



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

“DISEÑO Y ESTUDIO EXPERIMENTAL DE UN LÁSER DE FIBRA DOPADA CON ITERBIO DE AMARRE DE MODOS PASIVO”



Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Óptica)

Presenta: Jair Abraham Carrasco Ramírez

Director de Tesis: Dr. Olivier Jean Michel Pottiez

“Versión Definitiva. Incluye cambios sugeridos por revisores.”

Vo. Bo. Director de tesis

León · Guanajuato · México

Septiembre de 2020

Dedico esta tesis a:

Mis padres que me han apoyado en toda mi trayectoria académica.

Mis hermanos, Omar, Karla, Johann y Regina por brindarme su apoyo y amor durante este camino.

Mis amigos por permitirme aprender de sus experiencias y conocimientos.

Resumen

En esta tesis se implementa un láser de amarre de modos pasivo dopado con iterbio con configuración de anillo en régimen de dispersión normal (láser ANDi). Se estudia experimentalmente en el dominio del tiempo la dinámica en el que opera este láser, la cual se encuentra en una transición entre onda continua (CW) y amarre de modos (ML). Se propone e implementa una técnica llamada memoria segmentada (SM) que permite obtener una secuencia espacio-temporal sobre una cierta escala de tiempo con una resolución de $20ps/punto$, cuya secuencia no pudo ser evidenciada implementando la medición convencional single-shot. Esta técnica de SM se basa en la capacidad de optimización de la memoria del osciloscopio utilizado en este trabajo. Se encuentra una dinámica donde la radiación cubre toda la cavidad, cuya característica predominante es que coexisten diferentes pulsos que emergen sucesivamente, crecen en amplitud, y se comprimen temporalmente hasta que su amplitud decae abruptamente. Este proceso se realiza aparentemente de forma caótica en diferentes tiempos y partes de la cavidad. Los picos de mayor amplitud dominan por un cierto tiempo la radiación intracavitaria, y después son reemplazados por otros pulsos emergentes. Como la radiación cubre todo el periodo y no existe un pulso que llegue a un estado estable, el régimen se caracteriza como una etapa intermedia entre las operaciones de amarre de modos (ML) y onda continua (CW). La caracterización de esta dinámica fue posible por la implementación de la técnica de SM, por lo que se destaca las posibilidades de esta técnica para una adecuada caracterización de este régimen encontrado poco convencional. Por ello, se cree que esta técnica puede ser utilizada para caracterizar dinámicas en estado estacionario o no estacionario que ocurren en distintas escalas de tiempo desde 10s de μs hasta 100s de ms con una resolución de $10ps/punto$.

Agradecimientos

Primero me gustaría agradecer a mi asesor, al Dr. Olivier Pottiez, por todo su invaluable apoyo durante este trabajo de tesis, en particular por su enseñanza y paciencia que me brindó en este camino. A los profesores quienes me brindaron su conocimiento, apoyo y consejos que fueron esenciales en mi formación profesional.

Agradezco a mis compañeros y colegas del CIO, por esos momentos de recreación, esas pláticas y aprendizaje que estuvieron siempre presentes durante mi estancia en este centro.

Estoy muy agradecido con el CONACYT por el apoyo económico que brindó durante mis estudios de posgrado. Al CIO, por su infraestructura y recursos necesarios que hicieron posible llevar a cabo este trabajo.

Gracias a mi familia, por sus consejos, apoyo y amor que estuvieron en todo momento durante estos años, pues por ellos todo el esfuerzo tiene sentido.

Contenido

Resumen	II
Agradecimientos	III
Listado de figuras	VII
Lista de acrónimos	XII
Capítulo 1. Introducción	1
Capítulo 2. Marco teórico	3
2.1 Birrefringencia en fibras ópticas	3
2.2 Dispersión en fibras ópticas	5
2.3 Dispersión cromática	7
2.4 Efectos no lineales en fibras ópticas	10
2.4.1 Auto modulación de fase SPM	10
2.4.2 Modulación de fase cruzada XPM	11
2.4.3 Rotación de polarización no lineal NPR	11
2.4.4 Lente Kerr	12
2.4.5 Esparcimiento Raman estimulado	12
2.4.6 Mezcla de cuatro ondas FWM	14
2.5 Mecanismo del SA artificial mediante el efecto de NPR	15
2.6 Amarre de modos	17
2.6.1 Operación de amarre de modos por el principio de superposición del campo eléctrico	18
2.6.2 Amarre de modos activo	20

2.6.3 Amarre de modos pasivo	21
2.7 Absorbedores saturables SA	22
2.8 Principio de operación de un láser de fibra de amarre de modos pasivo con cavidad de anillo PML-FRL	23
2.9 Pulsos ópticos en láseres de amarre de modos pasivo	25
2.9.1 Solitones ópticos	25
2.9.2 Solitones de compensación de dispersión	27
2.9.3 Similaritones	28
2.9.4 Solitones disipativos	29
2.9.5 Láseres ANDi y solitones disipativos de resonancia (DSR)	31
2.10 Dinámicas de solitones en láseres de amarre de modos pasivo	32
2.10.1 Pulsos de ruido NLPs	33
2.10.2 Spiny solitons	34
2.10.3 Solitones múltiples	34
2.10.4 Ondas gigantes u optical rogue waves	36
Capítulo 3. Técnicas de caracterización de pulsos ópticos	38
3.1 Técnicas convencionales para la caracterización de dinámicas	38
3.2 Mapeo temporal en 3D mediante la técnica de Single-Shot SS (una sola adquisición)	42
3.3 Mapeo espectral en 3D mediante la Transformada de Fourier Dispersiva	44
3.4 Caracterización por lentes temporales	45
3.4.1 Magnificación temporal	47
Capítulo 4. Mapeo temporal en 3D mediante la técnica de memoria segmentada SM	50
4.1 Función Fast Frame del osciloscopio rápido	51

4.2 Referencia para realizar la alineación de las trazas cuando existe un pulso intenso dominante	54
4.3 Referencia para realizar la alineación de las trazas respecto al tiempo entre adquisiciones	56
4.4 Problemática cuando $\Delta ts \gg \Delta ts_i$	60
Capítulo 5. Resultados experimentales	64
5.1 Descripción del arreglo experimental	64
5.2 Caracterización básica	65
5.3 Mapeo temporal en 3D	73
5.3.1 Mapeo temporal en 3D por la técnica Single-Shot	74
5.3.1.1 Single-shot con 841 ciclos	74
5.3.1.2 Single-shot con 1680 ciclos	77
5.3.1.3 Single-shot con 5251 ciclos	79
5.3.2 Mapeo temporal en 3D por la técnica de memoria segmentada	82
5.3.2.1 Correlación entre los pulsos	87
5.3.2.2 Autocorrelación en 2D de la sabana	89
5.4 Estadística para posible evidencia de eventos gigantes	90
Capítulo 6. Discusión y conclusiones	92
6.1 Discusión	92
6.2 Conclusiones	96
Referencias	98

Listado de figuras

2.1. Propagación del estado de polarización de una onda electromagnética a través de una fibra óptica birrefringente. L_β es la longitud de batido	4
2.2. Fenómenos lineales que surgen del fenómeno de dispersión en un medio transparente	6
2.3. El pulso sufre un offset debido al tiempo atrasado de grupo	8
2.4. El pulso sufre un ensanchamiento en su duración debido a GDD	8
2.5. Mecanismo del chirp en un pulso (de izquierda a derecha): pulso con $C = 0$, $C > 0$ (upchirp) y $C < 0$ (downchirp)	9
2.6. Esparcimiento de la luz: (a) Esparcimiento de Rayleigh, esparcimiento Raman (b) Stokes y (c) anti Stokes	13
2.7. Respuesta espectral ($g_R(\Omega)$) de la ganancia Raman para la sílice a una potencia de bombeo de 1550 nm	14
2.8 Generación de nuevas componentes de frecuencia mediante la mezcla de cuatro ondas	15
2.9. Esquema del mecanismo del SA artificial por NPR con estado de polarización elíptico inicial y un polarizador lineal. a) A bajas potencias (sin NPR, sin efecto del SA) y b) a altas potencias (efecto del SA por NPR)	16
2.10. Curva de transmisión del polarizador lineal considerando la NPR con un estado de polarización elíptico inicial ($u = 2/\sqrt{5}$ y $v = 1/\sqrt{5}$, $A_c = 3/5$ y $\gamma_N = 1.5Km^{-1}W^{-1}$) para una longitud de $L = 100m$ y el LP orientado a lo largo del eje vertical	17
2.11. a) Intensidad normalizada del campo eléctrico total por el mecanismo de amarre de modos sobre tres periodos y b) Campo eléctrico total para diferentes números de modos n	20
2.12. (a) Esquema de un láser de amarre de modos activo. En este caso el modulador se coloca junto el primero espejo para modular en cada ciclo. (b) Esquema de un láser pasivo. SA representa el absorbedor saturable	21

2.13. Curva de transmitancia típica de un absorbedor saturable en función de la potencia del pulso óptico	22
2.14. Esquema de los elementos básicos que componen un láser de fibra de amarre de modos pasivo por la técnica de NPR (PML-FRL)	24
2.15. Esquema simplificado para estudiar la función de transmisión del SA artificial	24
2.16. Esquema de un láser de fibra con cavidad de anillo	25
2.17. Perfil temporal y espectro típico con bandas de Kelly de un solitón	27
2.18. Esquema de un láser de fibra de estiramiento de pulsos	28
2.19. Perfil temporal de un similaritón; la línea discontinua representa la curva teórica de un similaritón, los puntos rojos los datos experimentales y la línea negra es la curva de ajuste	29
2.20. Ejemplos de solitones disipativos que satisfacen la ecuación (CGLE). Se muestran perfiles como secante hiperbólica y perfil plano	31
2.21. a) Cavidad de un láser de fibra todo normal (láser ANDi) y b) su típico espectro	31
2.22. Perfil temporal de un solitón disipativo de resonancia (DSR). Se muestra que su potencia pico permanece casi constante mientras aumenta su duración temporal a partir de $E_{sat} = 0.8nJ$	32
2.23. a) Envolvente medida experimentalmente de un NLP y subpulsos internos simulados numéricamente y (b) tren de pulsos estable	33
3.1. Esquema de un autocorrelador de intensidad	39
3.2. Autocorrelación de un solitón con forma de $sech^2 x$	40
3.4 Medición temporal de un pulso periódico con un osciloscopio	43
3.5. Técnica del mapeo temporal de la evolución del perfil temporal de los pulsos sobre N ciclos de la cavidad	43
3.6. Segmentación de los datos respecto al a) periodo exacto, b) menor al periodo verdadero y c) mayor al verdadero	44
3.7. Mapeo temporal de la evolución de un NLP utilizando la técnica single-shot. La flecha verde indica un evento extremo (ORW) generador del solitón	45
3.8. Principio de la transformada de Fourier dispersiva (DFT)	46

3.9. Ilustración del mecanismo de un lente temporal comparado con el enfoque de teoría de rayos	46
3.10. Mecanismo de lente temporal mediante la técnica de mezcla de cuatro ondas (FWM)	48
3.11. Diagrama que muestra el concepto de magnificación temporal utilizando la lente temporal por FWM. Un pulso de bombeo con chirp se mezcla con la señal de entrada que transfiere una fase cuadrática a la señal	48
4.1. Ilustración de la captura de eventos por el osciloscopio. Δt : Tiempo entre adquisición, #T: número de ciclos transcurridos entre cada adquisición, pd: posición de disparo y ad: amplitud de disparo.	52
4.2. Ejemplo de la posición de disparo indicado por la flecha color naranja (pd) y amplitud de disparo indicado con la flecha color rosa (ad)	53
4.3. Sabana en el que todas las amplitudes de la señal que cumplen con la ad son colocadas en pd: $t=0$ (indicado por la flecha color naranja)	56
4.4. Diagrama de flujo del algoritmo para la alineación respecto al tiempo entre adquisiciones. Donde Δt_j es el tiempo entre cada adquisición, T es el periodo de la cavidad y $r_j + r_{j-1}$ es la cantidad a recorrer en cada traza a_n respecto a la anterior a_{n-1}	58
4.5. Sabana resultante utilizando la técnica de alineación respecto al tiempo entre adquisiciones Δt_s . Los colores blancos representan valores negativos de voltaje	59
4.6. Sabana resultante aplicando el método de los mínimos cuadrados	60
4.7. Valores de los de los tiempos entre adquisiciones para 3000 adquisiciones (izquierda) y para 100 adquisiciones (derecha)	61
4.8. a) Sabana utilizando el comando surf de Octave y b) con el comando waterfall. c) Muestra los tiempos en que se registraron cada una de las adquisiciones y d) los sitios donde no hay datos. Se muestran solo 100 adquisiciones	62
4.9. Sabana hecha por la función surf de Octave, la cual suaviza y rellena los espacios donde no existen datos	62
4.10. Análisis de la evolución del pulso donde el tiempo entre eventos es aproximadamente constante ($\sim 3\mu s$)	63
5.1. Figura 5.1. Arreglo experimental; PC representa las placas retardadoras y LP el polarizador lineal de fibra	65

5.2. Caracterización del láser a) P_p vs P_o , b) tren de pulsos sobre tres periodos consecutivos	66
5.3. a-c) Tres periodos consecutivos y d) espectro a diferentes P_p ; emisión espontanea amplificada ASE, inicio de amarre de modos y a una potencia de bombeo a analizar	67
5.4 a) Espectro y (b) longitud de onda central λ_c para diferentes potencias de bombeo P_p	67
5.5. a) $FWHM$ a diferentes P_p medido con dos OSAs con diferentes resoluciones y b) espectro en el que se observa el efecto FP	69
5.6. Duración temporal para diferentes P_p	71
5.7. Ajuste con diferentes funciones para diferentes potencias de bombeo	72
5.8. (a) Single-Shot registrado por el osciloscopio, (b) 3 periodos consecutivos y (c) sábana después de segmentar los datos	75
5.9. (a) Intensidad, (b) ancho temporal, (c) energía, (d) espacio fase de los pulsos en cada ciclo de los pulsos en cuestión	77
5.10. Sabana resultante con 1680 ciclos	78
5.11. a) Intensidad, b) ancho temporal y (c) energía de los pulsos en cuestión, y f) espacio-fase	79
5.12. Sabana resultante con 5251 ciclos	80
5.13. a) Intensidad, b) ancho temporal y c) Evolución de la energía de los pulsos en cuestión, y d) espacio fase	81
5.14. a) Ilustración de la deformación del pulso 4 después del ciclo ~ 4000 , b) en el ciclo 4000 y c) 4500. Mediciones con $10ps/pt$ de resolución	81
5.15. a) Tiempo entre adquisiciones, b) time-stamp (tiempo absoluto de las adquisiciones), c) sabana sobre el periodo de la cavidad y d) muestra una perspectiva en 3D	84
5.16. a) Pulsos en cuestión, b) intensidad y c) ancho temporal de los pulsos, d) energías normalizadas respecto a la energía total en la cavidad en cada periodo, e) espacio fase y f) perspectiva en 3D de los pulsos en cuestión	86
5.17. Acercamiento en la formación de los pulsos	87
5.18. Graficas de correlación entre las energías de algunos pulsos en cuestión (E_i)	88
5.19. Función de autocorrelación en 2D en el dominio temporal y espacial $G_I(\tau, \xi)$, calculado de la dinámica espacio-temporal para $P_p = 226.5mW$	89

5.20. Histogramas de la distribución de la intensidad óptica en escala a) lineal y b) logarítmica. c) Muestra el ajuste de la distribución en escala lineal, la cual se ajusta a una curva tipo exponencial 91

Lista de acrónimos

Acrónimo	Término
AM	Medio activo
ANDi	Dispersión todo normal (láser)
ASE	Emisión espontánea amplificada
CW	Onda continua
DCF	Fibra de compensación de dispersión
DSR	Solitón disipativo de resonancia
EDF	Fibra dopada con erbio
F8L	Láser de figura 8
FL	Láser de fibra
FP	Fabry-Perot
FWHM	Ancho de banda a la mitad de la máxima amplitud
FWM	Mezcla de cuatro ondas
GNLSE	Ecuación general no lineal de Schrödinger
GVD	Dispersión de velocidad de grupo
HML	Amarre de modos armónico
HWR	Retardador de media onda
ISO	Aislador óptico
LP	Polarizador lineal de fibra
ML	Amarre de modos
NALM	Amplificador de lazo óptico no lineal
NLP	Pulso de ruido
NLSE	Ecuación no lineal de Schrödinger

NOLM	Espejo de lazo óptico no lineal
NPE	Evolución de polarización no lineal
NPR	Rotación de polarización no lineal
ORW	Onda óptica extrema
OSA	Analizador de espectros ópticos
PC	Controlador de polarización
PI-ISO	Aislador óptico independiente de la polarización
PMF	Fibra que mantiene la polarización
PML	Amarre de modos pasivo
PL	Polarizador óptico lineal
PPL	Limitación de potencia pico
QCW	Onda casi continua
SA	Absorbedor saturable
SCG	Generación de supercontinuo
SFS	Auto retraso de frecuencia
SM	Memoria segmentada
SMF	Fibra monomodo (fibra estándar)
SPM	Automodulación de fase
SRS	Esparcimiento estimulado Raman
SS	Single-shot (un solo disparo)
SWH	Amplitud de onda significativa
u.a	Unidades arbitrarias
WDM	Multiplexador por división de longitud de onda
XPM	Modulación de fase cruzada
YDF	Fibra dopada con iterbio

Capítulo 1. Introducción

La investigación en el desarrollo de láseres de fibra de amarre de modos pasivo (PML-FL, por sus siglas inglés) ha sido de gran interés en la comunidad científica durante los últimos años debido a su gran potencial en el desarrollo tecnológico en diferentes áreas de estudio, pues las características que poseen (potencia pico, ancho de banda, estabilidad de los pulsos, etc.) han sido atractivas para una gran variedad de aplicaciones en áreas tales como: aplicaciones biomédicas, procesamientos de materiales, comunicaciones ópticas, así como el estudio de fenómenos no lineales.

Se ha encontrado numéricamente y experimentalmente que los láseres de fibra de pulsos cortos y ultracortos ($fs-ps$) por amarre de modos pasivo operan en regímenes tales como: similaritones [1], solitones conservativos y disipativos [2, 3], pulsos de ruido (NLPs) [4, 5], explosiones de solitones [6], solitones disipativos de resonancia (DSR) [7], solitones espinosos [8], entre otros. También, se han evidenciado regímenes mixtos, por ejemplo, O. Pottiez *et al.* [9] analizan la relación entre solitones disipativos y NLP en altas intensidades. Demuestran que este régimen puede tener compatibilidad con las ondas ópticas gigantes (ORW, optical rogue waves en inglés), que son otro tipo de fenómenos también de gran interés.

Debido a la complejidad en que operan estas dinámicas, se han desarrollado diversas técnicas para caracterizar experimentalmente estos regímenes. Entre las técnicas convencionales se encuentran: medición del perfil temporal (autocorrelación AC), medición del espectro con un OSA y mapeo temporal en 3D por medición single-shot (SS). Algunas técnicas novedosas que se han implementado son: mapeo simultáneo en 3D en el dominio temporal y espectral (longitud de onda) mediante la técnica de Transformada de Fourier Dispersiva (DFT), la cual consiste en una fibra dispersiva + osciloscopio rápido [10], entre otras. También, se encuentra el análisis de la dinámica del estado de polarización del pulso óptico a la salida del láser. Tsaturian, *et al.* [11] realizan la medición del estado de polarización en moléculas de solitones en un PML-FL, donde encuentran una interacción entre la birrefringencia lineal y circular en la cavidad del láser. Algunas de estas técnicas se han implementado, por ejemplo, por O. S. Torres *et al.* [10]. Analizan los NLPs mediante un mapeo en el dominio del tiempo y longitud de onda (DFT) en un láser de fibra de amarre de modos de figura-8 en regímenes no estacionarios. Encuentran que existe una correlación entre estas dos mediciones con las fluctuaciones de energía del sistema.

En el presente trabajo, además de implementar algunas de las técnicas convencionales, se realiza un mapeo temporal en 3D por medio de la medición single-shot (SS) y por la técnica de memoria segmentada (SM). Esta última captura una medición SS cada cierto intervalo de tiempo, lo que permite analizar regímenes que ocurren en distintas escalas de tiempo (desde ~ 10 s de μs hasta 100s de ms) sin perder significativamente la resolución en que se registran los datos (~ 50 Giga-muestras por segundo) gracias a una función interna del osciloscopio rápido que se utiliza en este trabajo. Si bien, la técnica SS también permite capturar un mayor número de ciclos, el costo de esto es disminuir la resolución, lo cual no es el caso con la técnica de SM. E. Garcia-Sanchez *et al.* [12] implementan una técnica similar a SM. Realizan un mapeo temporal para caracterizar NLP en régimen no estacionario en un láser de fibra dopada con erbio de figura-8. Sin embargo, la resolución que reportan ($\sim ns$) y el tiempo entre mediciones (100s de ms) son factores que limitan encontrar eventos que ocurren en una escala más corta, además de la resolución en que realizan las mediciones. Así, resaltamos el potencial de la técnica de SM que permite analizar dinámicas que ocurren en una gran variedad de escalas de tiempo teniendo una resolución de hasta $10ps/punto$.

