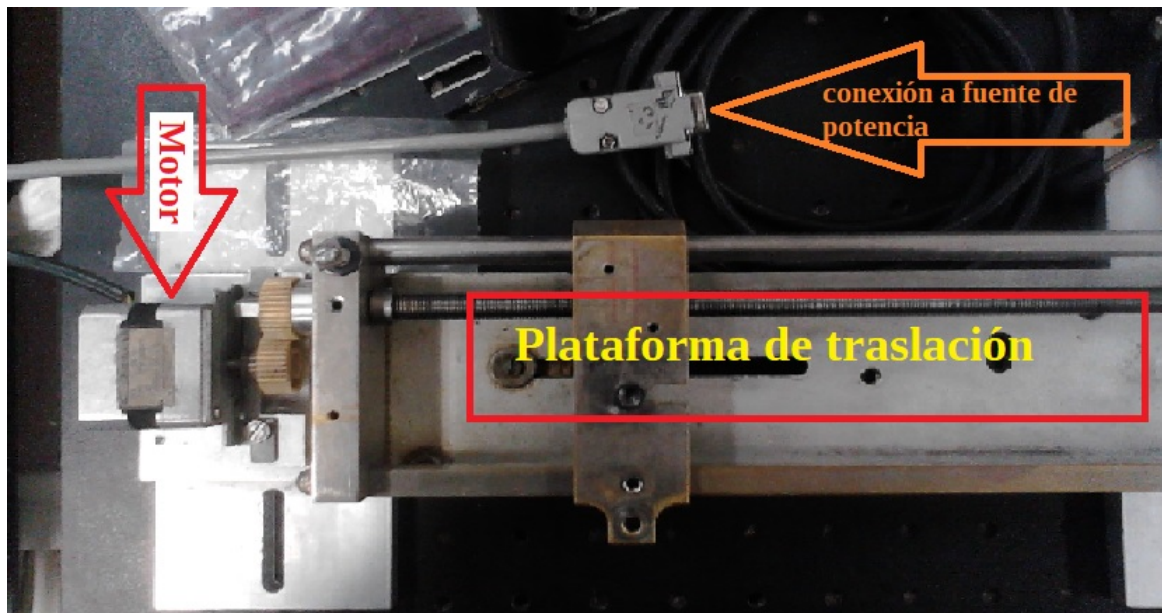


Figura B.8: Plataforma de traslación motorizada.

proviene del conector BNC f diff del controlador del disco giratorio, cuyo modelo es, Chopper SR540. Esta señal de sincronía es necesaria para la adquisición de datos, ya que sin ella, las mediciones de los anchos de los pulsos fluctuarían considerablemente, y por consiguiente, los valores de los anchos medidos presentarían variaciones importantes; en la Figura B.9, se muestra una imagen del disco giratorio con su controlador. En la Figura B.9, los números en rojo del

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ



Figura B.9: Disco giratorio ranurado en secciones iguales con su controlador.

recuadro del controlador, indican la frecuencia constante de giro del disco, la cual es asignada por la perilla que se localiza en la parte media del controlador.

Finalmente, en los pines 1, 2 y 3 de la tarjeta de adquisición de datos cuyo diagrama es mostrado en la Figura B.6, se localiza una señal de entrada que contiene información de los datos tomados por el fotodetector. En este desarrollo experimental en función de fotodetector, se usó un fotodiodo FDS100, el cual se le suministra energía a través de una fuente de voltaje simétrica de $\pm 10\text{v}$, en donde el caimán negro se conecta a tierra, el caimán rojo a la terminal $+10\text{v}$ de la fuente de voltaje, y el caimán amarillo a la terminal -10v . Con el conector BNC-OUT se transfiere la señal adquirida del fotodetector a través de un cable BNC. En la figura B.10, se muestra una imagen del fotodiodo FDS100 usado en el desarrollo de esta técnica.

A la salida del fotodiodo se conecta un circuito electrónico, el cual consiste en un amplificador de transresistencia, en donde la ganancia de dicho amplificador, puede ser ajustada para incrementar la señal detectada por el fotodiodo; la señal de salida del amplificador es enviada a la tarjeta de adquisición de datos, y posteriormente normalizada por el programa realizado en LabVIEW, este proceso de normalización es necesario para una correcta medición del radio del haz, debido a la consideración de valores de voltaje umbrales; la representación esquemática de este circuito electrónico se muestra en la Figura B.11.

