



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

CAMPUS IRAPUATO - SALAMANCA
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

Caracterización experimental de dinámicas complejas en un láser de fibra de amarre de modos pasivo mediante el mapeo temporal

TESIS PROFESIONAL

Para obtener el título de:
Ingeniero en comunicaciones y electrónica

PRESENTA:

Luis Martín González Vidal

DIRECTORES:

Dr. Juan Carlos Hernández García
Dr. Olivier Jean Michel Pottiez

SALAMANCA, GTO

SEPTIEMBRE 2020

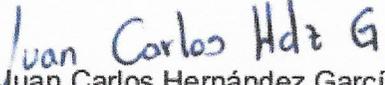
Salamanca, Gto., a 14 de agosto del 2020.

M. en I. HERIBERTO GUTIÉRREZ MARTÍN
JEFE DE LA UNIDAD DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR
PRESENTE.-

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno(a) Luis Martín González Vidal del Programa de Licenciatura en Licenciatura en Ingeniería en Comunicaciones y Electrónica y cuyo número de NUA es: 145685 del cual soy director. El título de la tesis es: Caracterización experimental de dinámicas complejas en un láser de fibra de amarre de modos pasivo mediante el mapeo temporal

Hago constar que he revisado dicho trabajo y he tenido comunicación con los sinodales asignados para la revisión de la tesis, por lo que no hay impedimento alguno para fijar la fecha de examen de titulación.

ATENTAMENTE


Dr. Juan Carlos Hernández García
NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS
SECRETARIO


Dr. Olivier Jean Michel Pottiez
NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS


Dr. Juan Gabriel Aviña Cervantes
NOMBRE Y FIRMA
PRESIDENTE


Dr. Daniel Jáuregui Vázquez
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL

Caracterización experimental de dinámicas complejas en un láser de fibra de amarre de modos pasivo mediante el mapeo temporal

Estudiante:

Luis Martín González Vidal

Tesis presentada para obtener el título de:

Ingeniero en Comunicaciones y Electrónica

Asesores:

**Dr. Juan Carlos Hernández García
Dr. Olivier Jean Michel Pottiez**

UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO
DIVISIÓN DE INGENIERIAS CAMPUS IRAPUATO-SALAMANCA
C.A. FÓTONICA
SALAMANCA, GUANAJUATO, MÉXICO

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A. C.
LAB. FIBRAS ÓPTICAS Y LÁSERES
LEÓN, GUANAJUATO, MÉXICO

Fecha: 17 de agosto de 2020

"no great discovery was ever made without a bold guess"
-Sir isaac newton-

Dedicatoria

A mis abuelos

Cecilia Alvarado †
Severiano González †
Angela Rangel Arias †
Alejandro Vidal

Los quiero y se que están orgullosos de la familia que han formado...

A mis padres Josefina Vidal Rangel y José Luis González Torres, gracias por pensar diferente, gracias por nunca decirnos que no a todas la metas, trabajaron incesablemente para que mis hermanos y yo no tuviéramos ningún problema.

A mis hermanos Santiago y Diego, estoy seguro de que logran grandes..

A la familia Gonzalez Torres y Vidal Rangel, en especial a Matilde, Paco y Charis gracias estar siempre presentes y por compartir su tiempo conmigo....

Agradecimientos

A mis compañeros y amigos de carrera sobre todo a Ricardo Romero, Marco GP, Agustín Sosa, Javier Mendoza, Juan Manuel García, J. Wilfredo y a Fernanda Herrera sin duda alguna serán unos profesionales muy exitosos debido a su gran dedicación en cada área en la que se desarrollan. También agradecer en especial a Erica Morales por haber soportado mi carácter desde el primer día de clases hasta el último.

A el cuerpo académico de fotónica, en especial al Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala y al Dr. Roberto Rojas Laguna., el apoyo y dedicación que otorgan a todo estudiante que esté dispuesto a aprender es inigualable.

A el Dr. Juan Carlos Hernández García al Dr. Daniel Alberto Razo Medina y al Dr. Jesús Pablo Lauterío Cruz., por su tiempo, enseñanzas y sobre todo por su amistad.

A mis compañeros y amigos de laboratorio Dr. Javier Antonio Martin Vela, (M.I)² José Ramon Martínez Angulo a M.C Carlos Carrillo Delgado al M.I José David Filoteo Razo y al M.I Óscar Vera (el doctor) por su amistad y apoyo ,dentro y fuera del laboratorio.

A el Dr. Olivier Jean Michel Pottiez, a la Dra. Jazmín Bracamontes y al Ing. Jair estoy muy agradecido por toda la confianza y conocimiento que compartieron conmigo, hicieron que la estancia fuera más amena llena de chistes y anécdotas, pero sobre todo se nota la pasión que sienten por su trabajo y es algo que transmiten.

Agradecimientos institucionales



Agradezco a la Universidad de Guanajuato en especial a la División de ingenierías Campus Irapuato-Salamanca por haberme brindado todas las oportunidades y herramientas necesarias para mi formación académica. Además de brindarme apoyo por medio de becas para la presentación de trabajo de investigación en los congresos **LXI Congreso Nacional de Física de la Sociedad Mexicana** con el trabajo **SMF-1543** mediante el apoyo POA (Apoyo a la formación Integral de los estudiantes de la Meta 3.2, (3.2.3)). y a el **X Iberoamerican Optics Meeting / XIII Latinamerican Meeting on Optics, Lasers and Applications/Mexican Optics and Photonics Meeting**. También por los apoyos en las becas de Comunidad Estudiantil por parte de la rectoría general con el trabajo titulado ”**dinámicas complejas en pulsos ultracortos generados por láseres de fibra óptica**” por la Universidad de Guanajuato Convocatoria Institucional de Investigación Científica 2019 *CIIC 110/2019*.



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

Agradezco a el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) por haberme recibido de muy buena manera para realizar mis prácticas profesionales y tesis, así como brindarme sus instalaciones y equipo para la realización de la presente tesis. Agradezco en especial al laboratorio de fibras ópticas, los técnicos y al personal administrativo el ambiente de desarrollo en la institución es muy agradable y ayudó de manera significativa a la realización de la tesis.



Este trabajo fue apoyado por el proyecto Cátedras CONACyT No. 3155.

Índice general

Capítulo 1. INTRODUCCIÓN GENERAL	3
1.1. Introducción	4
1.2. Antecedentes	4
1.2.1. Láseres de fibra óptica	4
1.2.2. Mapeo temporal	5
1.3. Justificación del trabajo	6
1.4. Estructura de la tesis	6
Capítulo 2. BASES TEÓRICAS	9
2.5. Espectro electromagnético	10
2.6. La evolución de las fibras ópticas	12
2.7. La fibra óptica como guía de onda	12
2.7.1. Índice de Refracción	12
2.7.2. Geometría de la fibra óptica	12
2.7.3. Guía de onda para $\lambda \ll a$	13
2.7.4. Guía de onda para $\lambda \sim a$	14
2.8. Láseres principio de operación	19
2.8.1. Absorción del estado base	20
2.8.2. Emisión estimulada	21
2.8.3. Amplificadores	22
2.8.4. Clasificación de tipos de láseres	22
2.9. Láseres de fibra óptica pulsados	23
2.9.1. Q-Switch	23
2.9.2. Amarre de modos	24
2.9.3. Activo	26
2.9.4. Pasivo	26
2.10. Solitones	28
2.10.1. Solitones conservativos	28
2.10.2. Solitones disipativos	28
2.11. Pulsos de ruido	30
Capítulo 3. DESCRIPCIÓN DE LOS FENÓMENOS FÍSICOS INVOLUCRADOS EN EL LÁSER EMPLEADO	31
3.11.1. Dispersión cromática (material y de guía de onda)	32

3.11.2. Efectos No-Lineales en fibras ópticas	36
3.11.3. Índice de refracción No-Lineal	37
3.11.4. Efecto Kerr	37
3.12. AS \rightarrow Rotación No-Lineal de polarización + polarizador	39
3.12.1. polarización	39
3.12.2. estados de polarización	39
3.12.3. Polarización en fibras ópticas	41
3.12.4. Polarizador	42
3.12.5. Polarizador + NPR	43
3.13. Mapeo temporal	44
3.14. Función fast-frame	45
Capítulo 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL DEL TRABAJO	49
4.15. Desarrollo experimental	50
4.16. Sistema de medición propuesta	53
4.17. Implementación	54
4.17.1. Ondas consecutivas	54
4.17.2. Energía del pulso	57
4.17.3. Ondas tomadas en intervalos de tiempo (fast-frame)	59
Capítulo 5. RESULTADOS Y CONCLUSIONES	67
5.17.4. single-shot por cada $3\mu s$	68
5.17.5. Single shot por cada $5\mu s$	70
5.17.6. Single shot por cada $10\mu s$	72
5.17.7. single-shot por cada $1ms$	74
5.18. Conclusiones	75
5.19. Trabajo a futuro	76
Formación académica	77
Bibliografía	77

Índice de figuras

2.1. espectro electromagnético [14]	11
2.2. a) sección transversal de la fibra óptica b) perfil de índice de refracción (índice escalonado)	13
2.3. propagación de una haz de luz por medio de la refracción total interna	14
2.4. fibra óptica en coordenadas cilíndricas	16
2.5. funciones de Bessel de primer tipo de orden 0 a 4	17
2.6. funciones de Bessel de primer tipo de orden 0 a 4	18
2.7. Estructura básica de un láser	19
2.8. a) Arquitectura lineal fabry-perot b) arquitectura de anillo	20
2.9. Emisión y absorción de un fotón en un átomo de hidrógeno	20
2.10. emisión espontánea de una fibra dopada con Yb^{+3}	21
2.11. ganancia de la señal en una fibra dopada	22
2.12. diagrama de llaves de láseres según el tipo de onda y sus técnicas de generación (el láser empleado se señala por el color azul)	23
2.13. inversión en un pulso por Q-Switch [19]	24
2.14. patrón de intensidad a) free-running b) Fases amarradas para $M=3$ en ambos casos	25
2.15. absorbedor saturable. Para potencias bajas son absorbidas y potencias altas transmitidas.	27
2.16. esquema de operación de un láser ANDi, Pulsos muy anchos, con chirp muy grande y requieren compresión fuera del láser (par de prismas)	29
2.17. espectro típico de un pulso disipativo generado por un láser ANDi [35]	29
3.18. esquema a bloques de los elementos básicos del láser empleado (Amarre de modos pasivo-cavidad de anillo AS \rightarrow NPR + Polarizador)	32
3.19. a) variación de n_g y n respecto a la longitud de onda, b) dispersión (por material + guía de onda [29]	34
3.20. propagación de un pulso gaussiano en un medio con dispersión normal a) Separación de componentes espectrales b) pulso inicial y el ensanchamiento del pulso posterior a viajar en un medio $D < 0$ c) generación del chirp positivo.	35
3.21. propagación de un pulso gaussiano en un medio con dispersión anómala a) separación de componentes espectrales b) pulso inicial y el ensanchamiento del pulso posterior a viajar en un medio $D > 0$ c) generación del chirp negativo.. . . .	36
3.22. propagación de un pulso gaussiano en un medio con γ a) separación de componentes espectrales b) pulso inicial y el ensanchamiento del pulso posterior a viajar en un medio γ c) generación del chirp positivo.	38

3.23. representación sinusoidal de una onda electromagnética polarizada linealmente y sus variaciones con el eje de propagación z [40]	39
3.24. estados de polarización a) lineal b) elíptica c) circular.	41
3.25. evolución de polarización en una fibra birrefringente [29]	42
3.26. Una luz no polarizada pasa por un polarizador dejando pasar solo las componentes del campo eléctrico que oscilen paralelamente a la dirección de polarización del polarizador [40].	43
3.27. esquema del absorbedor saturable con una polarización elíptica y un polarizador lineal a) bajas potencias b) altas potencias c) absorbedor saturable. Polarizador	44
3.28. técnica de mapeo temporal empleada para un LFO pulsado (midiendo 3 ciclos) a) toma de ciclos consecutivos (cada ciclo se muestra en diferente color) b) recorte de ciclos y apilamiento de ciclos en un plano 3D c) vista superior de del plano 3D (se observa cómo se forma una imagen de intensidades)	45
3.29. a) un solo pulso capturado con una alta resolución b) múltiples pulsos capturados con una alta resolución en un tiempo prolongado [42]	46
3.30. señal de comunicación medida en un single shot b) función fast-frame empleada a 1000 frames para encontrar anomalías en la señal de comunicación [42]	46
3.31. tabla del tiempo de adquisición de datos del fast-frame[42]	47
4.32. esquema experimental de LFO empleado en la tesis.	50
4.33. caracterización de potencia de bombeo vs la potencia de salida del LFO a) en mW (escala lineal) b) en dBm (escala logarítmica)	51
4.34. evolución del pulso a medida que la corriente aumenta a) manta de evolución b) mapa de contorno la corriente de láser se señaló con un círculo rojo . . .	52
4.35. a) tren de pulsos obtenidos en el LFO b) ancho temporal del pulso.	52
4.36. espectro promedio del LFO empleado.	53
4.37. sistema de medición empleado	53
4.38. captura de pantalla del osciloscopio midiendo formas de onda consecutivas (3.333 ciclos de evolución)	54
4.39. recorte gráfico del vector de amplitudes a) vector de datos de intensidad del pulso b) matriz de almacenamiento de datos por ciclo del láser	55
4.40. diagrama de flujo del corte de ciclos consecutivos	56
4.41. mapeo temporal de 3 ciclos consecutivos a) tren de pulsos medido b) tren de pulsos recortado (3 ciclos completos) c) evolución temporal del tren de pulsos (3 ciclos) d) imagen de intensidades del mapeo temporal.	57
4.42. a) energía del periodo de emisión normalizado para $E = 1$ en todo el periodo b) energía contenida en el pulso principal normalizada respecto a la del periodo de emisión	58
4.43. a) energía total del láser b) energía del pulso principal 1er c) energía del pulso secundario 2do d) mapeo temporal acercamiento	59
4.44. menú principal de la función fast-frame [42]	60
4.45. captura del archivo csv capturado por el osciloscopio en la función fast-frame	61
4.46. archivo de salida de la función time-stamp	62
4.47. comparación de cambios en hrs y min	63

4.48. grafica de frames vs tiempo de medición de 5ms	63
4.49. muestra grafica representativa de la medición del tren de pulsos.	64
4.50. esquema visual del desplazamiento de datos. a) primer frame se toma como la referencia del primer Δt b) frame desplazado (color azul muestra el periodo del láser, el color negro indica la totalidad de datos medida y el color rojo indica los calores del frame a desplazar)	64
4.51. muestra ilustrativa del desplazamiento de datos.	65
5.52. medición de time-stamp para $1\mu s$ (mediciones ideales marcadas en azul y mediciones reales marcadas en negro) a) time-stamp a lo largo de 3000 mediciones b) mediciones aproximadas.	68
5.53. mapeo temporal del pulso a) corte transversal del mapeo temporal a 50 ciclos b) unión del pulso principal con un pulso secuandario aledaño c) unión de pulsos dan como resultado un pulso más angosto con una menor amplitud.	69
5.54. medición de time-stamp para $5\mu s$ (mediciones ideales marcadas en azul y mediciones reales marcadas en negro) a) time-stamp a lo largo de 3000 mediciones b) mediciones aproximadas c) acercamiento de las mediciones con una gran precisión.	70
5.55. evolución temporal hasta 3000 ciclos, a) single-shot a 50 ciclos fino con 250ps de ancho temporal, b) ensanchamiento del pulso a 500 ciclos c) evolución del pulso s 1500 ciclos	71
5.56. medición de time-stamp para $10\mu s$ (mediciones ideales marcadas en azul y mediciones reales marcadas en negro) a) time-stamp a lo largo de 3000 mediciones b) mediciones aproximadas c) acercamiento de las mediciones con una gran precisión.	72
5.57. mapeo temporal a 7,200 ciclos a) single-shot a 900 ciclos, b) ensanchamiento del pulso a 2500 ciclos, c) recomprimiento del pulso a 6000 ciclos	73
5.58. medición de time-stamp a 1ms.	74
5.59. mapeo temporal a 1ms de intervalo, b) acercamiento de la medición	74

Nomenclatura

Acronimo	Español	Inglés
LFO	Láser de Fibra Óptica	Optical Fiber Laser
Yb^{+3}	Iterbio	Ytterbium
PL	Polarizador Lineal	Linear Polarizer
NPR	Rotación No Lineal de Polarización	Nonlinear Polarization Rotation
YDF	Fibra dopada de Yb^{+3}	Yb^{+3} Doped Fiber
NLPs	Pulsos de Ruido	Noise Like Pulses
SMF	Fibra Óptica Monomodo	Single Mode Fiber
AM	Amarre de Modos	Mode Locking
CW	Onda Continua	Continuous Wave
CP	Controladores de Polarización	Polarization Controller
ANDi	Dispersión Completamente Normal	All Normal Dispersion
QWR	Placa Retardadora de $\lambda/4$	Quarter Wave Retarder
HWR	Placa Retardadora de $\lambda/2$	Half Wave Retarder

Resumen

En el presente trabajo se desarrolla una caracterización temporal novedosa basada en el mapeo temporal por medio de un osciloscopio ultrarrápido de $16GHz$. Esta técnica se implementará en un láser de fibra óptica (LFO) dopado con iterbio (Yb^{+3}) en cavidad de anillo que opera mediante la técnica de amarre de modos pasivo utilizando un polarizador lineal (PL) y la rotación no lineal de polarización (NPR por sus siglas en Inglés: Nonlinear Polarization Rotation) como absorbedor saturable.

Mediante esta configuración se logró obtener pulsos con un ancho temporal variable de $\sim 100a400ps$ con un periodo de $\sim 60ns$ teniendo una cavidad resonante de $\sim 12m$ de longitud utilizando fibra SMF (por sus siglas en Inglés: Single Mode Fiber) en dispersión anómala debido a la longitud de onda de emisión dada por el medio amplificador, que es en este caso la fibra dopada con Yb^{+3} (YDF). Los resultados experimentales se adquirieron mediante un fotodetector y un osciloscopio ultrarrápido de $25GHz$ y $16GHz$ respectivamente, esta técnica se basó en el uso de la función fast-frame que proporciona el osciloscopio, permitiendo variar el intervalo entre single-shot y single-shot de forma automática, y pudiendo observar una evolución paulatina (de ms hasta unos cuantos seg.) o rápida (del orden de $3\mu s$) limitado por la memoria del osciloscopio. Dado que estas funciones se integran en los equipos de medición, se permitió desarrollar una técnica que analice los datos experimentales para visualizar las dinámicas temporales complejas y colectivas que ocurren dentro de la cavidad del LFO.

Palabras clave: *amarre de modos pasivo, mapeo temporal, rotación no-lineal de polarización.*

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN GENERAL

1.1. Introducción

El presente capítulo se dividirá en tres secciones; la primera contemplará los antecedentes del trabajo dividida en dos sub-secciones que contextualizará a los LFO en especial a los LFO pulsados.

La segunda sub-sección abordará la definición de mapeo temporal aplicado a un LFO pulsado, recopilando trabajos anteriores en el cual implementaron un sistema de medición para la aplicación del mapeo temporal mostrando algunas limitaciones que obtuvieron en el sistema implementado.

La segunda sección abordará la motivación que llevó a la realización del trabajo de tesis y la relevancia que tienen los LFO en la actualidad, así como la descripción de anteriores técnicas realizadas en el mapeo temporal.

Por último, en la tercera sección se describirá la organización de la tesis.

1.2. Antecedentes

1.2.1. Láseres de fibra óptica

En los últimos años los láseres de fibra óptica han experimentado un gran desarrollo científico y tecnológico para una gran gama de aplicaciones por su ancho de banda, potencia de salida, duración del pulso, flexibilidad y bajo costo ya sea en láseres continuos o pulsados [1], inclusive han jugado un papel importante en la generación del supercontinuo debido a las potencias altas que podemos generar con estos mismos.

Desde la invención del láser de fibra en 1964, tan solo unos años después del láser de rubí, estos dispositivos han pasado por muchos cambios y por consiguiente podemos encontrar una gran variedad de ellos dependiendo de las necesidades que requiera la aplicación, en particular estudiaremos un láser de fibra óptica pulsado por lo que nos centraremos más en ello. Las técnicas para generar pulsos se basan en 2 principales como lo son el Q-Switch [1,2] y de amarre de modos [3-7] estos dado la naturaleza de los medios activos usados en los láseres de fibra se han desarrollado en regiones espectrales de $1\mu m$, $1,5\mu m$, $2\mu m$, y $3\mu m$ [3-7], cuyas aplicaciones existen en áreas como la industria, la medicina, seguridad, por lo que ha llamado el interés de la comunidad científica, en el presente trabajo se aplicará la técnica en un LFO con YDF y en la técnica de amarre de modos pasivo, por lo que nos centraremos más en ello.

En la actualidad los LFO pulsados a $1\mu m$ tienen una variedad de aplicaciones en la industria por ejemplo en la perforación de materiales ya que llegan a generar y soportar potencias pico de $\sim 1000W$ y contener en cada pulso una energía de $\sim 2mJ$ permitiendo hacer perforaciones de 900 perforaciones/s en una lámina de $2\mu m$ [8].

Cuando se analizan los pulsos ópticos en un osciloscopio convencional sin ayuda externa de alguna función o dispositivo externo es posible (dependiendo de las características del osciloscopio y las del LFO) observar la evolución de los pulsos ópticos ciclo tras ciclo sin embargo a escalas de tiempo a las que está establecido el ciclo de trabajo del LFO, los pulsos en régimen estacionario o cerca del CW no suelen presentar ninguna dinámica, por lo que el desarrollo de nuevas técnicas de medición que permitan capturar la forma temporal del pulso a escalas de tiempo mayor a las de su periodo de trabajo (dado en LFO de amarre de modos pasivo por la longitud de su cavidad) se ha vuelto una tarea vital para el desarrollo potencial de nuevas tecnologías con aplicaciones en medicina metrología, comunicaciones entre otras.

1.2.2. Mapeo temporal

El mapeo temporal aplicado a un láser pulsado de fibra óptica consiste en medir un conjunto de formas de onda, ya sea en forma consecutiva o en intervalos de tiempo definidos, y a partir de ellas construir una imagen de intensidades o una superficie en donde puedan apreciarse las dinámicas de los pulsos de luz que estuvieron presentes en la cavidad del láser durante el tiempo de medición [4].

En trabajos recientes [4] los autores presentan la caracterización experimental de láseres de fibra óptica de figura ocho y de anillo, presentan estudios simultáneos espectro-temporales, en particular muestran la evolución de la energía [5], la evolución en tiempo real del perfil temporal (mapeo temporal) es el estudio principal en que se basará la tesis implementándolo en un láser de anillo dopado con Yb^{+3} , basándonos en el mapeo temporal utilizando la función de fast-frame del osciloscopio. En trabajos anteriores [5] los autores implementaron una interfaz entre un ordenador y un osciloscopio midiendo un single-shot para capturar alrededor de mil formas de onda consecutivas. Estos datos se segmentan en periodos que posteriormente se apilan para conformar una secuencia. Las principales limitaciones que obtuvieron fueron en la rapidez en la captura de datos ya que se adquiría en una sola medición single-shot una secuencia de hasta ~ 1100 ciclos consecutivos (solo se cubría poco más de $1ms$, limitado por la memoria del osciloscopio). La principal limitante es que las secuencias forzosamente están formadas por ciclos consecutivos, por lo que solo se podían observar dinámicas rápidas, con cambios significativos ciclo tras ciclo, que se desarrollaban en tan solo $1ms$. Las dinámicas que se desarrollan sobre escalas de tiempo mayores, con cambios significativos observables no en cada ciclo, pero cada 100, 1000... ciclos, no se podían observar.

En trabajos actuales (2015 a la fecha) [9–11] se han desarrollado múltiples investigaciones sobre las dinámicas temporales en LFO en regímenes no-estacionarios, sin embargo, la mayoría de los trabajos están desarrollados a $1,5\mu m$ que comúnmente en LFO se logran a través de erbio (Er) debido a que es donde las comunicaciones con fibra óptica se desarrollaron por las características que posee la fibra estándar (SMF-28, por sus siglas en inglés) a esa longitud de onda.

En trabajos desarrollados por la comunidad científica en la región espectral de $1\mu m$ [12, 13] destacan simulaciones numéricas [12] en las cuales los autores desarrollan un trabajo numérico en un LFO de anillo de amarre de modos pasivo generado a través de la NPR en régimen

de dispersión normal, mostrando la evolución de los pulsos en resonancia con una resolución de hasta 1000 ciclos consecutivos, mientras que en resultados experimentales llegando a reportar hasta 100 ciclos consecutivos [13] ideales para dinámicas rápidas llevadas a cabo en el orden de unos cientos de ns.

1.3. Justificación del trabajo

La alta demanda que los láseres de fibra óptica han tenido en recientes años se debe principalmente a las ventajas de operación, las cuales son: estabilidad, precisión y potencia, características que resultan de vital importancia para las aplicaciones industriales, medicina comunicaciones, etc. [1]. Por lo anterior, obtener las características temporales y espectrales a la salida de estos dispositivos se ha vuelto cada vez más importante, esto lleva a la propuesta de desarrollar nuevas técnicas de caracterización que permitan obtener una información más detallada de su funcionamiento mediante estudios experimentales.

Los trabajos que la comunidad científica ha realizado en años recientes [7–9] presentan modelos que permiten simular numéricamente este tipo de eventos, permitiendo observar dinámicas complejas (en el orden de los ns). Por lo que es necesario implementar una técnica que permita de manera experimental observar las dinámicas ocurridas dentro del LFO, pudiendo realizar un adecuado estudio mediante equipos de medición ultrarrápidos actuales, como lo es el osciloscopio operando a $16GHz$ en el que se basa el presente trabajo para la adquisición de datos.

1.4. Estructura de la tesis

En la presente sección se describe la estructura de la tesis, la cual estará seccionada por capítulos proporcionando una descripción de contenido individual de cada capítulo a continuación:

Capítulo 2:

Se presentará una descripción teórica del trabajo, abordando temas generales como: la fibra óptica para longitudes de onda aproximadas a el diámetro del núcleo de la fibra óptica y mucho mayores

Se realizará una introducción al principio de operación de los láseres, recopilando las características más importantes de cada uno de ellos catalogándolos en base a la onda temporal y las diferentes técnicas que se emplean para generarlos, enfocándonos más a detalle en la técnica de amarre de modos pasivo.

Capítulo 3:

Se describirá de manera teórica los principios físicos del láser empleado, como la polarización bajo una explicación matemática y el AS basado en la NPR así como la polarización en las fibras ópticas y efectos no-lineales involucrados (efecto Kerr) Se abordará el tema de

mapeo temporal, explicando en que consiste e ilustrando la técnica de medición propuesta. Se explicará la función “fast-frame” en la que se basó el trabajo, propia del osciloscopio

Se abordará el tema de mapeo temporal, explicando en que consiste e ilustrando la técnica de medición propuesta. Se explicará la función “fast-frame” en la que se basó el trabajo, propia del osciloscopio.

Capítulo 4:

Se describirá el láser empleado para el trabajo mostrando el esquema experimental del LFO y del sistema de medición en general, explicando de forma técnica el proceso de la toma de mediciones y las precauciones que hay que tomar al trabajar con un osciloscopio y un fotodetector ultra rápidos. Se expondrá de manera gráfica el algoritmo utilizado para el procesamiento de los datos obtenidos mediante diagramas de flujo, explicando los archivos que el osciloscopio nos puede entregar y el tratamiento correcto de los datos.

Capítulo 5:

Se presentarán los resultados experimentales obtenidos mediante la técnica de medición propuesta y con base a ella se darán las conclusiones generales del trabajo exponiendo los aspectos positivos y negativos de la técnica propuesta.

Por último, se incluirán las perspectivas del trabajo a futuro y expondremos las actividades académicas llevadas a cabo durante la formación académica, tales como asistencias a congresos, becas y la estancia de investigación que se llevó a cabo para el desarrollo del presente trabajo.

Capítulo 2

BASES TEÓRICAS

En el presente capítulo se describe de manera histórica los sucesos relevantes sobre el espectro electromagnético, así como la revolución y evolución de las fibras ópticas en las comunicaciones y la investigación.