Para lograr lo anterior, en el segundo capítulo se describen algunos conceptos básicos sobre la teoría de los láseres de fibra de amarre de modos pasivo, que son necesarios para tener una idea de los fenómenos y mecanismos que permiten la generación de pulsos cortos\ultracortos y regímenes que son dignos de estudiar. Así, se describen los fenómenos no lineales que ocurren en las fibras, los cuales tienen un impacto importante en la formación de pulsos. Después, a fin de comparar el régimen de operación de nuestro láser, se describen algunos regímenes comunes que se han reportado a lo largo de los años (similaritones, solitones disipativos de resonancia, pulsos de ruido, etc.), así como algunos otros más exóticos encontrados en estos tipos de láseres como son: solitones pulsantes, eventos gigantes, cristales de solitones, etc.

En el capítulo 3 se describen algunas técnicas experimentales que se han utilizado ampliamente por la comunidad científica para caracterizar, estudiar y analizar estos tipos de regímenes. En el capítulo 4 se describe la técnica propuesta en este trabajo (SM), con la que fue posible obtener la secuencia temporal de la dinámica en que opera la cavidad láser. Después, en el capítulo 5 se describen los resultados experimentales y, por último, en el capítulo 6 se presenta una discusión y conclusiones de esta tesis.

Capítulo 2. Marco teórico

En esta sección se describen algunos conceptos generales sobre el área de estudio en que se basa esta tesis. Primero se introduce el concepto de birrefringencia y el fenómeno de dispersión que están presentes en las fibras ópticas. Después, se describen algunos fenómenos no lineales que se presentan en las fibras, los cuales tienen un gran efecto en la formación de pulso ópticos. El más importante es el efecto Kerr, que trae como consecuencia la dependencia del índice de refracción con la intensidad de la onda, la cual se propaga a través de la fibra. Esta variación del índice de refracción produce un cambio de fase no lineal que da fruto a una auto modulación de fase y una modulación de fase cruzada. Se describe también el efecto de rotación de polarización no lineal (NPR) que es el resultado del efecto Kerr, cuyo efecto se aprovecha para producir un absorbedor saturable artificial en las cavidades de anillo. Este efecto se utiliza en la cavidad de nuestro esquema.

Por otro lado, se discute el concepto de solitón conservativo que es una solución a la ecuación de Schrödinger no lineal como consecuencia de los fenómenos no lineales y la dispersión anómala. Es posible expandir este caso convencional teniendo en cuenta otros efectos que influyen en la formación de pulsos (efectos no lineales + dispersión + efectos disipativos) y encontrar otros tipos de soluciones que dan origen a diferentes tipos de solitones (pulsos estirados, similaritones, solitones disipativos de resonancia, etc.), entre otros más complejos como: pulsos de ruido (NLPs), explosiones de solitones, y demás regímenes de naturaleza no estacionaria como: solitones espinosos, eventos gigantes etc.

2.1 Birrefringencia en fibras ópticas

Matemáticamente la birrefringencia se escribe como:

$$B = \Delta n = |n_o - n_e|, \quad (2.1)$$

donde n_o es la componente en el eje ordinario (eje rápido) y n_e la componente en el eje extraordinario (eje lento). La birrefringencia puede originarse en materiales como la calcita

con forma de tetraedro o en el caso de las fibras ópticas cuya geometría en la fabricación puede no ser en la práctica perfecta generando un eje ordinario y otro extraordinario. También se puede generar por imperfecciones dentro de la fibra y/o de los diferentes esfuerzos mecánicos en el que puede someterse. Como resultado se obtiene una fibra birrefringente. En la Fig. 2.1 se ilustra como cambia el estado de polarización de un haz óptico que se propaga a través de una fibra óptica birrefringente. Existen fibras ópticas que se fabrican de tal forma que obtengan un alto grado de birrefringencia (10^{-3}), es decir, su longitud de batido es muy corta, de algunos milímetros. Esto hace que estas fibras mantengan aproximadamente el estado de polarización del haz polarizado linealmente según uno de sus ejes. Estas fibras se conocen como fibras de alta birrefringencia. Una de las más comunes es el tipo panda (PMF). Estas fibras generalmente son de mayor costo que las convencionales pero muy practicas cuando se trabaja con polarización de la luz. Por el contrario, las fibras de baja birrefringencia (10^{-7}) tienen una longitud de batido de 10 a 100m aproximadamente [13].

La ecuación (2.2) se conoce como la longitud de batido que es la longitud en la que un estado polarización vuelve a repetirse a lo largo de la fibra y es función de la longitud de la fibra (L) y de su grado de birrefringencia (B).

$$L_{\beta} = L/B. \quad (2.2)$$

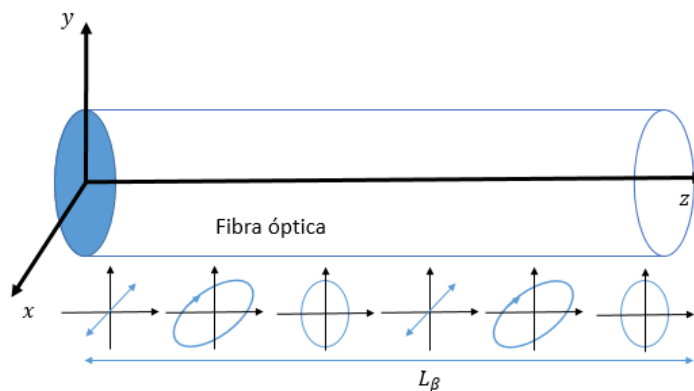


Figura 2.1. Propagación del estado de polarización de una onda electromagnética a través de una fibra óptica birrefringente. L_{β} es la longitud de batido [14].

Las fibras altamente birrefringentes tipo PANDA, por ejemplo, son fibras linealmente birrefringentes ya que los dos modos ortogonalmente polarizados en tales fibras son linealmente polarizados. Sin embargo, es posible introducir birrefringencia circular en la

fibra de modo que los dos eigenmodos ortogonalmente polarizados son polarizados circularmente derecha e izquierda. La forma más sencilla de lograr birrefringencia circular en una fibra es torcerla. Si una fibra es torcida, esta se convierte a circularmente birrefringente [15]. Se ha demostrado teóricamente que, si τ representa la tasa de torción por unidad de longitud, entonces el plano de polarización de un haz linealmente polarizado es rotado en la misma dirección con una tasa de $g\tau/2$, donde $g \sim 0.16$ para fibras de sílice. [16]. Lo anterior significa que una diferencia de fase es generada entre los dos modos circularmente polarizados (derecha e izquierda). El cambio de birrefringencia está dado por

$$\Delta B = g\tau. \quad (2.3a)$$

Sin embargo, la birrefringencia generada en esta manera es muy pequeña, pues g es pequeña. Es difícil obtener longitud de batido menos que $\sim 10cm$ usando el método de torcer la fibra, ya que la fibra se romperá cuando la tasa de torcimiento es alta. En este caso, el parámetro característico de la birrefringencia es la potencia rotatoria que se define como

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda}(n^- - n^+), \quad (2.3b)$$

donde n^- y n^+ ($n^+ < n^-$) son los índices de refracción de las componentes derecha e izquierda de las polarizaciones circulares, respectivamente. Con este tipo de birrefringencia, la polarización tampoco se mantiene (excepto para los eigenmodos); sin embargo, en este caso la elipticidad se mantiene durante la propagación y solamente rota la elipse de polarización.

2.2 Dispersión en fibras ópticas

El fenómeno de dispersión ocurre cuando la luz se propaga a través de un medio transparente como, por ejemplo, el vidrio, algunos plásticos, burbujas de jabón o el agua pura y en caso de las fibras ópticas la sílice. Este fenómeno da lugar a varios fenómenos lineales tal como, dispersión modal (MMF), dispersión por modos de polarización (PMD), y dispersión cromática. La *dispersión modal* ocurre cuando los diferentes modos que puede soportar una fibra óptica (aun siendo una SM, recordando que esta puede soportar dos modos ortogonales, se propagan a diferentes velocidades a lo largo de la fibra (ver Fig. 2.2(a)). La *dispersión cromática* es debido a la dependencia del índice de refracción del medio con la frecuencia óptica del haz óptico que se propaga en tal medio (ver Fig. 2.2(b)). Por último, la *dispersión por polarización* en general se refiere a los diferentes estados de polarización lineal (componentes de una onda electromagnética) que adquieren un cambio

de fase lineal cuando se propagan en una fibra óptica, produciendo como resultado un estado de polarización diferente al inicial (ver Fig. 2.2(c)). Este cambio de fase comúnmente es aleatorio para cada componente cuando se tiene una fibra de baja birrefringencia.

Estos fenómenos lineales provocados por la dispersión hacen que el ancho temporal de un pulso óptico se ensanche cuando se propaga a través de la fibra, por ejemplo. En función de orden de magnitud, típicamente se tiene: D modal $\gg D$ cromática $>$ PMD. Sin embargo, en una fibra monomodal (SM) la que más predomina es la dispersión cromática seguido de la dispersión por polarización. Mientras que en una fibra multimodal la dispersión modal es ordenes de magnitud mayor que la cromática (por ejemplo, decenas de ns/km en comparación de la dispersión cromática que es decenas de $ps/km/nm$). Lo anterior es una limitante para las transmisiones ópticas, ya que no permite el uso de estas fibras multimodales más allá de unas 100s de m y con tasas de repetición muy bajas. Por otro lado, en una fibra SM se “elimina” automáticamente el problema de la dispersión modal (solo admite el modo fundamental LP_{01}), y por lo tanto la dispersión cromática se vuelve dominante. Aunque estrictamente aún existen los dos modos de polarización ortogonales, la dispersión correspondiente (PMD) es numéricamente inferior a la dispersión cromática. En este caso la dispersión cromática se tiene que tomar en cuenta, no obstante, puede ser compensada introduciendo una dispersión contraria (normal) a la que se encuentra en las fibras convencionales (dispersión anómala).

En nuestro caso, nos enfocamos mayormente en la dispersión cromática debido a su importancia efecto en la formación de pulsos ópticos.

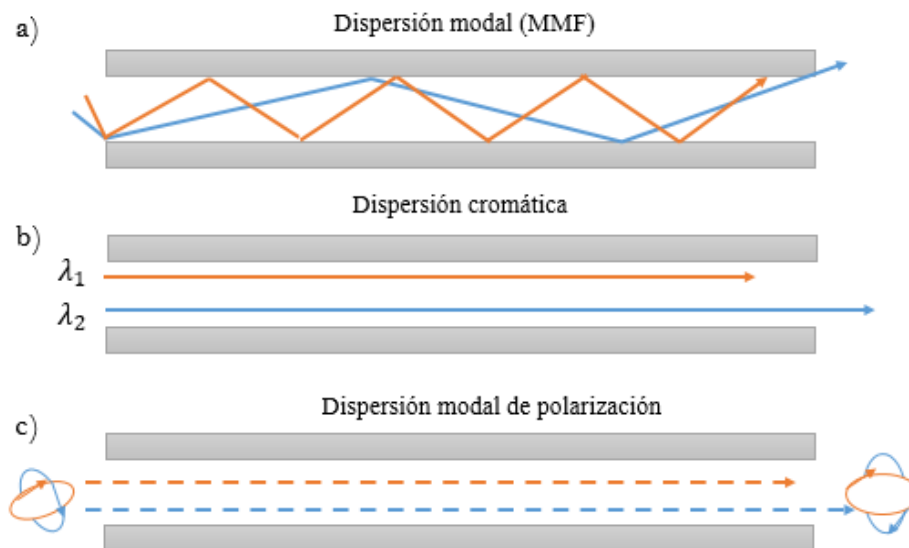


Figura 2.2. Fenómenos lineales que surgen del fenómeno de dispersión en un medio transparente.

2.3 Dispersión cromática

El efecto de la dispersión cromática causa que la velocidad de fase y la velocidad de grupo de la luz que se propaga en la fibra dependa de la frecuencia óptica [17]. Existen dos tipos de dispersión: anómala y normal. La dispersión tipo *anómala* causa que el índice de refracción de grupo incremente si la longitud de onda incrementa, o bien, las componentes de longitud de onda largas viajan más lento respecto a las componentes más cortas. Una forma usual y económica de introducir dispersión anómala es mediante una fibra estándar monomodo SMF-28 Corning ($NA = 0.14$ a $1310nm$; $D_{nucleo} = 8.2\mu m$; $\lambda_{cc} = 1260nm$). Por otro lado, es posible usar una fibra de compensación de dispersión, la cual introduce *dispersión normal*; lo que significa que las componentes de longitud de onda largas viajan más rápido que las longitudes de onda cortas. Describiendo esto matemáticamente veremos que la dispersión tiene diferentes efectos en el pulso que se propaga a través del medio transparente.

Realizando una expansión de Taylor a bajas potencias de la fase lineal del pulso que se propaga a través de un medio transparente se obtiene:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3} \frac{\partial^3\varphi}{\partial\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (2.4)$$

donde ω_0 es la frecuencia angular central del espectro del pulso. El cambio de fase constante φ_0 puede ser de interés cuando se requiere un offset en la onda portadora o envolvente. Los otros términos de la ecuación 2.3 tiene los siguientes efectos en el pulso que se propaga en el medio transparente:

1. La primera derivada ($\partial\varphi/\partial\omega$) es el retraso de grupo en el tiempo (group delay time), o bien, el retraso temporal a la salida que sufre un pulso cuando se propaga a través del medio para un observador que se encuentra en $t = 0$, por ejemplo (ver Fig. 2.3).
2. La segunda derivada ($\partial^2\varphi/\partial\omega^2$) es la dispersión del retraso de grupo (GDD) medido en fs^2 o ps^2 , el cual es responsable de que la duración del pulso se ensanche (ver Fig. 2.4). La tercera derivada cuantifica la dispersión de tercer orden (TOD). Estos órdenes superiores de dispersión distorsionan la forma del pulso [18].
3. Como se observa en la Fig. 2.4 el pulso a la salida también es reducido en amplitud por un factor de $\sqrt{\tau}/\tau_C$ relativo a su amplitud inicial (antes de propagarse en el medio). τ es la duración del pulso y τ_C es la duración del pulso con chirp.

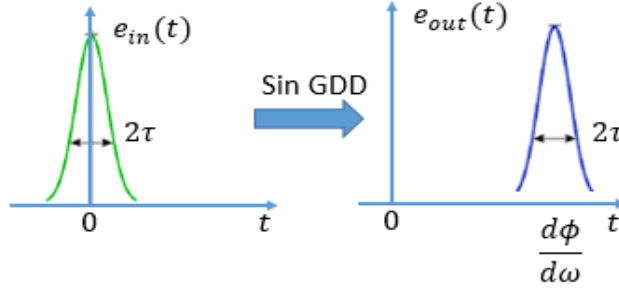


Figura 2.3. El pulso sufre un offset debido al tiempo atrasado de grupo.

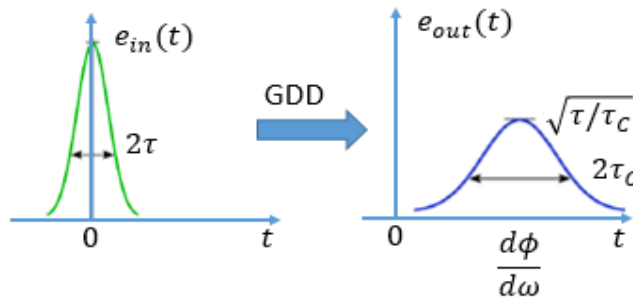


Figura 2.4. El pulso sufre un ensanchamiento en su duración debido a GDD.

4. Por último, el pulso sufre un *chirp*. El término chirp se refiere a la frecuencia instantánea de una señal que incrementa o disminuye con el tiempo. Este efecto es por el hecho de que el pulso adquiere un ensanchamiento por el retraso de las diferentes componentes de frecuencia que ocurre durante la propagación del medio dispersivo. En la Fig. 2.5, se observa un pulso sin chirp, con chirp positivo y chirp negativo, respectivamente. Chirp positivo significa que las longitudes de onda más cortas (parte azul) se atrasa respecto las longitudes de onda más largas (parte roja) y lo inverso para un chirp negativo.

Matemáticamente el chirp C se expresa como la derivada de la *frecuencia instantánea* del pulso óptico respecto al tiempo $\omega(t) = d\phi/dt$ (ϕ : fase del pulso):

$$C = \frac{d\omega(t)}{dt} = \frac{d^2\phi}{dt^2}. \quad (2.5)$$

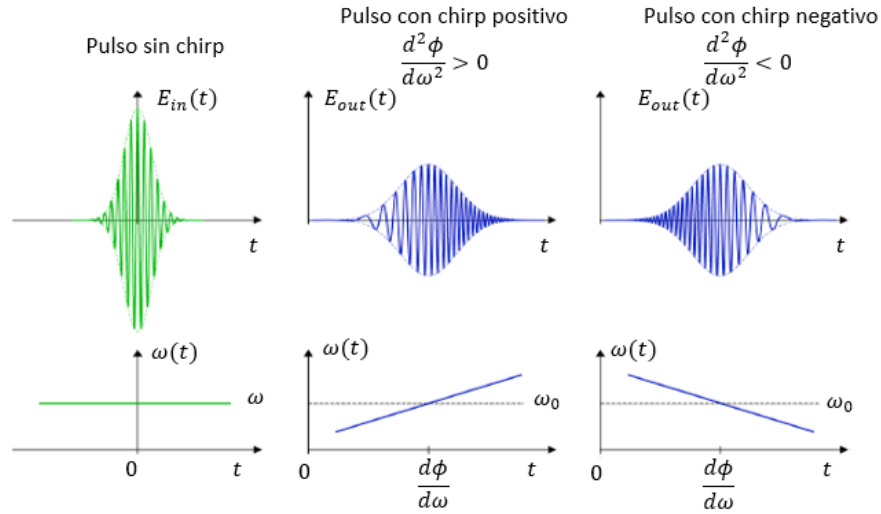


Figura 2.5. Mecanismo del chirp en un pulso (de izquierda a derecha): pulso con $C = 0$, $C > 0$ (upchirp) y $C < 0$ (downchirp).

El efecto de la dispersión cromática depende no solo de la magnitud de la dispersión sino también de la duración del pulso. Por ejemplo, para pulsos con duración relativamente largos solamente el término de orden 2 tiene un efecto significativo en la fase del pulso. Para pulsos $< ps$, es necesario tomar en cuenta los términos de orden superior [18].

Cabe mencionar que los términos GDD (retraso de la dispersión de grupo también escrito como D_2) y GVD (dispersión de la velocidad de grupo, $dv_g/d\lambda$) no deben ser confundidos. Si bien, aunque ambos están relacionados: GVD se refiere a la constante de propagación de la onda como una función de la frecuencia óptica ($\beta_2 \equiv \beta_2(\omega)$). En este caso, tiene sentido hablar de GVD en un sistema en el que una onda se propaga una cierta distancia. Estos dos términos se relacionan como $GDD = L \times GVD$, donde L es la longitud del medio en el que se propaga el pulso. GVD es GDD por unidad de longitud.

Por otra parte, podemos introducir el parámetro de dispersión que se relaciona con β_1 ($\beta_1 = 1/v_g$, con v_g : velocidad de fase) y con β_2 (parámetro GVD) como sigue:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)\beta_2 = -\frac{\lambda}{c}\left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2}\right). \quad (2.6)$$

En la ecuación (2.6) c es la velocidad del pulso óptico en el vacío, λ su longitud de onda y n el índice de refracción del medio. Este parámetro D tiene unidades de $[ps/nm]$.

2.4 Efectos no lineales en fibras ópticas

Cuando un pulso con intensidad relativamente alta se propaga a través de una fibra óptica se originan fenómenos no lineales de orden impar (fibra es un medio simétrico) inclusive cuando la energía del pulso es relativamente baja. Uno de los más predominantes es el *efecto Kerr*, el cual induce una polarización no lineal (o fase no lineal) que influye en el pulso. Bajo algunas aproximaciones de simplificación este efecto produce una dependencia del índice de refracción de la fibra con la intensidad I como:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.7)$$

donde n_0 es el índice de refracción a intensidades bajas y n_2 el índice de refracción no lineal. Este índice no lineal típicamente toma valores positivos, por ejemplo, para la sílice su valor es de $n_2 \approx 2.6 \times 10^{-20} m^2/W$ a $1 \mu m$, $n_2 = 3.14 \times 10^{-20} m^2/W$ a $1.55 \mu m$ [17] y toma valores mucho mayores (comúnmente negativos) en semiconductores. Para fibra Nufern, SM-YDF-5/130-VIII $n_2 = 4.3 \times 10^{-20} m^2 W^{-1}$ [118].