El fotodiodo FDS100, es ideal para medir luz emitida por láseres de pulsos, así como de onda continua, ya que este tipo de dispositivos, pueden convertir la potencia óptica a un voltaje, gracias a que contiene una resistencia interna llamada resistencia de carga o R_{LOAD} ; este fotodiodo tiene una área efectiva de detección de 13.0mm^2 , y una respuesta espectral entre los (350-1100nm), en la Figura B.12 se muestra una gráfica correspondiente a la responsividad del fotodiodo en función de la longitud de onda, en donde se puede notar que tiene una detección más eficiente en la región del infrarrojo.

Para finalizar la descripción de todos los elementos que intervienen en la implementación de la técnica de barrido en z con anchos, ahora se analiza la interfase del programa realizado en LabVIEW, el cual hace posible la comunicación de las órdenes ingresadas por el usuario, que posteriormente son enviadas a la tarjeta de adquisición de datos como datos de entrada, y a

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

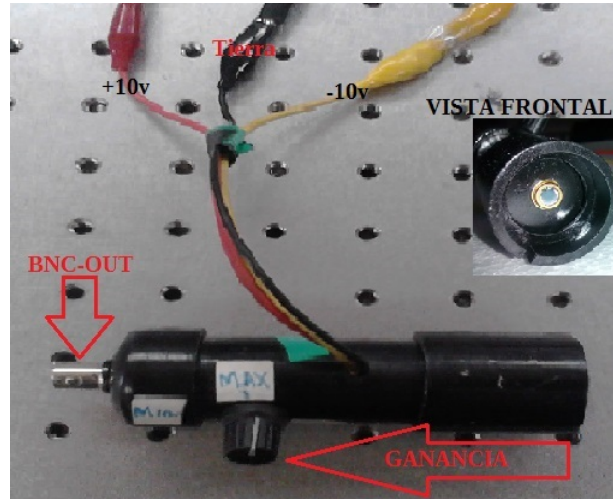


Figura B.10: Fotodiodo FDS100.

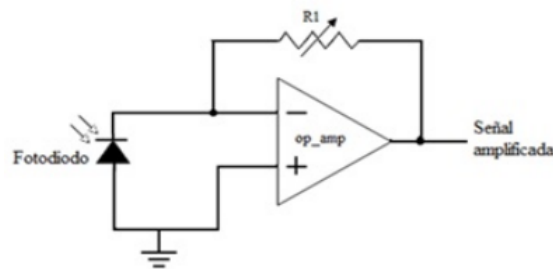


Figura B.11: Circuito electrónico del amplificador del fotodiodo.

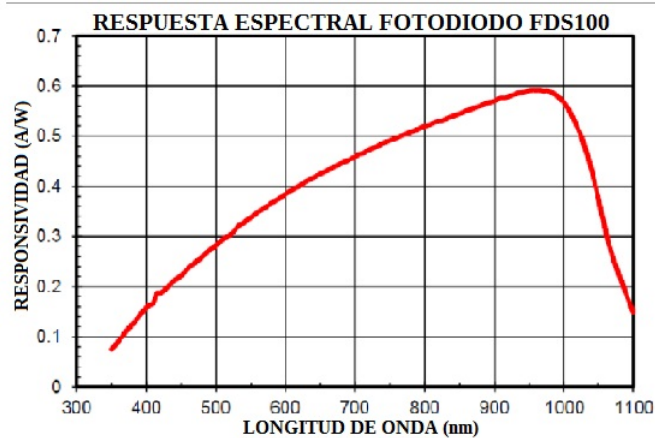


Figura B.12: Responsividad en función de la longitud de onda del fotodiodo FDS100.

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

su vez, a los dispositivos que hacen posible el barrido y la lectura de las mediciones; del mismo modo, esta interfase permite visualizar los resultados de los datos adquiridos por la tarjeta, en el desarrollo del experimento.

En primer lugar, la interfase que también es conocida como Panel Frontal, cuenta con una serie de campos llamados controladores e indicadores, en donde los controladores permiten el ingreso de órdenes enviadas como datos de entrada a la tarjeta de adquisición de datos, y los indicadores muestran los resultados enviados como datos de salida recopilados por la tarjeta de adquisición de datos.

Para el caso de la técnica de barrido en Z con anchos, la sección de controladores se divide en dos partes, en donde en la primera etapa se encuentra el área de los **CONTROLES PARA LA ADQUISICIÓN**, cuya imagen se muestra en la Figura B.13.