Se explicará de manera matemática el fenómeno de guía de onda en fibras ópticas a longitudes de onda cercanas y mucho menores a el diámetro del núcleo de la fibra óptica. Se realiza una introducción al principio de operación de los láseres, recopilando las características más importantes de cada uno de ellos, catalogándolos en base a la onda temporal y las diferentes técnicas que se emplean para generarlos, enfocándonos más a detalle en la técnica de amarre de modos pasivo.

2.5. Espectro electromagnético

Issac Newton en 1666 mediante un prisma de cristal observó que los diferentes componentes espectrales de la luz viaja a diferentes velocidades al pasar por un medio material y dada su geometría y propiedades intrínsecas, se separan, este descubrimiento no solo acercó a la ciencia a descubrir fenómenos como la dispersión o la teoría corpuscular de la luz, sino que también se observó por primera vez el espectro visible ($0,4\mu m$ a $0,7\mu m$) que por supuesto al ser la región donde somos sensibles fue la primera en ser descubierta [14].

El primer descubrimiento del espectro electromagnético fuera de la región visible fue en 1800 cuando William Herschel estaba estudiando la temperatura causada por las diferentes componentes espectrales en la región visible producida por un haz de luz blanca al pasar por un prisma de dispersión, sin embargo notó que un poco por debajo del color rojo el termómetro empezaba a marcar una temperatura superior a la del rojo, a estas las llamo "luz más allá del rojo" tiempo después se denominó que estaba midiendo el infrarrojo cercano ($0,8\mu m$ a $2,5\mu m$).

En 1801 Johann Ritter decidió replicar el experimento de William Herschel midiendo la reacción química en el cloruro de plata producida por diferentes colores, notó que mientras más alejado del color violeta este presentaba menor reacción, pero de manera análoga midió la reacción química producida por encima del violeta donde el cloruro de plata presentaba una reacción intensa a esta la llamo "rayos químicos" con el tiempo se denominó que esta porción de espectro pertenece al ultravioleta ($380nm$ a $10nm$).

Con ello ya se tenía la evidencia científica experimental de que el espectro electromagnético llegaba más allá del visible, sin embargo, fue hasta 1865 que James Clerk Maxwell publico 4 ecuaciones que revolucionaron el punto de vista del electromagnetismo, estas ecuaciones implicaban la existencia de ondas electromagnéticas infinitas, con el paso del tiempo fueron encontrando nuevas regiones espectrales tales como los rayos x ($10nm$ a $0,01nm$) y los rayos gamma (inferiores a los $10pm$), así como en longitudes de onda largas las ondas de radio ($100\mu m$ a $100km$) y las microondas ($30cm$ a $10mm$) [15].

En 1905 Albert Einstein, basándose en el trabajo de radiación térmica que realizo Max Planck propuso que la luz puede describirse como paquetes discretos de energía, denominados fotones [15], los cuales se pueden describir por medio de la ecuación 2.1

$$E = h\nu \tag{2.1}$$

Donde h es la constante de Planck ($4,13 \times 10^{-15} \text{ eVs}$) y ν es la frecuencia de la onda electromagnética emitida. De esta forma podemos encontrar la frecuencia temporal de distintas ondas electromagnéticas a diferentes niveles de energía, cuando el electrón pasa a un nivel inferior de energía este liberará la energía contenida por medio de la ecuación 2.1 siempre que el átomo al que pertenezca lo permita. A continuación, en el cuadro 2.1. se muestra el espectro electromagnético y el nombre que recibieron por la frecuencia que contienen.

espectro	frecuencia (Hz)
rayos gamma	10^{20}
rayos X	10^{18}
ultravioleta	10^{16}
visible	10^{15}
infrarrojo	10^{12}
microondas	10^8
radio	10^4

Cuadro 2.1: Espectro electromagnético en frecuencia

Por supuesto que también se puede encontrar su correspondiente espacial, a este término se le denomina λ (longitud de onda) y puesto que en el vacío la velocidad de la luz ($c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s}$) es finita y constante, esta sin importar la frecuencia o longitud de onda será descrita con la ecuación 2.2.

$$\lambda \nu = c \quad (2.2)$$

Al relacionar las ecuaciones 2.1 y 2.2 podemos observar que:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.3)$$

Donde h y c son constantes por lo que $E \propto 1/\lambda$ la energía es inversamente proporcional a la longitud de onda, es decir que a longitudes de onda cortas o también a frecuencias altas los fotones contienen mayor cantidad de energía que las longitudes de onda largas. Esto se puede interpretar de mejor manera en la figura 2.1, donde se muestra el espectro electromagnético en longitud de onda y en frecuencia temporal.

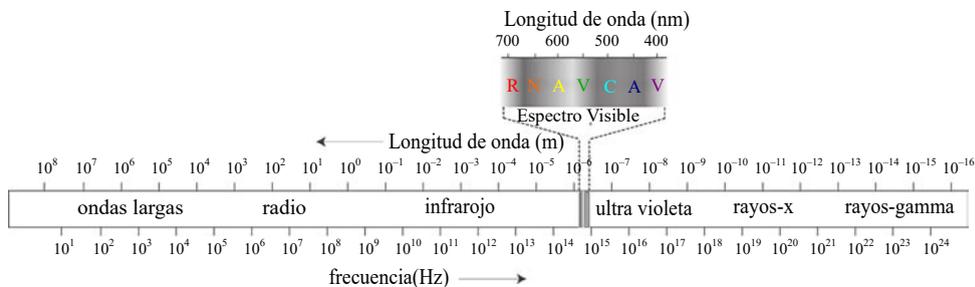


Figura 2.1: espectro electromagnético [14]

Este principio fue fundamental para desarrollar nuevas áreas de investigación como la optoelectrónica y la electroóptica, dando consecutivamente inventos revolucionarios como el láser, el led, etc. los cuales se describirán más en la sección láseres.

2.6. La evolución de las fibras ópticas

Desde épocas antiguas el humano ha buscado la manipulación de la luz para iluminar zonas donde difícilmente llega por si sola, ya sea por medio de espejos, lentes, etc. Se ha manipulado con éxito [13], sin embargo, fue hasta el siglo XIX que John Tyndall observó un haz de luz al pasar por un chorro de agua se quedaba confinado siguiendo el movimiento natural del agua, en lugar de seguir en línea recta, desde entonces se empezó a estudiar la preferencia de la luz a viajar en distintos materiales.

Fue hasta 1952 que Narinder Singh se basó en los experimentos de John Tyndall y en la ley de Snell y realizó la fabricación de la primera fibra óptica, aun alejada de lo que conocemos hoy en día, en 1960 Theodore H. Maiman con la construcción del primer láser se empezó a ver a la fibra óptica como una opción para sustituir al cable coaxial en las comunicaciones [16] sin embargo aún la técnica de fabricación no era perfeccionada ya que tenía altas pérdidas ($1000dB/km$) [16] mientras que las pérdidas por el cable coaxial eran inferiores ($5,03dB/100m$ a $16,80dB/100m$) [16] por lo que la fibra no era viable aún para el uso comercial.

En 1970 inspirados por el gran potencial que mostraba la fibra óptica la comunidad científica empezó a desarrollar fibras ópticas con menor atenuación reduciendo hasta $20dB/km$ a una longitud de onda de $1\mu m$ [16] en paralelo se desarrollaban también nuevos láseres basados en semiconductores y gases (GaAs, HeNe) reduciendo el tamaño y costo además los láseres que se desarrollaban en regiones espectrales concretas ($0,8\mu m, 1,3\mu m$ y $1,5\mu m$) que ayudarían a reducir aún más la atenuación llamadas “ventanas de comunicación”, hoy en día tenemos fibras ópticas con atenuaciones de $\sim 0,1dB/km$ en la 3er ventana de comunicación [16].

2.7. La fibra óptica como guía de onda

2.7.1. Índice de Refracción

El índice de refracción es la relación de la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de luz en el medio de propagación v .

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.4)$$

2.7.2. Geometría de la fibra óptica

La fibra óptica consta de un núcleo, cilindro de radio “a” generalmente hecho de sílice (SiO_2) [16], rodeado por un revestimiento de radio “b” como lo muestra la figura 2.2 (a) cuyo índice de refracción es inferior al del núcleo. Se forma así un perfil de índice de refracción escalonado como lo muestra la figura 2.2 (b)

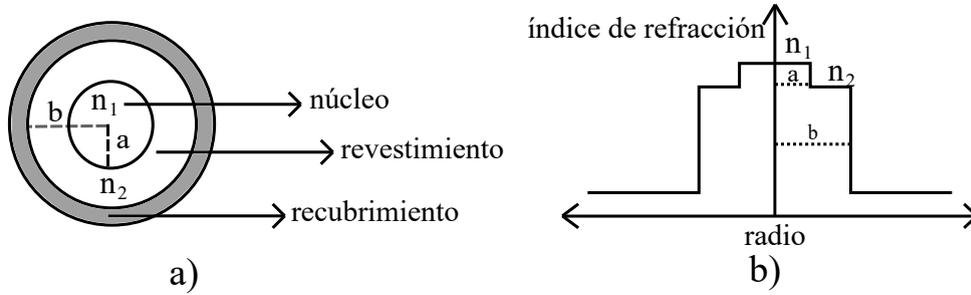


Figura 2.2: a) sección transversal de la fibra óptica b) perfil de índice de refracción (índice escalonado)

Se puede saber el comportamiento que tendrá la luz al ser guiada dentro de la fibra óptica utilizando la óptica geométrica [16] aún que esta aproximación solo es válida cuando el radio de núcleo “a” es mucho mayor que la longitud de onda λ que se propaga en la fibra óptica. Cuando λ es cercana al radio del núcleo esta aproximación no será válida y se tendrá que usar la teoría ondulatoria de la luz [16].

2.7.3. Guía de onda para $\lambda \ll a$

Reflexión total interna

Considerando que $a \gg \lambda$ se puede hacer uso de la óptica geométrica, dado que la luz viaja por un medio con índice de refracción n_0 esta incide en el núcleo de la fibra óptica con un ángulo θ_i como lo muestra la figura 2.3 podemos escribir mediante la ley de Snell [17]

$$n_0 \sin(\theta_i) = n_1 \sin(\theta_r) \quad (2.5)$$

El haz de luz continuará dentro de la fibra hasta encontrarse con el revestimiento con índice de refracción n_2 y se reflejará, la reflexión total interna solo será posible si $\sin(\varphi) > n_2/n_1$ por lo que es necesario que $n_1 \geq n_2$; el caso límite se obtiene cuando $\varphi = \arcsin(n_2/n_1)$ (ángulo crítico). Es posible calcular el ángulo con el cual el haz de luz será refractado mediante $\theta_r = \pi/2 - \varphi$ y sustituyendo en la ecuación 2.5 puesto que $\sin(\pi/2 - \varphi) = \cos(\varphi)$.

$$n_0 \sin(\theta_i) = n_1 \cos(\varphi) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = NA \quad (2.6)$$

donde se tomó para φ el valor crítico. Es así como en la ecuación 2.6 se puede obtener la apertura numérica (NA) definida como el seno del ángulo máximo de incidencia al cual el haz de luz será propagado en la fibra óptica (si el medio exterior es aire, $n_0 = 1$).

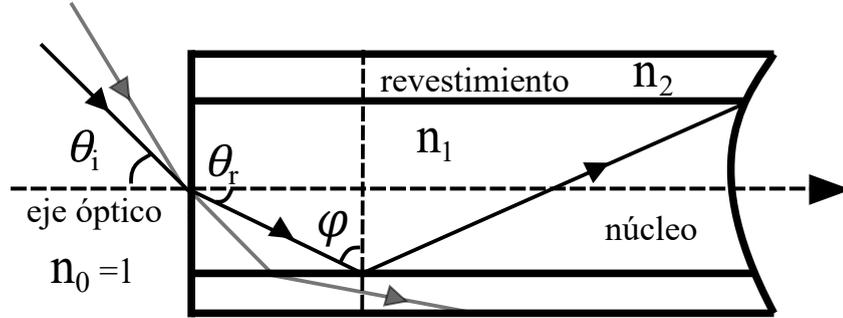


Figura 2.3: propagación de una haz de luz por medio de la refracción total interna

2.7.4. Guía de onda para $\lambda \sim a$

La base para estudiar la propagación de ondas electromagnéticas en la fibra óptica es la teoría electromagnética, de la cual James Clerk Maxwell presentó una síntesis en su tratado de electricidad y magnetismo en 1873, además de la síntesis formula matemáticamente la ley de Faraday obteniendo las ecuaciones 2.7 -10 [15].

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \rightarrow \text{Ley de Gauss para el campo electrico} \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \rightarrow \text{Ley de Gauss para el campo magnetico} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \rightarrow \text{Ley de Faraday} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} + \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \rightarrow \text{Ley de Ampere-Maxwell} \quad (2.10)$$

Presentadas en su forma diferencial permiten describir cualquier tipo de fenómeno electromagnético. Donde cada una de las variables y constantes son:

- E**: Campo eléctrico
- B**: Campo magnético
- J**: Densidad de corriente
- ρ : Densidad de carga
- μ : Permitividad magnética
- ε : Constante dieléctrica

Para encontrar como se propaga la onda electromagnética primero identificamos que el medio de propagación en este caso es una fibra óptica, un medio dieléctrico, por lo que no hay densidad de corriente y tampoco densidad de carga, y tenemos por lo tanto que $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ y $\rho = 0$.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.11)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \varepsilon\mu \frac{\partial(\nabla \times \mathbf{E})}{\partial t} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

Usando la propiedad vectorial de nabla podemos expandir $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$; recordando la ecuación 2.8 que describe la inexistencia de monopolos magnéticos es decir que $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mathbf{0}$ entonces la ecuación 2.12 se reescribe como:

$$-\nabla^2 \mathbf{B} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

Las ecuaciones 2.13 y 2.14 son las ecuaciones que describen una onda que se propaga a una velocidad en un medio dieléctrico dada por:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (2.15)$$

Se puede encontrar la velocidad de la onda viajando el vacío como:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \approx 2,998 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (2.16)$$

La velocidad de la luz varia respecto a la permitividad y la constante dieléctrica, entonces podemos definir la razón de la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio conocida como índice de refracción.

$$n = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{\mu_0\varepsilon_0}} = \frac{c}{v} \quad (2.17)$$

La ecuación 2.14 determina la propagación de cualquier onda electromagnética en cualquier medio de propagación dieléctrico. Una solución para esta ecuación da como resultado una onda plana cuya intensidad del campo eléctrico tiene forma de fásor para este caso propagándose en una dirección $\mathbf{k} = k_x \hat{\mathbf{i}} + k_y \hat{\mathbf{j}} + k_z \hat{\mathbf{k}}$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{kr} + \varphi)} \quad (2.18)$$

Donde \mathbf{E}_0 es un vector constante y \mathbf{r} es el radio vector desde el origen. Dado que debe cumplir con una dependencia armónica la ecuación 2.14 debe cumplir con:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + n^2 k_0^2 \mathbf{E} = 0 \implies k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.19)$$

A la ecuación 2.19 se le conoce como la ecuación de Hermann Von Helmholtz [16] y se puede aprovechar la geometría de la fibra óptica escribiendo la ecuación 16 en coordenadas cilíndricas (r, θ, z) apoyándonos en la figura 2.4.

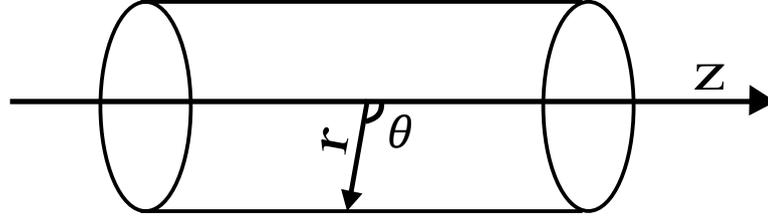


Figura 2.4: fibra óptica en coordenadas cilíndricas

Obteniendo la sig. ecuación 2.20 sabiendo que la dirección de propagación se da sobre el eje z dando como resultado que:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \mathbf{E}_z = \mathbf{0} \quad (2.20)$$

Se puede resolver la ecuación 2.20 por medio de separación de variables quedando la ecuación 2.21.

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} + (r^2(n^2 k_0^2 - \beta^2) - m^2) = 0 \quad (2.21)$$

Donde definimos $m = nk_0$ y simplificamos haciendo que $k^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2$ de tal forma que se pueda escribir como:

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} + (r^2 k^2 - m^2) R(r) = 0 \quad (2.22)$$

La ecuación 2.22 es conocida como la ecuación diferencial de Bessel cuyas soluciones son funciones de Bessel expresadas como una función lineal J_q

$$R(r) = J_q(kr) \quad (2.23)$$

Donde “ J ” es la función Bessel de primer tipo y “ q ” es el orden que puede ser $1, 2, 3, \dots, n$

$$R(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (r/2)^{n+2k}}{k!(q-k)!} \quad (2.24)$$

Reemplazando en la ecuación 2.24 con n_1 y n_2 para la cual corresponde a un radio $r \leq a$ en el núcleo de la fibra y $r > a$ en el revestimiento.

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} + (u^2 - m^2) R(r) = 0 \quad (2.25)$$

Talque $u^2 = k^2 r^2$ para $r \leq a$ [16]

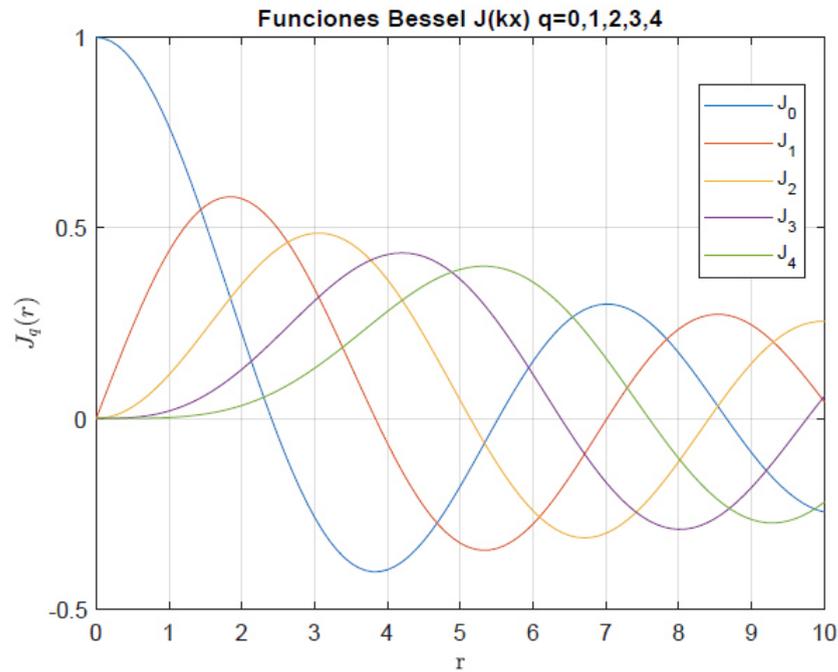


Figura 2.5: funciones de Bessel de primer tipo de orden 0 a 4

Las soluciones para $r > a$ se encuentran geoméricamente en el revestimiento, la solución es la función modificada de Bessel k_m que representa un decaimiento exponencial de la onda electromagnética, a este decaimiento se le conoce como onda evanescente.

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} + (\gamma^2 - m^2) R(r) = 0 \quad (2.26)$$

Tal que $\gamma^2 = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2) r^2$ para $r > a$ [16].

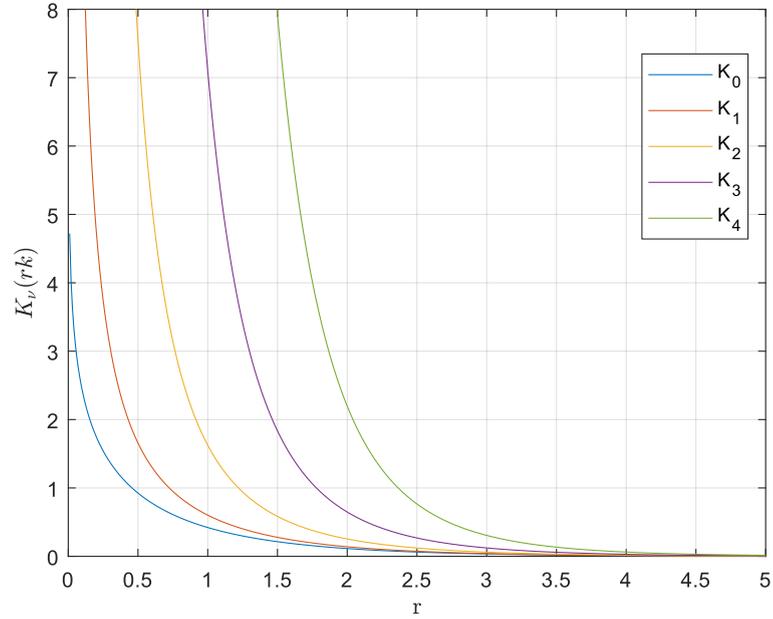


Figura 2.6: funciones de Bessel de primer tipo de orden 0 a 4

$$R(r) = k_m(kr) \quad (2.27)$$

Donde “ k_m ” es la función Bessel modificada de segundo tipo e “ I_m ” es la función Bessel de primer tipo.

$$I_m(r) = \left(\frac{r}{2}\right)^m \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{r^2}{4}\right)^k}{k! \Gamma(m+k+1)} \quad (2.28)$$

$$k_m(r) = \frac{\pi}{2} \frac{I_m(r) - I_{-m}(r)}{\sin(m\pi)} \quad (2.29)$$

Un parámetro importante es la frecuencia de corte y se define como $\gamma^2 + k^2$ derivado de la frecuencia normalizada definida como:

$$V = \sqrt{\gamma^2 + k^2} = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.30)$$

Donde hay que recordar que $k_0 = \omega \lambda$ para cuando la frecuencia normalizada encuentra la primera solución [16], es decir en la que haya un solo modo de propagación sea $V = 2,405$ la longitud de onda de corte será:

$$\lambda_c = \frac{2\pi(a)}{2,405} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.31)$$

2.8. Láseres principio de operación

La palabra láser viene del acrónimo (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) que en español se traduce como amplificación de luz por emisión estimulada de radiación, los láseres poseen la particularidad de generar un gran flujo de energía óptica direccionada a la salida [17] [18], por ello tiene características importantes como la coherencia temporal que se refiere a la invariabilidad de longitudes de onda y la coherencia espacial que las ondas emitidas por el láser conservan una diferencia de fase entre dos puntos separados espacialmente.

Una de las mejores maneras de explicar el fenómeno de coherencia espacial y temporal es comparándola con una lámpara, mientras que la lámpara genera multilongitudes de onda es decir que sus fotones están desfasados con diferentes energías y frecuencias implica una propagación en todas direcciones; a este tipo de fuentes de luz se les llama fuentes incoherentes, mientras que una fuente coherente de luz presenta la misma longitud de onda es decir que sea monocromática implica que los fotones estén en fase y sigan todos la misma dirección esto permite realizar una concentración de energía en una área definida. Esto vale estrictamente para láseres continuos; en caso de pulsos ultracortos ($fs - ps$), la línea espectral se ensancha por el principio de incertidumbre de Fourier (el producto duración temporal – ancho de banda espectral no puede ser menor que un valor constante; es decir, más delgado es el pulso en tiempo, más ancho va a ser su espectro).

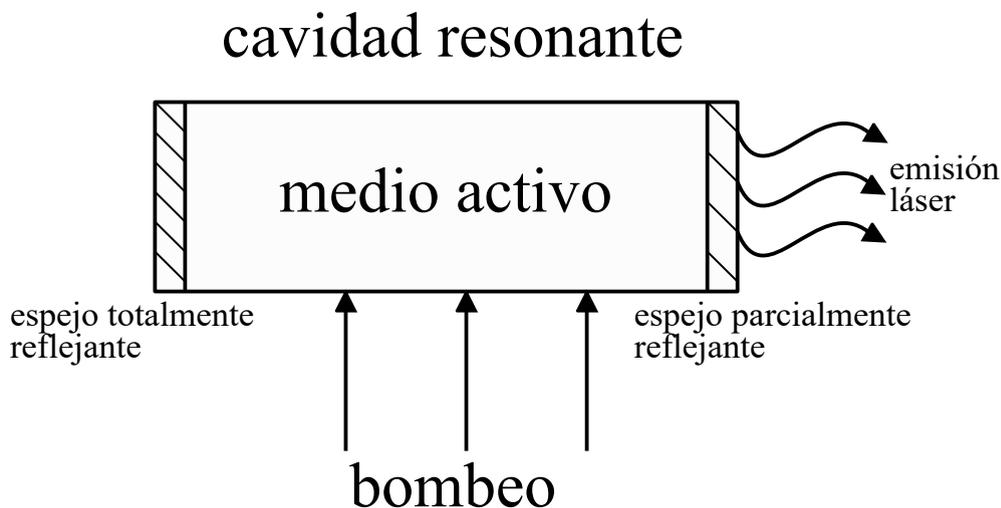


Figura 2.7: Estructura básica de un láser

El funcionamiento de los láseres varía dependiendo de la cavidad, el medio activo, el tipo de onda espectral y temporal. Pero sin importar el tipo de láser estos siguen una cierta estructura como lo muestra la figura 2.7 el bombeo, cavidad resonante (formada por dos espejos), medio activo. Hay otros esquemas de cavidad resonante, por ejemplo, el anillo, como el que se usa en el presente trabajo. Medio activo y cavidad de resonancia (que puede ser formada por 2 espejos en el caso de láseres de esquema lineal fabry-perot, u otra arquitectura) son los dos elementos para armar un láser.

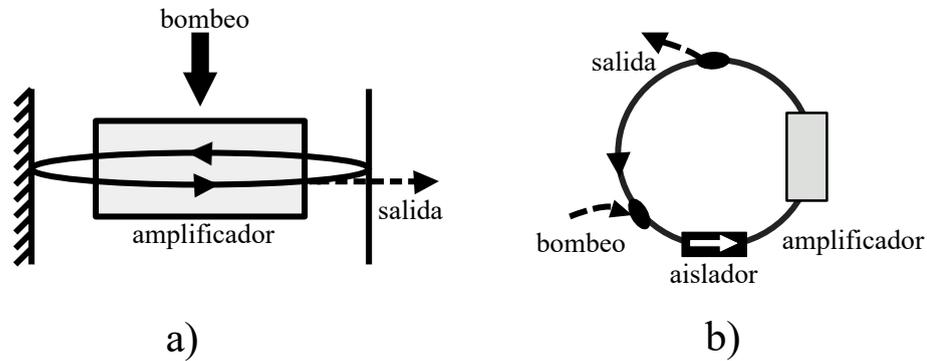


Figura 2.8: a) Arquitectura lineal fabry-perot b) arquitectura de anillo

Una propiedad importante del láser es un medio activo para amplificar la luz, caracterizada por llegar con una señal de baja intensidad y transformarla en una de alta intensidad. Para que esto sea posible es necesario que la señal adquiera energía por medio del bombeo, ya que es la que se encarga de que el medio activo adquiera la energía para amplificar la señal, el bombeo generalmente es una fuente externa ya sea corriente en el caso de láseres de estado sólido o luz coherente e inclusive incoherente en el caso de LFO.

2.8.1. Absorción del estado base

La base para generar luz ya sea coherente o incoherente radica en los átomos y esta se basa en el modelo atómico de Rutherford que consta en un ejemplo sencillo como el Hidrogeno un protón y el electrón girando en una órbita energética alrededor del protón.