Las consecuencias más importantes del efecto Kerr es la auto modulación de fase (self-phase modulation, SPM), modulación de fase cruzada (cross-phase modulation, XPM) y lente Kerr.

2.4.1 Auto modulación de fase SPM

De la ecuación (2.7) se observa que la intensidad dependiente del tiempo induce un cambio en el índice de refracción en el tiempo. Lo anterior lleva a una *auto modulación de fase* (SPM), es decir, la fase del pulso cambia (o se atrasa) en el tiempo y por lo tanto también la frecuencia instantánea es temporalmente modulada (el pulso sufre un chirp) [18]. Cuando este fenómeno (SPM, con $n_2 > 0$) y la dispersión cromática (GVD normal) se combinan en láseres de fibra de amarre de modos provocan que el pulso sea altamente chirpeado (upchirp). La combinación de SPM con GVD anómala pueden producir pulsos de solitones. En este caso, tales efectos al ser contrarios se cancelan entre sí (esto se hablará con mayor detalle en la sección 2.9).

2.4.2 Modulación de fase cruzada XPM

La *modulación de fase cruzada* (XPM) es la inducción de un cambio de fase de un pulso provocada por la intensidad de otro pulso óptico que interactúa con él en un medio no lineal [17]. Esto puede ser escrito como un cambio en el índice de refracción como:

$$\Delta n^{(2)} = 2n_2 I^{(1)}, \quad (2.8)$$

donde n_2 es el índice no lineal. En este caso, la intensidad del pulso 1 $I^{(1)}$ causa un cambio en el índice de refracción del pulso 2, $\Delta n^{(2)}$. El factor 2 de la ecuación (2.8) es válido para haces con el mismo estado de polarización. La XPM puede actuar entre 2 campos de diferentes longitudes de onda, o diferentes estados de polarización, por ejemplo.

La modulación de fase cruzada (XPM) (que siempre va acompañada de SPM) induce un acoplamiento no lineal entre pulsos ópticos superpuestos e induce también un chirp asimétrico y ensanchamiento espectral [20]. En este sentido, considerando la XPM entre las dos componentes de polarización de un pulso, se modifica la polarización de una forma que depende de la intensidad del pulso. Por lo tanto, mediante un polarizador en la cavidad del láser, los extremos del pulso pueden ser recortados haciendo que se acorte el pulso. Además, los diferentes desplazamientos de fase no lineales para los dos componentes de polarización de un impulso permiten el amarre de modos a través de la rotación de polarización no lineal (NPR, ver sección 2.5).

Este efecto se puede utilizar para sincronizar dos láseres de amarre de modos utilizando el mismo medio de ganancia, en el que los pulsos se superponen y experimentan una modulación de fase cruzada. En las comunicaciones de fibra óptica, XPM en fibras puede producir problemas con la conversión cruzada de canales [20].

2.4.3 Rotación de polarización no lineal NPR

Cuando un pulso óptico con estado de polarización inicial tipo elíptico, por ejemplo, se propaga a través de una fibra isotrópica a potencia relativamente baja, su estado de polarización (elipticidad y azimut) se conserva durante la propagación. En cambio, a potencias altas, la elipse rota (el azimut de modifica) de un ángulo que depende de esta

potencia, así como de la elipticidad (primer parámetro de Stokes, S_1). Esta rotación de la elipse se conoce como *rotación no lineal de polarización* y es una manifestación de la combinación de la SPM y XPM de las dos componentes de polarización ortogonales de un haz. El efecto es máximo para polarizaciones circulares y nulo para polarización lineal. Esta rotación no depende de la birrefringencia lineal de la fibra; se presenta inclusive en una fibra ideal isotrópica.

El fenómeno de la rotación no lineal de polarización se aprovecha como mecanismo de absorbedor saturable en los láseres de amarre de modos pasivo. Un controlador de polarización (placas retardadoras de onda, waveplates) puede ser ajustado de tal forma que, la máxima transmisión (perdidas bajas) a través de un polarizador ocurra cuando la potencia óptica sea alta, y mínima para potencias bajas, generando el efecto de un absorbedor saturable artificial. Debido a que el efecto Kerr es rápido, este absorbedor también lo es, y la intensidad de transmisión puede ser ajustada mediante los controladores de polarización.

2.4.4 Lente Kerr

Otra consecuencia importante del efecto Kerr para láseres de amarre de modos es el efecto de *lente Kerr*. Este efecto se utiliza como mecanismo de absorbedor saturable en láseres de bulto, pero no en láseres de fibra. Las intensidades ópticas más altas que están sobre el eje del haz, en comparación con la distribución de intensidad en los extremos, sufren un cambio en el índice de refracción mayor que en los extremos del perfil de intensidad del haz. Esta distribución modificada del índice de refracción actúa entonces como una lente de enfoque [21]. Este fenómeno es también llamado *auto enfocamiento* (self-focusing) para $n_2 > 0$ (el cual tiene importantes implicaciones en láseres de amarre de modos pasivo) y para $n_2 < 0$ *auto defocamiento* (self-defocusing).

2.4.5 Esparcimiento Raman estimulado

La luz puede ser esparcida mediante dos posibles mecanismos: puede existir un intercambio de energía con el material (*esparcimiento Raman*), o tal intercambio puede no ocurrir (*esparcimiento de Rayleigh*). Mientras tanto, el esparcimiento de Raman conduce a dos posibles resultados: absorción de energía por el material cuando un fotón óptico incide sobre el (Stokes) o pérdida de energía (anti-Stokes) [17]. Una representación de estas

interacciones se muestra en la Fig. 2.6. Al principio, esparcimiento Raman es un proceso espontáneo de acoplamiento de la luz con las vibraciones moleculares del medio en el que se propaga. Por otra parte, el esparcimiento de Raman estimulado (SRS) ocurre cuando un exceso de fotones de Stokes que fueron generados previamente por el esparcimiento Raman espontáneo está presente o agregado al haz estimulado. Este fenómeno de tercer orden crea una banda de Stokes en el lado de longitudes de onda más largas, desplazada $13.2THz (\approx 440cm^{-1})$ en fibras de sílice, lo que significa de $\sim 113.5 nm$ a $1550 nm$ desde el centro del espectro del pulso [22] como se muestra en la Fig. 2.7.

Si un pulso tiene un ancho de banda amplio (10s de nm) el SRS redistribuye la energía de las componentes de frecuencias más altas a las más bajas del pulso. Como resultado, el espectro se desplaza a longitudes de onda más largas y pierde simetría. Este fenómeno se conoce como *auto desplazamiento de frecuencia* (self-frequency shift), para el caso en el que no está involucrado ningún otro pulso.

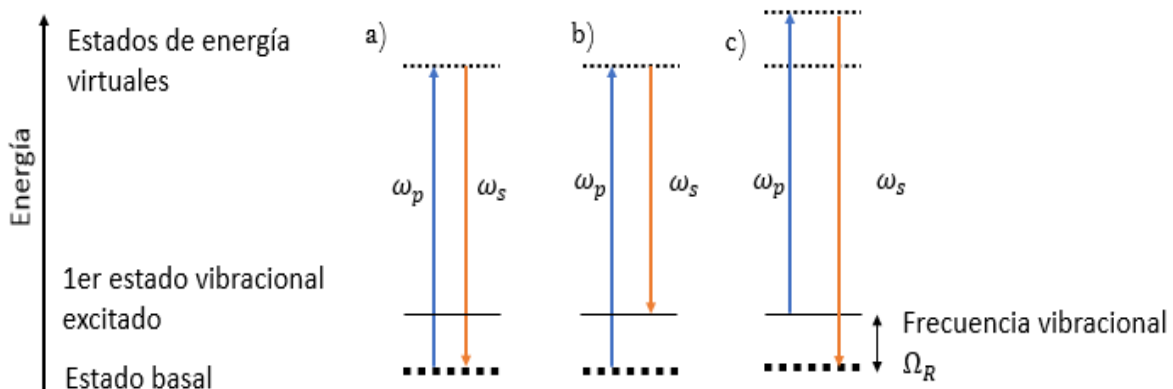


Figura 2.6. Esparcimiento de la luz: (a) Esparcimiento de Rayleigh, esparcimiento Raman (b) Stokes y (c) anti Stokes.

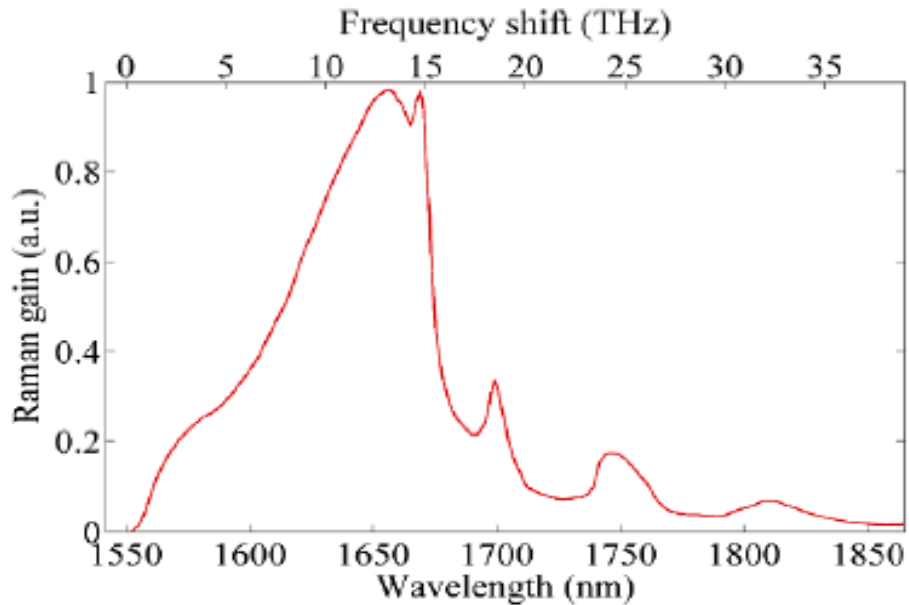


Figura 2.7. Respuesta espectral ($g_R(\Omega)$) de la ganancia Raman para la sílice a una potencia de bombeo de 1550 nm [24].

El esparcimiento Raman suele ocurrir cuando los pulsos tienen una duración $60 - 70\text{ fs}$, es decir para pulsos ultracortos. En este trabajo la duración de los pulsos en cuestión se encuentra en el orden de 100 s de ps , por lo que este efecto no contribuye de forma notable a la dinámica de los pulsos.

2.4.6 Mezcla de cuatro ondas FWM

La *mezcla de cuatro ondas* es un fenómeno paramétrico de orden tres que es sensible a la fase (la interacción depende de las fases relativas de todos los haces). Esto implica que es fuertemente afectado por las condiciones de emparejamiento de fase. En combinación con SPM, XPM y SRS, la mezcla de cuatro ondas (FWM) puede generar un ensanchamiento espectral muy fuerte en fibras hacia longitudes de onda más largas, pero también a más cortas: bandas laterales espaciadas en intervalos iguales a la frecuencia de bombeo [25]. Cabe mencionar que, en condiciones de emparejamiento de fase, FWM puede suprimir SRS porque el umbral de la primera es más bajo que el de la segunda [17].

FWM puede ocurrir cuando al menos dos fotones de diferentes longitudes de onda interactúan entre sí en un medio no lineal. Las interacciones entre las tres longitudes de onda resultantes producen una nueva longitud de onda. Suponiendo solo dos componentes

de frecuencia incidentes ν_1 y ν_2 (con $\nu_2 > \nu_1$), la diferencia de estas dos frecuencias crea una modulación en el índice de refracción, lo cual crea dos componentes de frecuencia adicionales (ver Fig. 2.8) [24]. En efecto, se generan dos nuevas componentes de frecuencia: $\nu_3 = \nu_1 - (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_1 - \nu_2$ y $\nu_4 = \nu_2 + (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_2 - \nu_1$. Además, una onda preexistente con frecuencia ν_3 o ν_4 puede amplificarse, es decir, experimenta una amplificación paramétrica [26].

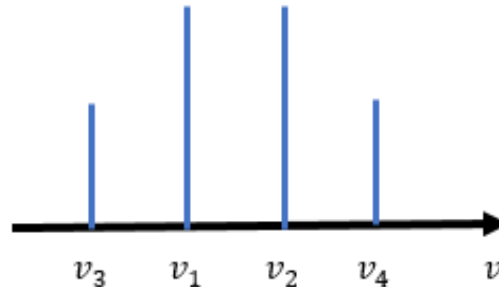


Figura 2.8. Generación de nuevas componentes de frecuencia mediante la mezcla de cuatro ondas.

2.5 Mecanismo del SA artificial mediante el efecto de NPR

El principio del SA se observa en el diagrama de la Fig. 2.9. Se tiene un estado de polarización inicial que incide en un polarizador lineal (LP). En la Fig. 2.9(a) se tiene algún estado de polarización (comúnmente elíptico), el cual puede ser generado con un arreglo de controladores de polarización. Vemos que, a bajas potencias no ocurrirá algún efecto no lineal dentro de la fibra que haga que el haz cambie su estado de polarización o que lo haga rotar. De modo que, el estado de polarización permanecerá casi constante (despreciando la birrefringencia de la fibra). Además, si el eje menor de la elipse del estado de polarización coincide con el eje de transmisión del LP, la transmisión será aproximadamente cero (ver Fig. 2.9(a)). Para el segundo caso (Fig. 2.9(b)), a potencias altas las componentes del estado de polarización inducirán en la fibra un cambio de birrefringencia no lineal, el cual producirá una rotación en el estado de polarización del haz cuando este se propaga a través de la fibra. Así, vemos que a altas potencias se transmitirá la mayor fracción de la potencia a través del LP debido al fenómeno de NLP, siempre y cuando el eje mayor de la elipse coincida con el eje de transmisión del LP. Esto ocurre para una potencia incidente particular, llamada la potencia crítica o de conmutación P_π . La transmisión a través del LP depende de la potencia del pulso incidente [17]. La Fig. 2.10 muestra la curva de transmisión en función

de la potencia para un haz con estado de polarización elíptico horizontal inicial (E_{in}), con representación de Jones dado por

$$E_{in} = \sqrt{P} \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{5}} \\ \frac{1}{\sqrt{5}} \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

El cual se propaga a través de una fibra isotrópica con longitud de $L = 100m$ con un coeficiente no lineal $\gamma_N = 1.5km^{-1}W^{-1}$ a $\lambda = 1.55\mu m$ y el polarizador lineal orientado a lo largo del eje vertical ($\alpha = 90^\circ$). En este caso la expresión de la transmisión es [27]

$$T = \frac{1}{2} - \frac{2}{5} \cos\left(\frac{2}{3}\gamma_N P A_c L\right), \quad (2.10)$$

donde P es la potencia óptica del pulso antes de pasar por el LP y A_c es el primer parámetro de Stokes. La máxima transmisión es alcanzada en la potencia crítica $P_\pi = (3\pi)/(2\gamma_N A_c L) = 52.35W$.

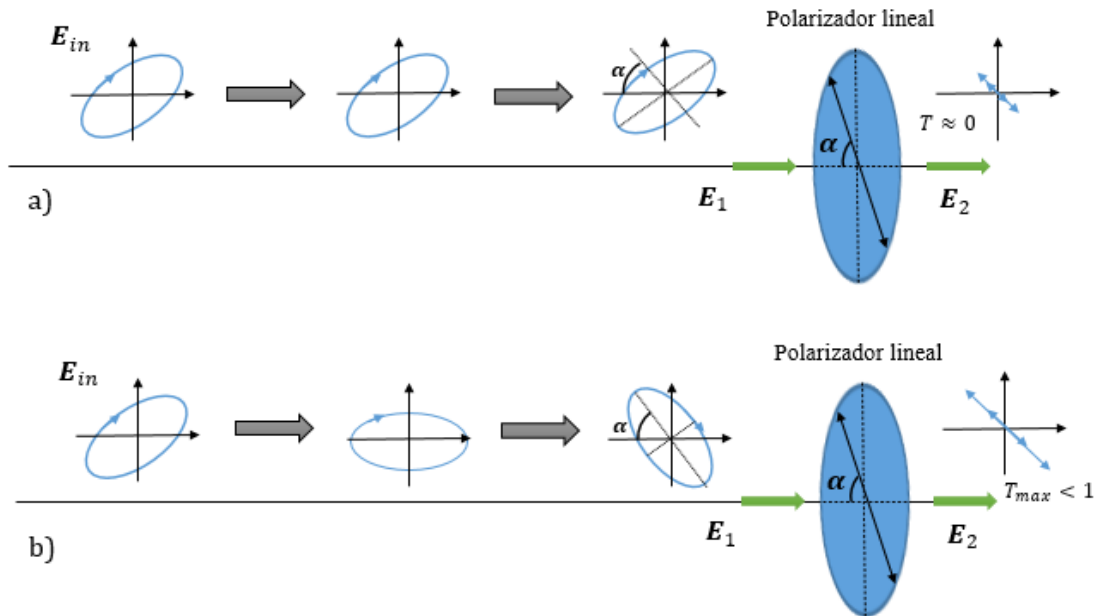


Figura 2.9. Esquema del mecanismo del SA artificial por NPR con estado de polarización elíptico inicial y un polarizador lineal. a) A bajas potencias (sin NPR, sin efecto del SA) y b) a altas potencias (efecto del SA por NPR).

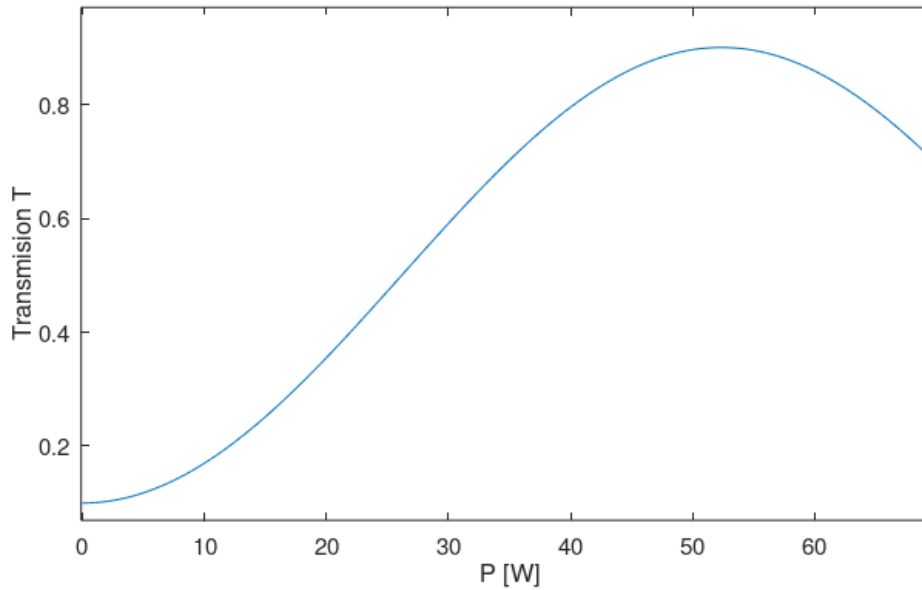


Figura 2.10. Curva de transmisión del polarizador lineal considerando la NPR con un estado de polarización elíptico inicial ($u = 2/\sqrt{5}$ y $v = 1/\sqrt{5}$, $A_c = 3/5$ y $\gamma_N = 1.5 km^{-1}W^{-1}$) para una longitud de $L = 100m$ y el LP orientado a lo largo del eje vertical.

Cabe mencionar la relación que existe entre el índice de refracción no lineal con el coeficiente no lineal, cuya relación es $\gamma_N = 2\pi n_2/\lambda_0 A_{eff}$, donde λ_0 es la longitud de onda del haz óptico en el medio y A_{eff} es el área efectiva del haz en la fibra ($A_{eff} = \pi \left(\frac{MFD}{2}\right)^2$). Para fibra Nufern, SM-YDF-5/130-VIII $\gamma_N = 7.93 km^{-1}W^{-1}$ para $\lambda = 1.06\mu m$ [118].

2.6 Amarre de modos

En general, existen tres mecanismos en el que puede operar un láser: Onda continua (CW), Q-Switching y amarre de modos (mode-locking). En operación onda continua (CW), un láser de fibra emite una intensidad constante en el tiempo. La operación Q-Switching es un método para obtener pulsos cortos energéticos en láseres modulando las pérdidas dentro de la cavidad. La duración de estos pulsos mediante Q-Switching está típicamente en el rango de nanosegundos (correspondiente a varios periodos de la cavidad), en contraste con los pulsos de amarre de modos cuya duración es mucho menor que el periodo de la cavidad. La energía del pulso es típicamente mayor que la energía de saturación del medio de ganancia y puede estar en el rango de mJ/s . La potencia máxima puede ser órdenes de

magnitud más alta que la potencia que se puede lograr en operación CW y la tasa de repetición de pulso suele estar en el rango de 1 a 100kHz.