Figura B.13: Controles de adquisición de datos.

En la Figura B.13 se muestra siete controladores marcados con números del 1 al 7 respectivamente, los cuales se definen a continuación:

1. **Distancia a barrer.** En este recuadro se especifica la distancia total del barrido realizado por la muestra, la cual es movida a través de la plataforma de traslación motorizada; esta distancia se da en centímetros.
2. **Distancia/medición.** En este campo se incluye la distancia de cada paso o incremento que el motor hará avanzar a la muestra, en donde en cada paso que da el motor, éste se detendrá un momento para realizar una serie de mediciones; la distancia de cada paso que da el motor, se recomienda que sea en fracciones de centímetro.
3. **Mediciones x pasos.** En este campo se especifica el número de mediciones que se toman en cuenta del ancho del haz por cada paso que da la muestra; es decir, por cada paso o incremento que hace el motor, se detiene y toma o hace el número de mediciones señaladas en este registro o campo. Cada conjunto de mediciones, se promedian para obtener un solo valor, el cual se visualiza en el área de indicadores del Panel Frontal.
4. **Inicio del barrido.** En este campo se especifica en que punto se desea iniciar el barrido, con respecto a la cintura del haz.
5. **Archivo anchos.** En este campo se escribe el nombre y el lugar, en donde se guardará el archivo que contiene los datos medidos del ancho del haz; este archivo comúnmente se guarda con extensión (.txt).
6. **Archivo Distancia.** En este campo se especifica el nombre y el lugar, en donde se guardará el archivo que contiene todos los pasos o incrementos dados por la muestra hasta completar el barrido, en donde cada dato de este archivo, corresponde a la posición en donde fue tomada una medición, mostrada en el archivo de anchos.

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

7. **¿Señal de Sincronía?**. En esta configuración se elige la opción “Si”, para sincronizar la comunicación entre el programa de LabView y la tarjeta de adquisición de datos.

La segunda etapa de los controladores, consiste en los CONTROLES PARA EL MOVIMIENTO DEL MOTOR, los cuales son mostrados en la Figura B.14.



Figura B.14: Controles para el movimiento del motor.

En la Figura B.14, se muestran los controles para poner en funcionamiento al motor, en donde se observa dos opciones a elegir:

1. **Izquierda-Derecha.** Esta opción hace mover al motor hacia la izquierda o hacia la derecha
2. **Direction.** Controla la configuración de un puerto digital de la tarjeta de adquisición de datos, esta opción inicialmente aparece como entrada, se necesita elegir salida, o el motor no se moverá.

Para la sección de indicadores, el Panel Frontal cuenta con cuatro campos, en donde se visualizan los resultados recopilados por la tarjeta de adquisición de datos; en la Figura B.15, se muestran enumerados y señalados con flechas para especificar la función de cada uno.

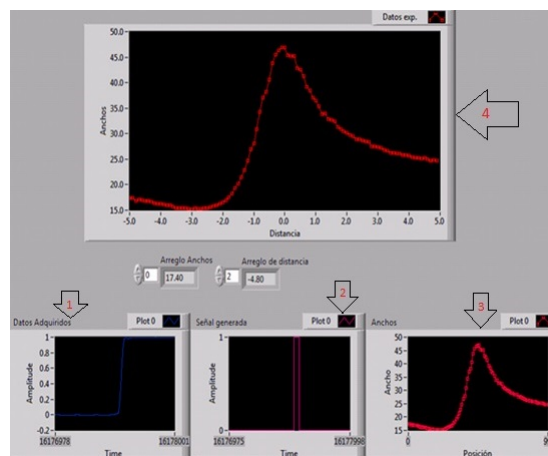


Figura B.15: Indicadores del Panel Frontal en proceso de medición del ancho del haz.

Las especificaciones de los indicadores del Panel Frontal, ver Figura B.15, para la técnica de barrido en Z con anchos, son descritos a continuación:

1. Para el indicador señalado con el número uno, muestra una señal generada por la acción de eclipsar y/o deseclipsar a un haz en algún punto del eje de propagación.
2. En el segundo indicador, se muestra un pulso eléctrico cuyo ancho temporal es proporcional al ancho del haz.