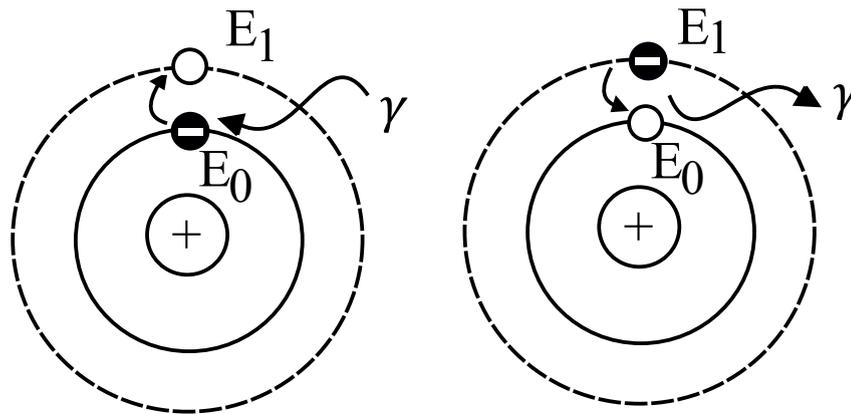


Figura 2.9: Emisión y absorción de un fotón en un átomo de hidrógeno

En la figura 2.9 se muestra el ejemplo del H para ilustrar el concepto de absorción del estado base, según la teoría de Max Planck el electrón puede subir a estados energéticos mayores discretos y bien definidos cuando se le aplica energía externa al átomo, este subirá a un nivel energético mayor también llamado estado excitado, los estados excitados presentan un tiempo de vida y al cumplirse el átomo obliga al electrón a regresar al estado base, liberando la energía adquirida en forma de fotón como lo describe la ecuación 2.1. Claro

que dependiendo de qué tan pesado sea el átomo requerirá menor o mayor energía y le corresponderá diversas longitudes de onda dependiendo de los niveles energéticos virtuales al que se encuentre, es por ello por lo que cada material produce un color diferente. La emisión del fotón se puede dar de manera espontánea es decir que el tiempo de vida en el estado excitado expire o que haya una fuerza que lo obligue regresar al estado base.

2.8.2. Emisión estimulada

Como se mostró en la sección anterior el electrón puede regresar al estado base antes de que el tiempo en un estado virtual excitado expire, esto ocurre en una matriz de átomos cuando los electrones de átomos vecinos llegan antes al estado excitado por lo que los electrones que estaban antes en estado excitado liberan un fotón, estos fotones pueden interactuar con electrones de átomos vecinos que aún estaban en estado excitado y se ven forzados a volver al estado base liberando un fotón exactamente idéntico al que lo obligó al volver a estado base, para que haya una emisión láser considerable deben estar más electrones en un estado excitado que en estado base, a esto se le conoce como inversión de población, si la inversión de población es significativa entonces el incremento de fotones también lo es.

En práctica para que haya una emisión láser considerable pasa por un proceso donde inicialmente genera emisión espontánea (ASE) como lo muestra la figura 2.10, es hasta que la inversión de población sea significativa que se empieza a observar emisión estimulada, para esto los fotones son retroalimentados en el sistema, generalmente en sistemas láser se retroalimenta con el 90 % o 99 % [19–22] de la energía original, la energía crece durante cada ciclo aumentando la señal de salida brindando una emisión estimulada considerable.

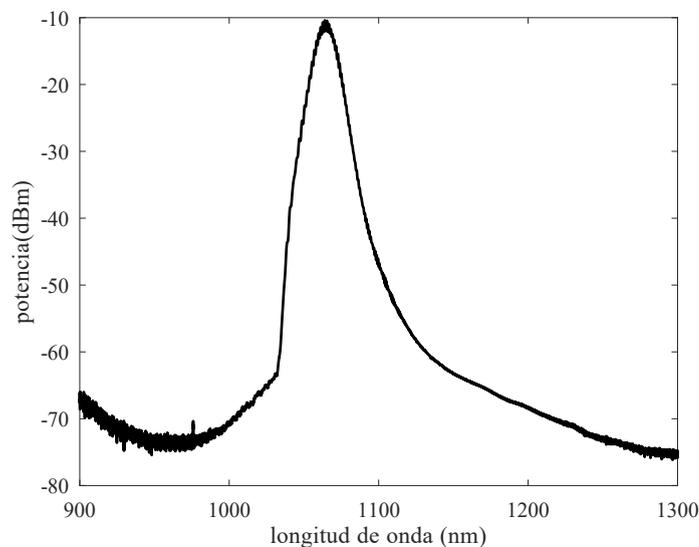


Figura 2.10: emisión espontánea de una fibra dopada con Yb^{+3}

2.8.3. Amplificadores

En la práctica las pérdidas en el sistema son inevitables, ya sea energía pérdida por calor o en el caso de LFO por empalmes, fluorescencia (que, aunque es indicador que la energía óptica es absorbida no es de utilidad aún en el láser), inclusive la salida del láser (aunque es útil para el usuario, del punto de vista del sistema es una pérdida ya que es parte de la energía que sale en cada ciclo y no regresa), etc. Las pérdidas implican atenuación en la señal, por ello se realiza una relación de potencia de entrada y potencia máxima que el medio activo puede amplificar conocida como potencia de saturación que depende del medio de ganancia.

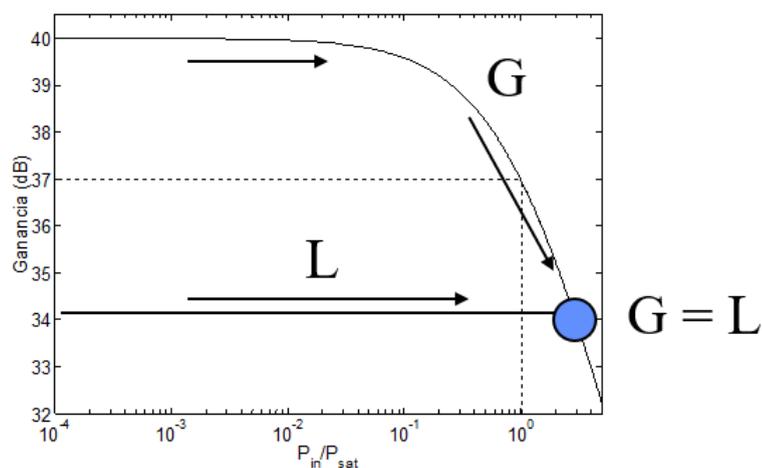


Figura 2.11: ganancia de la señal en una fibra dopada

Un punto importante es cuando las ganancias sean iguales a las pérdidas, ya que las pérdidas pueden representarse con una constante en la gráfica, el punto crítico donde la relación de P_{in} y P_{sat} se interceptan en el punto $G = L$, G (Gain, ganancia) y L (Losses, pérdidas). Si P_{in} está arriba de este punto, $G < L$ por lo que la señal sufre pérdidas netas y decrece; si al contrario P_{in} es abajo del punto, $G > L$ y la señal crece, de forma que P_{in} regresa a ese punto en ambos casos, es un punto de operación estable.

2.8.4. Clasificación de tipos de láseres

Los láseres se pueden catalogar de diferentes formas ya sea por longitud de onda de emisión, medio activo o cavidad resonante, para este caso nos centraremos más en el tipo de forma temporal continua [22–25] o pulsada [21, 22] que ofrecen ya sea en continua o pulsada como lo muestra la figura 2.11.

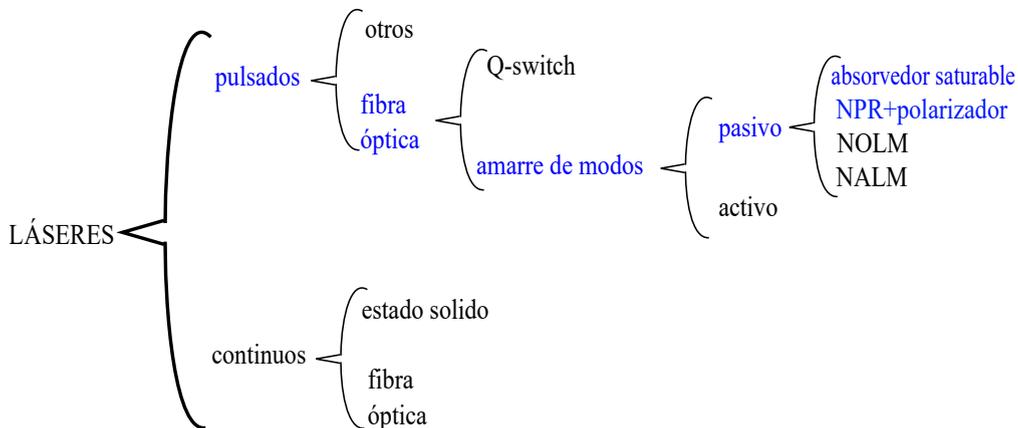


Figura 2.12: diagrama de llaves de láseres según el tipo de onda y sus técnicas de generación (el láser empleado se señala por el color azul)

Los láseres generalmente se caracterizan por tener una intensidad de luz constante $I(t) = cte$ y un ancho espectral pequeño ($\Delta\omega \approx 0$) [23–25], por otra parte, el presente trabajo se realizó en régimen pulsado por lo que hay que comparar este tipo fuentes de luz. Para la técnica de Q-Switch la intensidad del haz generado varia en el tiempo generando pulsos largos ($\tau \gg$) y con un ancho espectral pequeño ($\Delta\omega \ll$) [26], para la técnica de amarre de modos las duraciones son pequeñas es decir ($\tau \ll$) mientras que la señal posee un ancho espectral amplio ($\Delta\omega \gg$) [21, 22].

2.9. Láseres de fibra óptica pulsados

2.9.1. Q-Switch

La técnica de Q-Switch surgió cuando Hellwarth y McClung [26] demostraron que se pueden obtener pulsos de gran potencia en láseres, teniendo como base retardar la emisión estimulada hasta alcanzar que los iones del medio activo estén en un estado excitado, superando el umbral de oscilación. De esta forma hasta entonces el láser es disparado por medio de un factor de calidad “Q” que se altera provocando perdidas grandes antes del disparo y pequeñas después.

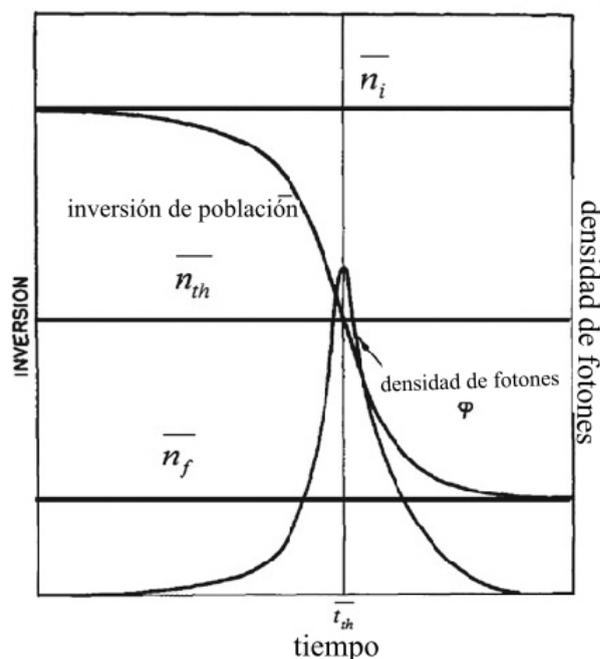


Figura 2.13: inversión en un pulso por Q-Switch [19]

Al iniciar el bombeo hacia el medio activo, se hace de tal forma que en la cavidad haya muchas pérdidas ($G < L$) por lo que el flujo de fotones “ φ ” sea bajo, presto el factor de calidad Q aumenta la inversión de población baja hasta el nivel de umbral “ n_{th} ”, liberando fotones por lo que φ aumenta hasta un valor donde $G > L$ y la emisión estimulada se da, una vez hecha la emisión Q baja y la inversión de población decrece hasta un valor n_f .

Son muchos los elementos que influyen en el proceso de la obtención de los pulsos y su ancho temporal, por ejemplo, dependerá de la rapidez del bombeo. También que los interruptores sean más rápidos que el tiempo de levantamiento de φ .

En esquemas prácticos el factor Q es alterado por medio de moduladores acusto-ópticos, esta configuración de LFO puede llegar a tener una duración de pulso de $2ns$ y una potencia pico de $3,7kW$ [27].

2.9.2. Amarre de modos

El régimen de amarre de modos se ha estudiado desde principios de 1960, llamó rápidamente la atención de la comunidad científica ya que permite obtener pulsos con una potencia pico alta, una energía contenida en el pulso óptico alta y altos periodos de repetición, desde entonces la comunidad científica se ha encargado de estudiar teórica y experimentalmente este régimen [28–31].

Conforme se fue avanzando en la investigación hecha por la comunidad científica se dieron cuenta que la cavidad resonante impone las frecuencias que son permitidas oscilar. En LFO se calcula por medio de la longitud “ L ” de cavidad (L es la longitud recorrida por la luz en un ciclo; en el caso de una cavidad Fabry-Pérot, representa 2 veces la longitud física de la

cavidad lineal) y una relación de la velocidad de la luz en el medio (c/n) suponiendo que los modos mantengan una fase constante de 2π o algún múltiplo “ N ” de ella.

$$v_N = \frac{Nc}{nL} = \frac{N}{T} \quad (2.32)$$

Esto permite conocer las posibles frecuencias permitidas en el láser, “ T ” expresa el periodo que tarda el haz de luz en recorrer una vuelta en la cavidad. La ecuación Permite conocer la frecuencia de los modos longitudinales múltiplos de la frecuencia fundamental. Por consiguiente, para conocer el valor del intervalo entre modos consecutivos $\Delta\nu$ se toma $N = 1$.

$$\Delta\nu = \frac{c}{nL} = \frac{1}{T} \quad (2.33)$$

$\Delta\nu$ es el espaciamiento entre modos longitudinales y entre la comunidad científica se le conoce como rango espectral libre (FSR, por sus siglas en inglés). En láseres de régimen libre, la relación entre modos es compleja, no tienen alguna correlación en fase ni en amplitud, por lo que el campo eléctrico a la salida del láser será descrito como:

$$E(t) = \sum_{m=1}^M \exp(M\Delta\omega t - \varphi_N) \quad (2.34)$$

donde $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$, y φ_N es la fase del N -ésimo modo, en láseres free-running la fase φ_N es aleatoria e independiente una de otra por lo que temporalmente tienen un comportamiento periódico al ser funciones armónicas, pero irregular al ser fases totalmente distintas. por lo que sería interesante pensar que ocurre cuando $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots\varphi_N$.

Si se asume que todos los modos tienen fases iguales la intensidad óptica a la salida del láser será descrita por:

$$|E(t)|^2 = A \frac{1 - \cos(M\Delta\omega t)}{1 - \cos(\Delta\omega t)} \quad (2.35)$$

Suponiendo que todas las amplitudes son iguales.

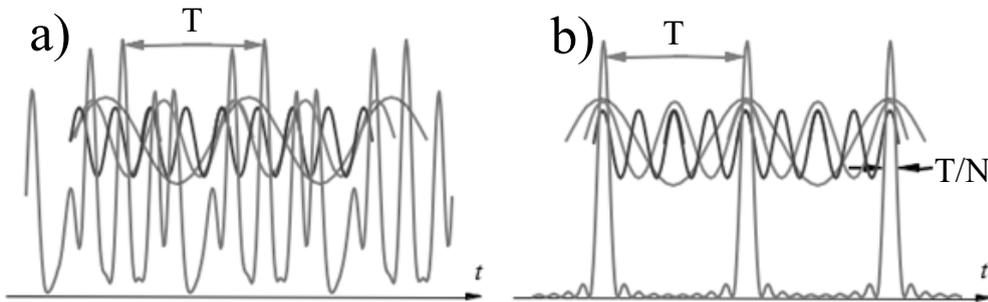


Figura 2.14: patrón de intensidad a) free-running b) Fases amarradas para $M=3$ en ambos casos

En este último caso se obtiene concentración de la energía en un instante determinado en el periodo, es decir básicamente un tren de pulsos ultracortos. Además, con la ecuación 2.35

se determina que mientras mayor es el número de modos amarrados (M), más corto es la duración del pulso.

En el caso ideal todos los modos deben tener la misma fase φ en realidad se deben agregar más factores como la suposición de una fase inicial φ_0 que de allí en adelante los modos estén espaciados 2π o algún múltiplo N con algún cambio $\Delta\varphi$ esto matemáticamente es $\varphi = \varphi_0 + N\Delta\varphi$. Una de las principales ventajas que tienen los LFO pulsados por amarre de modos es que la energía se entrega de manera periódica y concentrada en un instante de tiempo por lo que es muy útil en aplicaciones industriales y médicas [31].

2.9.3. Activo

Se logra que los modos coincidan en fase y más en particular que se cumpla con la condición anterior con ayuda de un modulador activo o de un elemento pasivo llamado absorbedor saturable (en esta sección se explica para un modulador activo) dentro de la cavidad resonante.

A la cavidad se le incorpora un modulador (electroóptico, por ejemplo) modulando las pérdidas del resonador en modo sincronizado con el periodo que tarda la luz en recorrer la cavidad. Las frecuencias de repetición más altas de este tipo de moduladores son de radiofrecuencia que modulan de 10 a 40 GHz obteniendo como salida pulsos ópticos del orden de ps con esta tasa de repetición. Útil para aplicaciones de telecomunicaciones. [32]

2.9.4. Pasivo

En un láser de amarre de modos pasivo, la modulación de las pérdidas se logra a través de un absorbedor saturable (AS) implementado dentro de la cavidad. Este dispositivo está caracterizado por una transmisión que depende de la potencia de entrada, siendo baja para potencias bajas (el dispositivo absorbe), y alta para potencias altas (el dispositivo se satura).

Durante este proceso, el láser parte de la operación free-running que consiste en una serie de pulsos irregulares como lo muestra la figura 2.14.a, estos pulsos ópticos resuenan dentro de la cavidad y son amplificados ciclo tras ciclo, el AS transmite mejor las intensidades altas mientras que las bajas intensidades las absorbe. Después que el haz haya resonado lo suficiente en la cavidad un pulso es suficientemente intenso para mantenerse y circula en la cavidad. Si se llega a régimen estable, ya nada cambia ciclo tras ciclo, en particular las pérdidas por el AS en cada ciclo se vuelven constantes

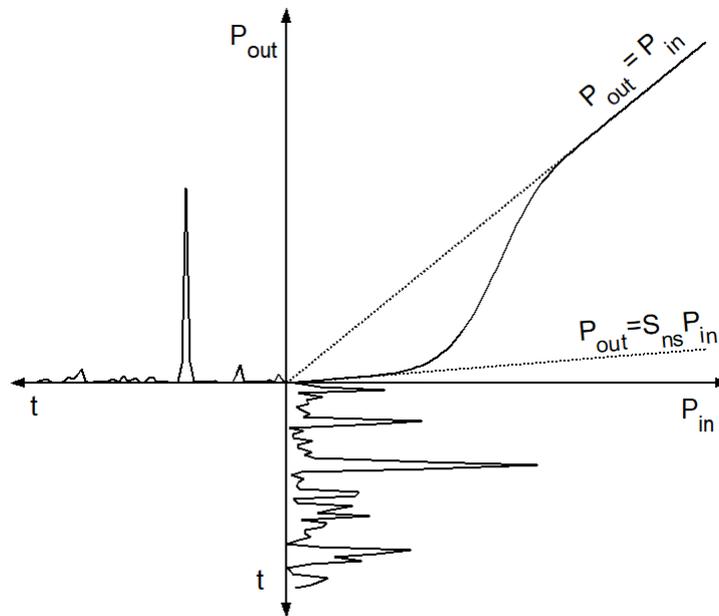


Figura 2.15: absorbedor saturable. Para potencias bajas son absorbidas y potencias altas transmitidas.

Como se muestra en la figura 2.15, el AS permite de manera sencilla la sincronía de modulación haciéndolo de manera automática sin dispositivos electrónicos externos integrados dentro de la cavidad. Sin embargo, el proceso para generar un pulso es más complicado y difícil de controlar sobre todo cuando hay pulsos múltiples y la sincronización de ellos es complicada.

El ancho temporal del pulso está determinado por múltiples efectos físicos, uno es debido al ensanchamiento del ancho de banda de ganancia, que afecta a la duración del pulso (debido al principio de incertidumbre de Fourier), la dispersión cromática y la presencia de efectos no lineales tales como el efecto Kerr juegan un papel importante dentro de la operación del LFO. [33]

Otro factor importante en el ancho temporal del pulso es la transmisión del pulso a través del absorbedor saturable, transmisión a través de un AS en función del tiempo corresponde al perfil del pulso de entrada a través de la curva de transmisión de la Fig. 2.15. La curva de transmisión que resulta es una variación muy rápida de la transmisión (más rápida que el perfil del mismo pulso), por lo que el paso a través del AS resulta en una compresión significativa del pulso, aun cuando éste ya es muy breve. Los láseres de AM pasivo permiten alcanzar duraciones mucho más cortas (hasta los fs) que los de AM activo. Sin embargo, el pulso no se puede recortar indefinidamente, y finalmente es el ancho de banda limitado de la ganancia que limita el valor mínimo de esta duración, por la relación de incertidumbre de Fourier.

2.10. Solitones

El solitón fue observado por primera vez por el ingeniero civil Jonh Scott Russell en 1834, mientras se encontraba estudiando la propagación de ondas en canales poco profundos, observo como un pequeño barco jalado por caballos se desplazaba a lo largo del canal de Edimburgo, cuando la embarcación de detuvo de manera abrupta genero una onda rara que no disminuía su amplitud y velocidad, sorprendido la siguió montado en su caballo a lo largo del canal de Edimburgo durante varios kilómetros, hasta perder pista de ella.

A este tipo de ondas las denomino ondas solitarias debido a la nula interacción con otro cualquier tipo de ondas al propagarse, el Ing. Jonh Russell dedico 10 años posteriores de su vida a el estudio y al tratar de recrear el evento observado dejando apreciables manuscritos como “great waves of translation” para perfeccionar técnicas para la generación de este tipo de olas, sin embargo la comunidad científica tardo más de 130 años en darse cuenta de la gran observación que aconteció Jonh Russell y profundizar en su trabajo. Matemáticamente concepto de solitón fue introducido por Zabusky y Kruskal en 1965 como solución a sistemas no-lineales integrables, estas soluciones poseen características importantes como mantener sus propiedades, aunque interactúen con otras ondas.

2.10.1. Solitones conservativos

Los solitones conservativos en la óptica son pulsos de luz que se propagan sin distorsión alguna a través de grandes distancias debido a él resultando de un balance entre dispersión anómala y efecto Kerr no-lineal, dos efectos conservativos (no modifican la energía). Los solitones conservativos no requieren de intercambios de energía con el medio por lo que solo requieren de dos de los 2 efectos conservativos (dispersión anómala y efecto Kerr no lineal) por lo que pueden propagarse en una fibra pasiva, lo que resulta de amplio interés para telecomunicaciones. Este concepto implica soluciones analíticas exactas en un caso sencillo (solo dispersión de orden 2 y efecto Kerr, además constantes a lo largo de la propagación).

En sistema más complejo, cuando la dispersión y/o coeficiente no lineal varían y aparecen otros efectos, como, por ejemplo. en un enlace de fibra largo cuando hay que tomar en cuenta la atenuación (lo cual implica amplificar periódicamente), o más aun, en una cavidad de laser de fibra, donde periódicamente (en cada ciclo) no solo hay pérdidas y amplificación, sino filtros, modulación (AM activo) o absorción saturable (AM pasivo), dispersión de orden alto, y otros efectos no lineales como el efecto Raman, etc., ya no existe una solución analítica.

2.10.2. Solitones disipativos

Los solitones disipativos son pulsos que se mantienen mediante un balance no solo de efectos dispersivos y no-lineales (efectos conservativos), sino también disipativos (intercambios de energía con el medio, como amplificaciones). Estos efectos yo no son tomados como perturbaciones, sino como mecanismo esencial para formación de los pulsos y para mantener sus propiedades estacionarias en el largo plazo (a lo largo de los ciclos).

Los láseres ANDi (all-normal dispersion, por sus siglas en inglés) [34–37] son un ejemplo típico para la formación de este tipo de pulsos, Los láseres ANDi, no solo se posee una

dispersión normal en promedio, sino que toda la fibra en el esquema es de dispersión normal. Imposible concebir solitones (conservativos) para explicar la formación de pulsos: a diferencia de los láseres de D dispersión normal, donde los efectos dispersivos y no-lineales se equilibran, en este caso los efectos se acumulan y tienden a ensanchar el pulso ciclo tras ciclo, por lo que nunca se podría alcanzar una situación estacionaria solo tomando en cuenta esos dos efectos. La importancia de incluir los efectos disipativos. En un láser ANDi, es un filtro pasa bandas que equilibra el efecto de la dispersión y el efecto Kerr. Estos dos efectos tienden a ensanchar el pulso. Como lo muestra la figura 2.16.

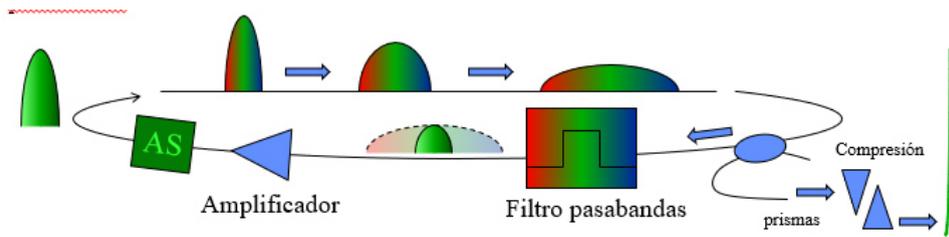


Figura 2.16: esquema de operación de un láser ANDi, Pulsos muy anchos, con chirp mu grande y requieren compresión fuera del láser (par de prismas)

En este tipo de pulsos los extremos espectrales se encuentran en los extremos del perfil temporal, un filtrado pasa bandas elimina la energía en las partes extremas del pulso, reduciendo su duración en cada ciclo. El régimen estacionario se caracteriza (como el stretched-pulse fiber laser, por ejemplo) [38–40] por variaciones muy grandes de las características del pulso (duración, energía) a lo largo de un ciclo en la cavidad, pero en cada punto estas características son estables a lo largo de los ciclos. además de ser caracterizados espectralmente por 2 picos en los costados del espectro 2.17.

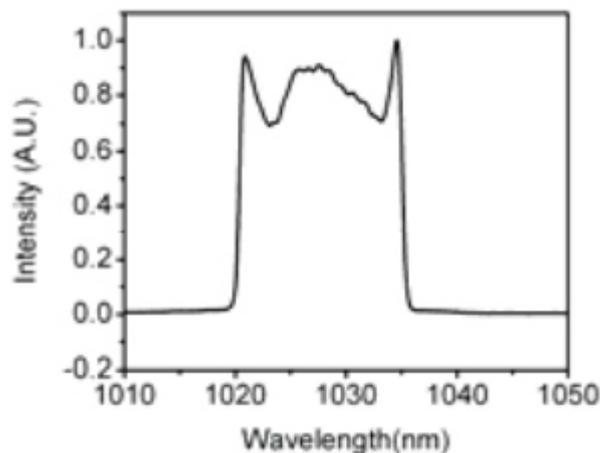


Figura 2.17: espectro típico de un pulso disipativo generado por un láser ANDi [35]

2.11. Pulsos de ruido

El primer reporte que se tiene de los pulsos de ruido en los LFO de amarre de modos pasivo surgió en 1992 [28]. Después de ello la comunidad científica se encargó de estudiar este tipo especial de pulsos, con características diferentes a otros pulsos ópticos generados en LFO de amarre de modos pasivo.

Los pulsos ópticos generados por LFO de amarre de modos pasivo pueden ser varios: pulsos convencionales como los solitones conservativos y los solitones disipativos entre otros tipos de pulsos ópticos. Además de los solitones, estos láseres pueden generar pulsos más complejos denominados NLP que son paquetes de radiación, con una duración total típicamente larga ($\sim ns$) pero con una estructura fina a escala de fs (“subpulsos”). Este tipo de pulsos son muy diferentes a los mencionados en la sección anterior ya que no es posible hasta la fecha medir directamente cada uno de ellos, En realidad lo que se mide en un osciloscopio es la envolvente, lo que limita es el ancho de banda de detección (fotodetector + osciloscopio, cables, etc) que no permite en general observar su estructura interna fina, solo su envolvente. Los sub-pulsos interactúan unos con otros cambiando de amplitud y con duraciones que fluctúan, A su vez esto causa que la envolvente no sea estable y presente ciertas dinámicas a medida que el pulso se propague.

Capítulo 3
DESCRIPCIÓN DE LOS
FENÓMENOS FÍSICOS
INVOLUCRADOS EN EL LÁSER
EMPLEADO

Los fenómenos físicos involucrados en la operación de láser son diversos; el presente capítulo abarcará una explicación general de los fenómenos involucrados en particular la dispersión (hasta dispersión de orden 2) y los efectos no-lineales (efecto Kerr, o índice de refracción no-lineal, etc.) puesto que la técnica empleada (amarre de modos pasivo) se describió en la capítulo anterior.