El régimen de *amarre de modos* (mode-locking ML en inglés) ha sido estudiado ampliamente desde la década de los 60, cuando varios autores reportaron esta operación, la cual ha sido de gran interés porque producen varios parámetros importantes como: alta potencia pico de los pulsos, alta potencia promedio, energía promedio relativamente alta, alta tasa de repetición y la calidad de haz limitada por difracción, además de la producción de pulsos cortos y ultra cortos debido al ancho de banda de ganancia relativamente grande (comúnmente 10s de nm).

Existe una operación mixta entre Q-switched y amarre de modos en el que ambos regímenes coexisten simultáneamente. Un ejemplo es cuando el pulso envolvente del láser de Q-switched contiene los pulsos de amarre de modos, o bajo las condiciones de bombeo continuo cuando el láser genera un tren de tales pulsos modulados [28].

2.6.1 Operación de amarre de modos por el principio de superposición del campo eléctrico

Durante el proceso de amarre de modos el láser empieza del ruido de emisión espontánea, el cual consiste en una serie de pulsos cortos e irregulares con fases aleatorias. En una cavidad Fabry-Perot (onda estacionaria) esta serie de pulsos son amplificados cada vez que pasan a través del medio activo. De acuerdo con Kuizenga y Siegman [29], existen dos mecanismos que compiten en la formación de los pulsos dentro de la cavidad en la operación de amarre de modos. El primero es el medio de ganancia del láser, donde el factor de ganancia espectral limitado reduce el ancho espectral del pulso cada vez que transita sobre este, lo que ocasiona que la duración del pulso sea alargada. El otro mecanismo es debido al efecto del modulador. El modulador reduce la duración del pulso afectando los extremos del pulso a causa de la transmisión del modulador que varía en el tiempo.

En general, el amarre de modos se logra cuando todos los modos que puede soportar la cavidad laser son puestos en fase. Si tenemos $2n + 1$ modos con la misma amplitud E_0 , se satisface el amarre de modos cuando $\Delta\phi = \phi_l - \phi_{l-1} = c_1$, con $c_1 = cte.$ y $l = -n, -n + 1, \dots, 0, n - 1, n$. El campo total se escribe como

$$E(t) = \sum_{l=-n}^{l=n} E_0 e^{i[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\Delta\phi]}. \quad (2.11)$$

Donde la diferencia de frecuencia entre dos consecutivos modos es constante $\Delta\omega = c_2$. La ec. (2.11) da información del campo total centrado en ω_0 , la cual puede ser reescrita como:

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_0 t}, \quad (2.12)$$

donde $A(t) = \sum_{l=-n}^{l=n} E_0 e^{il(\Delta\omega_0 t + \Delta\phi)}$. La amplitud $A(t)$ puede ser simplificada por la identidad de la serie geométrica como sigue

$$\sum_{k=m}^{k=n} a f^k = a \frac{f^m - f^{n+1}}{1-f}, \quad (2.13)$$

donde en este caso $f = e^{i(\Delta\omega t + \Delta\phi)}$. Esta simplificación da la expresión del campo eléctrico total como

$$E(t) = E_0 \frac{\sin\left(\frac{2n+1}{2}(\Delta\omega t + \Delta\phi)\right)}{\sin\left(\frac{\Delta\omega t + \Delta\phi}{2}\right)} e^{i\omega_0 t}. \quad (2.14)$$

Esta última expresión lleva a la condición de amarre de modos (todos los modos son puestos en fase o amarrados). Como se observa en la Fig. 2.11(a) el campo eléctrico total da como resultado un tren de pulsos con intensidad normalizada $|E(t)|^2/E_0^2$. Aunque existen una discontinuidad en $t = 0$, es claro que para pulsos cortos o ultracortos $t \ll 1$, es posible la aproximación $\sin \beta \approx \beta$, con $\beta \ll 1$, de modo que la intensidad adimensional es aproximada a $|E(t)|^2/E_0^2 \approx (2n + 1)^2$. Por otro lado, vemos de la Fig. 2.11(b) que cuando se logran poner en fase un número mayor de modos, el pulso alcanza una potencia mayor y una duración más corta.

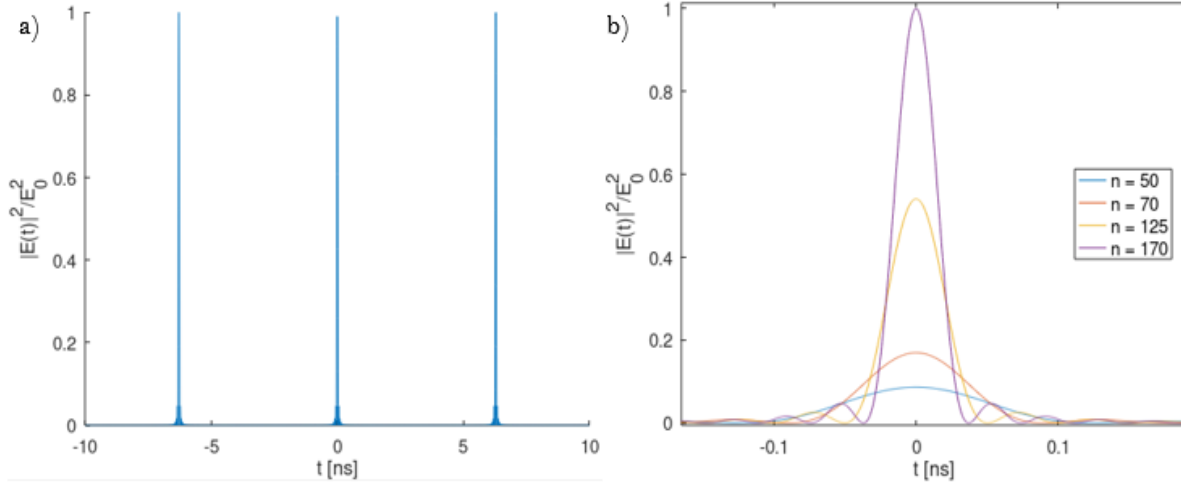


Figura 2.11. a) Intensidad normalizada del campo eléctrico total por el mecanismo de amarre de modos sobre 3 periodos y b) Campo eléctrico total para diferentes números de modos n .

2.6.2 Amarre de modos activo

Similar a la operación de Q-switching, el amarre de modos puede ser realizado utilizando técnicas en forma pasiva o activa. En el caso de amarre de modos activo, es necesario modular las pérdidas de la cavidad láser con una frecuencia igual a la diferencia de frecuencia entre los modos adyacentes longitudinales (o igual a un múltiple entero), es decir, la frecuencia fundamental de la cavidad (o uno de sus armónicos). Comúnmente en este tipo de amarre de modos se utilizan moduladores acusto-ópticos, electro-ópticos, bombeo síncrono o moduladores ópticos (ver Fig. 2.12(a)). Según la teoría de Kuizenga-Siegman, como resultado del balance entre ancho de banda de ganancia y la modulación, la duración típica de los pulsos generados es bastante larga, del orden de $10ps$. Sin embargo, este modelo no toma en cuenta la dispersión cromática y el efecto Kerr que prevalecen en láseres de fibra. En régimen de dispersión anómala, el efecto solitón suele presentarse en algún punto de la evolución, predominando eventualmente y permitiendo alcanzar duraciones de los pulsos mucho más cortas, del orden de $1ps$. Aun así, las duraciones de los pulsos generados por fuentes de AM activo suelen ser mayores que en AM pasivo. Por otra parte, el control preciso de la frecuencia de modulación en el AM activo (típicamente un orden armónico muy alto de la frecuencia fundamental) permite la generación de trenes de pulsos estables con frecuencias de repetición altas, haciendo estas fuentes idóneas para transmisiones ópticas.

2.6.3 Amarre de modos pasivo

En el caso de amarre de modos pasivo, un elemento óptico pasivo no lineal es introducido dentro de la cavidad (ver Fig. 2.11(b)). Entre estos, los más ampliamente utilizados son el absorbedor saturable (SA) físico (de semiconductor, p.ej. SESAM, nanotubos de carbono, etc.), lentes Kerr de amarre de modos (KLM), y el SA artificial: rotación de polarización no lineal (NPR) en cavidad de anillo con polarizador [30], o NOLM/NALM. Estos elementos proporcionan pérdidas dependientes de la potencia en la cavidad, generando pulsos cortos y de alta intensidad: a potencias bajas, el SA absorbe y genera importantes pérdidas; a altas potencias, el SA es saturado y no se producen pérdidas significativas. En la Fig. 2.13 se muestra la curva experimental típica de un absorbedor saturable físico reportado en [31].

Cabe mencionar que, en ambos tipos de amarre de modos (pasivo/activo) es posible obtener *amarre de modos armónico*. Es una técnica que se utiliza para obtener varios pulsos que circulan dentro del cavidad igualmente espaciados, aunque en el caso de AM pasivo no se garantiza que todos los pulsos tengan la misma energía y que estos estén igualmente espaciados [18].

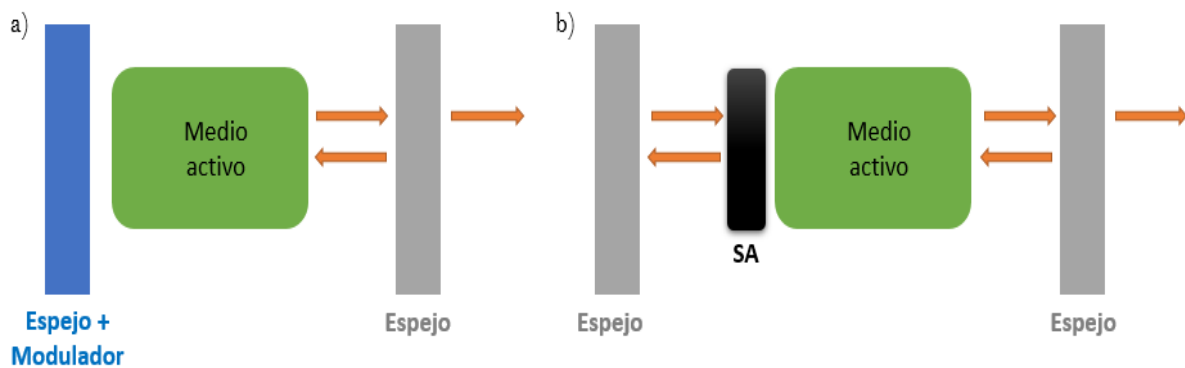


Figura 2.12. (a) Esquema de un láser de amarre de modos activo. En este caso el modulador se coloca junto al primer espejo para modular en cada ciclo. (b) Esquema de un láser pasivo. SA representa el absorbedor saturable.

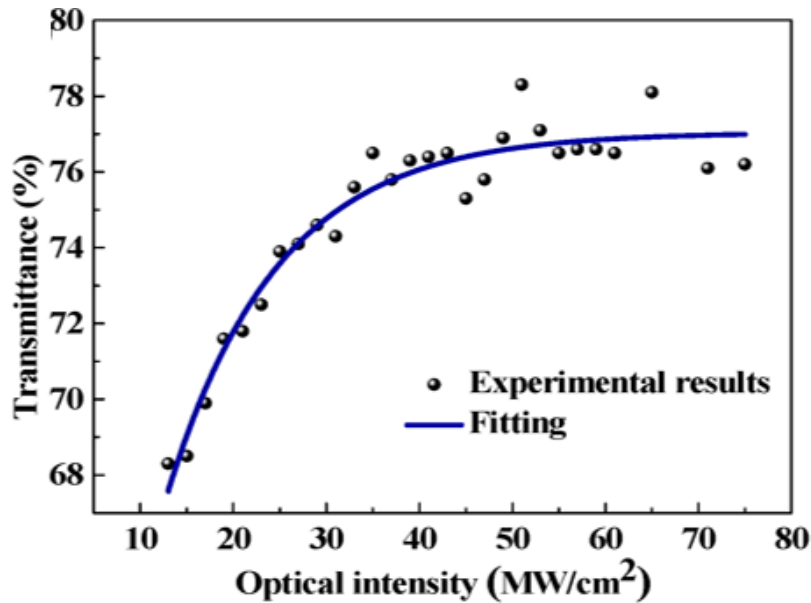


Figura 2.13. Curva de transmitancia típica de un absorbente saturable físico en función de la potencia del pulso óptico [31].

2.7 Absorbentes saturables SA

Las componentes principales que inician la operación de laser pulsado en los láseres de amarre de modos pasivo (PML-FLs) son en general un absorbente saturable (SA) y un medio activo. Algunas configuraciones en PML-FLs utilizan SA artificiales, los cuales se generan mediante fenómenos no lineales que ocurren dentro de la fibra óptica. Los SA se clasifican en función de su tiempo de saturación; cuando el tiempo de respuesta de SA es más corto que la duración del pulso, se conoce como SA rápido, de lo contrario se conoce como SA lento. Algunos absorbentes saturables artificiales que se implementan en PML-FLs son: espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) [32], Espejo de lazo amplificador no lineal (NALM) [33] o rotación de polarización no lineal (NPR) [17]. Éste último es comúnmente utilizado como SA en láseres de anillo de amarre de modos pasivo. Por otro lado, existen SA físicos como son SESAM [34,35], nanotubos de carbono [37], entre otros.

2.8 Principio de operación de un láser de fibra de amarre de modos pasivo con cavidad de anillo PML-FRL

Los láseres de fibra por amarre de modos tienen algunas ventajas en la generación de pulsos ultracortos, en las que destacan: el ancho de banda de ganancia (~ 10 s de nm) que es compatible con pulsos con duración $< 1ps$, además estos pueden ser compactos y robustos, ya que son hechos de fibra óptica. Por otro lado, algunos factores que limitan su eficiencia son: diversos efectos no lineales y dispersión de orden superior (TOD) y en algunos casos la limitada cantidad de ganancia y absorción por unidad de longitud pueden ser un problema [18]. Por lo que, en comparación con los láseres de estado sólido en los láseres de fibra los efectos no lineales no pueden ser ignorados.

En general, los láseres consisten de tres partes para su operación: un medio activo, una señal de bombeo y una cavidad resonante. El medio activo amplifica la señal que se encuentra dentro de la cavidad y esta última permite que la señal se retro alimente pasando por el medio activo en cada ciclo. Las partes principales de un PML-FRL se muestran en la Fig. 2.14. Consiste en una señal de entrada o de bombeo, un absorbedor saturable SA, un medio activo (AM), dispersión cromática (GVD), controlador de polarización (PC), acopladores y efectos no lineales que ocurren dentro de la fibra.

El medio activo consiste en una fibra óptica dopada con una tierra rara. La más común utilizada ampliamente en el área de las comunicaciones ópticas es el erbio (Er^{3+}). La longitud de onda de la señal de bombeo es tal que, la fibra dopada tiene una fuerte absorción. El absorbedor saturable (artificial) descrito anteriormente es fundamental para producir pulsos en la cavidad láser, en este caso mediante el efecto de NPR. Se ha estudiado teóricamente que la función de transmisión de este SA artificial está dada por [38]:

$$|T_{NPR}|^2 = \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \frac{1}{2} \sin(2\theta_1) \sin(2\theta_2) \cos(\Delta\phi_L + \Delta\phi_{NL}), \quad (2.15)$$

donde $\Delta\phi_L$ y $\Delta\phi_{NL}$ son los cambios de fase lineal y no lineal entre dos modos ortogonales inducidos por la birrefringencia de la fibra y el efecto Kerr, respectivamente; θ_1 y θ_2 son los ángulos azimut del polarizador al inicio de la fibra y el analizador, al final de la fibra (ver Fig. 2.15).

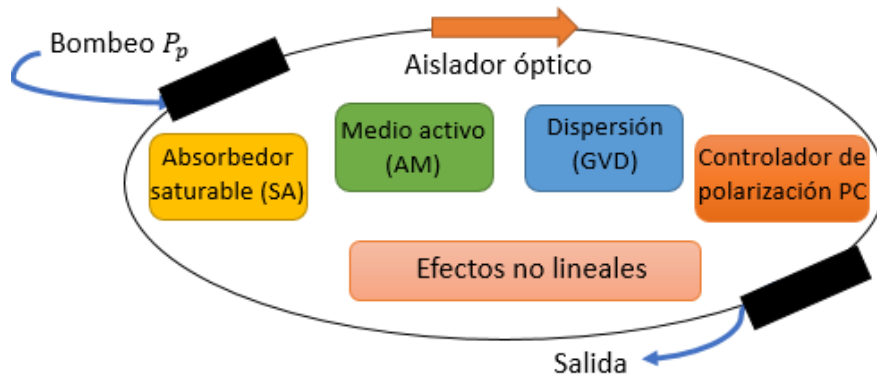


Figura 2.14. Esquema de los elementos básicos que componen un láser de fibra de amarre de modos pasivo por la técnica de NPR (PML-FRL).

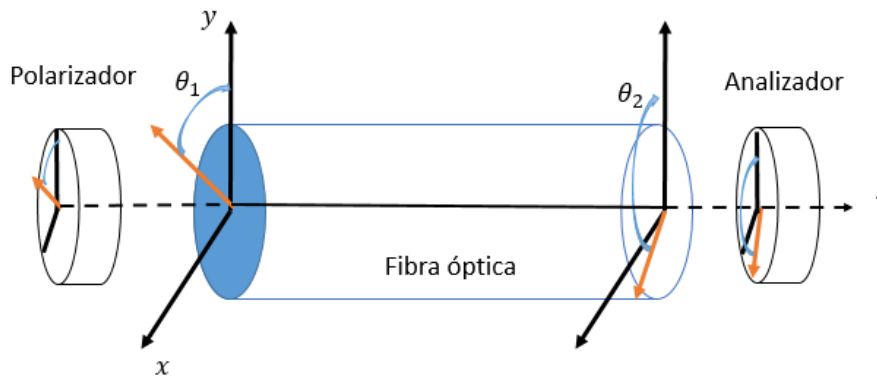


Figura 2.15. Esquema simplificado para estudiar la función de transmisión del SA artificial.

En general existen diversas configuraciones de cavidades láser, en el ejemplo anterior se describió la cavidad de anillo. Aunque en ocasiones los elementos que componen la cavidad láser son colocados en diferente orden, una configuración típica se muestra en la Fig. 2.16. Además de estas configuraciones existen otras tal como figura-8 (F8L), la cual consiste en dos bucles de fibra; el primero es una cavidad de anillo y el segundo es un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM). En este tipo de láser de fibra la luz se divide por un acoplador y los dos haces viajan en sentido contrario en el NOLM. La condición de interferencia para recombinar los dos haces en el acoplador en el medio depende de la potencia de bombeo. La formación de pulsos en F8Ls generalmente no se basa en NPR en la sección del anillo, sino en la acción de la SA artificial en el NOLM desbalanceado en potencia. Una excepción notable es el NOLM desbalanceado en polarización [10]. Se pueden encontrar ejemplos de F8L en [39, 40].

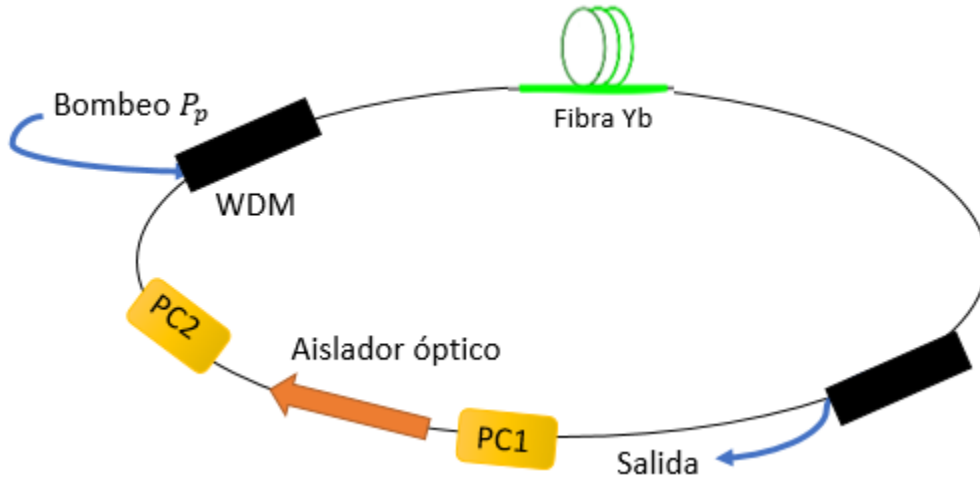


Figura 2.16. Esquema de un láser de fibra con cavidad de anillo.