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

3. El tercer indicador muestra las mediciones que se van tomando del ancho del haz a lo largo del eje de propagación, en donde cada medición hecha del ancho del haz, es representado en este indicador por puntos hasta completar el barrido total.
4. El cuarto indicador, muestra la gráfica final (ancho del haz vs posición de la muestra) de todos los anchos medidos del haz, en este caso se representan los cambios del ancho del haz producidos por una muestra no lineal que se traslada a lo largo del eje de propagación, entorno a la cintura mínima, la cual corresponde a una curva característica que se obtienen con la técnica de barrido en z, en este caso midiendo el ancho del haz.

La sección de controladores e indicadores, son visualizados en el mismo Panel Frontal, en donde el orden en el que aparecen distribuidos es igual a como fueron especificados anteriormente, es decir, en la parte superior del Panel Frontal están los controles para la adquisición, en seguida aparecen los controles para el movimiento del motor, y finalmente se encuentra la sección de indicadores; en la Figura B.16, se muestra una imagen completa del Panel Frontal, en donde se observa una corrida clásica para la obtención de una curva de barrido en z, midiendo el ancho del haz.

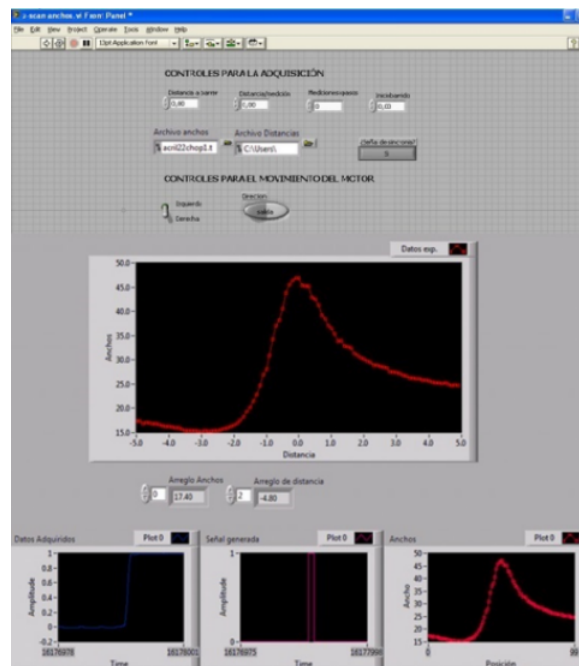


Figura B.16: Panel frontal midiendo el ancho del haz y obteniendo una curva de barrido en z.

Para realizar la programación de la técnica de barrido en z, midiendo el ancho del haz, LabVIEW cuenta con una interfase de programación, en donde se generan todos los campos, tanto controladores como indicadores que aparecen en el Panel Frontal, ésta interfase es llamada ventana de diagramas de bloques. La ventana de diagramas de bloques, contiene un código de fuente gráfica, en donde se incluyen terminales, subVIs, funciones, constantes, estructuras y cables, los cuales transfieren información en forma de datos a otros objetos del diagrama de bloques; en la Figura B.17, se muestra el diagrama de bloques, el cual contiene la programación de todos los elementos que se visualizan en el Panel Frontal que hacen posible la implementación de la técnica de barrido en z con anchos.