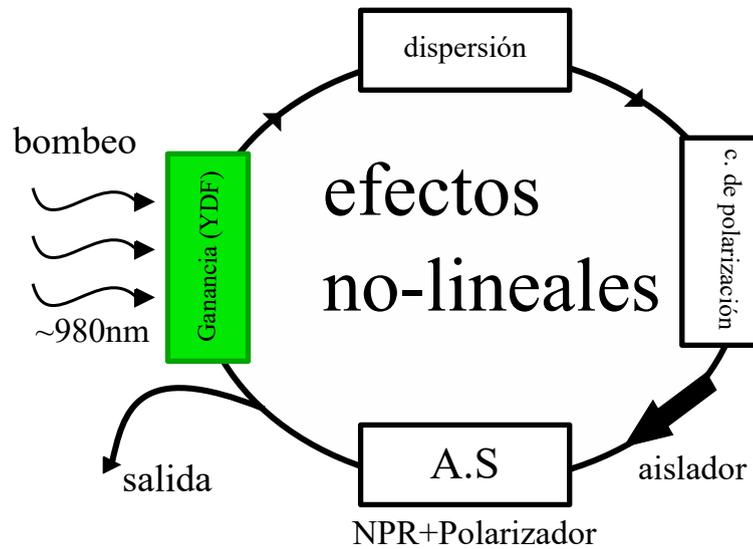


Figura 3.18: esquema a bloques de los elementos básicos del láser empleado (Amarre de modos pasivo-cavidad de anillo AS \rightarrow NPR + Polarizador)

3.11.1. Dispersión cromática (material y de guía de onda)

Matemáticamente los efectos de la dispersión de la fibra óptica se toman expandiendo en serie de Taylor la constante de fase de modos β alrededor de la frecuencia central ω_0 : [16]

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{1}{m!}\beta_m(\omega - \omega_0)^m \quad (3.36)$$

Donde β_m con $m = 0, 1, 2 \dots$ se define como:

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (3.37)$$

Los parámetros de bajo orden como β_1 y β_2 relacionan a la velocidad de grupo y el índice de refracción de grupo y sus derivadas, de forma que al desarrollar para β_1

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (3.38)$$

Donde $n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}$ es el índice de refracción de grupo y $v_g = c/n_g$ es la velocidad de grupo, parámetros importantes en la dispersión. Al desarrollar para β_2 se encuentra con una

dispersión de orden 2 y los demás términos 3, 4, 5, ..., m representan una dispersión de alto orden.

$$\beta_2 = \frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (3.39)$$

Para el presente trabajo se teoriza a una dispersión de orden 2 es decir hasta β_2 (ps^2/km). Al parámetro β_2 se toma el espectro y pasa de estar en función de la frecuencia ω a longitud de onda λ , donde ahora determinamos la dispersión "D" definida como:

$$D_M = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (3.40)$$

La unidad de $ps/nm/km$ indica que un pulso con ancho espectral se ensanchará D ps por cada km de propagación y cada nm de ancho espectral. Esto solo define la dispersión por parte del material, existe otro fenómeno involucrado en la dispersión llamado dispersión por guía de onda resultante de una dependencia de β con la frecuencia normalizada V (ver la ecuación 2.30) y sus derivadas, al ser dVb/dV y d^2Vb/dV^2 siempre positivas causa que $D_W \leq 0$ por lo que la dispersión es la contribución de D_W (Dispersión por guía de onda) y D_M (Dispersión del material. Esto ocasiona que el cero de dispersión que originalmente por la dispersión del material se encontrara en $\sim 1,27\mu m$ se desplace hacia $\sim 1,31\mu m$ en consecuencia de la contribución de los 2 efectos de dispersión para una fibra estándar como lo muestra la figura 3.19.

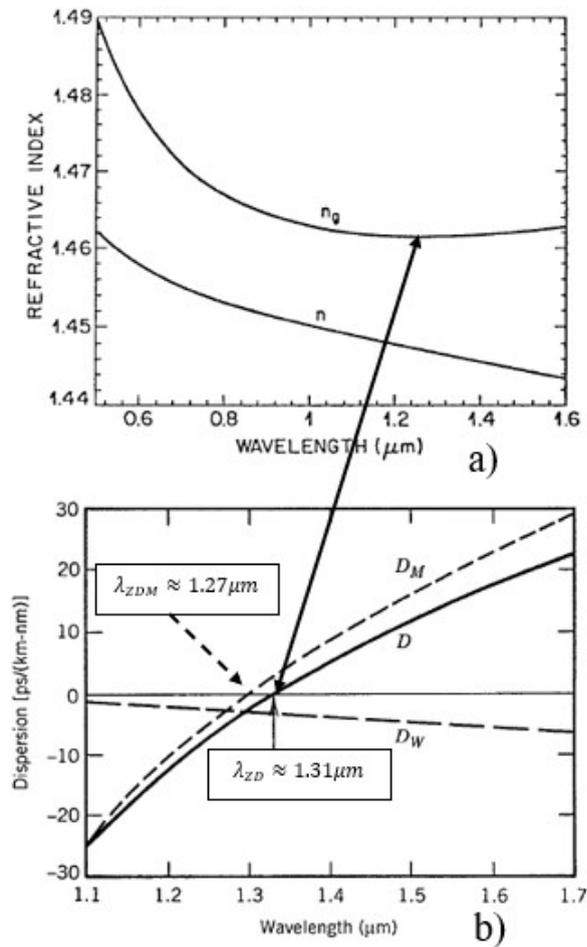


Figura 3.19: a) variación de n_g y n respecto a la longitud de onda, b) dispersión (por material + guía de onda [29]

Se observa en la figura 3.19 a) la diferencia que hay entre el índice de refracción n y el índice de refracción de grupo n_g , llegando n_g a un valor mínimo $\sim 1,31 \mu\text{m}$ que corresponde al valor de cero dispersión D figura 3.19 b).

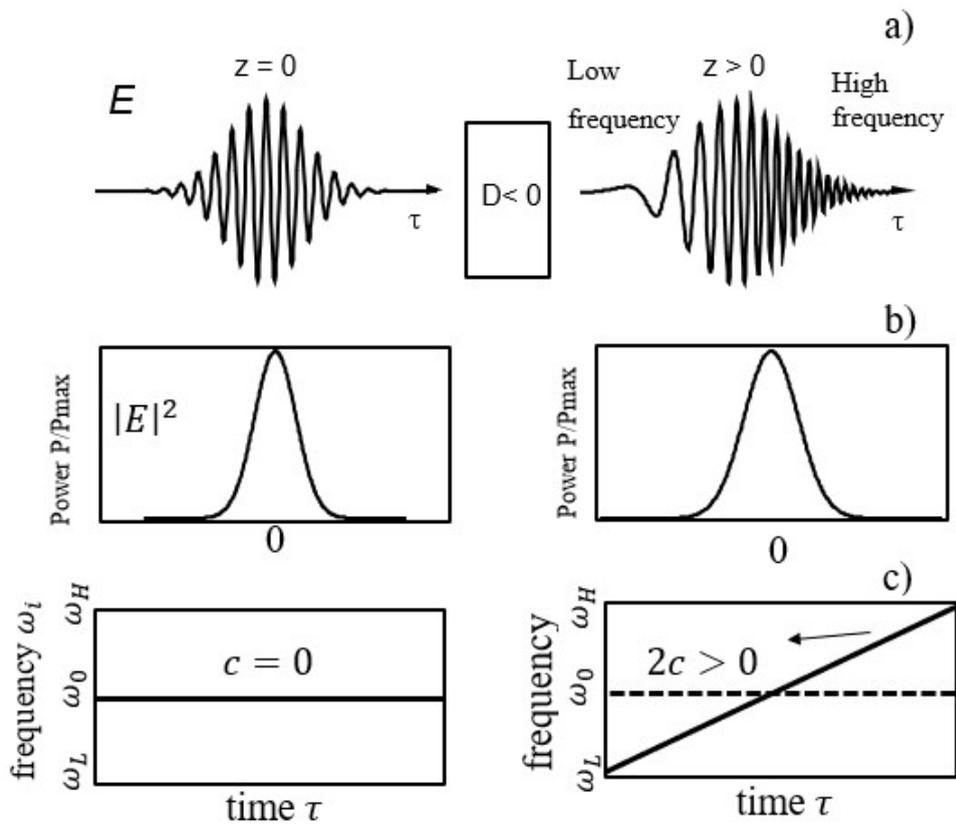


Figura 3.20: propagación de un pulso gaussiano en un medio con dispersión normal a) Separación de componentes espectrales b) pulso inicial y el ensanchamiento del pulso posterior a viajar en un medio $D < 0$ c) generación del chirp positivo.

Por abajo de $\lambda_{zD} \approx 1,31\mu m$ $D < 0$ (dispersión normal) las componentes de baja longitud de onda (frecuencia alta) viajan más lento que las de alta longitud de onda (frecuencia baja) ocasionando una variación temporal de la frecuencia instantánea ω_i a lo largo del pulso produciendo un chirp positivo. [29]

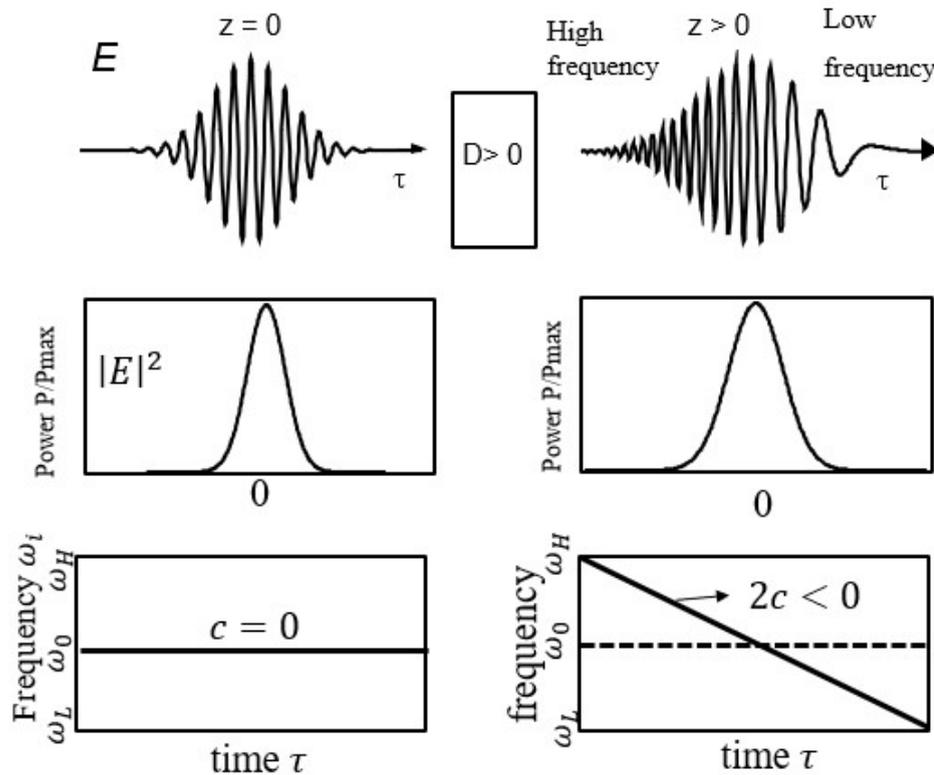


Figura 3.21: propagación de un pulso gaussiano en un medio con dispersión anómala a) separación de componentes espectrales b) pulso inicial y el ensanchamiento del pulso posterior a viajar en un medio $D > 0$ c) generación del chirp negativo..

Por encima de $\lambda_{zD} \approx 1,31\mu m$ $D > 0$ (dispersión anómala) las componentes de baja longitud de onda viajan más rápido que las de alta longitud de onda ocasionando una variación temporal de la frecuencia instantánea ω_i a lo largo del pulso produciendo un chirp negativo. [29]

3.11.2. Efectos No-Lineales en fibras ópticas

Cualquier dieléctrico se convierte en un medio no-lineal como respuesta a la propagación de la luz cuando esta presenta campos muy intensos. Esta respuesta tiene su origen en el movimiento armónico de los electrones de enlace cuando están sujetos a un campo aplicado. Como resultado de esta interacción la polarización neta inducida a los dipolos eléctricos es no-lineal en el campo eléctrico y descrita por la sig. relación [29].

$$P = \varepsilon_0(\chi^1\mathbf{E} + \chi^2\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^3\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (3.41)$$

Donde ε_0 es la permitividad en el vacío y χ^n es la susceptibilidad eléctrica de n-ésimo orden, P representa la polarización total inducida por los dipolos eléctricos y E es el campo eléctrico La susceptibilidad de primer orden representa una contribución dominante a la

polarización. La de segundo orden es responsable de la aparición de varios efectos no-lineales como la generación de segundo armónico, amplificación paramétrica, etc. para medios centro simétricos (como las fibras ópticas) las no linealidades de segundo orden valen cero y los efectos no-lineales en realidad se empiezan a hacer presentes a partir de la susceptibilidad de tercer orden, entonces el medio se le define como “medio Kerr”, el cual es responsable de efectos no-lineales como la generación del tercer armónico, mezcla de cuatro ondas e inclusive del índice de refracción no-lineal que se tratará más adelante [29].

3.11.3. Índice de refracción No-Lineal

Los efectos no-lineales de bajo orden en fibras ópticas se originan a partir de una susceptibilidad de orden 3 es decir de χ^3 , esta es responsable de fenómenos no-lineales como: generación del tercer armónico, mezcla de cuatro ondas y del índice de refracción no-lineal. Los procesos no-lineales a su vez implican la generación de nuevas frecuencias (tercer armónico, mezcla de cuatro ondas, etc.) que muchas veces en fibras ópticas no son deseadas, la mayoría de los efectos no lineales nacen a consecuencia del índice de refracción no-lineal, que describe un índice de refracción dependiente de la intensidad óptica, matemáticamente se escribe como: [29]

$$n_{nl}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2|E|^2 \quad (3.42)$$

Donde n_{nl} es el índice de refracción no-lineal que se compone de la suma del índice de refracción lineal $n(\omega)$ y de un producto de n_2 que es el coeficiente no-lineal (importante no confundir con el índice de refracción del revestimiento) que tiene valores en fibras estándar toma valores de $2,2 \times 10^{-20}$ a $3,4 \times 10^{-20} m^2/W$ y $|E|^2 = I$ que es la intensidad óptica dentro de la fibras ópticas medida en W/m^2 (esto tiene sentido ya que el índice de refracción debe ser adimensional, al realizar el producto de estos dos términos las unidades se anulan). Analizando la ecuación 40 se observa que a bajas intensidades ópticas el término $n_2|E|^2$ es muy pequeño a comparación del índice de refracción lineal por lo que el índice de refracción total tiende al índice de refracción lineal, comienza a tomar relevancia el término $n_2|E|^2$ cuando las potencias pico alcanzan alrededor por debajo de $100W$. Lo cual es alcanzado fácilmente en láseres pulsados de fibra óptica.

3.11.4. Efecto Kerr

El efecto Kerr es la modificación del índice de refracción de la fibra óptica dependiendo de la intensidad óptica que se transmite a lo largo de esta [39]. Para un haz propagándose con una alta intensidad se produce una variación de fase no-lineal (debido a la variación del índice de refracción no-lineal) por lo que el cambio de fase es descrito por

$$\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_0 + n_2|E|^2) \quad (3.43)$$

Donde φ es el cambio de fase total lineal + no-lineal L es la longitud de la fibra óptica y λ es la longitud de onda. El segundo término representa al cambio de fase no-lineal que involucra

fenómenos como la auto modulación de fase (SMF) y la modulación de fase cruzada (XPM). Estos fenómenos se representan matemáticamente mediante las ecuaciones no-lineales de Schrödinger acopladas donde interviene un coeficiente no-lineal definido como:

$$\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{eff}} \tag{3.44}$$

Donde A_{eff} es el área efectiva y γ es el coeficiente no-lineal ($1/W/km$) el valor típico para fibras estándar de $\gamma \sim (1/W/km)$, esto ocasiona una chirp positivo en la parte central del pulso como lo muestra la figura 3.24.

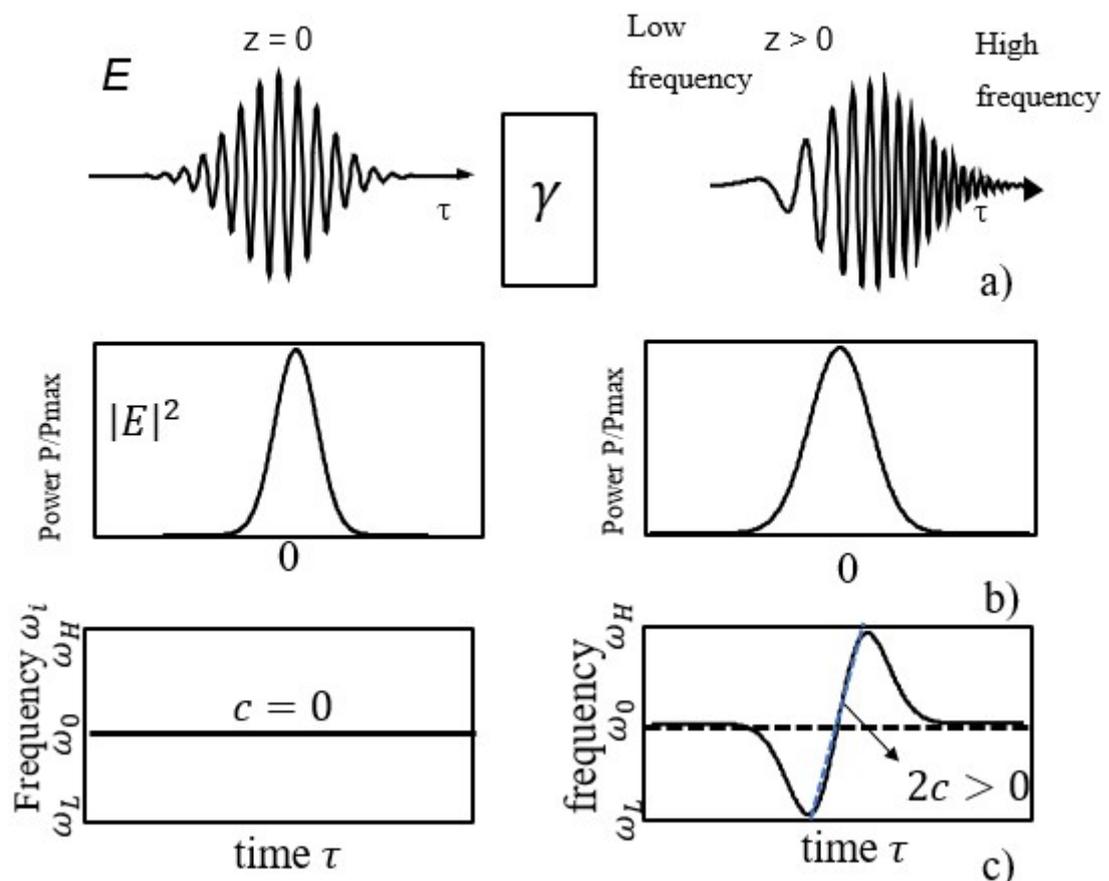


Figura 3.22: propagación de un pulso gaussiano en un medio con γ a) separación de componentes espectrales b) pulso inicial y el ensanchamiento del pulso posterior a viajar en un medio γ c) generación del chirp positivo.

3.12. AS \rightarrow Rotación No-Lineal de polarización + polarizador

3.12.1. polarización

Las ondas electromagnéticas se desplazan de tal modo que el vector del campo eléctrico \mathbf{E} es perpendicular a el campo magnético \mathbf{B} , lo cual es la definición de transversal, a lo que se llega que las ondas electromagnéticas son ondas transversales. En muchos experimentos de la óptica la luz no manifiesta su naturaleza transversal, un ejemplo es: la reflexión, difracción, interferencia, etc. que pueden ser descritos mediante ondas longitudinales (sonido). La polarización es un fenómeno que cualquier tipo de onda transversal posee, un haz de luz consiste en un gran número de ondas emitidas por los átomos de la fuente de luz, por lo que cada átomo produce una onda que tiene una orientación particular de campo eléctrico \mathbf{E} . Por lo que la polarización se define como la dirección en la que el campo eléctrico \mathbf{E} oscila [40].

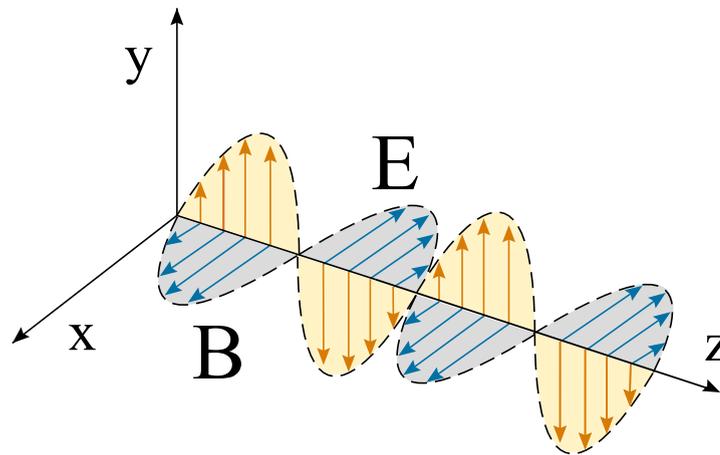


Figura 3.23: representación sinusoidal de una onda electromagnética polarizada linealmente y sus variaciones con el eje de propagación z [40]

3.12.2. estados de polarización

La base para encontrar de forma teórica los estados de polarización es la solución a la ecuación de onda (vista en el presente capítulo) donde la onda electromagnética se expresa como función armónica (senos y cosenos), en particular para el campo eléctrico \mathbf{E} la solución es:

$$\mathbf{E} = \vec{a}_x E_{0x} \cos(\omega t + kz) + \vec{a}_y E_{0y} \cos(\omega t + kz) \quad (3.45)$$

Donde \mathbf{E} es el campo eléctrico, $a_{x,y}$ son vectores unitarios que indican la posición del vector y $E_{0x,0y}$ es la amplitud del vector. El campo se puede separar en cada una de sus componentes como $\mathbf{E}_x = E_{0x} \cos(\omega t + kz)$ y $\mathbf{E}_y = E_{0y} \cos(\omega t + kz)$. Al analizar para una polarización lineal (es decir la oscilación del campo eléctrico se describe por una línea recta) se puede describir 3 casos:

1.- el campo eléctrico solo oscila en el eje x: este caso es uno de los más sencillos y por lo tanto muy ideal, se asume que la oscilación solo se da en eje x (es decir en E_x para llegar a una solución donde la oscilación solo sea en E_x tiene que ser $\mathbf{E}_y = 0$ de forma que la oscilación del campo eléctrico sea: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_x = \vec{a}_x E_{0x} \cos(\omega t + kz)$. A notar que esto significa que el campo magnético, que siempre es perpendicular a E , oscila en y .

2.- el campo eléctrico solo oscila en el eje y: se asume que la oscilación solo se da en eje y (es decir en E_y) para llegar a una solución donde la oscilación solo sea en E_y tiene que ser $E_x = 0$ de forma que la oscilación del campo eléctrico sea: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_y = \vec{a}_y E_{0y} \cos(\omega t + kz)$. Caso ilustrado en la fig. 3.23.

3.- el campo eléctrico oscila entre \mathbf{E}_x y \mathbf{E}_y : este es uno de los casos más generales, se asume que el campo eléctrico varía entre sus dos componentes y además llevan una fase constante de forma que se puede despejar de ambas componentes la función armónica (la oscilación) expresando el termino como: $E_x/E_{0x} = \cos(\omega t + kz)$ y $E_y/E_{0y} = \cos(\omega t + kz)$. como ambos llevan la misma fase se puede igualar en $E_x/E_{0x} = E_y/E_{0y}$ despejando para E_y de forma que $E_y = (E_{0y}/E_{0x})E_x$ vemos un gran parecido a la ecuación de una línea recta con centro en el origen ($y = mx$) donde $m = E_{0y}/E_{0x}$, se puede obtener el ángulo de oscilación mediante trigonometría con: $\alpha = \arctang(E_{0y}/E_{0x})$ como lo muestra la figura 3.24 a.

Para una polarización general se asume un desfase δ en una de las componentes, por ejemplo: $\mathbf{E}_x = E_{0x} \cos(\omega t + kz - \delta)$ y $\mathbf{E}_y = E_{0y} \cos(\omega t + kz)$. el termino \mathbf{E}_x se eleva al cuadrado para poder expandirse como: $E_x^2/E_{0x}^2 = [\cos(\omega t + kz) \cos(\delta) + \sin(\omega t + kz) \sin(\delta)]^2$ y $E_y^2/E_{0y}^2 = \cos^2(\omega t + kz)$ realizando la sustitución de $E_y^2/E_{0y}^2 = \cos^2(\omega t + kz)$ en la expresión de E_x^2/E_{0x}^2 se simplifica hasta llegar a:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_y E_x}{E_{0y} E_{0x}}\right) \cos(\delta) + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = \sin^2(\delta) \quad (3.46)$$

De forma que δ representa el desfase entre E_x y E_y , para un desfase de $\delta = \pi/2$ la expresión se reduce a:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 1 \quad (3.47)$$

Lo cual lleva a una polarización elíptica. Se puede obtener la ecuación para una polarización circular de forma que $E_{0x} = E_{0y}$ normalizado:

$$(E_x)^2 + (E_y)^2 = 1 \quad (3.48)$$

Se puede comprobar la ecuación 3.46, con un desfase $\delta = 0$ de forma que al sustituir en la ecuación 41 se obtiene: $(E_x/E_{0x})^2 - 2(E_y E_x/E_{0y} E_{0x}) + (E_y/E_{0y})^2 = 0$, se factoriza como: $[(E_x/E_{0x}) - (E_y/E_{0y})]^2 = 0$ por lo que se obtiene la ecuación 3.44. Comprobando el caso general

$$E_y = (E_{0y}/E_{0x})E_x \quad (3.49)$$

Es importante observar que, para una polarización elíptica, dependiendo del signo de δ , el sentido de circulación puede ser horario o antihorario (cfr. flecha en fig. 3.24 b) y c)).

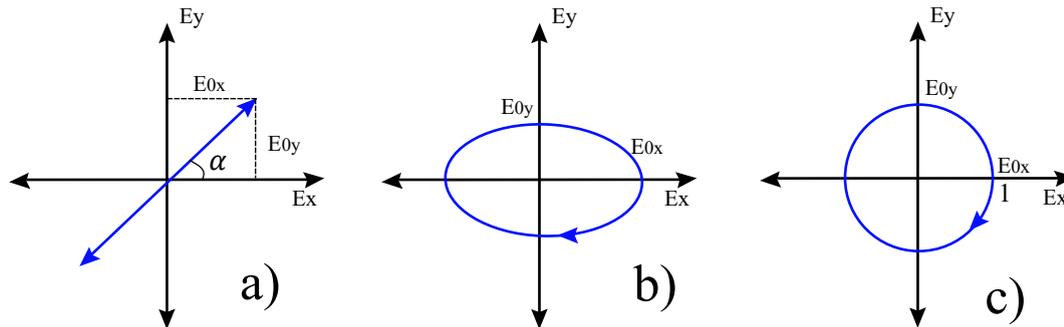


Figura 3.24: estados de polarización a) lineal b) elíptica c) circular.