2.9 Pulsos ópticos en láseres de anillo de modos pasivo

En esta sección se describen los diferentes pulsos ópticos que pueden formarse en una cavidad láser de anillo de modos pasivo, ya que debido al amplio rango de valores que pueden tomar los parámetros de: absorbedor saturable, ganancia, pérdidas, ancho de banda, efecto Kerr, dispersión cromática, entre otros, se pueden generar una gran variedad de pulsos ópticos cortos y ultracortos. Entre estos se encuentran los solitones conservativos, dispersion-managed solitons (DMS), similaritones, solitones disipativos (DS), solitones disipativos de resonancia (DSR) y pulsos de ruido (NLP). Otros regímenes más exóticos se encuentran: solitones pulsantes, dinámica de pulsos múltiples, explosiones de solitones, moléculas de solitones, cristales de solitones, solitones espinosos (spiny solitons), ondas gigantes (optical rogue waves) e inclusive regímenes mixtos (NLP + DS, paquetes de solitones + NLP, etc.). Algunos de estos se describen a continuación.

2.9.1 Solitones ópticos

El término solitón en óptica se refiere a un pulso óptico que mantiene su forma y velocidad aun cuando colisiona con otro(s) de la misma especie, y cuando interactúa con otras ondas electromagnéticas este permanece intacto. Por ello, teóricamente estos pulsos pueden propagarse a grandes distancias sin ser distorsionados cuando la dispersión de velocidad de

grupo (GVD) del medio en el que se propaga β_2 es constante a lo largo de la fibra [17]. Esto es posible por un balance que existe entre los efectos de dispersión y efecto Kerr. Este tipo de solitones son llamados *solitones convencionales o conservativos*, pues su existencia se basa en el balance entre la dispersión (forzosamente anómala) y el efecto Kerr (efectos conservativos) y no en el intercambio de energía entre los pulsos y el medio en que se propagan (efectos disipativos).

Entonces, bajo ciertas circunstancias los efectos de auto modulación de fase (SPM, $n_2 > 0$) y la dispersión de velocidad de grupo (GVD anómala) en un pulso pueden esencialmente cancelarse uno al otro, cuyos valores son admitidos en la ecuación que describe la propagación del pulso en el medio (ecuación no lineal de Schrödinger NLSE) [42]. Así, se tiene el perfil temporal del solitón fundamental ($N = 1$) que no sufre chirp con forma de $\text{sech}^2(t)$ (ver Fig. 2.17):

$$P(t) = P_p \text{sech}^2(t/\tau), \quad (2.16)$$

donde P_p es la potencia pico, τ la duración del pulso. En este caso la duración es aproximadamente $FWHM \approx 1.76\tau$ ($\sim 1ps$). La energía del solitón con duración τ satisface la siguiente condición (suponiendo que GDD es constante y suavemente distribuido a lo largo de la fibra junto con el efecto de SPM):

$$E_p = \frac{2|\beta_2|}{|\gamma_N|\tau} L, \quad (2.17)$$

con L la longitud de la fibra y γ_N el coeficiente de fase no lineal [$W^{-1}km^{-1}$], $E_p \sim 100s$ de pJ en fibras. Aunque la curva del espectro del solitón fundamental debería de ser suave, en una cavidad láser de amarre de modos esta presenta máximos en los laterales conocidos como bandas de Kelly (ver Fig. 2.17) que son consecuencia de las perturbaciones provocadas por filtros, amplificación, atenuación, etc. Estas perturbaciones hacen que el pulso pierda energía y sea redistribuida en las ondas dispersivas que se propagan a diferente velocidad, por lo que ciertas longitudes de onda de estas ondas dispersivas resonarán junto con el solitón y serán amplificadas hasta formar bandas de Kelly [43]. No obstante, existe un límite en que estas perturbaciones son compatibles con los parámetros de los pulsos de tal forma que sean estables, siempre y cuando el período de las perturbaciones sea al menos ≈ 10 veces más corto que el período de solitón [18]. Una forma de estabilizar o reducir estas perturbaciones es con un absorbedor saturable. Cuanto

más fuerte sea la profundidad de modulación del absorbedor mayor será el límite de cambio de fase no lineal permitido antes de que ocurran inestabilidades [18].

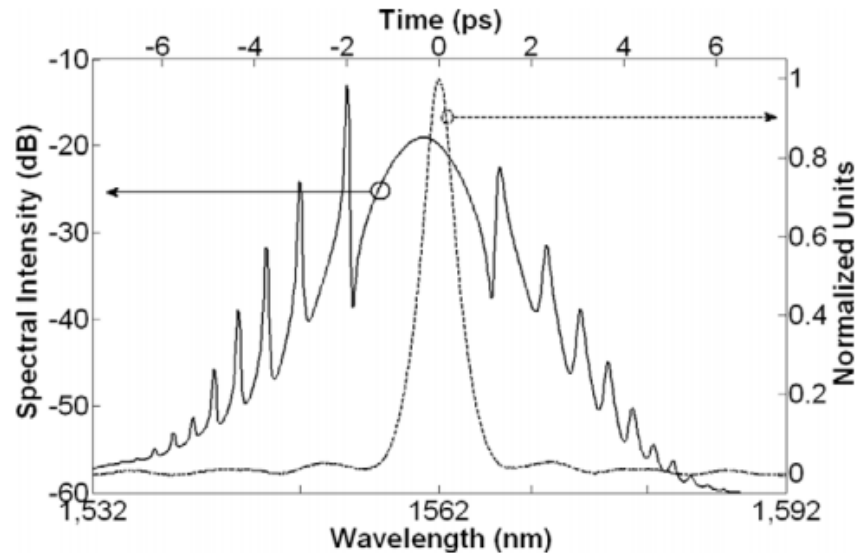


Figura 2.17. Perfil temporal y espectro típico con bandas de Kelly de un solitón [44].

2.9.2 Solitones de compensación de dispersión

Uno de los factores limitantes de los láseres de fibra de solitones es la energía limitada de los pulsos generados. En efecto, de la ecuación (2.17) $E_p \propto 1/\tau$ y por lo tanto la potencia pico $P \propto 1/\tau^2$: por ejemplo, un incremento de energía de un factor 2 implica una potencia pico 4 veces mayor, por lo que rápidamente aparecen efectos no lineales excesivos e inestabilidades, limitando en la práctica la energía de los pulsos a unos 100pJ . Por este motivo se desarrollaron los “stretched-pulse fiber lasers”, capaces de producir solitones de compensación de dispersión (DM), cuya energía es un orden de magnitud mayor ($\sim nJ$). Uno de los primeros trabajos en el que se reportaron pulsos estables, que inspiró a varios autores a utilizar técnicas que permitieran producir pulsos de alta energía fue en [45]. Entre estos se encuentra Tamura (1993) *et. al.* [46]. Tamura y colaboradores utilizan la técnica de compensación de dispersión en la cavidad láser para producir pulsos estables. Esta cavidad contiene secciones con diferentes regímenes de dispersión (upchirp y downchirp), con valor promedio ligeramente anómalo, provocando que la duración se comprima y estire periódicamente durante su curso en la cavidad (el pulso “respira”, ver Fig. 2.18). En consecuencia, la duración del pulso depende del sitio donde se coloca la salida del láser. La razón por la cual este diseño permite alcanzar energías de pulso mayores es que la potencia

pico máxima generadora de inestabilidades solo se alcanza en 2 puntos en la cavidad (en el centro de cada sección de fibra), cuando la duración del pulso es mínima, y no en toda la cavidad como pasaría en una cavidad con dispersión uniforme. Estos láseres son comúnmente conocidos como “láseres de estiramiento de pulsos” (*stretched-pulses fiber laser*, en inglés). Con estos esquemas es posible obtener pulsos con duración de $\sim 100\text{ps}$ y con energía en el orden de los nJ [47].

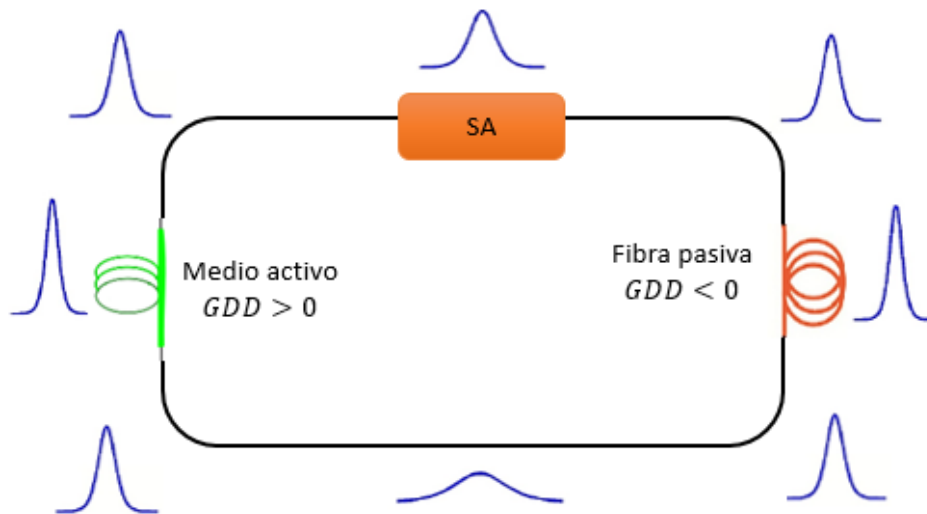


Figura 2.18. Esquema de un láser de fibra de estiramiento de pulsos.

2.9.3 Similaritones

Las principales características que distinguen los *láseres de similaritones* (*similariton lasers*, en inglés) son las siguientes: la primera es que, su perfil temporal y espectral son tipo parabólico (ver Fig. 2.19). A diferencia de los solitones conservativos que son soluciones estáticas, los similaritones son soluciones asintóticas cuya su duración y ancho espectral cambian (incrementan o disminuyen) cuando se propagan, pero conservan su perfil, pues son altamente chirpeados [48]. La segunda es que, este chirp positivo no se compensa con GDD negativo sino con un filtro espectral. Este filtraje espectral trunca el pulso que sale de la fibra de ganancia (medio activo) tanto en el dominio espectral como en el temporal. Si bien, la duración del pulso incrementaría si se reduce su ancho espectral, un pulso con alto chirp se acorta, por lo que al filtrar espectralmente un pulso con alto chirp se tiene un efecto de recorte significativo en los extremos del perfil temporal del pulso. Este efecto de recorte se utilizó para permitir la operación en láseres de fibra de amarre de modos en dispersión completamente normal (*all-normal-dispersion fiber laser*). Estos pulsos alcanzan energías pico alrededor de 10s de nJ . Esta transición de insertar un filtro espectral da como resultado la inserción de un balance entre ganancias y pérdidas para formar pulsos estables, lo que lleva a tener un concepto nuevo de solitón (disipativo) y nuevos regímenes de pulsos.

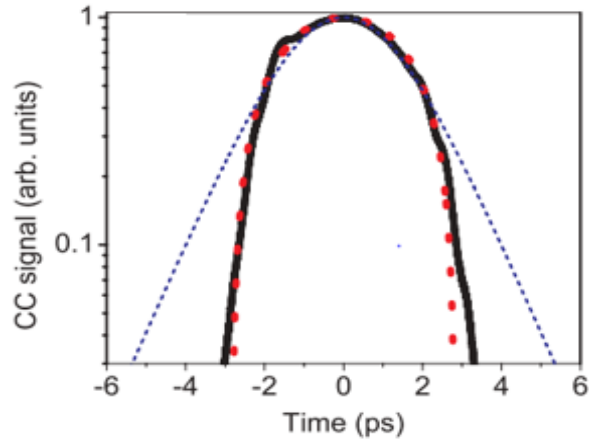


Figura 2.19. Perfil temporal de un similaritón; la línea discontinua representa la curva teórica de un similaritón, los puntos rojos los datos experimentales y la línea negra es la curva de ajuste [49].

2.9.4 Solitones disipativos

Vimos que la generación de solitones conservativos se debe principalmente un balance entre dispersión y efectos no lineales (SPM). Sin embargo, en la práctica existen otros mecanismos en la cavidad que influyen de forma preponderante en la generación de pulsos de solitones como son los efectos disipativos. Estos tipos de pulsos se conocen como *solitones disipativos*.

Por definición, los solitones disipativos son soluciones localizadas de un campo electromagnético cuya existencia y estabilidad dependen crucialmente de un balance de energía entre el medio que lo rodea (elementos disipativos) y la presencia de efectos no lineales, dispersión y/o difracción [50]. Este balance de energía debe ser equilibrado en términos de ganancias y pérdidas y debe ser exacto para producir soluciones localizadas estacionarias. Para ser estacionarios los solitones en sistemas disipativos (PML-FL) deben tener distintas regiones internas que extraigan energía de una fuente externa y otras regiones donde la energía se pierda en el medio que lo rodea. Por lo tanto, un solitón disipativo estacionario resulta del intercambio continuo de energía con el medio que lo rodea y de la redistribución de la energía en varias partes del solitón. Este flujo de energía interno corresponde a una fase no uniforme a través del perfil de solitón disipativo, la cual es equivalente a la fase no lineal en un solitón conservativo estacionario [50]. Como consecuencia y en comparación con los solitones convencionales, el impacto de los efectos disipativos revela situaciones inusuales en las que se pueden encontrar bajo ciertas

circunstancias como, por ejemplo, solitones disipativos brillantes en régimen de dispersión normal [51] o más complejos como moléculas de solitones [52].

Así, en general las componentes y fuentes que constituyen a los solitones disipativos son: los solitones, efectos no lineales y disipativos. Estos parámetros hacen que el pulso óptico sufra ganancias o pérdidas saturables, filtrado espectral, fenómenos no lineales, procesos de esparcimiento estimulado [47] provocando que el pulso sufra cambios en su fase y amplitud.

La ecuación que se ha utilizado para el estudio de los solitones disipativos en láseres de amarre de modos pasivo es la ecuación compleja cubica-quintica de Ginzburg-Landau (CQGLE) que una extensión de la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE) con términos de mayor orden que corresponden a términos disipativos [53], cuya forma normalizada es:

$$i\psi_z + \frac{D\psi_{tt}}{2} + |\psi|^2\psi + \nu|\psi|^4\psi = i\delta\psi + i\varepsilon|\psi|^2\psi + i\beta\psi_{tt} + i\mu|\psi|^4\psi, \quad (2.18)$$

donde el campo envolvente ψ es una función de t (tiempo retardado en el marco de referencia del pulso) y de z , la distancia de propagación. ψ_z es la primera derivada respecto a z y ψ_{tt} la segunda derivada en t . El lado izquierdo de la ecuación contiene los términos conservativos, donde D es el régimen de dispersión anómala (normal) si es positivo (negativo) y ν se aplica al efecto Kerr de quinto orden. El lado derecho de la ecuación incluye todos los términos disipativos (δ , ε , β y μ); coeficiente para la pérdida lineal (si es negativa), la ganancia no lineal (si es positiva), filtraje espectral y la saturación de la ganancia no lineal (si es negativa), respectivamente. Estos son los efectos físicos básicos necesarios para construir un láser de amarre de modos pasivo. Esta ecuación no es integrable, lo que significa que no tiene una solución analítica. Por ello, es necesario utilizar métodos numéricos y bajo ciertas aproximaciones es posible encontrar diferentes soluciones estacionarias. Debido a que los diferentes términos/parámetros que componen la ecuación (2.18) pueden tener diferentes valores, es posible encontrar una gran variedad de soluciones de solitones disipativos, en la Fig. 2.20 se muestran algunas de ellas. Con estos pulsos se ha logrado obtener pulsos con energías de 10s de nJ [54] o más. Debido a que estos pulsos son altamente chirpeados, estos usualmente son comprimidos a la salida usando un par de prismas o rejillas compresoras, siempre y cuando el chirp sea lineal. Una vez comprimido estos pulsos se logra obtener una duración por debajo de los ps y con una potencia pico de 100s de kW e incluso hasta MW [55].

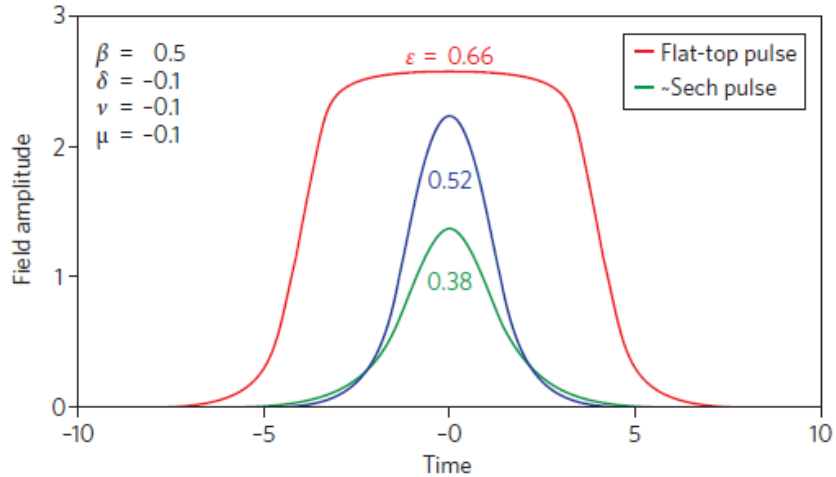


Figura 2.20. Ejemplos de solitones disipativos que satisfacen la ecuación (CGLE). Se muestran perfiles como secante hiperbólica y perfil plano [50].

2.9.5 Láseres ANDi y solitones disipativos de resonancia (DSR)

Vimos que, gracias al estudio de los láseres de similaritones fue posible obtener pulsos estables en la región de dispersión todo normal [56, 57]. Estos *láseres ANDi* forman un espectro con forma de M debido al balance entre los efectos que sufre el pulso por el filtro espectral, por un lado, y por la no linealidad, la dispersión y la ganancia, por otro lado [7]. Un ejemplo de este tipo de cavidades y de su espectro se muestra en la Fig. 2.21. Con estos láseres se ha logrado alcanzar una energía de $\sim 20\text{ nJ}$.

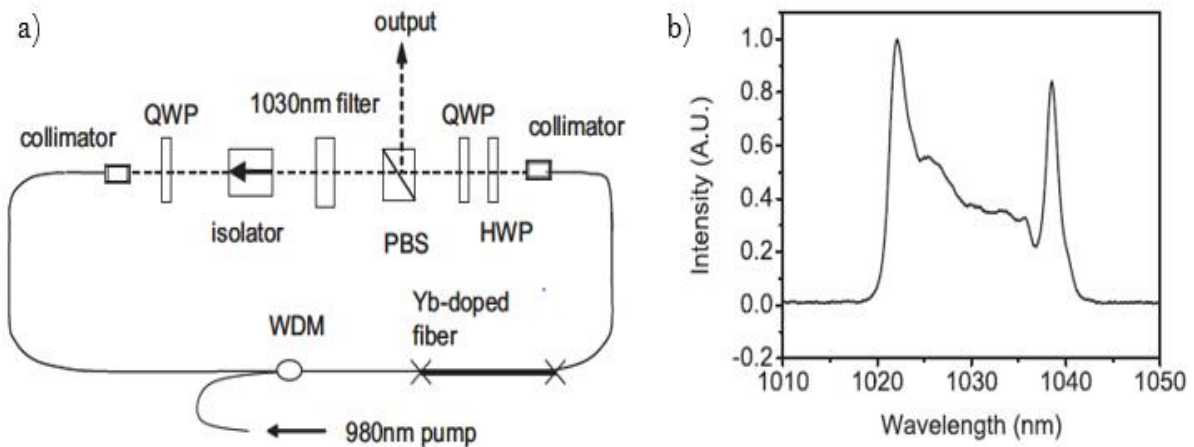


Figura 2.21. a) Cavidad de un láser de fibra todo normal (láser ANDi) y b) su típico espectro [56].

De esta manera, se han desarrollado cavidades en la región de dispersión normal o anómala para producir pulsos de mayor energía. Uno de estos pulsos son los *solitones disipativos de resonancia* (DSR), donde se encontró teóricamente que no presentan límite de energía. Estos fueron encontrados resolviendo numéricamente la ecuación CQGLE [58] y reportados experimentalmente en [59]. El concepto de estos tipos de pulsos en ML-FL básicamente implica que su energía incrementa linealmente conforme aumenta la potencia de bombeo sin que se desvanezcan o desestabilicen los pulsos. Estos tienen perfil temporal cuadrado (con duración de 100s de ns) y su duración puede incrementar mientras se mantiene su potencia pico (ver Fig. 2.22). Se ha logrado obtener DSR con energía arriba de $6.5\mu J$ en una configuración de figura 8 (F8L) [60] y de $3\mu J$ en esquemas de figura 9 (F9L) [61].

Por otro lado, la desventaja de estos tipos de pulsos (DSR) es que presentan un chirp no lineal, lo que hace difícil comprimir la duración del pulso a la salida del láser utilizando prismas o rejillas de Bragg, por ejemplo. A menudo se suele confundir con los pulsos de ruido, sin embargo, una forma de diferenciarlos es mediante la forma de su espectro y su auto correlación, en la que DSR tiene un perfil triangular [62].