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

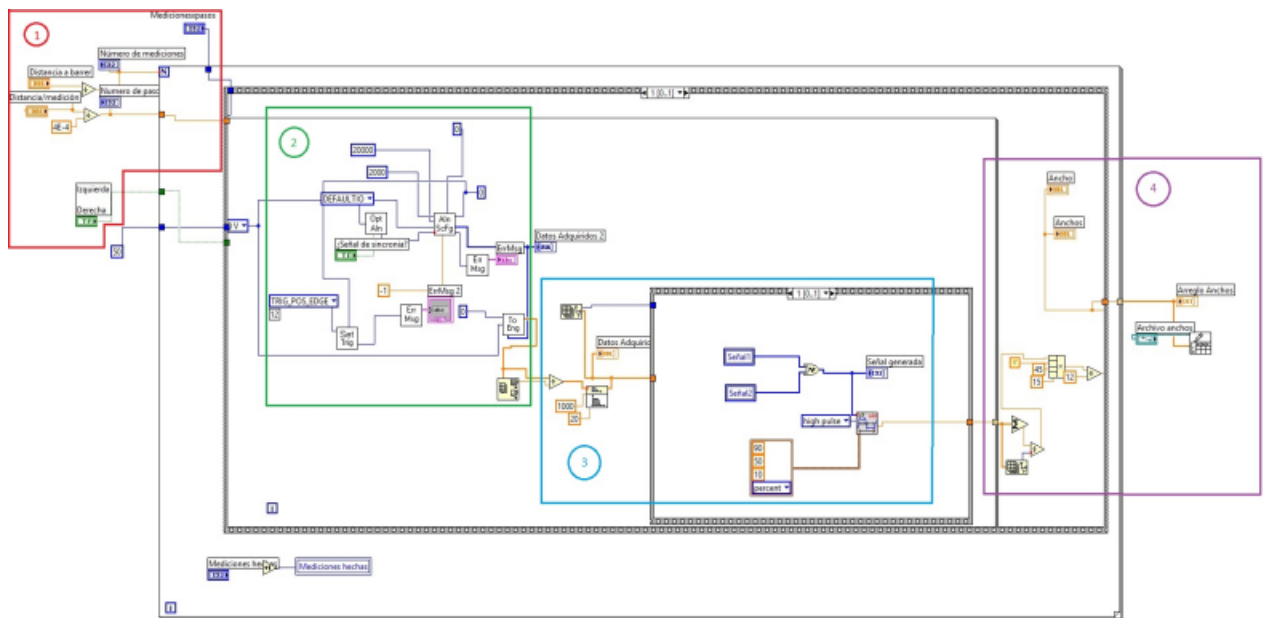


Figura B.17: Diagrama de bloques para la implementación de la técnica de barrido en Z con anchos.

APÉNDICE B. IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE BARRIDO EN Z A TRAVÉS DE LA MEDICIÓN DEL ANCHO DEL HAZ

En la figura B.17, se muestra que la programación para la técnica de barrido en Z con anchos, se ha dividido en cuatro secciones, las cuales han sido enumeradas y encerradas en recuadros de color rojo, verde, azul y morado, para poder especificar a que sección corresponden en el Panel Frontal.

1. La parte del programa encerrada en el recuadro rojo, corresponde a la programación de los controles de adquisición y los controles para el movimiento del motor; los datos elegidos en esta sección son conectados a la parte dos del recuadro verde.
2. En la parte del recuadro verde, se muestra la programación para la comunicación con la tarjeta de adquisición de datos, la cual recibe información de los datos ingresados en la parte uno del recuadro rojo, así como de encargarse de la comunicación con el motor para asignarle una distancia de barrido, y de la comunicación con el fotodetector para asignarle una cantidad de mediciones para ser promediadas.
3. La sección del recuadro azul se muestra la programación de los indicadores; esta parte se encarga de la recopilación de información de la señal generada y las mediciones correspondientes al ancho del haz, para que posteriormente sean visualizadas en el Panel Frontal.
4. La parte cuatro encerrada en el recuadro morado, se encarga de generar y guardar los archivos, en donde se muestran las mediciones del ancho del haz y de la distancia de cada paso que dio la muestra.

Apéndice C

Preparación de las muestras

Para el desarrollo de este trabajo, se prepararon cuatro muestras con los siguientes colorantes:

1. **Azul de Metileno.** Este colorante tiene forma de cristales o polvo cristalino, presenta un color verde oscuro, con brillo bronceado. Es inodoro y estable al aire, sus disoluciones en agua o en alcohol son de color azul profundo. Es fácilmente soluble en el agua y en cloroformo; también es moderadamente soluble en alcohol.
2. **Rodamina 6G.** Las rodaminas son muy utilizadas en diversas aplicaciones, particularmente como colorantes para láseres (en particular en el desarrollo de láseres de estado sólido), marcadores fluorescentes en microscopía y como referencia en las determinaciones de rendimientos cuánticos de fluorescencia. Las propiedades de Rodamina 6G y su rendimiento cuántico de fluorescencia es cercano a la unidad, es decir, $\Phi_F = 0,95$ disuelto en etanol.
3. **Verde Brillante.** Es un colorante sintético derivado del triarilmetano, muy utilizado en la industria alimenticia. Este colorante se utiliza en bebidas refrescantes, productos de confitería, gomas de mascar y caramelos. Desde el punto de vista tecnológico, este colorante es muy útil para colorear guisantes y otras verduras que han perdido su color, debido a la destrucción de la clorofila por congelamiento o durante el enlatado.
4. **Verde Malaquita.** Aunque es llamado verde malaquita, este colorante no se prepara a partir de la malaquita mineral, pues el nombre sólo viene de la similitud de color. Tiene uso como colorante y es activo frente a una gran variedad de parásitos externos y agentes patógenos como hongos, bacterias, etc. Su principal aplicación es para el tratamiento contra parásitos protozoos de agua dulce.