3.12.3. Polarización en fibras ópticas

En una fibra óptica monomodo ideal bajo condiciones como: perfectamente cilíndrica, tener un diámetro uniforme, etc. se sabe que la polarización se mantiene uniforme durante todo el trayecto de propagación, por otro lado las fibras reales exhiben variaciones, no solo por fabricación si no que al momento de realizar el arreglo experimentan tensión en regiones del tramo, que deforma el núcleo (generando un cuello de botella) entre otros muchos factores (curvaturas, torceduras, etc.) que provocan que la luz no experimente un medio uniforme y constante durante toda su propagación. A este fenómeno se le conoce como birrefringencia y se puede calcular el grado de birrefringencia como:

$$B = |n_y - n_x| \quad (3.50)$$

Donde B es el grado de birrefringencia y n_y, n_x son los índices de refracción que experimentan los modos lineales ortogonales de la fibra. La evolución de estado de polarización cambia de forma periódica, es decir si propagamos un haz de luz con polarización elíptica con un grado de elipticidad, la elipticidad cambiara llevando a una polarización lineal, circular hasta llevar a la polarización a la que el haz se empezó a propagar originalmente, a este periodo espacial se refiere el termino de “beat length” (no hay una traducción segura para este término en español debido a que es un término técnico, se prefirió dejarlo en su idioma original), el beat length es una expresión que involucra el grado de birrefringencia y está dada por: [29]

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \quad (3.51)$$

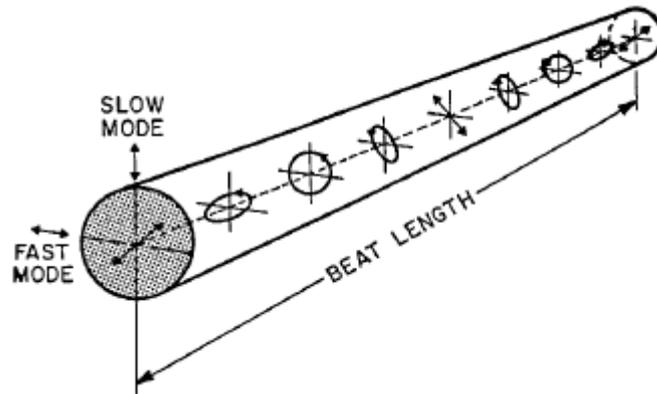


Figura 3.25: evolución de polarización en una fibra birrefringente [29]

Típicamente para fibras estándar $B \sim 10^{-7}$ y $L_B \sim 10m$ para $\lambda \sim 1\mu m$ como lo muestra la ecuación 50 y la figura 2.25. Existen un tipo fibras (PM) son fabricadas con una alta birrefringencia $B \sim 10^{-4}$ hasta $B \sim 10^{-3}$ que provocan un beat length del orden de $1mm$ a $10mm$ respectivamente además de no depender de factores ambientales como la temperatura, a diferencia de la birrefringencia en fibras estándar. Lo anterior se conoce como birrefringencia lineal, que corresponde a una diferencia de índices entre modos ortogonales polarizados linealmente. Otro punto importante es la birrefringencia circular (también llamada actividad óptica), que se debe a una diferencia de índices entre modos circulares ortogonales ($C+$ y $C-$). En este caso, el parámetro de la birrefringencia es la potencia de rotación que se define como: [29]

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda} (n^- - n^+) \quad (3.52)$$

Donde ρ es la potencia de rotación y n^- n^+ son los índices de refracción de las polarizaciones circulares derecha e izquierda respectivamente, con este tipo de birrefringencia inducida en general (con excepción de $C+$ y $C-$) el estado de polarización no se mantiene, sin embargo, la elipticidad se mantiene constante. Por lo que, si se propaga un haz de luz polarizado elípticamente con un grado de elipticidad, la polarización cambiara, pero mantendrá el grado de elipticidad constante (la elipse solo rotará). Esto es posible lograrlo experimentalmente torciendo la fibra óptica.

3.12.4. Polarizador

Existen distintas técnicas para polarizar la luz, además de los polarizadores comerciales existe la polarización por reflexión, birrefringencia, etc. un método simple de polarizar la luz es por medio de una hoja de polarización (polaroid), que tiene cierta dirección típica de polarización indicada por unas líneas paralelas, la dirección de polarización se establece en el momento de manufactura donde se incrustan algunas moléculas de cadena larga en la hoja para después alargarla y que las moléculas formen una estructura fina y paralela entre ellas. El polarizador solo transmite las direcciones del campo eléctrico que oscilen paralelamente al arreglo de moléculas, absorbiendo aquellas que formen un ángulo distinto.

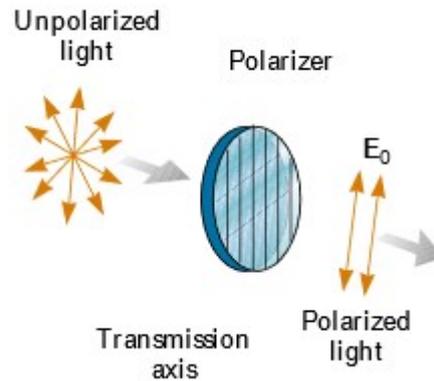


Figura 3.26: Una luz no polarizada pasa por un polarizador dejando pasar solo las componentes del campo eléctrico que oscilen paralelamente a la dirección de polarización del polarizador [40].

Varios arreglos experimentales de fibras ópticas (interferómetros, láseres, etc.) requieren que el estado de polarización sea ajustable, para ello se desarrollaron controladores de polarización (CP) en fibras ópticas. Los CP aprovechan la birrefringencia de la fibra óptica (al ser enrollada y torcida) creando un retraso proporcional a la longitud de onda. Algunos CP permiten ser ajustados cambiando el número de vueltas alrededor del diámetro del CP calculado por:

$$N = \frac{\lambda D \varphi}{2\pi a d^2} \quad (3.53)$$

Donde λ es la longitud de onda, D es el diámetro de la placa retardadora, φ ángulo de desfase y d es el diámetro de la sección transversal de la fibra óptica.

3.12.5. Polarizador + NPR

El presente trabajo utiliza un AS “artificial” producido por los efectos de la rotación no-lineal de polarización (NPR) y un polarizador lineal en la cavidad. El principio de operación se puede explicar mediante la figura 3.27 en la sub-figura 3.27 a) se observa la polarización del haz de luz elíptico (esto se puede lograr mediante CP) a bajas potencias (suponiendo que no hay birrefringencia) el estado de polarización se mantiene constante a lo largo de la propagación (es decir no hay NPR), el haz incide con su eje mayor de polarización perpendicular a la dirección del polarizador, por lo que solo el eje menor se transmite y la transmisión es ~ 0 . En cambio, cuando la potencia es lo suficientemente alta para inducir los efectos no-lineales NPR sub-figura 3.27 b), el estado de polarización empezara a rotar cambiando el ángulo de la elipse, hasta llegar, para cierto valor de la potencia, a un punto donde el ángulo de la elipse coincida con el ángulo del eje del polarizador, provocando una transmisión cercana a 1 (entendiendo que la transmisión = 1 es ideal, parte de la elipse se absorberá en el polarizador, solo se transmitirá la recta mayor de la elipse). Lo cual lleva a el resultado final, en la formación de pulsos los componentes con potencias bajas no sufrirán del efecto Kerr por lo

que el polarizador las absorbe, para los pulsos con potencias altas su estado de polarización rotara provocando una transmisión del pulso con pocas perdidas [41].

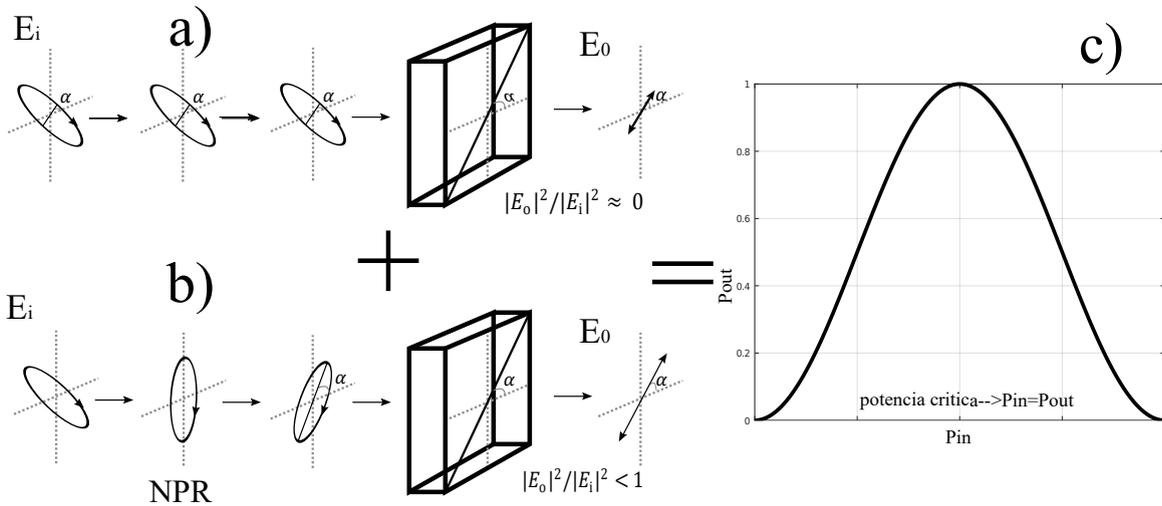


Figura 3.27: esquema del absorbente saturable con una polarización elíptica y un polarizador lineal a) bajas potencias b) altas potencias c) absorbente saturable. Polarizador

3.13. Mapeo temporal

El mapeo temporal consiste en medir una serie de formas de onda, ya sea de forma consecutiva o en intervalos definidos y a partir de ellas formar una imagen de intensidades que permita visualizar la evolución temporal de la forma de onda medida. Para las mediciones de forma consecutiva se hace una medición single-shot abarcando la mayor cantidad de periodos posibles (tantos como la memoria del osciloscopio permita) y apilar cada periodo de forma individual en un eje formando una “película” o mostrando la evolución dinámica de la forma de onda. Una de las principales limitantes del mapeo temporal midiendo formas de onda consecutivas, es el tiempo total de medición limitado ya que solo permite tomar la evolución en un tiempo reducido $\sim ms$ por lo que solo se pueden observar dinámicas rápidas con cambios significativos ciclo tras ciclo. Las dinámicas que ocurren de manera paulatina no se podían observar (cada 100, 1000... ciclos).

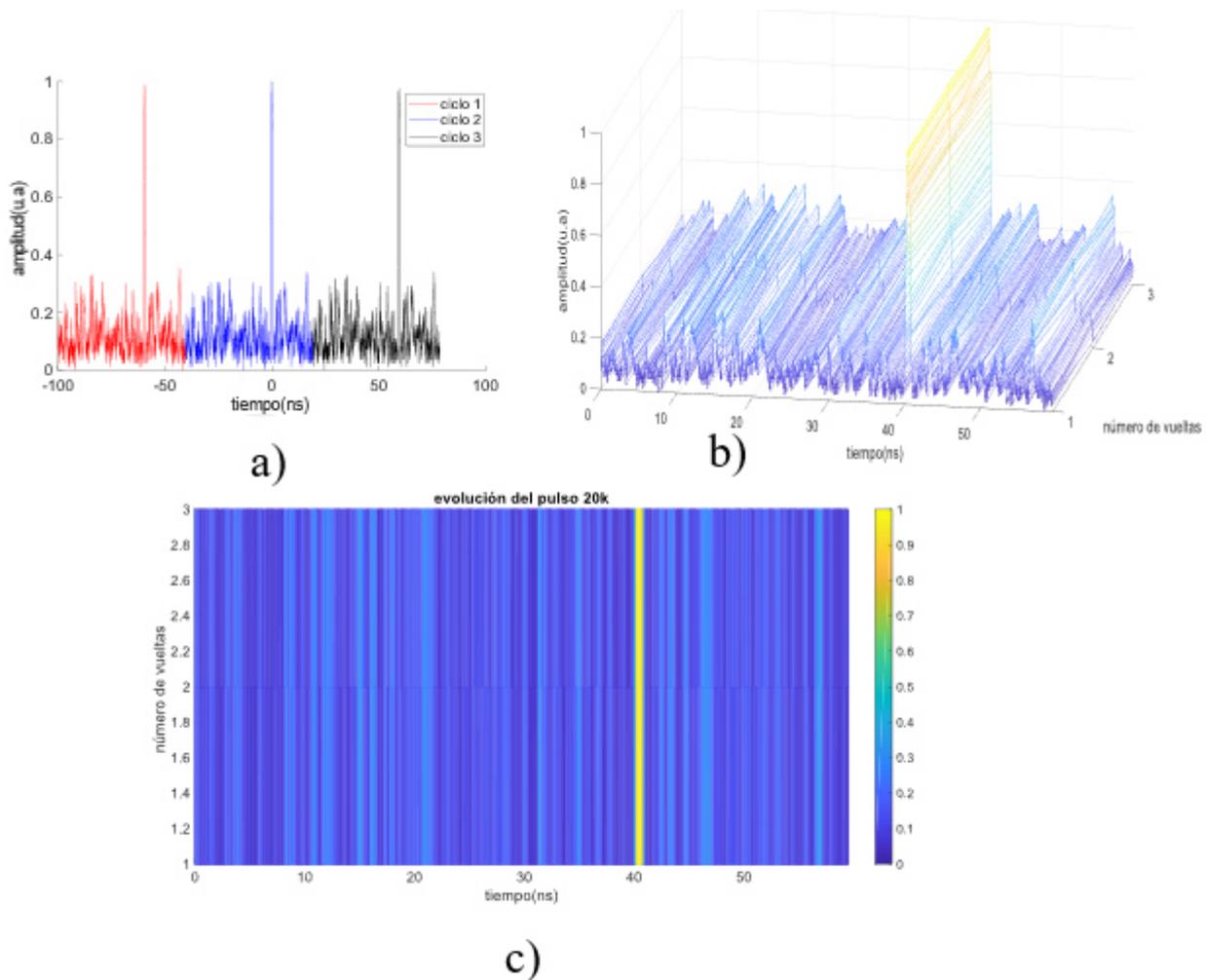


Figura 3.28: técnica de mapeo temporal empleada para un LFO pulsado (midiendo 3 ciclos) a) toma de ciclos consecutivos (cada ciclo se muestra en diferente color) b) recorte de ciclos y apilamiento de ciclos en un plano 3D c) vista superior de del plano 3D (se observa cómo se forma una imagen de intensidades)

3.14. Función fast-frame

Un problema que históricamente las empresas fabricantes de los equipos ha atormentado es la necesidad de cubrir una duración de captura prolongada y una alta resolución, pero como todo la memoria de los osciloscopios es limitada esto quiere decir que a mayor tasa de muestreo la memoria del osciloscopio se llena rápidamente como lo muestra figura 3.29 a, permite ver el pulso a detalle, pero solo abarca un periodo del láser, sin embargo si se desea ver varios pulsos consecutivos debe aumentarse el lapso de adquisición (ventana de medición) por lo que esto requiere sacrificios, debe reducirse el tiempo de muestreo para aumentar la ventana de medición para que la información este dentro del límite de memoria del osciloscopio esto lleva a una captura de múltiples pulsos en un single-shot como lo muestra la figura 3.29 b. con una tasa de muestreo reducida a causa de la memoria del osciloscopio,

el pulso se observara con poco detalle y en un caso critico llevar a una conclusión errónea de la forma de onda por la poca resolución empleada. [42]

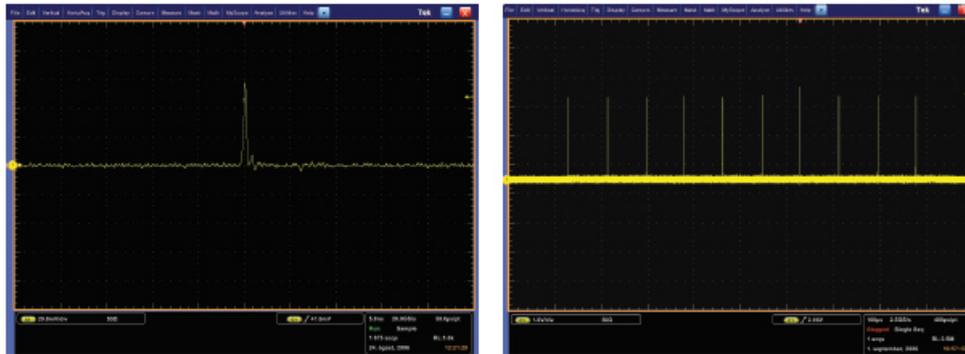


Figura 3.29: a) un solo pulso capturado con una alta resolución b) múltiples pulsos capturados con una alta resolución en un tiempo prolongado [42]

El término “frame” recuerda mucho a video juegos, películas, etc. donde la fluidez del movimiento se determina mediante los fps (frame per second, cuadros por segundo) y se refiere a la frecuencia a la cual las imágenes son proyectadas, este concepto surgió de la necesidad de capturar sistemas en movimiento y evoluciono junto con la tecnología obteniendo frecuencias de muestreo más altas permitiendo visualizar un movimiento más natural del sistema. A través del tiempo los osciloscopios modernos incorporaron una función que permitía grabar formas de onda de manera periódica para resolver problemas de ingeniería como obtener la evolución temporal de pulsos láser o meta estabilidad donde es importante tener una alta tasa de muestreo (S/s, Sample per second) y una captura prolongada en tiempo de la forma de onda. Han surgido varias estrategias para la captura de formas de onda bajo este concepto entre los que destacan “memoria segmentada” en la actualidad los osciloscopios tektronix con fast-frame utilizan la estrategia de memoria segmentada, esta estrategia divide la memoria disponible y en cada segmento se almacena una medición single-shot con la velocidad de muestreo deseada en el espacio de memoria numerado, permitiendo visualizar múltiples eventos que pueden ser vistos de forma grupal para observar contrastes rápidamente en las formas de onda capturadas. [43]

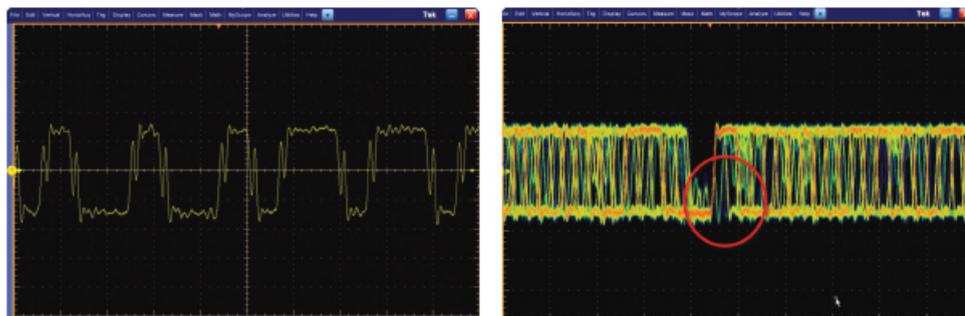


Figura 3.30: señal de comunicación medida en un single shot b) función fast-frame empleada a 1000 frames para encontrar anomalías en la señal de comunicación [42]

En este caso, ya no se realiza mediciones cada ciclo, sino a intervalos mayores, lo que permite ver la evolución de la señal sobre tiempos mayores. Las principales ventajas de este tipo de técnica es la captura prolongada en tiempo de mayores formas de onda capturando single-shot en intervalos de tiempo y el aumento de capturar eventos poco frecuentes en el sistema como lo muestra la figura 3.30.

Frame Number	Date of Acquisition	Time of Acquisition (ps resolution)
1	31 Aug 2006	14:25:42.806 454 372 165
2	31 Aug 2006	14:25:42.806 514 372 136

Figura 3.31: tabla del tiempo de adquisición de datos del fast-frame[42]

Para señales donde las amplitudes son variantes se puede optar por hacer la captura de fast-frame por medio de trigger, cuando se desea capturar un evento raro (que sobresalga entre las formas de onda en amplitud, rogue waves por ejemplo en el caso de LFO) que a menudo no se sabe cuándo y con cual frecuencia ocurrirá por lo que se puede ajustar el el trigger para capturar el evento deseado a cierto umbral. Esto es de gran utilidad en ya que se guarda un archivo time-stamp que permite visualizar el tiempo en el que ocurrió el evento con una precisión de *ps*.

Capítulo 4
**DESARROLLO EXPERIMENTAL
DEL TRABAJO**

En el presente capítulo se dará a conocer el esquema experimental del LFO empleado en el trabajo (LFO pulsado en cavidad de anillo mediante la técnica de amarre de modos pasivo empleando la NPR + polarizador lineal como AS), así como las características principales del láser y de los pulsos obtenidos. Posteriormente, se presentará el esquema a bloques del sistema de medición empleado y el proceso de adquisición de datos. Se expondrá el tipo de archivos entregado por el osciloscopio y algoritmo de procesamiento de datos que se desarrolló para la obtención de mapeo temporal del LFO pulsado.

4.15. Desarrollo experimental

El esquema experimental del LFO es un láser en cavidad de anillo en régimen pulsado a base del amarre de modos pasivo empleando la NPR y un polarizador lineal como AS, la cavidad láser tiene una longitud total de $12m$, utilizando *YDF* (Liekki Yb 1200-4/125) como medio activo, el cual resulta en una emisión de longitud de onda $\sim 1060nm$, con una absorción de $1200dB/m$ a $975nm$, empleando un diodo de bombeo a $\sim 976nm$ (para la caracterización de las dinámicas de los pulsos se dejó fija la corriente a $200mA$ correspondiente a $101mW$ de potencia de bombeo, con un aislador insensible de la polarización para evitar retroalimentación de la luz y el diodo de bombeo se vea dañado. Dentro de la cavidad de anillo cuenta con un aislador para asegurar un sentido único de propagación de la luz, y un controlador de polarización compuesto de 3 placas retardadoras (HWR-QWR-HWR) para ajustar la polarización. Un acoplador 50/50 fue incluido para proporcionar la salida del láser (esto implica pérdidas al sistema del 50%), además se conectó en serie otro acoplador 90/10 del cual se adquirió la salida del 10%.

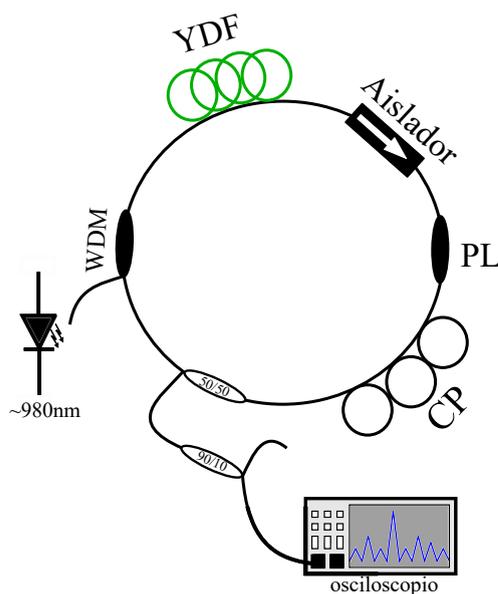


Figura 4.32: esquema experimental de LFO empleado en la tesis.

En la figura 4.33. Se muestra el crecimiento en potencia promedio (medida por un medidor de potencia) en dos escalas, se aprecia en la escala lineal un aumento de potencia de salida

a $\sim 42mW$ mientras en la escala logarítmica realza los pequeños cambios de potencia en dBm, en la fig. 4.33 a) se nota que por debajo de $42mW$ la potencia es cero, sin embargo, en la logarítmica se aprecia en los mismo valores de $-34dBm$ a $-30dBm$ que corresponde a $0,0003mW$ a $0,001mW$, permitiendo observar los pequeños cambios que en una escala lineal no se podrían observar.

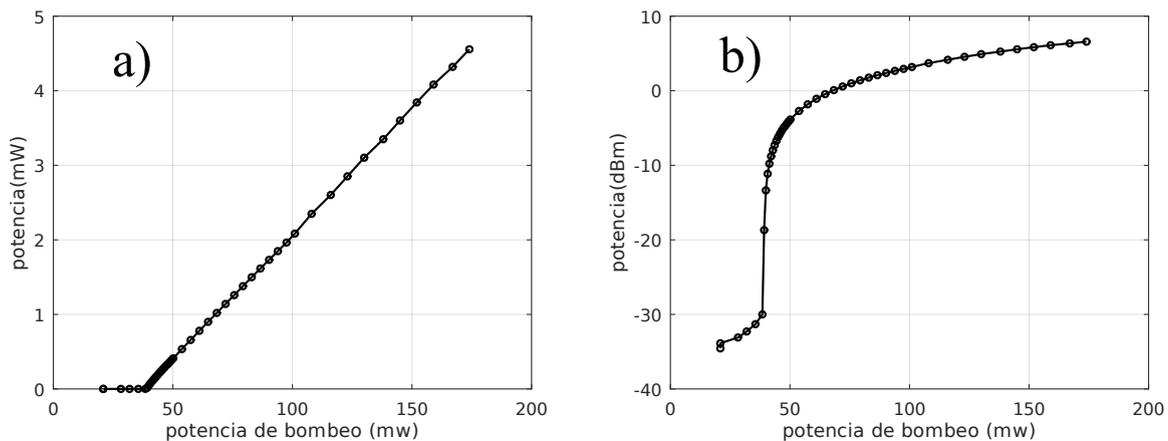


Figura 4.33: caracterización de potencia de bombeo vs la potencia de salida del LFO a) en mW (escala lineal) b) en dBm (escala logarítmica)

el punto donde ambas escalas coinciden es a $\sim 42mW$ donde por debajo se presenta emisión espontánea amplificada (ASE), correspondientes a valores mucho más pequeños de la potencia de bombeo, es una emisión incoherente (emisión de donde ASE en la figura 4.36.). por encima de $\sim 42mW$, se presenta la potencia de laseo donde la potencia de ganancia es suficientemente alta para superar las pérdidas de la cavidad, permitiendo la resonancia y el laseo, sin llegar al umbral de amarre de modos.

En láseres de amarre de modos pasivo, hay una transición de CW a AM o AM parcial, que se presenta en otro umbral por encima de $\sim 42mW$, donde inicia el amarre de modos. En el presente trabajo considerando no se llegó a un amarre de modos completo (quedando cerca del CW), sin llegar a la transición abrupta entre CW y AM parcial. El espectro no se ensancho notablemente y tampoco se notó salto abrupto en la potencia de salida o un cambio grande en el osciloscopio. Fue una evolución suave, como se muestra en la Fig. 4.34.

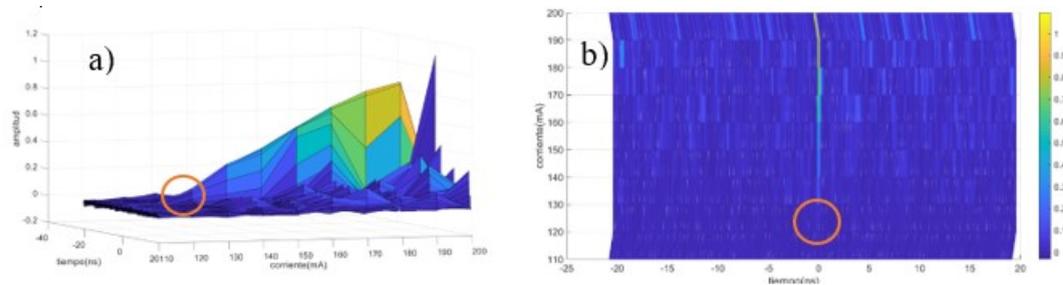


Figura 4.34: evolución del pulso a medida que la corriente aumenta a) manta de evolución b) mapa de contorno la corriente de láser se señaló con un círculo rojo

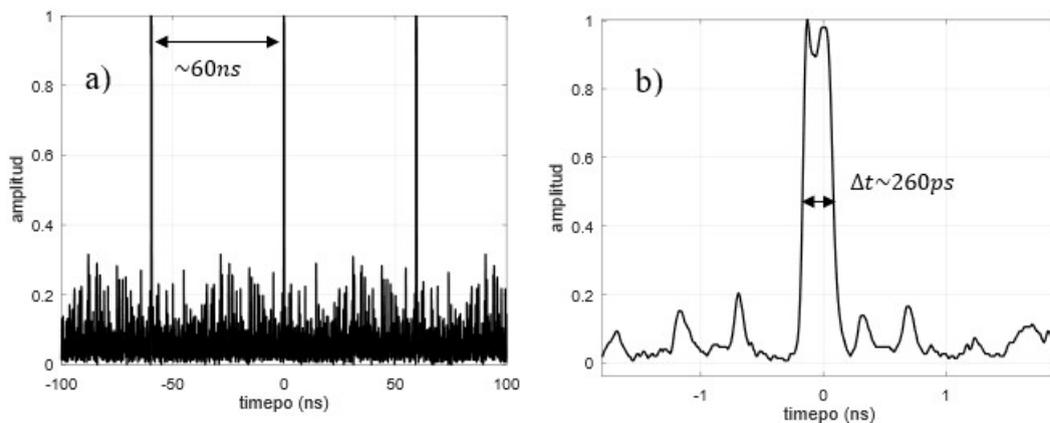


Figura 4.35: a) tren de pulsos obtenidos en el LFO b) ancho temporal del pulso.