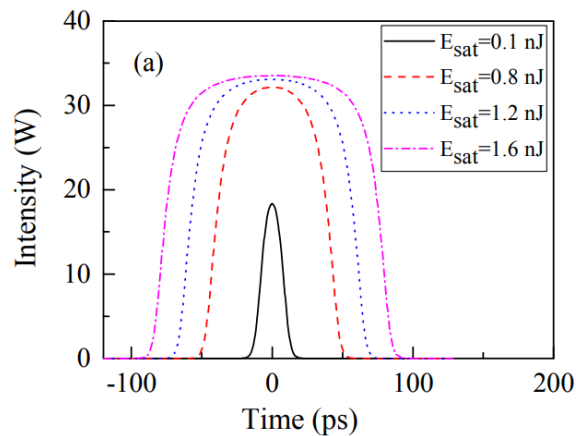


Figura 2.22. Perfil temporal de un solitón disipativo de resonancia (DSR). Se muestra que su potencia pico permanece casi constante mientras aumenta su duración temporal a partir de $E_{sat} = 0.8nJ$ [63].

2.10 Dinámicas de solitones en láseres de amarre de modos pasivo

En las secciones anteriores se describieron algunos tipos de láseres de amarre de modos pasivo en los que es posible obtener pulsos ópticos estables. Vimos que la inserción de un filtro espectral (láseres de similaritones), además de otros efectos (SA, dispersión

cromática, efecto Kerr, entre otros) llevó a un nuevo concepto de solitón (disipativo), surgiendo por lo tanto una gran variedad de regímenes en ciertos esquemas tanto en dispersión normal como anómala. Algunos ejemplos de estos regímenes no estacionarios se describen a continuación.

Solitones pulsantes [64]: En este tipo de pulsos la envolvente temporal muestra un comportamiento periódico, el cual es mayor que el período de la cavidad (correspondiente a $2n$ veces el período de la cavidad, con $n = 1,2,3 \dots$).

Explosiones de solitones: El solitón en un sistema disipativo estalla abruptamente en varios fragmentos en el dominio temporal y gradualmente recupera su estado original después de la erupción, que es similar al comportamiento de una explosión y, por lo tanto, se considera explosión de solitón. [65].

2.10.1 Pulsos de ruido NLPs

Un pulso de ruido NLP es un paquete de onda con duración del orden de $\sim ns$, el cual contiene cientos de sub pulsos internos de ps o fs con dinámica compleja a pequeñas escalas de tiempo, pero en general exhiben un comportamiento estable a grandes escalas de tiempo, un ejemplo del perfil temporal de un NLP se muestra en la Fig. 2.23. Algunos de los primeros trabajos que reportaron experimentalmente la generación de NLPs en PML-FL fue Horowitz *et al.* en 1997 [4]. En este trabajo se propone que la causa de la generación de un NLP es por el efecto de la dependencia de la polarización debido a la birrefringencia en la cavidad láser. Posteriormente, otros autores propusieron diversas teorías de la formación de los NLP, sin embargo, en la actualidad la cuestión se encuentra ampliamente abierta. Algunos trabajos en los que reportan estos tipos de regímenes se encuentran por ejemplo en [66,40].

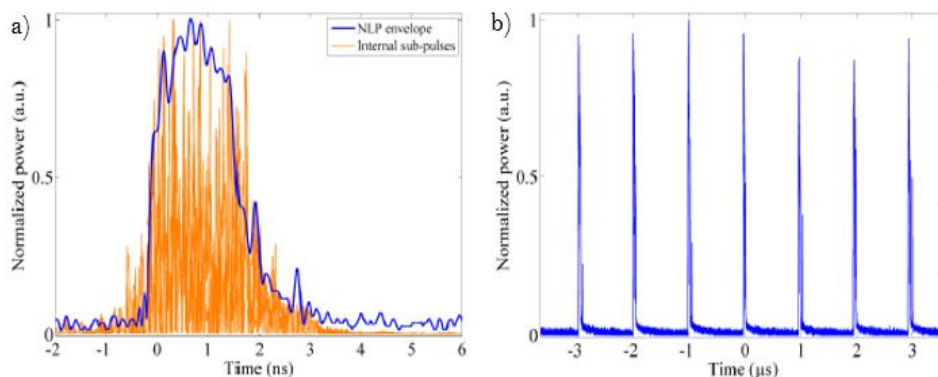


Figura 2.23. a) Envolvente medida experimentalmente de un NLP y subpulsos internos simulados numéricamente y (b) tren de pulsos estable [23].

2.10.2 Spiny solitons

Además de los pulsos de ruido mencionados anteriormente, los cuales son de naturaleza caótica, se han reportado otro tipo de pulsos de similar naturaleza que son llamados spiny solitons (solitones espinosos). En [8] reportan numéricamente este tipo de régimen resolviendo la ecuación (2.18). De hecho, esta solución es otro ejemplo de un solitón disipativo que existe debido al equilibrio entre ganancia y pérdida, y entre no linealidad y dispersión [50]. Como la solución no es estacionaria, este balance se realiza en promedio tanto en dirección transversal como longitudinal. Es por eso que el solitón permanece localizado alrededor de su perfil promedio.

2.10.3 Solitones múltiples

El aumento de la potencia a la salida de los láseres de fibra en los últimos años ha permitido un incremento considerable del número de solitones coexistentes en láseres de fibra de amarre de modos pasivo. Por tanto, el número de pulsos que interactúan ha sido de unas pocas decenas a varios cientos de pulsos. Como consecuencia de las interacciones del solitón, se pueden observar diferentes patrones complejos [68-69]. Dependiendo de la naturaleza y del rango de interacción, las distribuciones de solitones pueden exhibir algún orden en diferentes escalas o pueden estar completamente desordenadas. Para los láseres de fibra de baja potencia, la formación de estados ligados que incluyen pocos pulsos se ha estudiado ampliamente, tanto teórica como experimentalmente, lo que lleva al surgimiento de la dinámica de solitones disipativos [70-71]. Si bien la potencia promedio en los láseres de fibra ha aumentado, el gran número resultante de solitones que interactúan produce distribuciones temporales complejas. Por ejemplo, en [72] reportan un régimen donde coexisten múltiples solitones dentro de la cavidad láser, proponen que la generación de múltiples solitones en el láser es causada por el efecto límite de potencia máxima de la cavidad. Dependiendo del ajuste del cambio de fase lineal, el cambio de fase no lineal generado por un solitón que se propaga en la cavidad podría ser tan grande que cambie la retroalimentación de la cavidad de un régimen positivo (seleccionado inicialmente) a un régimen negativo (retroalimentación negativa). Como resultado de este cambio de retroalimentación en la cavidad la potencia pico máxima del solitón es limitado. En este caso, aumentar la potencia de bombeo no aumentaría la potencia máxima de los solitones, sino que generaría un solitón adicional.

En este sentido, se pueden encontrar comportamientos colectivos (solitones múltiples) análogos a los estados de la materia (gas, líquido y cristales de solitones) que se han reportado por varios autores [68,73]. Por ejemplo, en [68] reportan un estado de gas de

solitón en su esquema experimental, cuyo estado más comúnmente observado es una distribución en la que los solitones están desordenados a lo largo de la cavidad y en movimiento perpetuo; ocupan todo el espacio disponible a lo largo de la cavidad. De hecho, en el marco de la velocidad del grupo, los solitones se mueven debido a sus pequeñas diferencias en la velocidad del grupo, que pueden resultar de diferentes longitudes de onda centrales, o eventualmente de efectos no lineales o no conservativos.

En la evolución temporal en el caso en que los solitones cubren solo una pequeña parte de la cavidad, alrededor del 15% demuestra que el sistema ha experimentado una transición de fase de gas a líquido o sólido. Lo anterior caracteriza el estado de los solitones, el cual corresponde a un estado líquido, ya que los solitones llenan solo una parte del espacio disponible y están en movimiento relativo dentro de un rango definido. Este estado es el más difícil de caracterizar debido a la corta distancia entre los pulsos y su movimiento indefinido. Además, se pueden crear y destruir estados ligados de pocos pulsos debido al movimiento relativo y la interacción del solitón.

El último estado de interés es un estado con una gran cantidad de pulsos análogos a un cristal de extensión finita. El osciloscopio rápido proporciona solo la envolvente de la señal porque los pulsos no pueden ser separados. La inspección del espectro óptico y la traza de autocorrelación revela que la señal está compuesta por cientos de pulsos idénticos, que son mutuamente coherentes y están espaciados regularmente. Esto se demuestra por la fuerte modulación en el espectro óptico.

Entre otros comportamientos colectivos de solitones múltiples se pueden encontrar las moléculas de solitones y lluvia de solitones. Las moléculas de solitones se basan en la existencia de atractores para el sistema dinámico no lineal fundamental [3]. En una molécula de solitón los grados de libertad más relevantes de la dinámica interna son las separaciones temporales relativas entre solitones, así como sus fases relativas [74]. Más recientemente, en [74] estudian la dinámica de arreglos complejos de múltiples solitones, extendiendo el análisis a regímenes donde múltiples paquetes de solitones en diferentes longitudes de onda coexisten e interactúan en la cavidad, explorando simultáneamente la dinámica interna de varias moléculas de solitones de vida corta, así como la dinámica colectiva de los diferentes paquetes de solitones distribuidos en la cavidad. Lo anterior lo realizan con un análisis simultáneo en los dominios temporal y espectral.

Por último, en [75] reportan un régimen llamado lluvia de solitones en un láser de fibra dopada con erbio de dispersión anómala de amarre de modos pasivo a través de NPR. Este comportamiento dinámico aparece cuando hay una coexistencia de un grupo de solitones

y un ruido de fondo de onda casi continua (QCW). Cuando el nivel de fondo de radiación es lo suficientemente alto, los solitones emergen espontánea y aleatoriamente de las fluctuaciones de fondo, luego se desplazan a la fase de condensado. La velocidad relativa de los solitones individuales frente a la fase condensada permanece constante. Las fluctuaciones de fondo se deben a una gran cantidad de modos de oscilación no coherentes [76].

2.10.4 Ondas gigantes u optical rogue waves

Las ondas ópticas gigantes es el nombre dado por los oceanógrafos a ondas marinas aisladas de gran amplitud que ocurren con más frecuencia de lo esperado para distribuciones estadísticas con distribución gaussiana. Estas ondas son de naturaleza ubicua y aparecen en una variedad de contextos diferentes. Se dice que la combinación de dinámicas caóticas, fuertes interacciones no lineales y colisiones entre pulsos producen eventos de amplitud extrema y corta duración [77]. Este concepto fue primero utilizado en el área de oceanografía, aunque en el campo de la óptica en particular, ha ofrecido una gran ventaja donde es posible registrar la evolución de las ondas significativamente más rápido y con un mayor número de eventos que pueden ser registrados en un período de tiempo razonable, en contraste con las perspectivas de investigación en oceanografía donde los registros de este tipo de ondas no suelen ser tan comunes en este ambiente, y requieren cubrir vastas áreas geográficas (por ejemplo, todo el océano).

Desde la aparición de este tipo de ondas en la *generación de super continuo* (SCG) [78], ha atraído un gran interés en la comunidad científica en áreas como la óptica no lineal. Estos eventos fueron observados primero en el marco de SCG en fibras hace poco más de 13 años, posteriormente fueron reportados en una gran variedad de sistemas ópticos, en particular en láseres de fibra de ML pasivo en el marco de las colisiones entre solitones múltiples [79], la interacción entre ondas dispersivas [80] y pulsos de ruido [77,81], cuyos regímenes se han identificado como los mecanismos clave en la formación de eventos gigantes, pero la evidencia experimental directa de estos mecanismos sigue siendo difícil de alcanzar. Las tres características principales que definen un fenómeno ORW según C. Lecaplain, *et. al.* [77] son las siguientes:

La primera consiste en encontrar una dinámica donde ocurran eventos de intensidad descomunal. Esto se determina mediante la comparación entre una intensidad de una onda dada y la altura de onda significativa (significant wave height, SWH), la cual se define como la intensidad promedio del tercio de los eventos más intensos. Los eventos con intensidad superior al doble de SWH son candidatos a ondas gigantes. Este criterio es generalmente suficiente para distinguir las ORW de los eventos regulares que abundan en la dinámica de

sistemas disipativos no lineales [82] y de los eventos caóticos como las explosiones de solitones disipativos [83]. La segunda característica para denominarse ORW es que deben ser ondas transitorias que aparecen inesperadamente y desaparecen sin dejar rastro. En oceanografía, este criterio excluye, por ejemplo, a tsunamis, cuya propagación se puede rastrear a largas distancias. Por último, la tercera característica establece que los eventos ORW surgen con mayor frecuencia de lo que deberían si obedecieran una distribución clásica como Rayleigh o estadística Gaussiana.

Capítulo 3. Técnicas de caracterización de pulsos ópticos

En esta sección se describen algunas de las técnicas experimentales que se utilizan para caracterizar y analizar la dinámica de pulsos en cavidades láser. Primero, se describen brevemente las técnicas convencionales. Entre estas se encuentran: autocorrelación (AC), medición del espectro, mapeo temporal single-shot (SS). Esta última permite obtener un mapeo en 3D en el dominio del tiempo. Por último, se mencionan brevemente algunas otras técnicas que se han implementado para obtener un mapeo espectral en 3D mediante la técnica de transformada de Fourier Dispersiva (DFT), además de la medición por lentes temporales y el estado de polarización a la salida del láser. Estas técnicas son muy útiles para analizar el comportamiento de la dinámica bajo estudio teniendo varios enfoques.

3.1 Técnicas convencionales para la caracterización de dinámicas

Como técnicas convencionales se encuentran la autocorrelación (AC), medición del espectro óptico y la medición del tren de pulsos a la salida del láser en el dominio del tiempo mediante un osciloscopio. Para medir experimentalmente la AC se utilizan dispositivos que permiten realizar este trabajo, los cuales se llaman autocorreladores (ACs). Estos ACs ópticos se utilizan en particular para la medición de la duración de pulsos cortos o ultracortos con duraciones de picosegundos o femtosegundos, en el que un aparato electroóptico (basado en un fotodiodo, por ejemplo) sería lento para medir esta duración [84].

El principio básico del funcionamiento de un AC para la medición de la duración del pulso es encontrar la correlación del pulso temporal consigo mismo. Esto se puede lograr con un divisor de haz, el cual divide la amplitud del pulso incidente, produciendo por lo tanto dos copias del mismo pulso. Este par de pulsos se superponen en un medio no lineal, donde interactúan sobre la base de cierta no linealidad, típicamente generación de segundo armónico, siempre y cuando se superpongan temporalmente y espacialmente [84]. Un esquema típico de un AC se muestra en la Fig. 3.1. Este es un esquema interferométrico tipo Mach-Zehnder con un brazo fijo y otro de longitud variable que permite hacer un

barrido sobre el tiempo retardado τ . Este barrido se hace sobre τ y para cada valor de τ se obtiene un haz (segundo armónico) cuya potencia es proporcional a la autocorrelación del pulso (ecuación 3.1) para este valor de retardo. Los valores de esta autocorrelación se grafican en función del retardo, dando la curva de autocorrelación, Fig. 3.2 (en la práctica, esta curva se puede medir directamente en un osciloscopio).

La diferencia de longitud del brazo permite la sincronización relativa de los pulsos y puede ser ajustada mecánicamente mediante el arreglo óptico que cambia la variable de retaso τ (optical delay line, ODL). Se utilizan diferentes tipos de líneas de retardo (ODL), por ejemplo, utilizando bloques de vidrio giratorios o espejos.

Para medir la duración del pulso, la autocorrelación de los pulsos se registra en función de la diferencia de longitud del brazo. Esto se puede hacer bajo el control de una computadora, usando una etapa de traducción motorizada para mover la línea de retardo, o simplemente moviendo un prisma con geometría cúbica. La autocorrelación de la señal está dada por

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt. \quad (3.1)$$

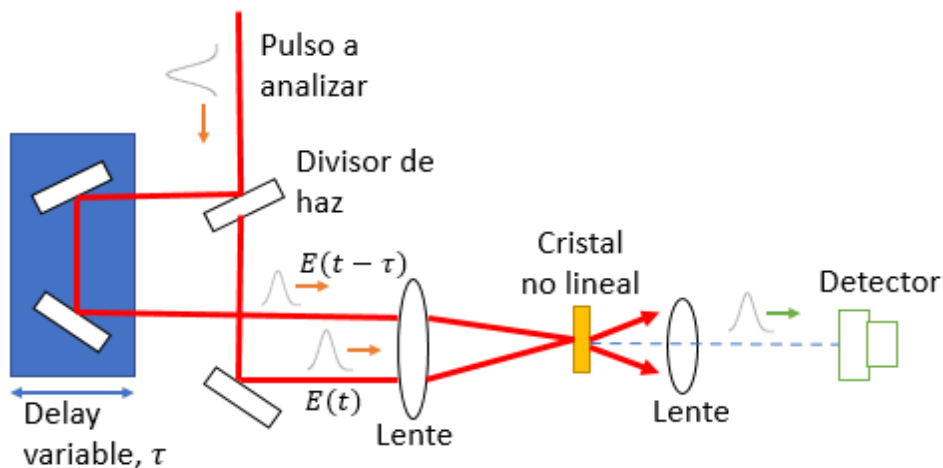


Figura 3.1. Esquema de un autocorrelador de intensidad.

La Fig. 3.2 muestra la señal de autocorrelación para pulsos de la forma $\text{sech}^2 x$. El eje horizontal muestra el tiempo retardado calculado a partir de la diferencia de longitud del brazo.

Para pulsos con forma de $\text{sech}^2 x$, la duración del pulso es ≈ 0.65 veces el ancho de la señal de autocorrelación. Este factor de conversión depende de la forma del pulso. Una

evaluación aproximada a menudo se basa en alguna suposición sobre la forma del pulso. Realizando un ajuste de la autocorrelación registrada con una curva teórica con la forma de un supuesto pulso proporciona una mejor estimación. La autocorrelación es, por ejemplo, siempre simétrica con respecto a su centro, incluso para formas de pulso asimétricas. Sin embargo, en la práctica se pueden obtener formas de autocorrelación asimétricas a partir de autocorreladores desalineados.

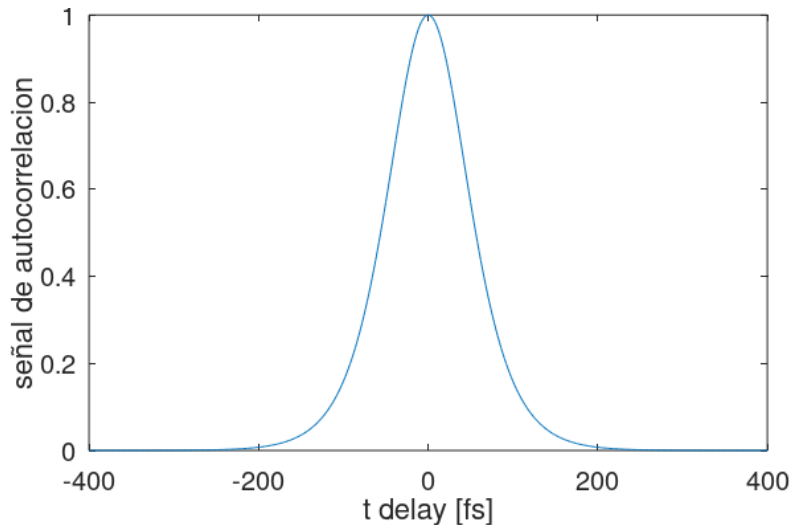


Figura 3.2. Autocorrelación de un solitón con forma de $\text{sech}^2 x$.

Cabe mencionar que la autocorrelación es una medición indirecta, es decir, lo que se mide es la autocorrelación y no el perfil propio del pulso. Además, es una medición promedio, lo que quiere decir que realiza la medición de un gran número de pulsos (en la práctica, el barrido se completa en una fracción de segundos, lo que representa típicamente millones de ciclos en la cavidad). Si el pulso presenta dinámicas rápidas, estas no se notan, solo se obtiene el valor promedio de la autocorrelación.

Por otro lado, se utiliza un analizador óptico de espectros OSA para medir el espectro a la salida del esquema láser. Este dispositivo también tiene un tiempo de barrido del orden de una fracción de segundo, por lo que proporciona una medición del espectro promedio de los pulsos y no el espectro en tiempo real. La medición del espectro es muy útil y usado ampliamente para conocer el régimen en el que trabaja la cavidad láser. Por ejemplo, si es onda continua CW, el espectro a la salida será típicamente un pico estrecho. Si se tienen solitones aparecerán típicamente bandas de Kelly [44], en pulsos de ruido NLP el espectro es comúnmente amplio (10s de nm) y liso, sin detalles (aunque el espectro de un solo NLP

es complejo y presenta muchos detalles, estos no aparecen en la medición del OSA por efecto del promediado) [10] e incluso donde coexisten regímenes mixtos [9].

Por último, otra técnica de caracterización convencional es la medición del perfil temporal a la salida del láser utilizando un osciloscopio. Con este puede obtenerse una aproximación de la duración del pulso (cuando se trabaja con pulsos cortos $\sim ns$ o hasta 100s de ps) y también conocer el perfil temporal del pulso.