Los cuatro colorantes se disolvieron en tres volúmenes distintos de metanol, estas soluciones se prepararon en doce tubos de ensayo estableciendo los volúmenes de: 3ml, 6ml, 9ml para cada muestra. Las muestras se prepararon con una concentración de 0.1mg de cada colorante.

Para poder medir la concentración de las muestras, es decir 0.1mg, se usó una báscula de precisión modelo OHAUS PA114C, este instrumento de medición tiene tres modos de filtro y puesta a cero regulables, que ajustan la sensibilidad de la balanza frente a las alteraciones medioambientales; en la Figura C.1 se muestra una fotografía de la báscula utilizada en este proceso.

Después, para homogeneizar las soluciones, las muestras se colocaron en una tina ultrasónica modelo UC20D por 10 minutos, este proceso es necesario, debido a que los colorantes usados en este trabajo, son moderadamente solubles en alcohol, lo cual resulta que las soluciones no se disuelven totalmente con la agitación manual. En la Figura C.2 se muestra la tina ultrasónica usada en este

APÉNDICE C. PREPARACIÓN DE LAS MUESTRAS



Figura C.1: Báscula de precisión.

trabajo.



Figura C.2: Tina ultrasónica UC20D.

Las muestras preparadas con los cuatro colorantes, usadas en los experimentos de barrido en z, obtenidas con el procedimiento descrito anteriormente, se muestran a continuación:

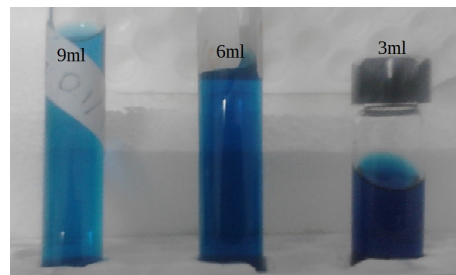


Figura C.3: Muestras con 0.1mg de Azul de Metileno en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.

APÉNDICE C. PREPARACIÓN DE LAS MUESTRAS

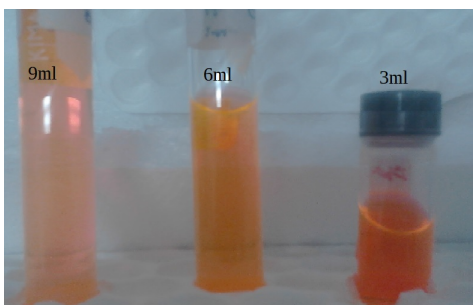


Figura C.4: Muestras con 0.1mg de Rodamina en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.

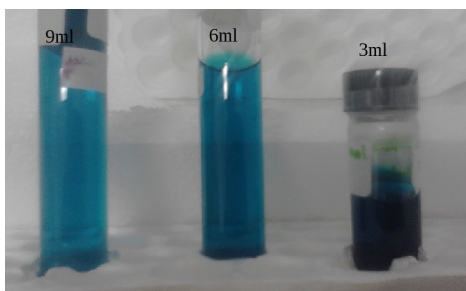


Figura C.5: Muestras con 0.1mg de Verde Brillante en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.

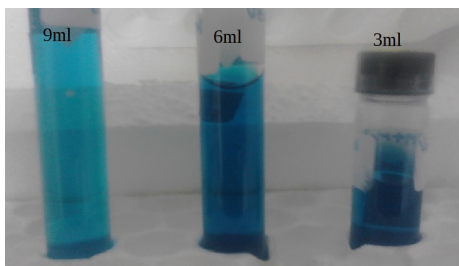


Figura C.6: Muestras con 0.1mg de Verde Malaquita en 9ml, 6ml, 3ml de metanol.

Apéndice D

Obtención de las curvas de los espectros de absorción

Para la obtención de las gráficas de los espectros de Absorción o de Transmitancia, se utilizó la técnica de la espectroscopia ultravioleta-visible, en donde la implementación de ésta técnica se lleva a cabo por medio del uso de un espectrofotómetro, que opera en el rango de longitud de onda del ultravioleta al visible. A continuación se da una breve explicación del principio físico, en la cual se basa dicha técnica.

La espectroscopia ultravioleta-visible, trata de la absorción de radiación ultravioleta – visible que presenta una molécula, causando que un electrón pase de un estado basal a un estado excitado, en dicho proceso se libera el exceso de energía en forma de calor. El rango de longitud de onda λ en la que opera la espectroscopia ultravioleta-visible, comprende entre 190nm y 800nm.