Se midió experimentalmente la salida del láser a una corriente del diodo de bombeo de 101 mW obteniendo un tren de pulsos con un periodo de $\sim 60\text{ ns}$ y un ancho temporal del pulso variable, entre ~ 100 y 400 ps aproximadamente. por lo que los pulsos entran dentro de la categoría de los pulsos ultracortos. Los resultados experimentales se adquirieron mediante un fotodetector y un osciloscopio ultrarrápido de 25 GHz y 16 GHz respectivamente, esta técnica se basó en el uso de la función fast-frame que proporciona el osciloscopio, permitiendo variar el intervalo entre single-shot y single-shot de forma automática, y pudiendo observar una evolución paulatina (de ms hasta unos cuantos seg.) o rápida (del orden de $3\mu\text{s}$) limitado por la memoria del osciloscopio. Dado que estas funciones se integran en los equipos de medición, se permitió desarrollar una técnica que analice los datos experimentales para visualizar las dinámicas temporales complejas y colectivas que ocurren dentro de la cavidad del LFO.

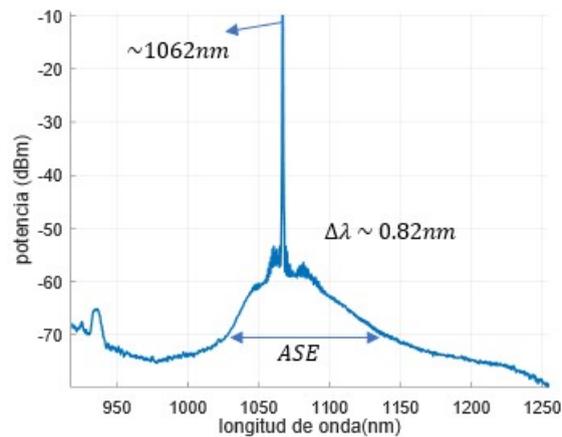


Figura 4.36: espectro promedio del LFO empleado.

En la figura 4.36. Se muestra el espectro promedio medido por el OSA a 180mA de corriente de bombeo, se aprecia un ruido ASE o pedestal con amplitud de -60dBm y de ancho espectral de 120nm , la emisión estimulada se logra en una longitud de onda centrada a 1062nm con un ancho espectral de $0,82\text{nm}$.

4.16. Sistema de medición propuesta

El sistema de medición empleado en la figura 4.37. cuenta con 3 bloques principales en los que se encuentra el primer bloque donde se tomara la medición en el acoplador 90/10 tomándola en la salida del 10 %, en el segundo bloque cuenta con un sensor + transductor que es en este caso el fotodetector IR ultrarrápido de 25GHz marca New-Focus (modelo 1414) debido a que los pulsos son del orden de 100ps de duración es suficiente para capturar el pulso principal y mostrar con detalle los sub-pulsos a su alrededor (siendo estos los estudiados en conjunto con el pulso principal), en el sistema de adquisición de datos se tiene un osciloscopio ultrarrápido de 16GHz marca Tektronix (MSO71604C) con una velocidad de muestreo de 100GS/s (es importante que el fotodetector tenga mayor o igual ancho de banda que el osciloscopio, si esto no se cumple la forma de onda tomada en el osciloscopio será de una resolución menor por lo que no se estaría aprovechando la tecnología del equipo). El ultimo bloque consta del sistema de visualización programa + computadora, el programa realizado es el encargado de procesar los datos tomados en el sistema de adquisición de datos para agrupar y alinear los múltiples single-shot capturados por la función fast-frame del osciloscopio y visualizar las dinámicas ocurridas dentro de la cavidad láser.

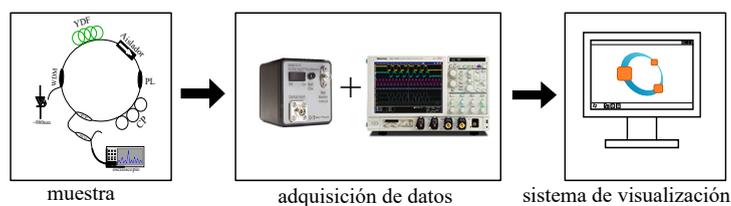


Figura 4.37: sistema de medición empleado

4.17. Implementación

4.17.1. Ondas consecutivas

El mapeo temporal mediante ondas consecutivas consiste en medir un solo single-shot con un gran número de ciclos consecutivos en el ancho de ventana, en este caso se explicará para 3 ciclos consecutivos un caso sencillo de apreciar.

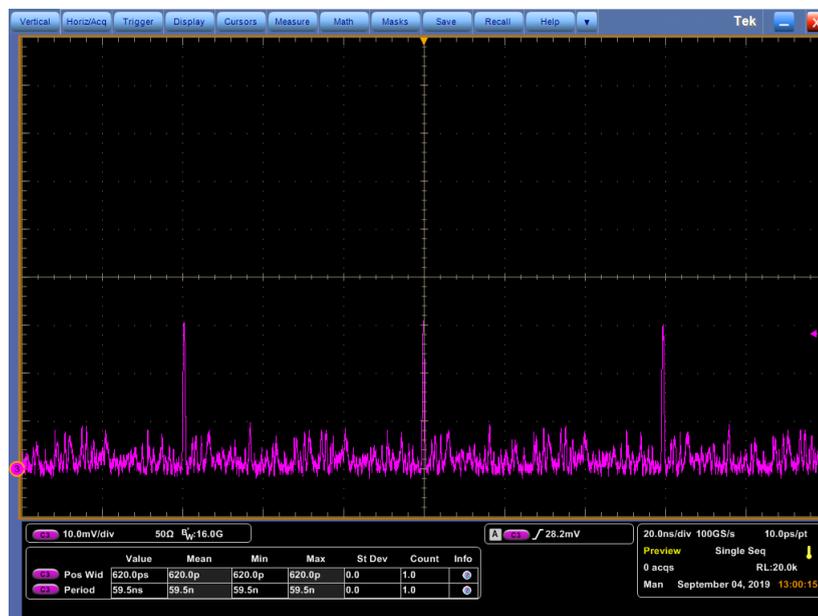


Figura 4.38: captura de pantalla del osciloscopio midiendo formas de onda consecutivas (3.333 ciclos de evolución)

En este caso se midió a $20ns/div$ abarcando un ancho de ventana de $200ns$, tomando en cuenta que el periodo del láser es de $\sim 60ns$ abarcaremos ~ 3 ciclos, podremos seleccionar una alta tasa de muestreo debido a que el ancho de ventana es bajo (es decir abarca un tiempo muy corto) la memoria del osciloscopio no se está usando al máximo y la resolución la podemos poner al máximo, en este caso hasta $100GS/s$.

Una vez capturado el single-shot el osciloscopio guardara en la memoria un archivo .csv (datos separados por comas), este archivo se procesará mediante el software octave para hacer un procesamiento numérico de los datos. Como se abarco $200ns$ y la tasa de muestreo fue a $100GS/s$ podemos calcular el total de puntos que capturo el single-shot como (ancho de ventana) $(S/s) = (200ns)(100GS/s)$ dando como resultado que el archivo tendrá una longitud de 20,000 puntos, una vez teniendo la longitud del vector se leeran 2 vectores importantes, el vector de tiempo, es decir el ancho de ventana que tendrá valores desde $-100ns$ hasta $100ns$ y el vector de amplitud del tren de pulsos, es de vital importancia este vector ya que sus valores nos proporcionaran las distintas intensidades del pulso a lo largo de los ciclos. Para hacer el corte de manera consecutiva se toma en cuenta el total de puntos

de muestreo y el periodo promedio del medido en el osciloscopio mediante la ecuación 4.54.

$$n = \frac{\max(t) - \min(t)}{T} \tag{4.54}$$

Donde t es el vector de tiempo y su resta es el total del ancho de ventana medido y T es el periodo promedio medido por el osciloscopio, 59,5ns en este caso. El resultado de la ecuación 4.54. sustituyendo con un ancho de ventana de 200ns y el periodo promedio da un total de periodos abarcados $n = 3,361$, es decir que se adquirió 3 ciclos completos y 0,361 del ciclo posterior y esto al momento de graficar no es deseado. Podemos convertir el número de puntos a tomar si sabemos ahora que ciclos completos capturados son 3 mediante:

$$\#ppcycle = \text{round} \left(\frac{\text{length}(t)}{n} \right) \tag{4.55}$$

De esta manera tendremos el número de puntos correspondiente a cada ciclo tomando en cuenta como origen el primer punto de medición, este valor da como resultado en este caso 5950 puntos por ciclo. Una vez obtenido el número de puntos por ciclo podemos realizar el corte de cada ciclo, en un loop que realizara el corte de la siguiente manera:

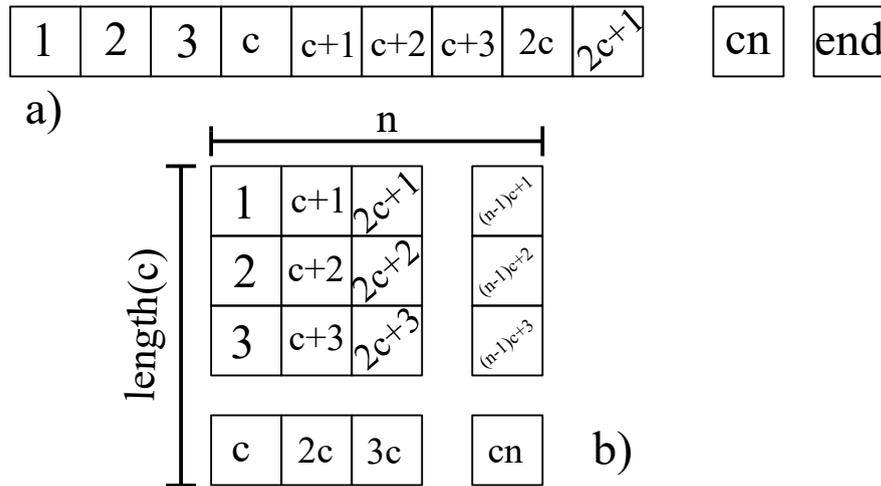


Figura 4.39: recorte grafico del vector de amplitudes a) vector de datos de intensidad del pulso b) matriz de almacenamiento de datos por ciclo del láser

En la figura 4.39 a) se observa el vector de amplitudes leído completo (hasta end), y cada traza de recorte se realizara desde la posición uno hasta c (es decir #ppcycle) una vez llegado a ese punto los datos se guardaran en una matriz como lo muestra la figura 4.39 b) hasta c, consecutivamente se leerá el dato siguiente (c + 1) hasta cumplir con el doble de puntos por ciclo y se guardaran en la segunda columna de la matriz y así consecutivamente hasta c por n que indica la multiplicación de el número de puntos por ciclo y los ciclos completos capturados calculado mediante la ecuación 4.54 redondeando hacia un valor inferior. Una vez teniendo una imagen mentalizada de lo que debemos hacer procedemos a realizar el diagrama de flujo que regirá el programa en un ciclo de iteración

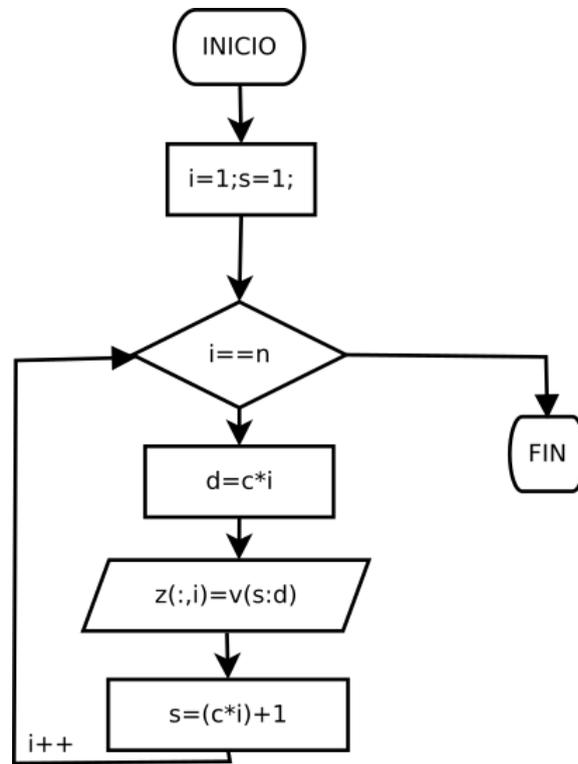


Figura 4.40: diagrama de flujo del corte de ciclos consecutivos

En la figura 4.40. Se observa inicializando la variable de conteo “ i ” en 1 indicando el primer corte hasta y una posición que funge como auxiliar “ s ” que iniciara en 1 indicando que se leer la primer posición del vector, posteriormente llegara a una condicional que tiene como condición $i < n$ es decir si el contador permanece por debajo del número de ciclos calculado seguirá el proceso de corte que consiste en tener como salida una matriz que guardara los datos en la columna correspondiente del vector de amplitudes v originalmente leído hasta llegar a el número de ciclos calculado donde el ciclo iterativo se romperá y continuara el programa.

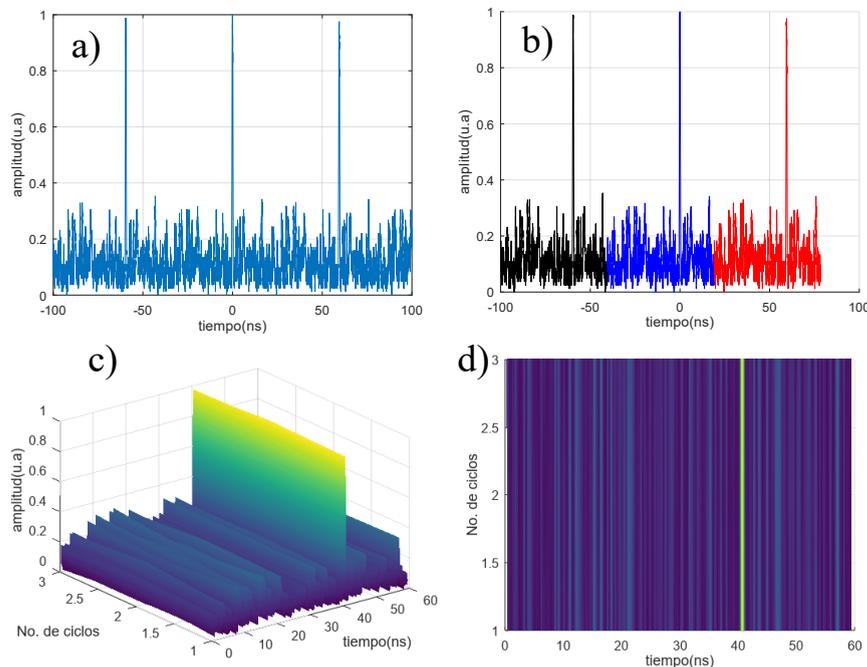


Figura 4.41: mapeo temporal de 3 ciclos consecutivos a) tren de pulsos medido b) tren de pulsos recortado (3 ciclos completos) c) evolución temporal del tren de pulsos (3 ciclos) d) imagen de intensidades del mapeo temporal.

En la figura 4.41 a) se muestra el tren de pulsos medido originalmente y con el sobre paso del ciclo consecutivo de 0.3; en la figura 4.41 b) se observa el tren de pulsos graficado en un plano 2D donde ya se ejecutó el algoritmo desarrollado, también el sobre paso de 0.3 a la hora de realizar el corte fue removido, en la figura 4.41 c) se observa el mapeo temporal en 3D que permite visualizar la evolución del pulso a través del tiempo (en este caso a través de 3 ciclos que corresponde a 180ns) el mapeo temporal se puso en tres ejes a los que algunos autores denominan el eje del periodo T como el eje rápido (el tiempo en el que el pulso se desarrolla), el eje del número de ciclos como el eje lento (el tiempo en el que el pulso evoluciona a lo largo de los ciclos) y la amplitud es la intensidad con la que el pulso fue medido en ese instante de tiempo del eje rápido contra el eje lento.

Como se puede observar a una evolución de 3 ciclos consecutivos no hay dinámicas, el pulso permanece constante y sin perturbación alguna, esto se tomará en cuenta para el desarrollo del programa para graficar los datos entregados por la función fast-frame donde los single-shot son tomados abarcando un poco más de un periodo y capturados en intervalos de tiempo definidos.

4.17.2. Energía del pulso

Dado que la señal es finita en sentido práctico, tomándola a 1 solo ciclo se puede considerar como una señal de energía, cuantificando la energía del sistema ciclo tras ciclo y relacionarla

con la del pulso principal. La energía de una señal se define como:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt \quad (4.56)$$

La energía no se considera solo como el área bajo la curva de la señal ya que puede contener valores negativos causados por la respuesta eléctrica del fotodetector, que afectarían al resultado. En un caso simple analizaremos un solo periodo, integrando de todo el periodo y normalizando la energía, es decir las unidades serán adimensionales y el máximo de energía obtenida será de 1 correspondiente a un 100 % de energía, y por otra parte se integrará solo el pulso principal calculando la energía contenida en el pulso, de esta manera cuantificaremos la energía del pulso principal en relación con la energía contenida en el periodo.

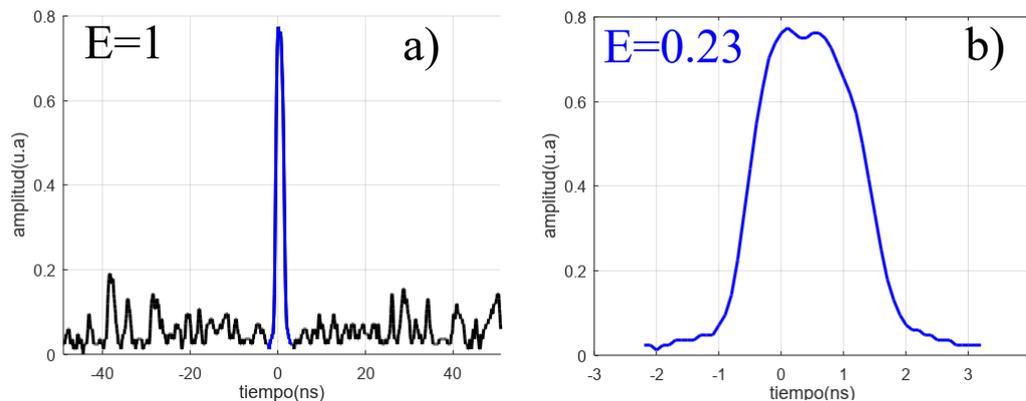


Figura 4.42: a) energía del periodo de emisión normalizado para $E = 1$ en todo el periodo b) energía contenida en el pulso principal normalizada respecto a la del periodo de emisión

En la figura 4.42 se observa el resultado del cálculo de la energía del periodo de emisión, como se observa a una energía normalizada del sistema se considera como $E=1$ (es decir la energía es el 100 %) y la energía contenida en el pulso principal es de $E = 0,23$ (de un 23 %) , la energía con la que se emite el pulso principal es del 23 % en relación con la energía de todo el periodo, por lo que el 77 % de la energía corresponde al fondo de radiación.

Continuando con el cálculo de la energía respecto a los ciclos, a continuación, se muestra la evolución consecutiva en la que se observa el pulso principal propagándose a través de los ciclos en paralelo con un pulso secundario, que al inicio de la medición alcanza la mitad de la amplitud del pulso principal.

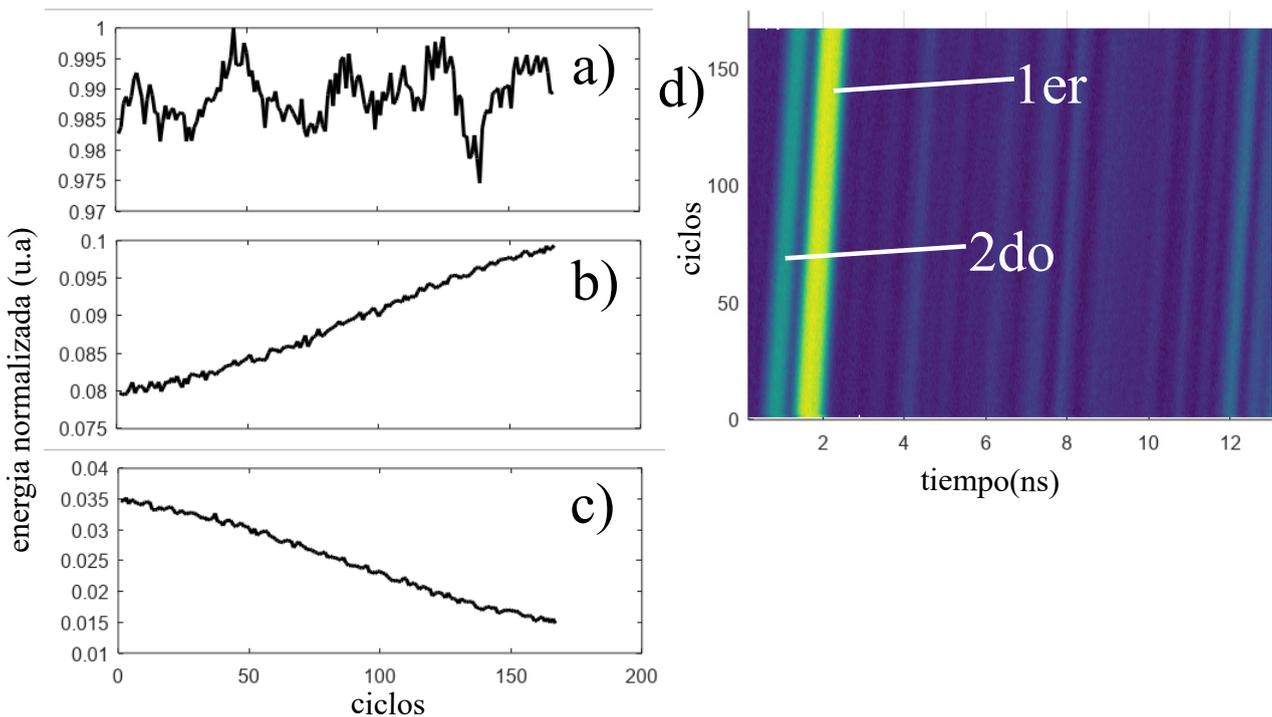


Figura 4.43: a) energía total del láser b) energía del pulso principal 1er c) energía del pulso secundario 2do d) mapeo temporal acercamiento

En la figura 4.43 d) se muestra la evolución del pulso a 168 ciclos ($10\mu s$), de igual manera se aprecia que a una evolución de 168 ciclos empieza a aparecer una dinámica con un pulso secundario (2do) cercano al pulso principal (1er) que se acerca, sin embargo, la dinámica es lenta tanto que la medición a $10\mu s$ de evolución no fue la suficiente para apreciar el desenlace de ella.

Por otra parte, en la figura 4.43 a) se muestra la energía total del pulso, mostrándose casi constante, con variaciones no uniformes de 0.25, en la figura 4.43 b) se muestra la energía del pulso principal aumentando la energía por la transferencia de energía del pulso secundario en igual medida (fig. 4.43 c)), aumentando un 0.02 al final de 168.

4.17.3. Ondas tomadas en intervalos de tiempo (fast-frame)

La función fast-frame proporciona la captura de single-shot en intervalos definidos en tiempo, de forma que la evolución temporal sea de forma prolongada proporcionando un mapeo temporal no de ciclos consecutivos, si no de dejando intervalos de tiempo entre single-shot y single-shot pudiéndolos variar desde el orden de los μs hasta el orden de unos cuantos seg. A cada single-shot capturado en la función se le denomina “frame” y el osciloscopio puede llegar a capturar miles de frames en una sola corrida, sin embargo, la cantidad de frames depende de la tasa de muestreo (es decir el número de puntos por frame) y el ancho de ventana, esto se muestra de manera intuitiva en el menú en la figura 4.44.

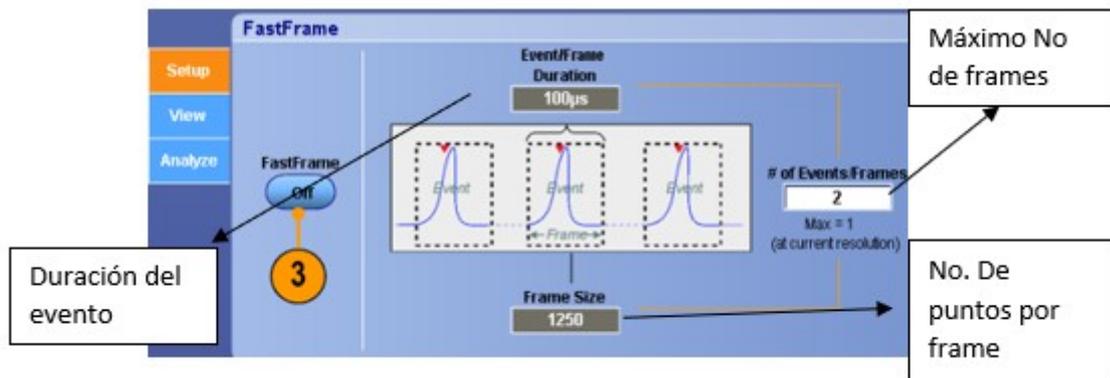


Figura 4.44: menú principal de la función fast-frame [42]

En la figura 4.44. se muestra el menú principal de la función fast-frame, en la parte superior e inferior se muestra la duración del evento (es decir el ancho de ventana a medir) y los puntos por frame a capturar (en la figura se muestra 1250 puntos por un evento de $100\mu s$ es decir una punto por cada $80ns$ o $12,5MS/s$) respectivamente, es importante considerar que tanto la tasa de muestreo así como ancho de ventana pueden ser modificadas dejando fijo una u otra, al prolongar el ancho de ventana los puntos capturados y dejar fija la resolución será muy discretizada y se perderá mucha información entre un punto y otro, lo recomendable es mover ambos para obtener un mayor detalle en la captura del evento. Otra cosa para considerar es el número de eventos máximo a capturar, como se vio en el mapeo temporal de ondas continuas, la limitante es la memoria del osciloscopio, que no permite capturar de forma prolongada las ondas. La técnica fast-frame lo permite con un costo, es posible capturar la evolución temporal de la onda en intervalos de tiempo (cada 2, 3, 4... n ciclos) pero la memoria aún es un factor limitante y este depende directamente de la duración del evento y de la resolución de muestreo, dándonos como resultado una captura máxima de frames.

La función fast-frame permite ver una secuencia de la evolución del pulso a ya no en cada ciclo, si no en intervalos de tiempo más largos de manera que podremos tener alcance a un monitoreo de tren de pulsos en un intervalo de tiempo mayor al que se podría alcanzar con una toma de muestras consecutivas. Esto no solo permite observar dinámicas que se extienden a un tiempo mucho mayor al periodo del láser si no también obtener características del láser temporales. La captura por fast-frame entrega un archivo csv de longitudes que dependen de la resolución de los frames a capturar.

	A	B	C	D	E
1	Record Length	5000	Points	-5.00E-08	9.60E-03
2	Sample Interval	2.00E-11	s	-5.00E-08	1.28E-02
3	Trigger Point	2500	Samples	-5.00E-08	2.08E-02
4	Trigger Time	1.78E-11	s	-4.99E-08	3.12E-02
5				-4.99E-08	3.68E-02
6	Horizontal Offset	-5.00E-08	s	-4.99E-08	3.36E-02
7	FastFrame Count	3000	Frames	-4.99E-08	2.88E-02
8				-4.99E-08	2.64E-02
9				-4.98E-08	2.56E-02
10				-4.98E-08	2.40E-02
11				-4.98E-08	2.16E-02
12				-4.98E-08	1.76E-02

Figura 4.45: captura del archivo csv capturado por el osciloscopio en la función fast-frame

La figura 4.45 muestra una captura del archivo entregado por el osciloscopio en la función fast-frame donde los puntos importantes a considerar son el número de muestras tomadas por frame, es decir la frecuencia de muestreo que en este caso fue una muestra cada $20ps$, con ello se alcanzó a obtener un número máximo de frames de 3000 (es decir 3000 single-shot) con un espacio entre frame y frame de $3\mu s$, las columnas D y E de la figura 10 contienen el tiempo del ancho de ventana capturado y el vector de amplitudes en volts de la intensidad óptica medida respectivamente.