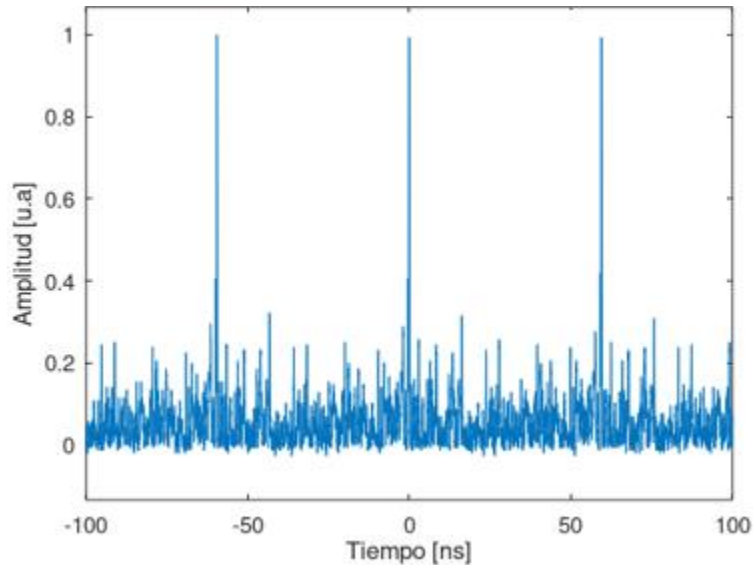


Figura 3.3. Medición temporal de un pulso periódico con un osciloscopio.

Conociendo la forma temporal (ver Fig. 3.3), la autocorrelación y el espectro, generalmente suele conocerse el régimen con el que opera el láser, si este es relativamente estacionario. Sin embargo, estas mediciones solo dan información sobre el comportamiento promedio. Si existe una evolución a lo largo del tiempo (dinámicas), esta no se puede caracterizar con estas técnicas. Por ello, es necesario desarrollar técnicas más avanzadas de las expuestas anteriormente. Algunas de estas técnicas pueden ser en el dominio del tiempo o en el dominio espectral e incluso la medición de ambas simultáneamente. Estas se describen a continuación.

3.2 Mapeo temporal en 3D mediante la técnica de Single-Shot SS (una sola adquisición)

La técnica del mapeo temporal en 3D por el modo Single-shot (SS) o una sola adquisición, consiste en la medición con un solo disparo de un gran número de ciclos o periodos consecutivos registrados por un osciloscopio rápido (ver Fig. 3.4(a)). Estos ciclos son posteriormente segmentados y apilados para después formar una secuencia (ver Fig. 3.4(b)). En este esquema, los datos son presentados mediante un sistema de referencia que consiste en un eje de tiempo (duración del periodo), un eje de tiempo largo (evolución a lo largo de las sucesivas vueltas) y un eje de intensidad. Para segmentar dichos datos es necesario conocer el periodo de la cavidad para alinear los datos respecto a este valor. Este valor es dado de manera aproximada por el osciloscopio. Es posible conocer el periodo con más exactitud cuando los datos son segmentados respecto a este primer valor. Se obtiene el valor exacto cuando en la sábana resultante no ocurre alguna inclinación como se observa en la Fig. 3.5(a). Cuando se tiene una inclinación (hacia la derecha) en la sábana como en la Fig. 3.5(b) el periodo es menor al verdadero, o bien, si la inclinación es hacia la izquierda el periodo es mayor al verdadero.

Una desventaja de esta técnica de un solo disparo es que solo permite abarcar un tiempo corto de la evolución debido a la memoria limitada del equipo. Este tiempo permite capturar desde cientos a miles de ciclos consecutivos, lo que permite caracterizar solo dinámicas muy rápidas que suceden en cierta escala de tiempo (aproximadamente durante ~ 10 s de μ s dependiendo de la memoria). Con la técnica SS, este tiempo solo se puede alargar sacrificando la resolución. Por ello, cuando se requiere analizar dinámicas que ocurren en tiempo muy largos (10s de \sim ms o más) es necesario aplicar otra técnica que permita estudiar dinámicas a estas escalas. Dicha técnica es implementada por una función interna del osciloscopio rápido y a través de un procesamiento de los datos adquiridos es posible construir una sábana en 3D.

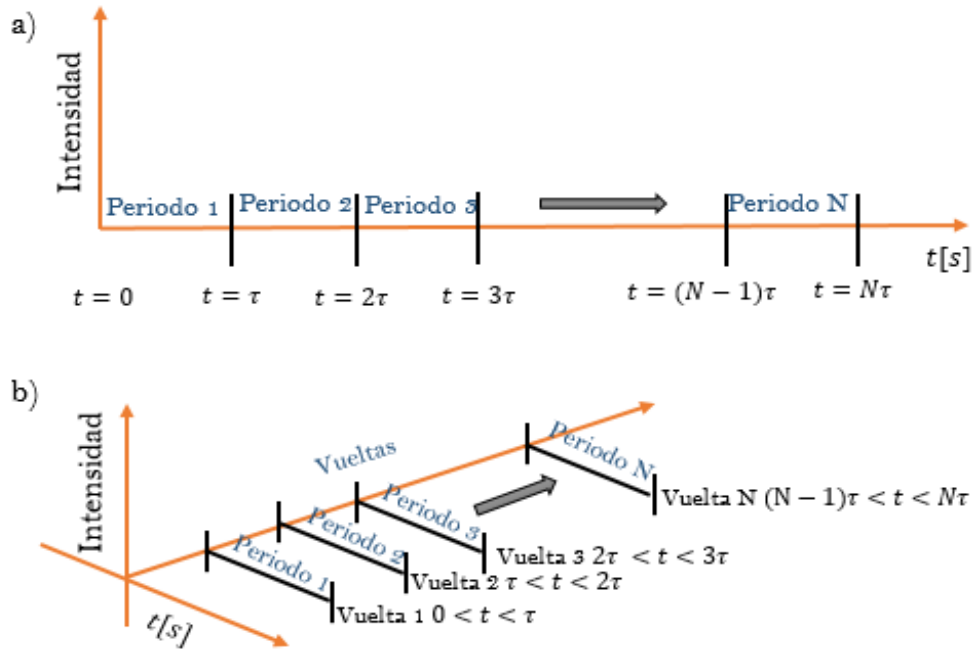


Figura 3.4. Técnica del mapeo temporal de la evolución del perfil temporal de los pulsos sobre N ciclos de la cavidad.

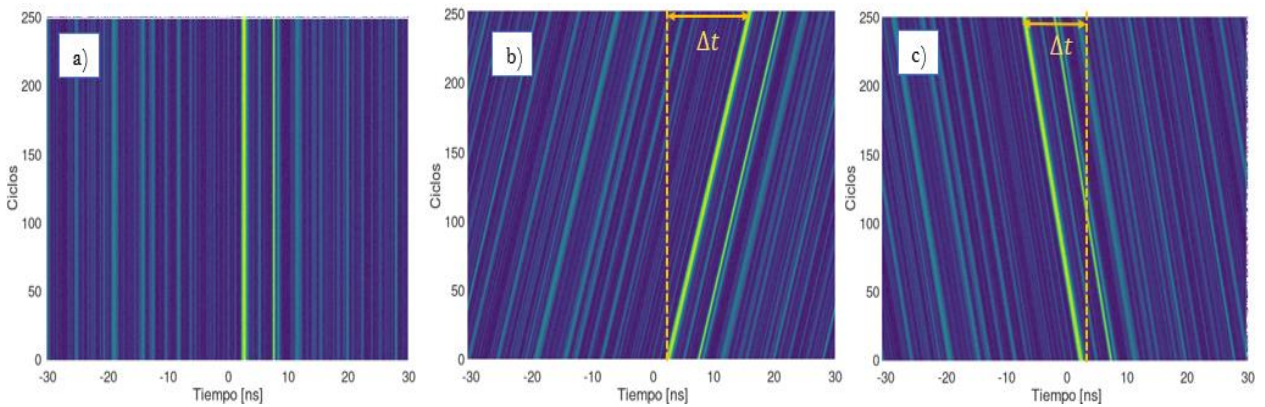


Figura 3.5. Segmentación de los datos respecto al a) periodo exacto, b) menor al periodo verdadero y c) mayor al verdadero.

Esta técnica ha sido implementada por varios autores [9, 10, 74, 88]. Una sábana en el que implementan esta técnica para analizar dinámicas complejas se muestra en la Fig. 3.6.

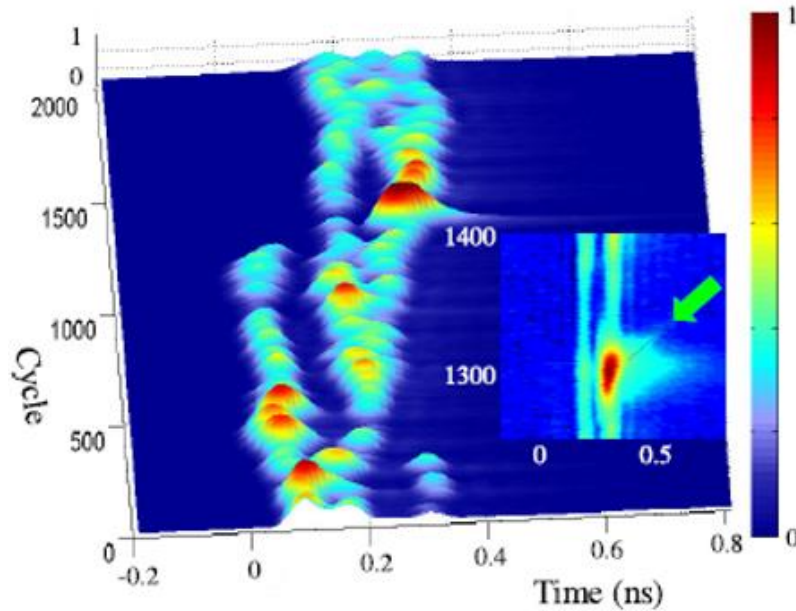


Figura 3.6. Mapeo temporal de la evolución de un NLP utilizando la técnica single-shot. La flecha verde indica un evento extremo (ORW) generador del solitón [9].

3.3 Mapeo espectral en 3D mediante la Transformada de Fourier Dispersiva

Esta técnica se ilustra en la Fig. 3.7. La transformada de Fourier dispersiva consiste de un medio dispersivo con una dispersión (GVD) alta (por ejemplo, una fibra dispersiva o una rejilla de Bragg con chirp lineal) y un equipo que mida la señal temporal (osciloscopio rápido y un fotodetector). Cuando un tren de pulsos ópticos se propaga en el medio dispersivo, el espectro de cada pulso es mapeado a una forma de onda temporal por la alta dispersión GVD del elemento dispersivo. En otras palabras, la forma de onda resultante en el dominio del tiempo de cada pulso es el análogo temporal del patrón de difracción de campo lejano (Fraunhofer) en el dominio espacial [89]. El tren de pulsos dispersados temporalmente es detectado por el osciloscopio rápido, digitalizado por un ADC y después se procesa la señal digital para finalmente analizar cada pulso en el dominio espectral. De esta forma realizando una medición single-shot es posible realizar un mapeo en 3D segmentando los datos como en el caso de mapeo temporal (SS).

Esta técnica es utilizada en diferentes áreas tales como: espectroscopía, imagen y mediciones SS. Es un método con gran potencial que supera el límite de velocidad de los espectrómetros tradicionales, ya que permite la medición de señales con mayor velocidad en tiempo real. Aunque existen otras herramientas de medición SS como el sistema FROG

[90] y la interferometría de fase espectral para la reconstrucción directa del campo eléctrico (SPIDER) [91], estas no permiten realizar mediciones espectrales en tiempo real.

Esta técnica se ha implementado también para el estudio de dinámicas en láseres de fibra de amarre de modos pasivo [92-94]. Por ejemplo, en [9, 74] realizan un mapeo simultaneo en el dominio temporal y espectral utilizando un osciloscopio rápido.

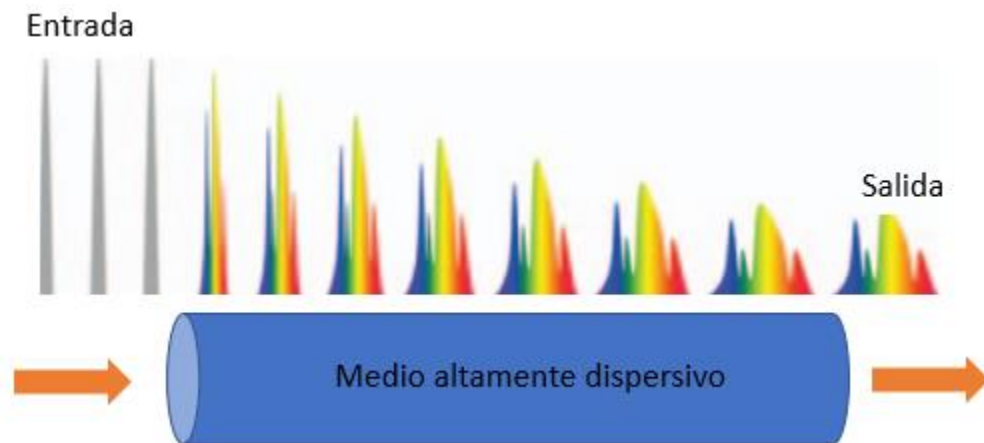


Figura 3.7. Principio de la transformada de Fourier dispersiva (DFT).

3.4 Caracterización por lentes temporales

Paralelamente a la medición espectral en tiempo real por la DFT, el desarrollo de un análogo temporal con una lente espacial delgada resulta en mediciones de intensidad de pulsos en tiempo real con resolución de sub-picosegundos. La tecnología de lentes temporales se basa en el concepto de dualidad espacio-tiempo, el cual establece una simetría entre la dispersión de pulsos y la difracción de haces ópticos. La dualidad se puede utilizar para diseñar una variedad de sistemas de imágenes temporales que pueden procesar formas de onda ópticas en el dominio del tiempo. La Fig. 3.8 muestra este concepto comparando el enfoque de teoría de rayos usando una lente para la compresión de pulsos usando una lente temporal.

Se puede realizar una lente temporal generando una fase temporal cuadrática a una señal de entrada. La forma más común para producir una lente temporal es mediante el proceso de mezcla de cuatro ondas (FWM) en fibras ópticas no lineales, cuyo proceso ultra rápido es una gran ventaja en comparación con otras técnicas. La lente temporal basada en FWM se puede implementar utilizando dispositivos de guía de onda diseñados con cierta

dispersión, como fibras no lineales y guías de ondas de silicio. Por lo tanto, el procesamiento de banda ancha se puede lograr en cualquier región de longitud de onda donde el material de la guía de onda es transparente y pueda alcanzarse la región de cero GVD.

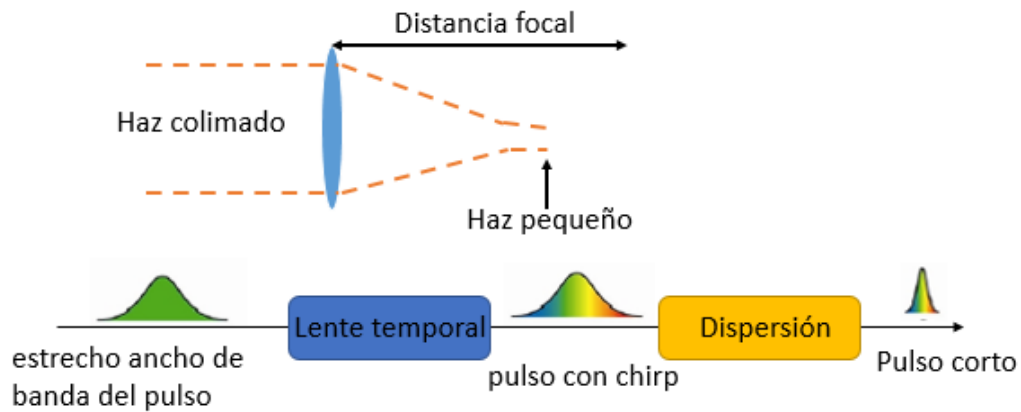


Figura 3.8. Ilustración del mecanismo de un lente temporal comparado con el enfoque de teoría de rayos.

Como se muestra en el diagrama de la Fig. 3.9, un pulso de femtosegundos sufre un chirp lineal (por el medio dispersivo) y se mezcla con la señal de entrada a través de una conversión de longitud de onda de mezcla de cuatro ondas. El proceso de FWM convierte en el dominio espectral (en longitud de onda) la señal, pero también le transfiere un cambio de fase cuadrático, lo que crea el efecto de lente temporal. Esta tecnología permite sistemas basados en lentes temporales de banda ancha construidos en plataformas totalmente guiadas y estables.

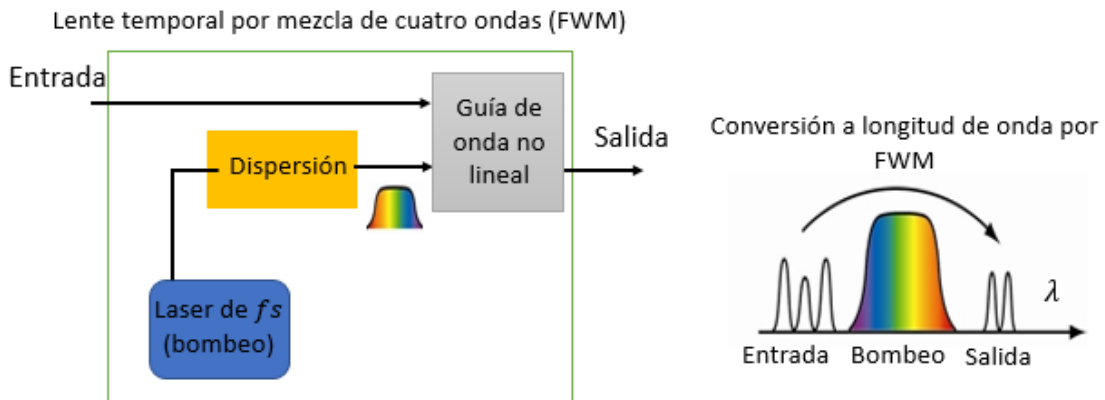


Figura 3.9. Mecanismo de lente temporal mediante la técnica de mezcla de cuatro ondas (FWM).

3.4.1 Magnificación temporal

Una de las formas más simples para la formación de imágenes temporales es ampliar una forma de onda óptica en el dominio del tiempo de forma similar como una lente amplía una imagen en el espacio. La implementación de esta funcionalidad es posible mediante un sistema de lentes temporales junto con medios dispersivos diseñados adecuadamente. La amplificación temporal genera una versión extendida de una forma de onda incidente ultrarrápida sin cambiar su perfil temporal, esto permite que un sistema de medición de ancho de banda bajo muestree directamente la entrada de alta velocidad sin necesidad de ningún algoritmo de post procesamiento [96-98]. El factor de amplificación (M) se puede cambiar ajustando la dispersión de salida. Se puede proporcionar más de un factor de amplificación.

La Fig. 3.10 muestra un esquema del sistema de magnificación temporal que se compone de un elemento dispersivo de entrada, una lente temporal y un elemento dispersivo de salida. La lente temporal se compone de un pulso de bombeo que es chirrpeado al pasar a través de un elemento dispersivo y una nano guía de onda de silicio que transfiere el chirp lineal del pulso de bombeo a la señal de dispersiva de entrada a través de FWM. De manera similar a la forma en que un sistema de imágenes espaciales magnifica los patrones espaciales, la señal de entrada se magnifica en el tiempo y el factor de magnificación viene dado por $M = D_0L_0/D_iL_i$, donde D_iL_i y D_0L_0 son la dispersiones totales de los elementos dispersivos de entrada y salida, respectivamente. Similar a un analizador espacial de Fourier, el espectro de la señal después de la lente temporal representa el frente de onda temporal de entrada con el factor de conversión de tiempo a longitud de onda dado por $\Delta\lambda/\Delta t = (D_iL_i)^{-1}$. De manera análoga a la difracción de Fraunhofer, el elemento dispersivo después de la lente temporal convierte la señal del dominio de la frecuencia al dominio del tiempo [119] con un factor de conversión de longitud de onda a tiempo aproximadamente dado por $\Delta t'/\Delta\lambda = D_0L_0$, que resulta en el factor de magnificación temporal $M = D_0L_0/D_iL_i$ entre t y t' .