En el proceso de absorción, la luz visible o UV es absorbida por los electrones de valencia, sufriendo una transición de cambio de estado a uno de mayor energía. Al absorber radiación electromagnética de una frecuencia determinada, ocurre una transición desde uno de estos orbitales centrales del átomo a un orbital de la periferia que se encuentre vacío; las diferencias de energías varían entre los diversos orbitales.

Cuando un haz de radiación UV-Vis atraviesa una disolución que contiene una sustancia absorbente, la intensidad incidente del haz I_0 es atenuada hasta I . Esta fracción de radiación que ha logrado traspasar la muestra es denominada transmitancia, la cual se define como:

$$T = \frac{I}{I_0} = 10^{-\epsilon lc} = 10^{-\alpha l} = 10^{-A} \quad (\text{D.1})$$

en donde:

$$A = \epsilon lc = \alpha l \quad (\text{D.2})$$

- ϵ : El coeficiente de extinción, el cual es una constante para una sustancia dada, siempre que la temperatura y la longitud de onda sean constantes.
- l : el camino óptico.
- c : concentración de la especie absorbente, que comúnmente tiene unidades de longitud (cm) y concentración (mol/litro).
- α : el coeficiente de absorción lineal.

APÉNDICE D. OBTENCIÓN DE LAS CURVAS DE LOS ESPECTROS DE ABSORCIÓN

La expresión anterior es válida para líquidos. Por aspectos prácticos, en este caso se utiliza la absorbancia A en lugar de la transmitancia, la cual está dada por la siguiente relación:

$$A = -\log(T) \quad (D.3)$$

esta expresión, se relaciona linealmente con la concentración de la especie absorbente, según la ley de Beer-Lambert.

El equipo que lleva a cabo la espectroscopia ultravioleta-visible se llama UV-Vis Analyst, y es mostrado en la Figura D.1. Este instrumento permite comparar la radiación absorbida o transmitida, a partir de una solución que contiene una cantidad desconocida de soluto, y una que contiene una cantidad conocida de la misma sustancia. Este espectrofotómetro utiliza radiación UV, principalmente de 200 a 400 nm (UV cercano) y luz visible de 400 a 800 nm, por lo que es de gran utilidad para caracterizar soluciones en la región ultravioleta-visible del espectro electromagnético.



Figura D.1: Espectrofotómetro UV-Vis Analyst.

El equipo cuenta con dos métodos para la visualización de datos:

1. desde el mismo equipo usando su teclado y visualizando las curvas directamente en su display
2. haciendo la comunicación con la computadora.

La forma de medición que se utilizó fue la segunda opción, ya que es la manera más sencilla de manipular los datos. A grandes rasgos, el equipo se manipula siguiendo los siguientes pasos:

1. Se hace la comunicación del UV-Vis con la computadora
2. Se selecciona el modo WL-Scan
3. Se selecciona la longitud de onda y los pasos que se darán durante el escaneo
4. Se selecciona la opción Absorbancia o Transmitancia
5. Se selecciona el rango de la gráfica en nanómetros
6. Se coloca la muestra de referencia y se selecciona la opción para iniciar el escaneo

Cuando se obtienen las gráficas de absorción de cada muestra con diferentes concentraciones, el software marca puntos de absorción máximos y mínimos en un rango de 200nm a 800nm.

Las gráficas de Absorción se presentan en un plano XY , en donde el eje X representa la longitud de onda y en eje Y representa la absorción de la luz que presenta la muestra; en la Figura D.2 se muestran curvas típicas que representa la absorción de una muestra dada.