Entre las múltiples funciones que ofrece el osciloscopio (cálculo de histogramas, funciones matemáticas, etc) se encuentra una en especial que permite conocer con una gran precisión (del orden de $1ps$) el tiempo en el que cada frame fue capturado, para desarrollar esta técnica es necesario tomar en cuenta dos cosas, el disparo (Trigger) puede ser controlado por tiempo, es decir se puede indicar el tiempo en el que se realizará cada single-shot con cierta incertidumbre ya que el trigger después de ser activado no tiene una respuesta inmediata, esto genera que los single-shot no muestren unas trazas capturadas con un intervalo de tiempo constante generándonos un mapeo temporal erróneo (si se asume ese tiempo constante) con varios single-shot (tantos como la memoria buffer del osciloscopio permita).

El objetivo del trabajo es desarrollar nuevos programas que se apoyen en la mayor cantidad de datos que nos pueda proporcionar el osciloscopio y uno de ellos es el tiempo de captura (time-stamp) del archivo que nos proporciona el time-stamp, es un archivo de texto que entrega el tiempo en formato de fecha, con una precisión hasta el ps, que se tenga en el osciloscopio. Este archivo es de suma importancia ya que permite hacer un ajuste por medio de tiempo y no por alineación de máximos como anteriores técnicas, lo que nos permite tener un mapeo temporal mejor ajustado dando un paso importante para el mapeo temporal experimental. El time-stamp entrega las fechas de grabado con una precisión de hasta los picosegundos, la precisión que se alcanza a tener con el osciloscopio ayuda mucho, ya que el láser a caracterizar para este caso tiene un periodo de $60ns$, estamos aún por 2 órdenes de magnitud por debajo.

La estructura del archivo que entrega la función time-stamp se puede observar en la figura 4.46. muestra en la primera columna el No. De medición o frame, consecutivamente la fecha

en formato (día/mes/año) de guardado seguido de la hora en Horas (2 cifras de 0hrs a 23hrs), minutos (2 cifras de 0min a 59min), milisegundos (3 cifras de 0ms a 999ms), microsegundos (3 cifras de 0μs hasta 999μs), nanosegundos (3 cifras de 0ns a 999ns) y los picosegundos (3 cifras de 0ps a 999ps).

No. De frame	Hr	min	seg	ms	μs	ns	ps
1,	09	40	12	40	46	21	21
2,	09	40	12	40	46	21	21
3,	09	40	12	40	46	227	486
4,	09	40	12	40	471	834	836
5,	09	40	12	40	471	838	883
6,	09	40	12	40	471	842	929
7,	09	40	12	40	471	845	963
8,	09	40	12	40	471	850	910
9,	09	40	12	40	471	853	844
10,	09	40	12	40	471	311	819
11,	09	40	12	40	471	314	910
12,	09	40	12	40	471	317	944
13,	09	40	12	40	471	493	493
14,	09	40	12	40	473	845	845
15,	09	40	12	40	473	841	976
16,	09	40	12	40	473	846	822
17,	09	40	12	40	473	850	868
18,	09	40	12	40	473	854	115
19,	09	40	12	40	473	858	164

Figura 4.46: archivo de salida de la función time-stamp

Separando los datos por columnas, tenemos 6 vectores de tiempo asumiendo que en la medición solo se toma desde *Hrs* hasta *ps*, claro que si se hacen mediciones a las 23 : 59hrs cambiando a las 00 : 00hrs del día sig. este programa tendrá que ser modificado y en casos más extremos cuando se cumpla lo anterior y que sea el último día del mes o inclusive hasta el último mes del año el programa no servirá para estos casos, claro estos eventos son muy extremos pero de igual manera hacemos la aclaración que el programa no está diseñado para esos cambios en el tiempo. Una vez separados se suman todos los tiempos correspondientes a el numero de medición expresándolos en segundos y obtener el tiempo de medición, expresado matemáticamente como:

$$T = Hrs(3600) + min(60) + (seg.ms) + \mu s(10^{-6}) + ns(10^{-9}) + ps(10^{-12}) \quad (4.57)$$

podemos ahorrarnos cifras excesivamente grandes verificando los vectores de hora y minuto, no hayan cambiado tomando el primer valor y comparándolo con el último de esta manera se ahorra el tiempo de procesado, ya que si no cambian de igual manera estos se eliminarán. Se puede seguir extendiendo hasta los sec, ms, μs, ns y ps eso depende de los cambios que se seleccione el intervalo entre frames (trigger).

También si anexamos “if” añadidos comparándolos ya que puede haber la posibilidad que el primero y el ultimo coincidan ya que un ejemplo es el número 971ps que se encuentra

repetido 5 veces en un archivo de 3000 frames guardados y pudiera que el primero y el ultimo coincidan y se salte la operación perdiendo valiosa información, se decidió llegar solo hasta minutos ya que se midió con un disparo de cada $5ms$ multiplicado por el No. total, de frames veríamos el mapeo temporal de $15seg$ por lo que no se vería cambios en las Hrs y en los min , salvo los anteriores casos, entraría al condicional y se añadirían al resultado.

```

if Hr(1)==Hr(end)
    if Min(1)==Min(end)
        T=sec+mirosec+nanosec+picosec;
    end
else
    T=Hr+Min+sec+mirosec+microsec+picosec;
end

```

Figura 4.47: comparación de cambios en hrs y min

Podemos hacer la diferencia entre la posición del vector con su consecutiva, matemáticamente se expresa como:

$$\Delta t_i = t_i - t_{i+1} \quad (4.58)$$

Donde $i = 1, 2, 3, \dots, n - 1$ debido a se va a poder comparar hasta el número máximo de frames menos uno, ya que el ultimo valor no tiene con cual compararse.

Al realizar el delta de tiempo se esperaría que cada uno sea igual, constante siempre de el mismo valor que pusimos en el disparo, sin embargo, esto no es así por lo anteriormente mencionado, pero si notamos una aproximación a los $5ms$ puestos en el trigger como muestra la figura 4.48.

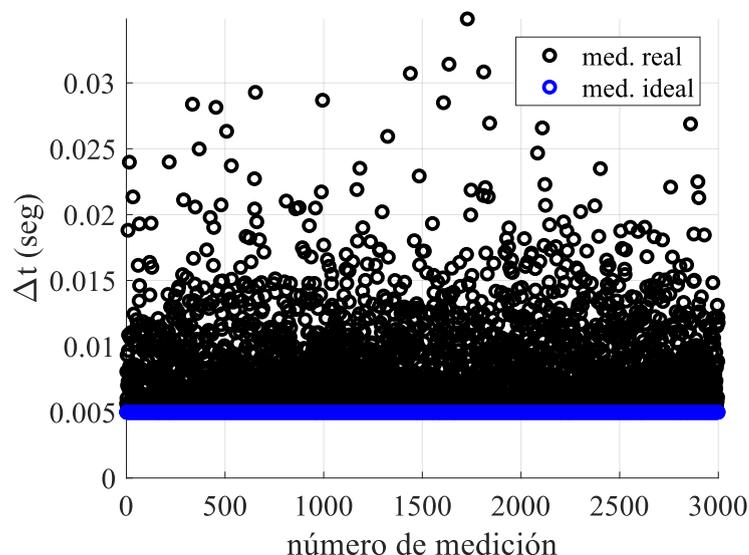


Figura 4.48: grafica de frames vs tiempo de medición de 5ms

Se puede observar la tendencia del trigger en las mediciones realizadas, el valor de $5ms$ impuesto es el mínimo de los valores reales obtenidos, pero las variaciones hacia arriba son muy grandes, llegando hasta 6 o 7 veces ese valor. Esto muestra que los intervalos de tiempo entre mediciones son muy variables y por lo tanto obtener el número de ciclos transcurridos no basta con una simple multiplicación general, sino que hay que tomar el tiempo en el que se adquirió cada uno de ellos (time-stamp) y realizar una razón con él periodo del láser en cada punto para tener la certeza de la evolución de las dinámicas con una escala de tiempo a la escala de los periodos ($60ns$ para este caso) y se puede expresar matemáticamente como:

$$cycles = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\Delta t_i}{T} \tag{4.59}$$

Donde T es el periodo del láser ($60ns$),

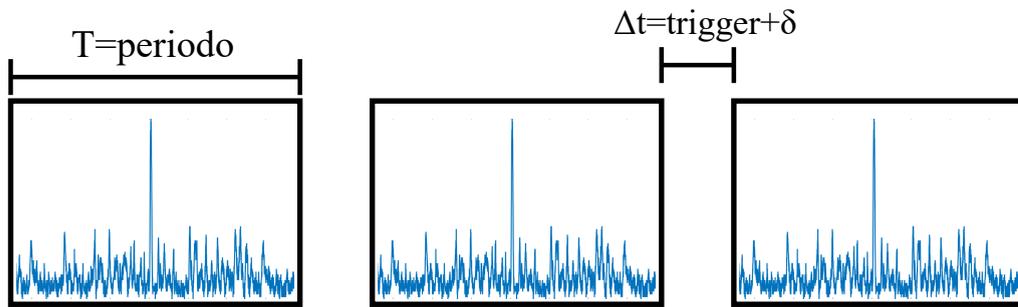


Figura 4.49: muestra grafica representativa de la medición del tren de pulsos.

Los valores de Δt_i no siempre son números enteros que representan cantidades enteras de ciclos transcurridos entre mediciones como lo muestra la figura 4.49, sino que, representa una fracción del periodo transcurrido, por lo que al termino Δt_i hay que sumar un término al que denominaremos δ calculado mediante los decimales resultantes de la ecuación 4.59. que representara la fracción del periodo transcurrido como lo muestra la figura 4.50.

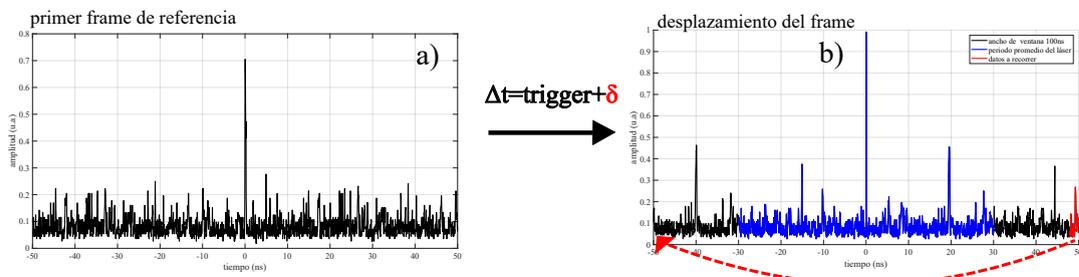


Figura 4.50: esquema visual del desplazamiento de datos. a) primer frame se toma como la referencia del primer Δt b) frame desplazado (color azul muestra el periodo del láser, el color negro indica la totalidad de datos medida y el color rojo indica los calores del frame a desplazar)

El primer frame funge como referencia para calcular el desplazamiento de los frames posteriores a él, cuando Δt toma un valor decimal se representa mediante δ , por ejemplo 16.2, el

numero 16 indica la cantidad de periodos completos transcurridos entre las mediciones y el 0.2 representa δ que indica que se midió 0.2 periodos, podemos realizar el desplazamiento calculando el tiempo de desplazamiento mediante:

$$t_{des} = (\delta)(T) \quad (4.60)$$

Por medio de la ecuación 4.60. se calcula el tiempo de desplazamiento, de esta forma cuando $\delta = 0$ (es decir que “cycle” es un número entero) no habrá desplazamiento, para el caso ilustrado en la figura 4.50 b) el tiempo de desplazamiento será de $12ns$.

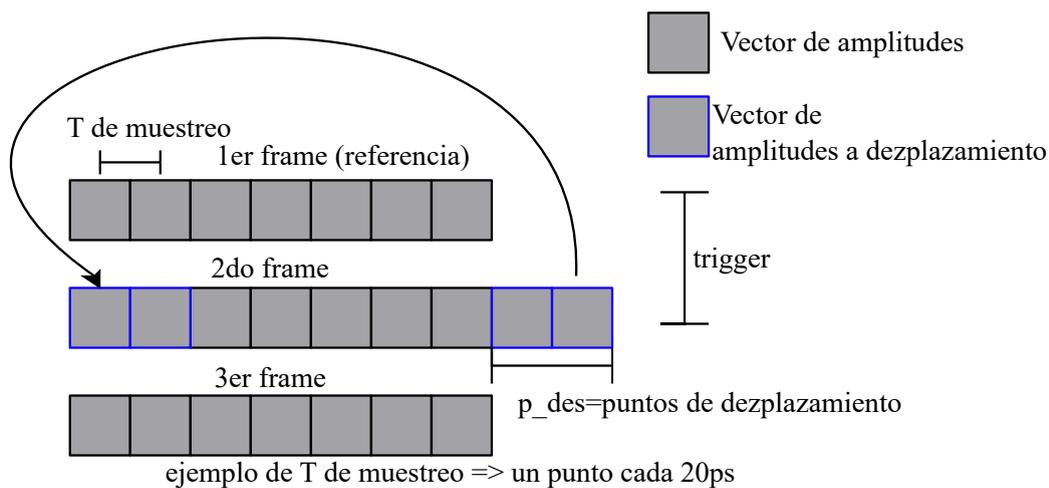


Figura 4.51: muestra ilustrativa del desplazamiento de datos.

Una vez calculado el tiempo de desplazamiento podemos calcular el numero de datos a desplazar realizando una relación del tiempo de desplazamiento “ t_{des} ” con el periodo de muestreo (para el caso ilustrado en la figura 4.50. es de $20ps$) calculado mediante:

$$p_{des} = round(t_{des}/T_{muestreo}) \quad (4.61)$$

De esta manera se calculará el numero de puntos a desplazar, como se ilustra en la figura 4.51. se observa que el primer frame no hay desplazamiento, este sirve como referencia, es hasta el segundo frame donde se calcula el primer Δt y se calcula los puntos de desplazamiento “ p_{des} ” desplazando los datos como lo muestra la flecha en el segundo frame, para el 3er frame se ilustra el caso cuando $\delta = 0$, en ese caso el desplazamiento es nulo o menor a el periodo de muestreo.

Capítulo 5

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

En el presente capítulo se presentan los resultados experimentales con diferentes intervalos de tiempo entre single-shot de $3\mu s$, $5\mu s$, $10\mu s$ y $1ms$ que representa un single-shot cada 16, 83, 166 y 16,666 ciclos respectivamente, presentando la medición de time-stamp para cuantificar de manera experimental el tiempo real de medición y el número de ciclos exacto de la evolución del pulso.

5.17.4. single-shot por cada $3\mu s$

En las mediciones con $1\mu s$ de intervalo (cada 16 ciclos) la tendencia de las mediciones fue de $3-4\mu s$ sin embargo 600 de las 3000 mediciones se alejaron considerablemente de la medición ideal hasta un punto máximo de $12ms$, esto es muy considerable, ya que son 200,000 ciclos que ocurrieron entre uno y otro, lo cual hace imposible seguir una evolución suave, sin discontinuidades a lo largo de todos los single-shot (3000), sin embargo hay intervalos que no están tan alejados y se les puede aplicar el ajuste descrito en el capítulo 4. Para ello se buscó los single-shot con intervalos cercanos al valor de Δt ideal y se graficaron obteniendo el mapeo temporal del pulso.

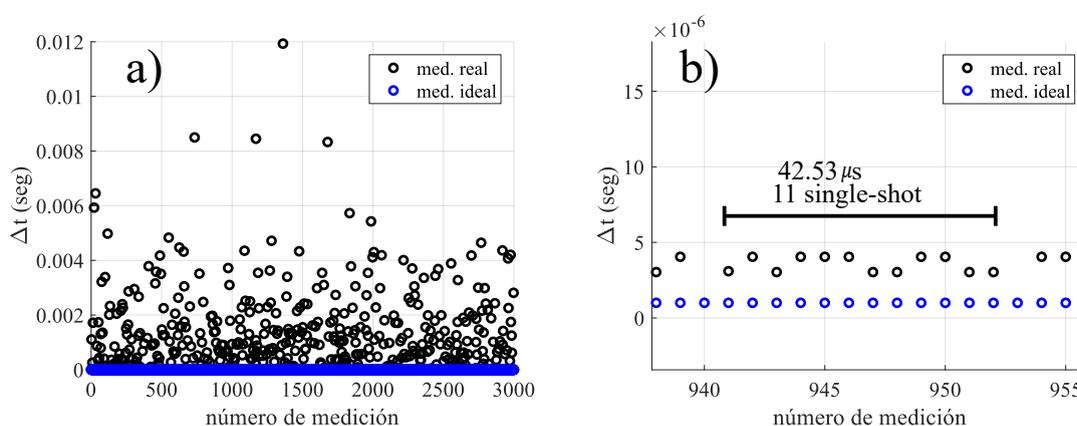


Figura 5.52: medición de time-stamp para $1\mu s$ (mediciones ideales marcadas en azul y mediciones reales marcadas en negro) a) time-stamp a lo largo de 3000 mediciones b) mediciones aproximadas.

Se obtuvo un total de 11 single-shot con una diferencia de $3\mu s$ a $5\mu s$ de 50 y 83 ciclos respectivamente, lo cual hace posible seguir con el mapeo temporal sin dejar un tiempo muerto muy grande entre single-shot y single-shot, midiendo en total $42,521\mu s$ que corresponden a 700 ciclos aproximadamente, logrando observar una dinámica parecida a la que se capturo en la figura 4.43 que a 150 ciclos consecutivos, pero que no se alcanzaba a visualizar en su totalidad en caso de la figura 4.43, debido a la extensión limitada de la medición.

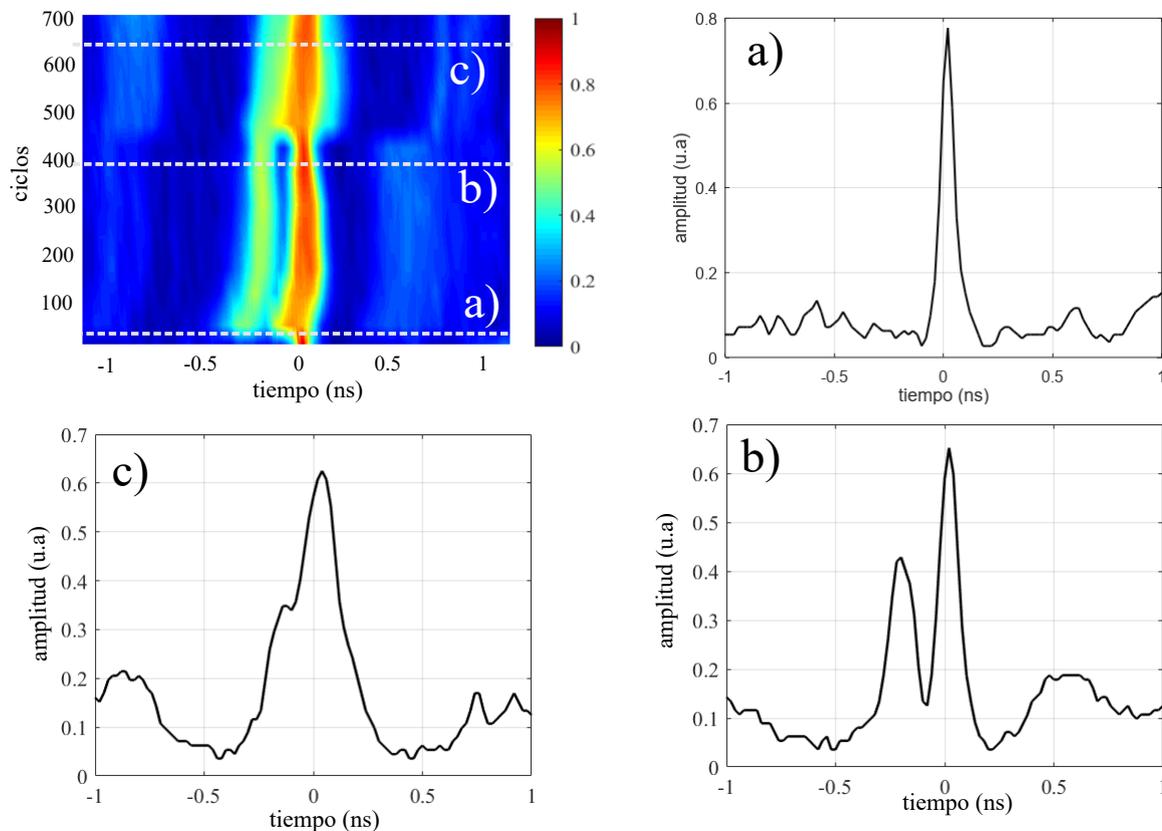


Figura 5.53: mapeo temporal del pulso a) corte transversal del mapeo temporal a 50 ciclos b) unión del pulso principal con un pulso secundario aledaño c) unión de pulsos dan como resultado un pulso más angosto con una menor amplitud.

En la figura 5.52. Se muestra el mapeo temporal del pulso alrededor de 700 ciclos o alrededor de $43\mu s$, el mapeo temporal muestra una imagen de intensidades normalizadas con el color negro se muestra la mayor amplitud y disminuye gradualmente hasta la amplitud mínima de 0 mostrada con el color azul marino, esto se realizo de esta manera para apreciar de manera clara las distintas intensidades que va teniendo el pulso a lo largo de los ciclos de retroalimentación. En un principio en la figura 5.53 a) el pulso es estrecho con un ancho temporal de $200ps$ y una amplitud de 0.8 conforme pasan los ciclos para ser específico 100 ciclos posteriores surge un pulso secundario como la figura 5.53 b) viajando paralelamente al pulso principal que disminuyo su amplitud hasta 0.65 y el pulso secundario con una amplitud de 0.42 , mientras que 400 ciclos posteriores el pulso principal se empieza a adelgazar el pulso secundario viaja paralelamente al hasta que el pulso principal se vuelve a ensanchar hasta que el pulso secundario se une al principal y viajan en uno solo como lo muestra la figura 5.53 c), con un ancho temporal de $600ps$ y una amplitud que disminuyo hasta 0.62 aumentando el ancho temporal del pulso.

5.17.5. Single shot por cada $5\mu s$

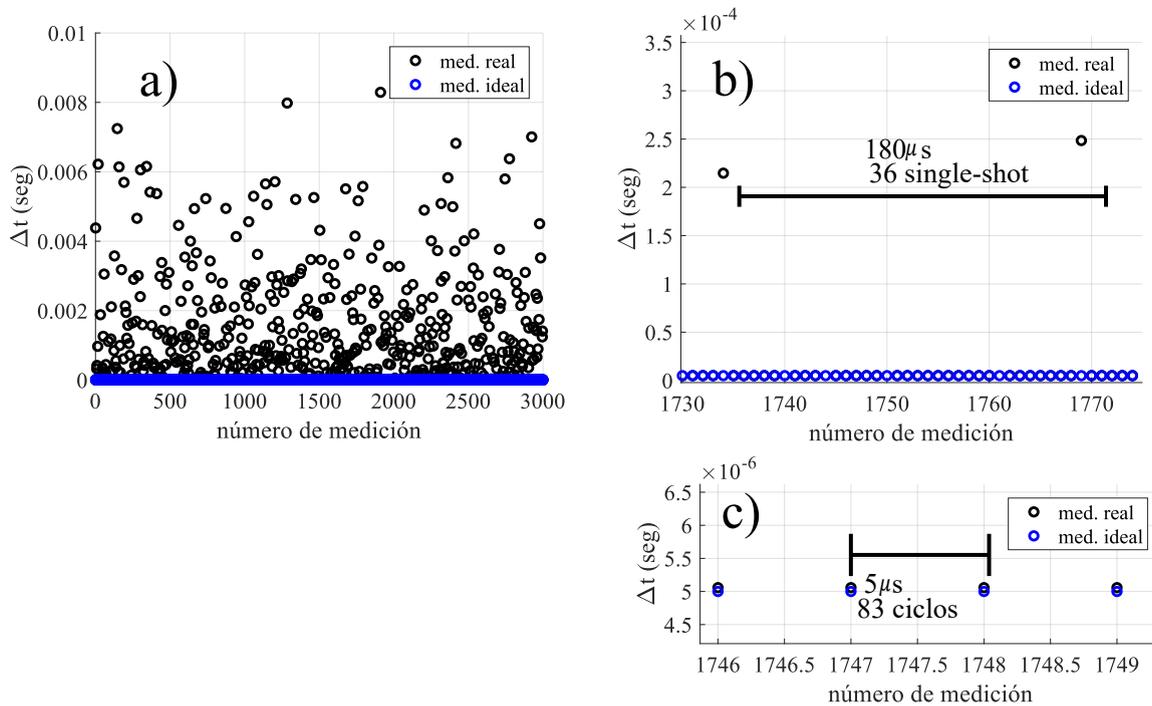


Figura 5.54: medición de time-stamp para $5\mu s$ (mediciones ideales marcadas en azul y mediciones reales marcadas en negro) a) time-stamp a lo largo de 3000 mediciones b) mediciones aproximadas c) acercamiento de las mediciones con una gran precisión.

La fig. 5.54 a) muestra la medición de time-stamp a 3000 mediciones en un intervalo de $5\mu s$ cada single-shot alrededor de 83 ciclos, obteniendo un punto máximo de $8ms$ que corresponde a $133,333$ ciclos. muy alejado de la pista de dinámicas que ocurren más allá del tiempo muerto medido. En la figura 5.54. b) se observa el intervalo graficado con una medición de total de 36 single-shot midiendo hasta $180\mu s$ de evolución y en la figura 5.54. c) se observan mediciones con una tendencia hacia $5\mu s$ con una diferencia de $1ns$ a $5ns$.

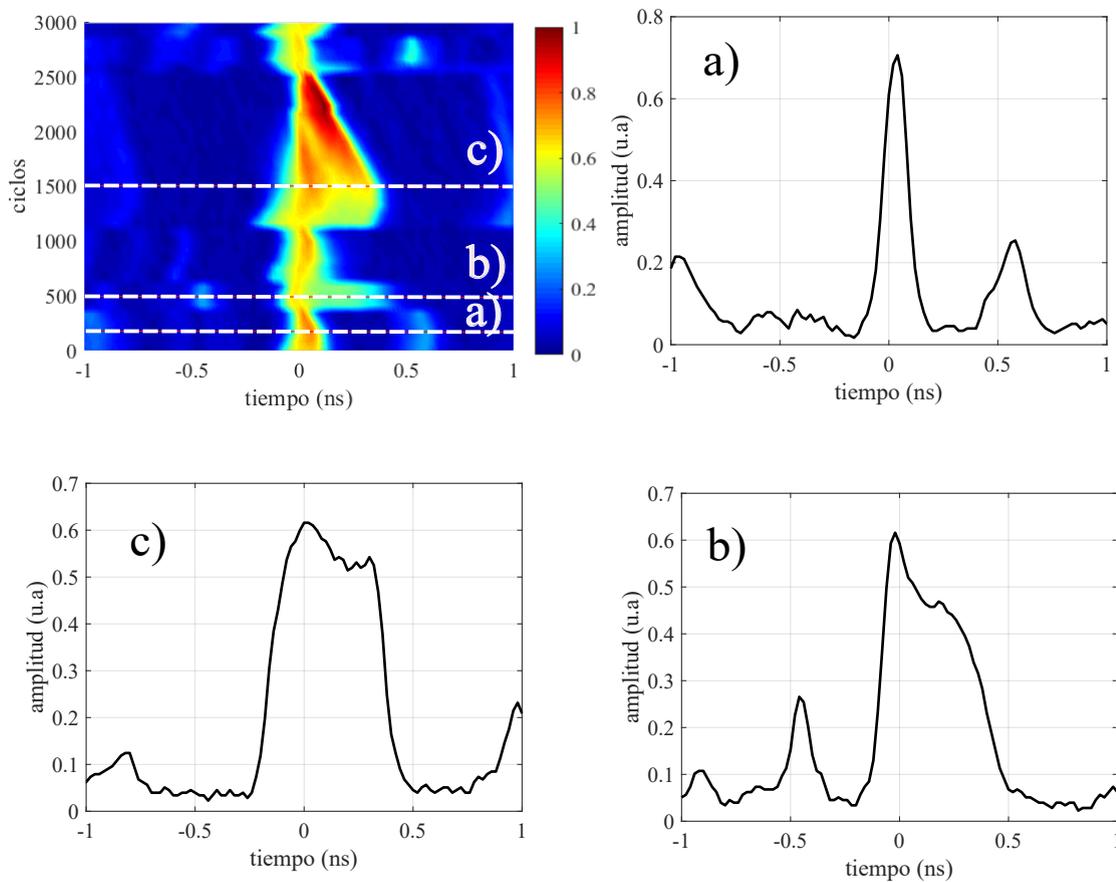


Figura 5.55: evolución temporal hasta 3000 ciclos, a) single-shot a 50 ciclos fino con 250ps de ancho temporal, b) ensanchamiento del pulso a 500 ciclos c) evolución del pulso s 1500 ciclos

En la figura 5.55. Se muestra el mapeo temporal a una evolución de 3000 ciclos de evolución compuesta de 36 single-shot, al principio de la medición el pulso principal es estrecho con una amplitud de 0.65 como lo muestra la figura 5.55 a). periodos posteriores en la figura 5.55 b) hasta 300 ciclos para ser exactos el pulso se ensancha teniendo una amplitud menor de 0.61 y se vuelve a recomprimir aumentando su amplitud nuevamente, en la figura 5.55 c) 900 posteriormente el pulso se rompe y se ensancha de manera abrupta emergiendo un pulso que se eleva energéticamente de manera abrupta y se une rápidamente al pulso principal en un tiempo equivalente a 1000 ciclos.