APÉNDICE D. OBTENCIÓN DE LAS CURVAS DE LOS ESPECTROS DE ABSORCIÓN

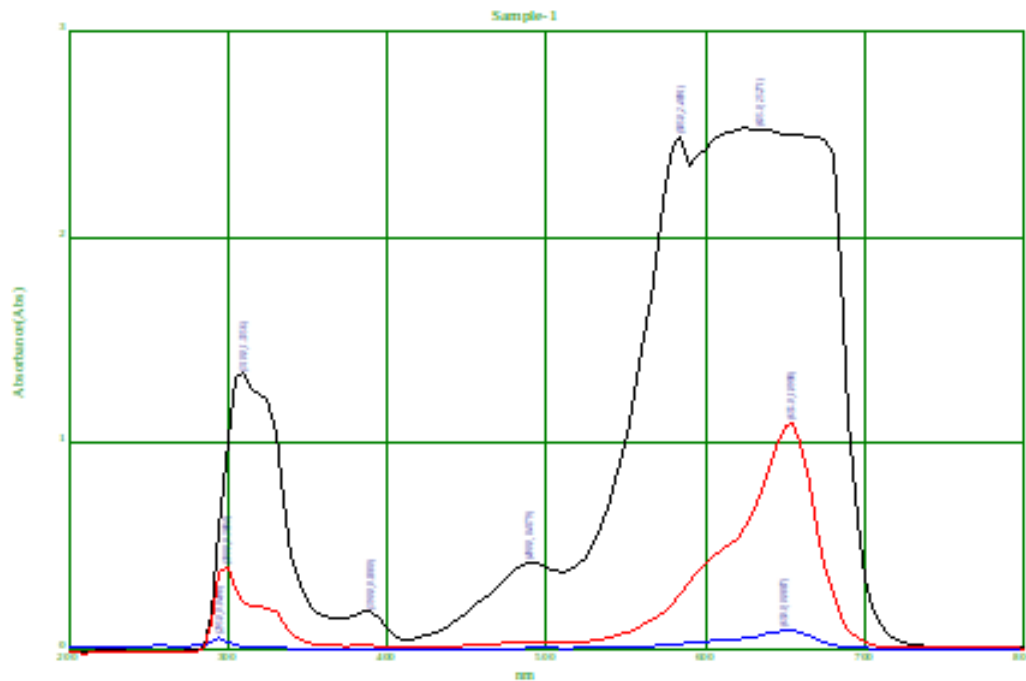


Figura D.2: Gráficas de Absorción.

Bibliografía

- [1] P. Weinberger, John Kerr and his effects found in 1877 and 1878, Philosophical Magazine Letters 2008.
- [2] BAHAA E. A. SALEH, MALVIN CARL TEICH, FUNDAMENTALS OF PHOTONICS, JOHN WILEY AND SONS, INC.
- [3] Robert W. Boyd, Nonlinear Optics, Third Edition, Academic press, U. S. A., (2008).
- [4] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, Opt. Lett. 14, 955 (1989).
- [5] Eric W. Van Stryland, Mansoor Sheik-Bahae, page 655-692, Inc., 1998.
- [6] José A. Dávila Pintle, Edmundo Reynoso Lara, and Marcelo D. Iturbe Castillo, "Sensitivity optimization of the one beam Z-scan technique and a Z-scan technique immune to nonlinear absorption," Optical Society of America (2013).
- [7] P. B. Chapple, "Beam waist and M2 measurement using a finite slit," Opt. Eng. 33(7), 2461-2466 (1994).
- [8] P. J. Shayler, "Laser beam distribution in the focal region," Appl. Opt. 17(17), 2673-2674 (1978).
- [9] Pradeep K. Gupta, Sarita Bhargava. "An experiment with Gaussian laser beams", Am. J. Phys. 56 (1988) pp. 563.
- [10] G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos, P. Persephonis, and V. Giannetas, "Z-scan technique through beam radius measurements," Appl. Phys. B 76(1), 83-86 (2003)
- [11] A. Yoshida, T. Asakura . "A simple technique for quickly measuring the spot size of Gaussian laser beams", Optics and laser technology (1976) pp. 273
- [12] J. M. Khosrofian and B. A. Garetz, "Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data," Appl. Opt. 22(21), 3406-3410 (1983).
- [13] José A. Dávila, Lissete V. Reyes, Edmundo R. Lara, (2007), "A new technique to measure the width of Gaussian beams". AIP Conference Proceedings, 992, (2008), p. 628.
- [14] E. Reynoso. Lara, Z. N. Meza, M. D. I. Castillo, C. G. T. Palacios, E. M. Panameño, and M. L. A. Carrasco, "Influence of the photoinduced focal length of a thin nonlinear material in the Z-scan technique", Optics Express, Vol. 15, 2007, pp. 2517-2529.
- [15] M. Yin¹, H.P. Li, S.H. Tang¹, W. Ji¹, "Determination of nonlinear absorption and refraction by single Z-scan method", Appl. Phys. B 70, 587-591 (1999)
- [16] User's Manual, "HELIUM-NEON LASER SERIES MODELS 1100 AND 1500 POWER SUPPLY SERIES MODEL 1200", ftp.pasco.com
- [17] Coherent OBIS, "Lasers for Plug-and-Play Simplicity", cohrcdn.azureedge.net