5.17.6. Single shot por cada $10\mu s$

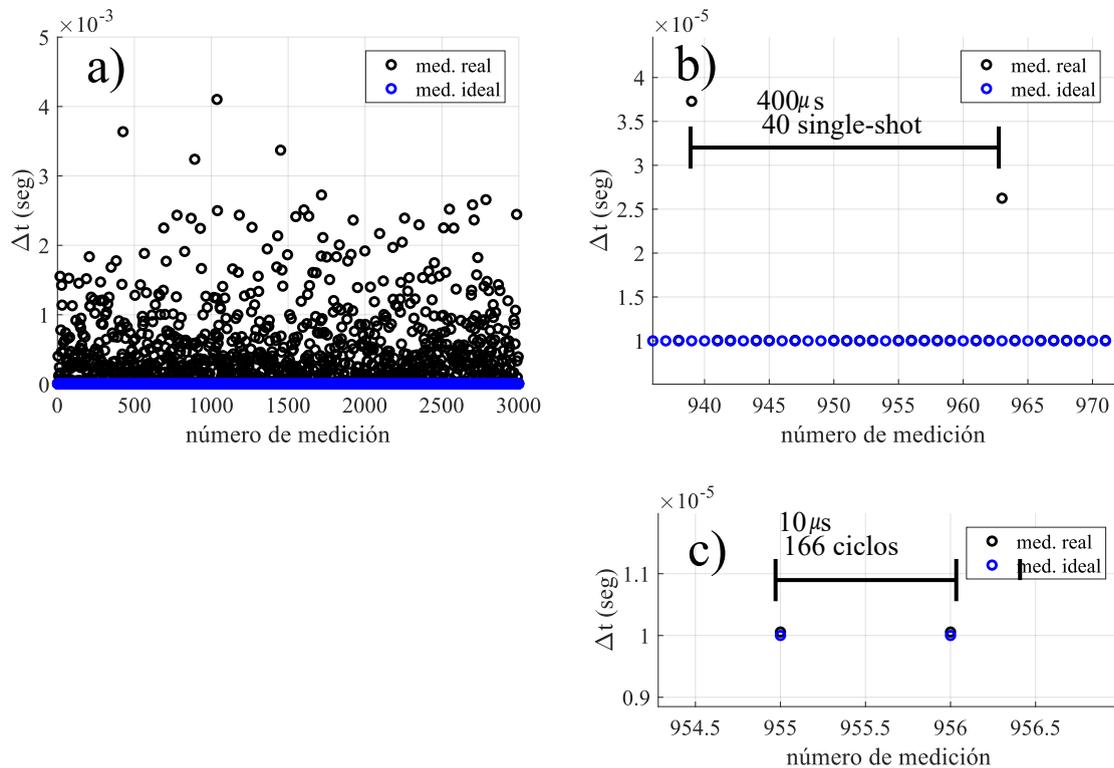


Figura 5.56: medición de time-stamp para $10\mu s$ (mediciones ideales marcadas en azul y mediciones reales marcadas en negro) a) time-stamp a lo largo de 3000 mediciones b) mediciones aproximadas c) acercamiento de las mediciones con una gran precisión.

La figura 5.56 a) muestra la medición de time-stamp a 3000 mediciones en un intervalo de $10\mu s$ cada single-shot alrededor de 166 ciclos, obteniendo un punto máximo de $4ms$ que corresponde a 66,66 ciclos. En la figura 5.56 b) se observa el intervalo graficado con una medición de total de 40 single-shot midiendo hasta $400\mu s$ de evolución y en la figura 5.56 c) se observan las mediciones con una tendencia hacia $10\mu s$ con una diferencia de $3ns$ a $7ns$

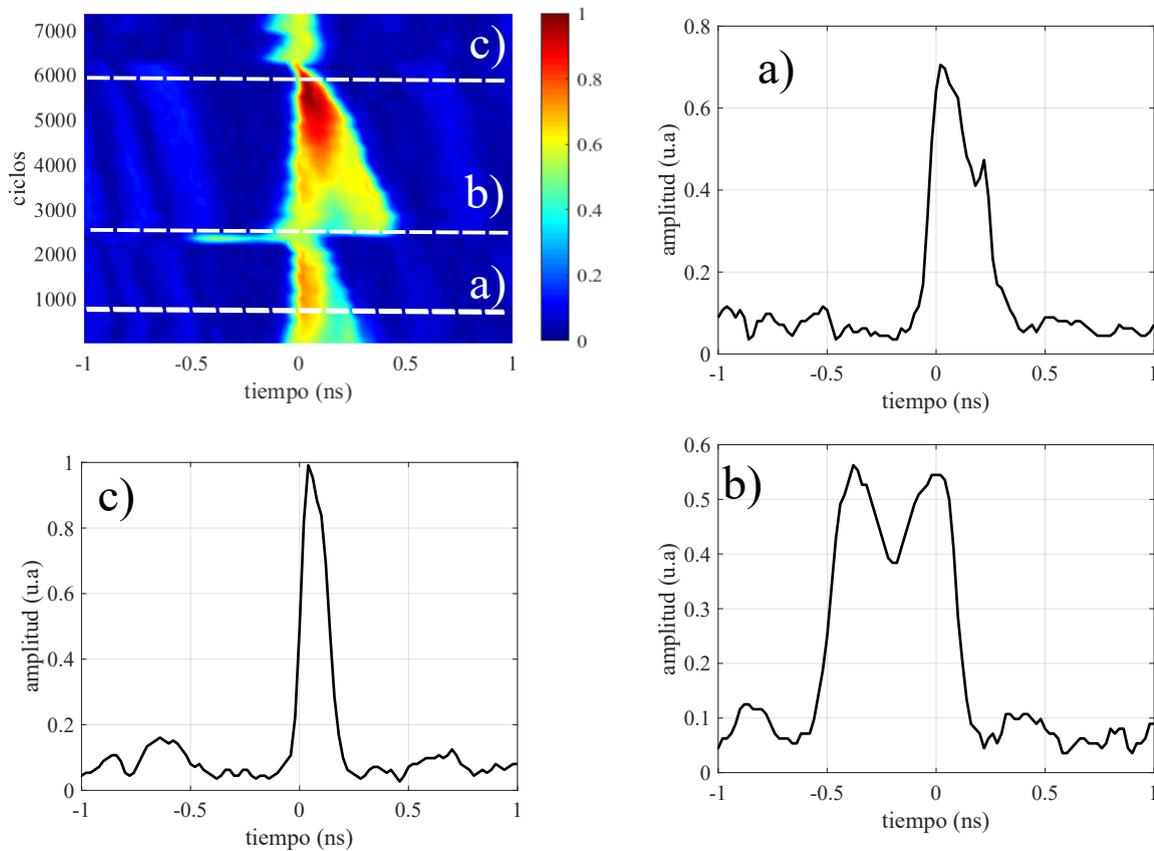


Figura 5.57: mapeo temporal a 7,200 ciclos a) single-shot a 900 ciclos, b) ensanchamiento del pulso a 2500 ciclos, c) recomprimiento del pulso a 6000 ciclos

En la figura 5.57 se muestra el mapeo temporal a una evolución de 7200 ciclos en la figura 5.57 compuesta de 40 single-shot a) se pudo observar como la imagen de intensidades muestra un pulso con un ancho temporal de 600ps angosto para el promedio medido con una amplitud de 0.65 consecutivamente se comprime por 1000 ciclos posteriores, hasta que emerge un pulso aledaño que crece rápidamente y se une al pulso principal en un lapso de 3000 ciclos mostrado en la figura 5.57 b), hasta llegar a un pulso principal de 200ps de ancho temporal y una amplitud máxima como lo muestra la figura 5.57 c) que ciclos posteriores el pulso se vuelve a romper.

5.17.7. single-shot por cada 1ms

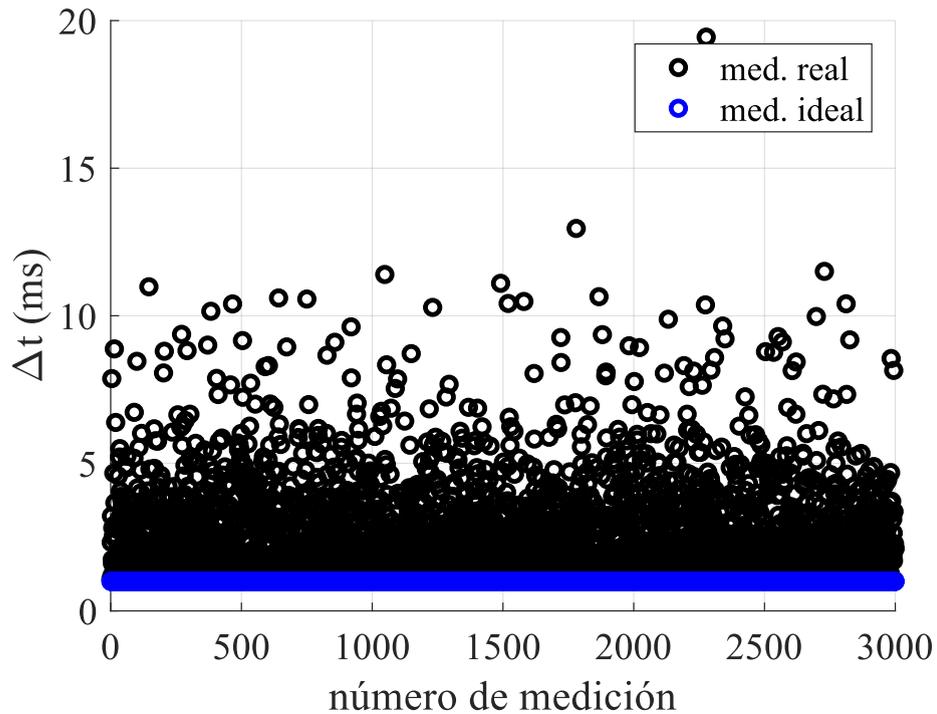


Figura 5.58: medición de time-stamp a 1ms.

La figura 5.58 se muestra la medición de time-stamp, se observa como a un intervalo mayor de tiempo, las muestras se alejan mucho de la medición ideal llegando hasta 18ms de tiempo muerto de medición por lo que para el mapeo temporal para el presente láser el tiempo característico de las dinámicas no es tan largo (abarcan alrededor de 180μs).

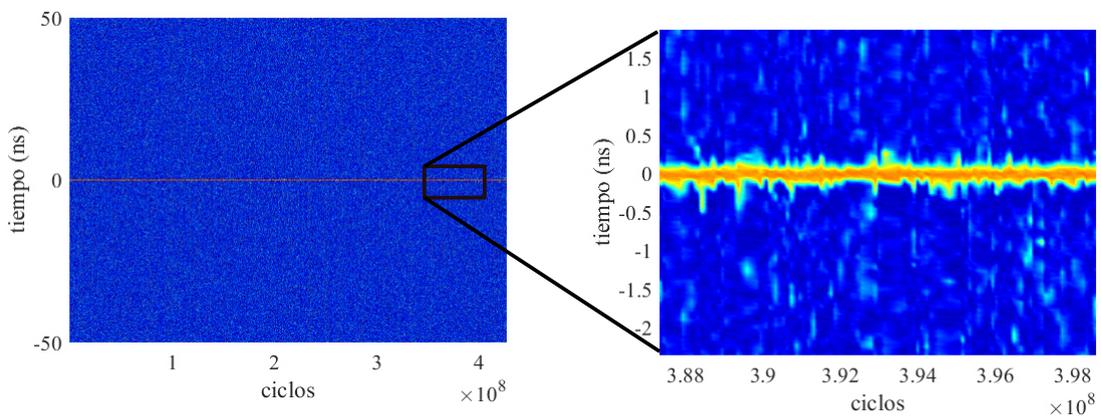


Figura 5.59: mapeo temporal a 1ms de intervalo, b) acercamiento de la medición

En la figura 5.59. se muestra la medición a lo largo de aproximadamente 15seg, con 3000

single-shot, las dinámicas no son tan lentas al menos para este láser por lo que a hacer un acercamiento se observará un promedio de los single-shot mostrando ciertas irregularidades en el ancho temporal del pulso. Los single-shot son muy lejanos a las dinámicas obtenidas por lo que solo se puede apreciar una película de la evolución a trozos muy largos de tiempo que pueden parecer incoherentes, ya que se pierde la continuidad de la evolución, a pesar de ello, se puede observar en la figura 5.53, 5.55 y 5.57 que el rompimiento y el surgimiento de pulsos secundarios que interactúan afectan directamente al pulso principal y el proceso es bidireccional, es decir que puede surgir tanto como a la derecha o izquierda del pulso principal.

5.18. Conclusiones

En la presente tesis de reporto el desarrollo de un programa para la caracterización experimental de dinámicas en un láser de fibra óptica de amarre de modos pasivo en cavidad de anillo, con un absorbedor saturable basado en la rotación no-lineal de polarización. El ancho temporal del pulso promedio fue de $260ps$ alrededor conforme los ciclos avanzaban el pulso se comprimía y se rompía surgiendo pulsos secundarios que se unían al pulso principal rápidamente.

Fast-Frame Mediciones a

$1\mu s$: para las mediciones a $1\mu s$ la tendencia de las mediciones capturadas fue de $3\mu s$ aunque bajemos el valor del trigger el equipo solo permitía hacer mediciones cada $3\mu s$ como mínimo, aun así se logró observar las dinámicas de manera que se ahorra espacio de medición ya que, a comparación de los ciclos consecutivos, se capturo cada 16 ciclos permitiéndonos seguir las dinámicas, aunque mostraba ciertos puntos donde la captura fue tan alejada de la medición ideal que era imposible seguir con un mapeo temporal coherente y era un recorte muy notorio en la secuencia que formaba el pulso.

$5\mu s$: Las mediciones a $5\mu s$ aún permitían observar las dinámicas ocurridas en el láser e inclusive nos permitió observar 3000 ciclos compuestos de 36 single-shot, permitiendo optimizar la memoria, aunque dinámicas rápidas como las mostradas a $1\mu s$, no se pueden observar ya que se está dejando un tiempo muerto de medición que corresponde a 83 ciclos y dinámicas rápidas de alrededor de ese periodo no se alcanzaron a observar.

$10\mu s$: Las mediciones a $10\mu s$ permitían observar dinámicas que se desarrollan alrededor de 500, 1000 ciclos, cubriendo 7200 ciclos entre los 40 single-shot capturados, a pesar de que se lograba apreciar las dinámicas el mapeo temporal empieza a presentar una discretización en la imagen de intensidades ya que el intervalo en el que se midió es alejado para que la manta de evolución se pueda apreciar de manera suave.

$1ms$: Las mediciones a $1ms$ no fueron de manera uniforme en particular mientras se notó que mientras el intervalo de medición se aleja hacia $1ms$, $5ms$, etc presentan menores tendencias hace este tipo de intervalos en el trigger, en cuanto al mapeo temporal no se mostraron dinámicas debido a que las ocurridas suceden alrededor del 100, 200, 500, 1000 ciclos, para $1ms$ corresponde a 16,666 ciclos que sería ideal para dinámicas lentas que se llevan a cabo un

tiempo del orden de segundos, pero en particular para este caso solo se observara un pulso sin anomalía alguna.

5.19. Trabajo a futuro

Los esfuerzos que se han realizado para estudiar la evolución de pulsos dentro de la cavidad láser han ido evolucionando, estudiando regímenes complejos y no estacionarios exigiendo técnicas de medición que se apropien cada vez más a las complejidades del láser entre las cuales destacan el mapeo espectral, dinámica de polarización y la presentada en el trabajo el mapeo temporal, lo cual deja mucho por estudiar y desarrollar, lo que motiva mucho por aportar a esta área de investigación.

Aun falta mucho por perfeccionar en las mediciones por “fast-frame” por ejemplo mejorar el tiempo muerto entre medición y medición ya que había mediciones donde el tiempo muerto era sumamente enorme para el tiempo ideal del trigger. Además de la posibilidad de extender este tipo de técnica de medición hacia un el mapeo espectral mediante la transformada dispersiva de Fourier (DFT) permitiendo ver la evolución espectral del pulso en un single-shot y no de un promedio como lo muestra el OSA, sin embargo, las eventualidades que surgen durante el desarrollo del trabajo son diversas y nunca se sabe la complejidad del problema hasta que se resuelve.

Formación académica

Participación en congresos:

- **L. M. Gonzalez-Vidal**, K. E. Contreras-Vallejo, J. M. Estudillo-Ayala, J. C. Hernandez-Garcia, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez y R. Rojas -Laguna. “*Estudio de los efectos de Polarización en un láser de fibra óptica debido a la fuente de Bombeo*”, LXI Congreso Nacional de Física, Puebla, Puebla, México. Octubre 2018, poster.
- **L.M. Gonzalez-Vidal**, J. C. Hernandez-Garcia, J. D. Filoteo-Razo, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J.P. Lauterio-Cruz, J.R. Reyes Ayona and R. Rojas-Laguna, “*Multivariable analysis on the transmission of a NOLM for its application in the generation of complex dynamic pulses*”, RIAO-OPTILIAS-MOPM, Cancún, Quintana Roo, México. Septiembre 2019, póster.

Beca de investigación institucional:

Título: dinámicas complejas en pulsos ultracortos generados por láseres de fibra óptica.

Asesor: Dr. Juan Carlos Hernández García.

Periodo: Agosto-Diciembre 2019.

Participación en proyectos de investigación:

Título: Estudio de dinámicas complejas en pulsos de ruido y sus aplicaciones en el área de ingenierías.

Convocatoria: Convocatoria Institucional de Investigación científica 2019, Dirección de apoyo a la investigación y posgrado.

Periodo: Enero - Diciembre de 2019.

No. de propuesta: 110/2019.

Responsable: Dr. Juan Carlos Hernández García.

Estancia de investigación:

Periodo: Agosto-Diciembre 2019.

Institución: Centro de Investigaciones en Óptica A.C.

Tema: Caracterización experimental de un láser de fibra óptica pulsado.

Asesor: Dr. Olivier Jean Michel Pottiez.

Beca externa

Becado por el IEEE Photonics Society, Para la asistencia a IEEE PHOTONICS CONFERENCE (IPC), Congreso Internacional , 2018 Reston, Virginia.

Bibliografía

- [1] W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, “Fiber lasers and their applications [Invited],” *Applied Optics*, vol. 53, no. 28, p. 6554, 2014. 4, 6
- [2] Z. Wang, Z. Wang, Y.-g. Liu, W. Zhao, H. Zhang, S. Wang, G. Yang, and R. He, “Q-switched-like soliton bunches and noise-like pulses generation in a partially mode-locked fiber laser,” *Optics express*, vol. 24, no. 13, pp. 14 709–14 716, 2016. 4
- [3] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser,” *Optics express*, vol. 14, no. 21, pp. 10 095–10 100, 2006. 4
- [4] E. G. Sánchez, “Desarrollo de técnicas de medición y de procesamiento de datos novedosas para caracterizar pulsos ópticos en un láser de fibra de amarre de modos pasivo,” Ph.D. dissertation, Centro de Investigaciones en Óptica A.C , León, Guanajuato, México, 2016. 4, 5
- [5] O. Torres-Muñoz, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. Lauterio-Cruz, H. Ibarra-Villalon, J. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, and E. Kuzin, “Simultaneous temporal and spectral analysis of noise-like pulses in a mode-locked figure-eight fiber laser,” *Optics express*, vol. 27, no. 13, pp. 17 521–17 538, 2019. 4, 5
- [6] M. A. Solodyankin, E. D. Obraztsova, A. S. Lobach, A. I. Chernov, A. V. Tausenev, V. I. Konov, and E. M. Dianov, “Mode-locked 1.93 μm thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber,” *Optics letters*, vol. 33, no. 12, pp. 1336–1338, 2008. 4
- [7] C. Wei, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, “Passively continuous-wave mode-locked er^{+3} doped zblan fiber laser at 2.8 μm ,” *Optics letters*, vol. 37, no. 18, pp. 3849–3851, 2012. 4, 6
- [8] T. Westphäling, “Pulsed fiber lasers from ns to ms range and their applications,” *Physics Procedia*, vol. 5, pp. 125–136, 2010. 4, 6
- [9] J.-H. Lin, C.-L. Chen, C.-W. Chan, W.-C. Chang, and Y.-H. Chen, “Investigation of noise-like pulses from a net normal yb-doped fiber laser based on a nonlinear polarization rotation mechanism,” *Optics letters*, vol. 41, no. 22, pp. 5310–5313, 2016. 5, 6
- [10] D. Churkin, S. Sugavanam, N. Tarasov, S. Khorev, S. Smirnov, S. Kobtsev, and S. Turitsyn, “Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers,” *Nature communications*, vol. 6, no. 1, pp. 1–6, 2015. 5

-
- [11] G. M. Donovan, “Dynamics and statistics of noise-like pulses in modelocked lasers,” *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 309, pp. 1–8, 2015. 5
- [12] Z. Cheng, H. Li, and P. Wang, “Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in yb-doped mode-locked fiber lasers,” *Optics Express*, vol. 23, no. 5, pp. 5972–5981, 2015. 5
- [13] A. F. Runge, N. G. Broderick, and M. Erkintalo, “Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser,” *Optica*, vol. 2, no. 1, pp. 36–39, 2015. 5, 6, 12
- [14] E. L. Dereniak and T. D. Dereniak, “Geometric and trigonometric optics,” 2008. 10
- [15] K. K. R. Resnick, D. Halliday, *Física vol. 2*. Grupo editorial la patria, 2017. 10, 14
- [16] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*. John Wiley & Sons, 2012, vol. 222. 12, 13, 15, 16, 17, 18, 32
- [17] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013. 13, 19
- [18] O. B. Llanos, “estudio de un sistema láser híbrido de iterbio (yb+3) y tipo raman,” Master’s thesis, Centro de Investigaciones en Óptica A.C , León, Guanajuato, México, 2016. 19
- [19] V. Ter-Mikirtychev, “Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers,” 2014. 21
- [20] J.-H. Lin, C.-L. Chen, C.-W. Chan, W.-C. Chang, and Y.-H. Chen, “Investigation of noise-like pulses from a net normal yb-doped fiber laser based on a nonlinear polarization rotation mechanism,” *Optics letters*, vol. 41, no. 22, pp. 5310–5313, 2016. 21
- [21] D. Churkin, S. Sugavanam, N. Tarasov, S. Khorev, S. Smirnov, S. Kobtsev, and S. Turitsyn, “Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers,” *Nature communications*, vol. 6, no. 1, pp. 1–6, 2015. 21, 22, 23
- [22] G. M. Donovan, “Dynamics and statistics of noise-like pulses in modelocked lasers,” *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 309, pp. 1–8, 2015. 21, 22, 23
- [23] Y.-g. Liu, X. Dong, P. Shum, S. Yuan, G. Kai, and X. Dong, “Stable room-temperature multi-wavelength lasing realization in ordinary erbium-doped fiber loop lasers,” *Optics Express*, vol. 14, no. 20, pp. 9293–9298, 2006. 22, 23
- [24] D. Chen, S. Qin, and S. He, “Channel-spacing-tunable multi-wavelength fiber ring laser with hybrid raman and erbium-doped fiber gains,” *Optics Express*, vol. 15, no. 3, pp. 930–935, 2007. 22, 23
- [25] X.-j. Jia, Y.-g. Liu, L.-b. Si, Z.-c. Guo, S.-g. Fu, G.-y. Kai, and X.-y. Dong, “A tunable narrow-line-width multi-wavelength er-doped fiber laser based on a high birefringence fiber ring mirror and an auto-tracking filter,” *Optics communications*, vol. 281, no. 1, pp. 90–93, 2008. 22, 23

- [26] Z. Wang, Z. Wang, Y.-g. Liu, W. Zhao, H. Zhang, S. Wang, G. Yang, and R. He, “Q-switched-like soliton bunches and noise-like pulses generation in a partially mode-locked fiber laser,” *Optics express*, vol. 24, no. 13, pp. 14 709–14 716, 2016. 23
- [27] Z. Chen, A. Grudinin, J. Porta, and J. Minelly, “Enhanced q switching in double-clad fiber lasers,” *Optics letters*, vol. 23, no. 6, pp. 454–456, 1998. 24
- [28] V. Matsas, T. Newson, D. Richardson, and D. N. Payne, “Self-starting, passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting non-linear polarisation rotation,” *Electronics Letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1391–1393, 1992. 24, 30
- [29] G. P. Agrawal, “Nonlinear fiber optics,” in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Springer, 2000, pp. 195–211. 24, 35, 36, 37, 41, 42
- [30] X. Giménez, “Femtoquímica,” *Revista de la Societat Catalana de Química*, pp. 36–48, 2000. 24
- [31] T. S. Tkaczyk, *Field guide to microscopy*. Society of Photo Optical, 2010, vol. 13. 24, 26
- [32] L. Kong, X. Xiao, and C. Yang, “Tunable all-normal-dispersion yb-doped mode-locked fiber lasers,” *Laser physics*, vol. 20, no. 4, pp. 834–837, 2010. 26
- [33] A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, “Properties of normal-dispersion femtosecond fiber laser,” *JOSA B*, vol. 25, no. 2, pp. 140–148, 2008. 27
- [34] —, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nj,” *Optics letters*, vol. 32, no. 16, pp. 2408–2410, 2007. 28
- [35] P. Grelu, F. Belhache, F. Gутty, and J.-M. Soto-Crespo, “Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser,” *Optics letters*, vol. 27, no. 11, pp. 966–968, 2002. 28
- [36] K. Tamura, E. P. Ipen, H. S. Haus, L. E. Nelson, and C. R. Doerr, “Stretched-pulse fiber laser,” Apr. 30 1996, uS Patent 5,513,194. 28
- [37] F. Ilday, F. Wise, and T. Sosnowski, “High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror,” *Optics letters*, vol. 27, no. 17, pp. 1531–1533, 2002. 28
- [38] —, “High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror,” *Optics letters*, vol. 27, no. 17, pp. 1531–1533, 2002. 29
- [39] J. Dziedzic, R. H. Stolen, and A. Ashkin, “Optical kerr effect in long fibers,” *Applied optics*, vol. 20, no. 8, pp. 1403–1406, 1981. 29, 37
- [40] D. Halliday, R. Resnick, and J. Walker, *Fundamentals of physics*. John Wiley & Sons, 2013. 29, 39
- [41] H. Ibarra-Villalón, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. Lauterio-Cruz, and A. Gomez-Vieyra, “Principles of operation of a passively mode-locked fiber ring laser and 3d mapping of ultra-short pulses,” *Revista mexicana de física E*, vol. 64, no. 2, pp. 195–204, 2018. 44

-
- [42] Tektronix, *Using FastFrame Segmented Memory*. Tektronix Inc, O.R, USA, 2010. 46
- [43] —, *User Manual MSO70000C/DX Series Mixed Signal Oscilloscopes*. Tektronix Inc, O.R, USA, 2010. 46