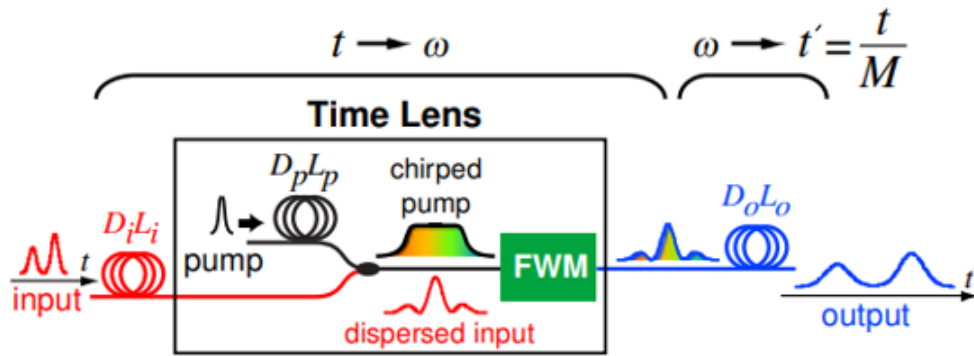


Figura 3.10. Diagrama que muestra el concepto de magnificación temporal utilizando la lente temporal por FWM. Un pulso de bombeo con chirp se mezcla con la señal de entrada que transfiere una fase cuadrática a la señal [97].

Una de las aplicaciones de las lentes temporales es para caracterizar el frente de onda de una señal arbitraria, en el que la lente temporal “estira” la señal de entrada y permite el muestreo directo de la forma de onda sin la necesidad de un post procesamiento. Con ello, se pueden obtener imágenes y detectar formas de onda ultrarrápidas muy complejas con ciertas características temporales en detectores y osciloscopios estándar. Un ejemplo de lo anterior se muestra en la Fig. 3.11, donde en [97] generan una forma de onda de 40ps de largo a partir de un generador de funciones, cuya señal pasa a través del sistema amplificador (lente temporal) con un factor de aumento de 520X que permite detectar la forma de onda en un osciloscopio de 5 GHz.

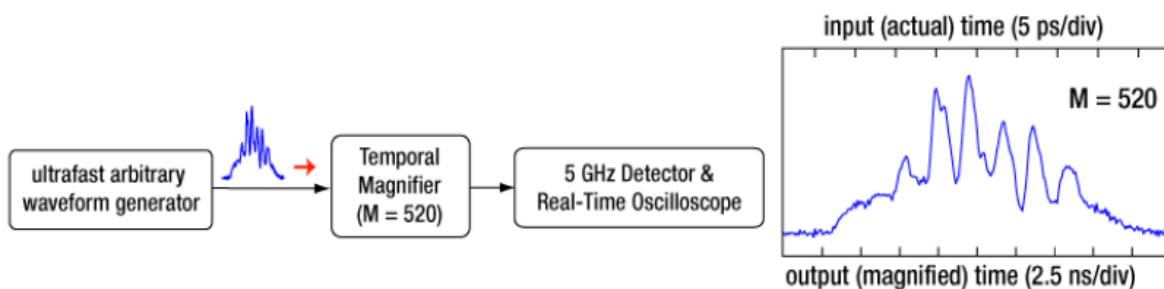


Figura 3.11. Amplificación de una forma de onda arbitraria mediante lentes temporales [97].

En este capítulo se mostraron algunas técnicas de caracterización de pulsos ópticos que se han desarrollado a lo largo de los años. Recientemente, se ha implementado la medición del estado de polarización a la salida del láser. Esta técnica permite analizar si existe alguna dinámica con el estado de polarización y comparar una posible relación con otros dominios

(temporal y/o espectral). Por ejemplo, Tsaturian *et al.* [11] realizan la medición del estado de polarización en moléculas de solitones en un láser de amarre de modos, donde encuentran una interacción entre la birrefringencia lineal y circular en la cavidad del láser. Aunque estas técnicas de medición en otros dominios no se implementan en este trabajo, es necesario saber que existen estas técnicas que ofrecen información en otros dominios (espectral) o enfoques (polarización) además del dominio en el tiempo.

Capítulo 4. Mapeo temporal en 3D mediante la técnica de memoria segmentada SM

Este capítulo describe la técnica de memoria segmentada propuesta e implementada en este trabajo, la cual permite realizar un mapeo temporal en 3D.

Primero se describe la función *Fast Frame* (FF) del osciloscopio rápido, la cual permite capturar múltiples adquisiciones cada cierto tiempo, ya que utiliza la técnica de *memoria segmentada*. Con estas adquisiciones es posible obtener una sábana en 3D en el dominio del tiempo. Esta técnica permite analizar y estudiar dinámicas que ocurren o que son visibles en distintas escalas de tiempo (desde 10s de μs hasta 100s de ms) en comparación con la técnica SS que solo permite analizar dinámicas rápidas (ciclo tras ciclo). Después, se describe la forma en la que el equipo guarda estas adquisiciones, lo que permitirá conocer y obtener una nueva referencia para alinear y construir la sábana para finalmente obtener la evolución temporal continua del pulso, ya que a diferencia de la técnica SS que utiliza una referencia fija para construir la sábana (el periodo de la cavidad), en este caso esta referencia no es fija. Por último, se mencionará las técnicas que propusieron para alinear las trazas para construir la sábana para dos casos diferentes. En el primer caso se supone que existe un solo pulso intenso dominante durante toda la secuencia y por lo tanto la referencia para alinear las trazas es constante. El segundo caso es cuando no existe un solo pulso dominante y, por lo tanto, la referencia para alinear no es constante.

Cabe mencionar que, en el primer caso (existencia de un pulso “principal”) esta técnica es similar a la que desarrollan en [12]. E. García *et. al.* desarrollan un mapeo temporal en un láser de fibra dopada con erbio con cavidad de F8 en régimen no estacionario, donde encuentran diferentes dinámicas de los pulsos en el que algunos emergen de los pulsos principales y después de un cierto tiempo se alejan de estos y su amplitud disminuye y en algunos casos crece abruptamente para después desvanecerse. Sin embargo, la resolución que reportan ($\sim ns$, se usó un osciloscopio de $200Mhz$) y el tiempo muy largo entre adquisiciones (100s de ms) son factores que limitan encontrar dinámicas que pudieran existir a una escala de tiempo relativamente más corta. En el presente trabajo como se

demostrará más adelante, la técnica de memoria segmentada permite analizar dinámicas en una escala desde 10s de μs a 100s de ms con una resolución de $\sim ps$.

4.1 Función Fast Frame del osciloscopio rápido

La función del osciloscopio llamada *fast frame* utiliza la técnica de *memoria segmentada*, la cual divide la memoria del equipo en una serie de diferentes segmentos. Cada segmento guarda una cierta cantidad de datos que corresponde a la señal adquirida, este segmento también es llamado ventana. Después de que el equipo registra la primera serie de datos en la memoria segmentada, se detiene un cierto tiempo. Pasado este tiempo, el equipo se reactiva, espera un nuevo evento de disparo, realiza una nueva captura y guarda esta segunda adquisición en el segundo segmento de la memoria, y así, sucesivamente (ver Fig. 4.1). Así, múltiples segmentos (ventanas o adquisiciones) pueden ser capturados y visualizados individualmente en el osciloscopio. Posteriormente, estos segmentos se pueden apilar y visualizar en una representación tridimensional como en la Fig. 3.6 (con la diferencia de que ya no se dispone de una traza cada ciclo sino cada cierto número de ciclos). El tiempo absoluto en el que se registra cada adquisición es llamado "*time-stamp*" y es implementado internamente por el osciloscopio rápido. El intervalo de tiempo ente cada par de adquisiciones lo llamaremos $\Delta time - stamp \equiv \Delta ts$, cuyo intervalo de tiempo mínimo con el que puede operar el equipo es el tiempo muerto de $\sim 2.5\mu s$ y el máximo puede ser de hasta 100s de ms . Este intervalo de tiempo en la práctica puede variar de forma aleatoria entre cada par de mediciones como se mencionará más adelante.

Cabe mencionar que, cada evento de disparo que determina el inicio de la captura de adquisición se produce cuando la señal alcanza la amplitud de disparo (ad). Esta amplitud de disparo ad es fija durante toda la operación en el que se registran las adquisiciones y se coloca manualmente en el osciloscopio. También, es posible seleccionar el número de periodos de la señal que se desea registrar en cada adquisición, así como el número de adquisiciones que se desea registrar. Es posible capturar hasta 3000 adquisiciones con una resolución de $20ps/punto$ para una secuencia que contiene 5000 muestras de una señal, por ejemplo. Obviamente, este número de adquisiciones disminuye (aumenta) cuando se aumenta (disminuye) la resolución (hasta $10ps/punto$) o cuando incrementa (disminuye) el número periodos de la señal por ventana. En este caso, lo practico es capturar solo un periodo completo de la señal.

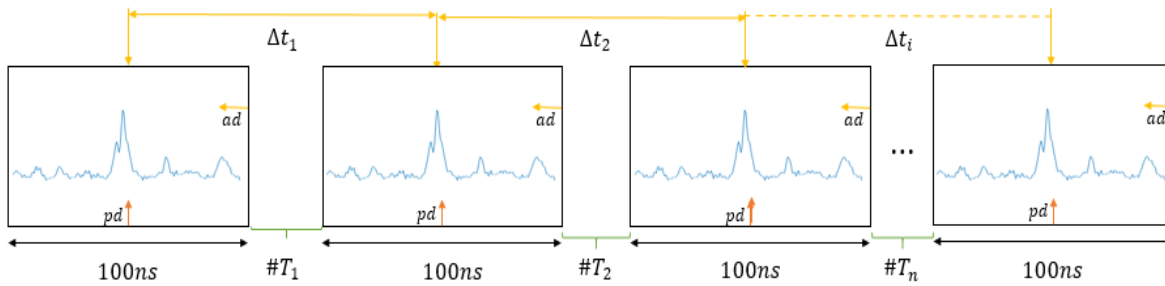


Figura 4.1. Ilustración de la captura de eventos por el osciloscopio. Δt : Tiempo entre adquisición, $\#T$: número de ciclos transcurridos entre cada adquisición, pd : posición de disparo y ad : amplitud de disparo.

Anteriormente se describió la técnica de memoria segmentada, la cual permite al equipo capturar y guardar múltiples adquisiciones. Ahora se describirá la forma en la que el equipo guarda la señal y como es que es visualizada en la pantalla del equipo. Esta es por lo tanto la forma en la que el equipo guarda los datos. En este caso los datos son guardados en formato .x/sx. Vimos que el equipo inicia la captura de una adquisición cuando la señal alcanza la amplitud de disparo ad . Esta amplitud es colocada en la *posición de disparo* " pd ", la cual se encuentra en un punto a lo largo de la ventana. Esta posición de disparo hace que el evento de disparo registrado no se visualice en el tiempo absoluto donde ocurrió, sino en una cierta posición relativa en la ventana registrada. Esta posición de disparo (indicada como " pd " en la Fig. 4.2) es implementada por defecto por el osciloscopio para visualizar en la pantalla el evento capturado. Es posible variar esta posición hacia la derecha, por ejemplo, de tal forma que se capturaren los valores de la señal previos al evento de disparo (vista pre-disparo) [99]. Esto es posible porque los osciloscopios digitales constantemente procesan la señal de entrada, sin importar si un evento ha ocurrido o no. La posición de disparo puede ser colocada en cualquier lugar de 0% a 100% de la ventana. En la posición 100%, se obtiene los datos de la señal que ocurrieron antes del evento de disparo. En 0%, se obtienen los datos de la señal que ocurrieron después del evento de disparo, permitiendo la máxima visualización post-disparo. Por otro lado, si se necesita visualizar un evento más allá del evento capturado, se utiliza un disparo atrasado (*delay*). Cabe mencionar que la posición de disparo en la ventana es la misma en todas las adquisiciones registradas. Como los datos son proporcionados en un intervalo de $-t_1 < t < t_1$, podemos referir la $pd = 50\%$ con $t = 0$.

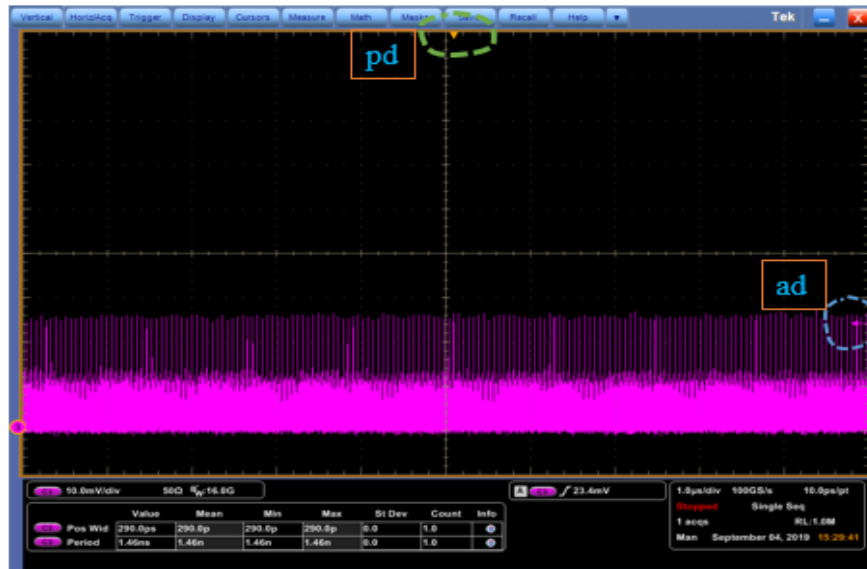


Figura 4.2. Ejemplo de la posición de disparo indicado por la flecha color naranja (*pd*) y amplitud de disparo indicado con la flecha color rosa (*ad*).

Esta forma de realizar una serie de capturas condicionales por eventos de disparo es de gran utilidad en situaciones donde se desea capturar alguna irregularidad en la señal que ocurre ocasionalmente en señales regulares (típicamente trenes de pulsos o transmisiones de datos), por lo que no es necesario registrar toda la señal para ver su evolución temporal. Lo anterior no es nuestro caso, pues a nosotros nos interesa conocer la evolución temporal continua de la señal que no es necesariamente periódica y no registrar irregularidades en la señal. En otras palabras, esta función no está bien adaptada a nuestro estudio enfocado a analizar dinámicas, es decir, evoluciones temporales que son por definición irregulares y que se buscan medir de forma continua. En efecto, estas funciones del osciloscopio no fueron diseñadas para medir secuencias, ya que estos equipos se desarrollan principalmente para satisfacer las necesidades en telecomunicaciones. Para nuestra aplicación, lo ideal sería poder capturar una adquisición cada cierto tiempo predeterminado (cada N ciclos), sin esperar a que un evento condicionado por la amplitud de disparo en el osciloscopio ocurra (el cual no existe necesariamente en la señal estudiada).

Teniendo en cuenta lo anterior, a continuación, se describen dos casos con enfoques distintos (una referencia diferente) para alinear los datos y obtener la evolución continua de la señal. Estos son: cuando existe un pulso dominante en toda la secuencia y cuando no lo hay.

Antes de describir los dos posibles métodos para obtener una referencia, es importante diferenciar los términos *amplitud de disparo* (*ad*) y *posición de disparo* (*pd*) (descritos

anteriormente). Ambas funciones son colocadas manualmente en el equipo. El término ad se refiere a la amplitud que debe tener la señal bajo estudio para que el equipo realice el registro de una adquisición, mientras que la pd es la posición relativa en la se coloca y registra esta amplitud de la señal en la ventana registrada.

4.2 Referencia para realizar la alineación de las trazas cuando existe un pulso intenso dominante

Para ilustrar los métodos de alineación se utilizó la medición experimental con las siguientes características de operación: $P_p = 57mW$, ad : 1/8 del pulso más intenso registrado por el osciloscopio (en este caso $40mV$ de $320mV$), $\Delta t_{s_i} = 3\mu s$ y la ventana contiene $100ns$ (que es poco mayor al periodo de la cavidad). La selección de estos parámetros debe ser realizada adecuadamente según sea el caso y es recomendable primero caracterizar el régimen que se quiere analizar con la técnica SS para determinar una escala aproximada en la que ocurre tal dinámica a analizar. En este caso, la dinámica del pulso se presenta en una escala de $100s$ de μs , donde se aprecian cambios significativos. Por ello, es razonable colocar $\Delta t_{s_i} = 3\mu s$ sin perder la secuencia continua del pulso. Como se mencionó anteriormente, Δt_s puede en la práctica variar. La razón de esto es por el tiempo ($\Delta \epsilon$) en que tarda el equipo en encontrar un evento de disparo. Así, $\Delta t_s = \Delta t_{s_i} + \Delta \epsilon$, donde Δt_{s_i} es el tiempo entre adquisiciones que se coloca manualmente y $\Delta \epsilon$ el tiempo en que tarda en encontrar un nuevo evento de disparo. A Δt_s también se le suma el tiempo muerto de la respuesta eléctrica del equipo $\sim ps$. Por ello, para asegurarse de que no ocurra cambios abruptos en Δt_s , se colocó la amplitud de disparo a 1/8 del pulso más intenso registrado, de tal forma que el equipo no tarde mucho tiempo en encontrar un evento de disparo y pueda activarse en cuanto la señal alcance una amplitud de disparo ad mínima. Lo ideal sería tener $\Delta t_s \approx \Delta t_{s_i}$. Cuando $\Delta \epsilon \gg \Delta t_{s_i}$ se tienen cambios abruptos y se pierde mucha información de la evolución del pulso. Lo anterior se ilustrará más adelante.

Como primer método de alineación, se supone que existe un pico intenso en la señal que domina durante toda la secuencia, de tal forma que la referencia para alinear y construir la sabana permanece fija o es constante. Así, vemos que una alineación correcta se realizaría automáticamente si la señal tuviera una componente intensa relativamente estable, un pulso “principal” en el que se mantendría el disparo a lo largo de toda la secuencia. Lo anterior quiere decir que el pico dominante sobre todo el periodo de la señal se mantiene en una posición fija ($t = 0$, por ejemplo) durante todo momento.

Para ilustrar este caso particular, realizamos la segmentación de las trazas de tal forma que todas coincidan con la misma amplitud de disparo ad (o con la posición de disparo pd , que sería equivalente). Vemos de la Fig. 4.3 que se observan discontinuidades a lo largo de la sabana. Esto significa que el evento de disparo cambia frecuentemente de un pico de la señal a otro entre cada adquisición consecutiva, es decir, no existe un pico dominante o permanente en toda la secuencia (esto se comprobará más adelante), provocando que la referencia de alineación también cambie y aparezcan estas discontinuidades. La razón por la cual el evento de disparo cambie entre cada adquisición se debe principalmente a tres factores, teniendo mayor efecto dos que están relacionados con la dinámica del pulso y el tercero debido al Δts . El primero, es por el hecho de que existen pulsos con similar amplitud a la ad en cada ciclo, de tal forma que el evento se dispara ya sea sobre un pulso o sobre otro en cada adquisición, dependiendo de cual pulso alcanza primero la ad . El segundo factor está relacionado también con la dinámica del pulso, ya que como coexisten diferentes pulsos que emergen, crecen hasta alcanzar la ad , después decrecen y se desvanecen sucesivamente ocasiona que el evento de disparo cambie aleatoriamente. Por último, el tercer factor se debe a que, en ocasiones los tiempos entre adquisiciones Δts cambian abruptamente, es decir, $\Delta ts \gg \Delta ts_i$. Durante este intervalo de tiempo abrupto (relativamente más largo que Δts_i) el pulso puede sufrir alguna evolución compleja sin que el evento de disparo se percate y este ya no se mantenga sobre este mismo pulso, provocando que el disparo se aplique sobre otro pulso, por ejemplo. Este último factor es una desventaja, ya que se busca visualizar la evolución continua de la dinámica en cuestión. Por esta razón, es necesario fijar un límite en el que Δts no se aleje considerablemente de Δts_i , de tal forma que se tenga la información suficiente para construir la sabana de la evolución continua de la señal.

Como se mencionó anteriormente, los factores por el cual el evento de disparo cambie en cada adquisición es principalmente por la dinámica propia del sistema, siempre y cuando $\Delta ts \approx \Delta ts_i$. Esto se demostrará más adelante utilizando la misma medición cuando se implemente la nueva referencia que permite construir la evolución continua del pulso sin que se tengan discontinuidades y sin que se pierda información de la evolución de pulso. Por otro lado, el caso cuando $\Delta ts \gg \Delta ts_i$ se ilustrará más adelante con un ejemplo y será más claro a lo que “perdida de información” se refiere.

Ahora bien, aunque dentro de la secuencia existen varios segmentos continuos que corresponden a las series de mediciones de intervalo variable que no rebasa los $\sim 3\mu s$ (Δts_i), y en el que el disparo logra mantenerse en el mismo pulso (ver Fig. 4.3) hasta que este cambia y por lo tanto el disparo sea sobre otro (ocasionando la discontinuidad), esta sabana no da una descripción adecuada de la dinámica de la señal bajo estudio, ya que realizar una alineación basada en la amplitud de disparo solo permite rastrear las posiciones

en la que la señal obtuvo una amplitud igual a la amplitud de disparo (que es precisamente la función de la ps , visualizar irregularidades de la señal dada una ad), mientras que la trayectoria de la señal o del pulso en sí no es visible. En resumen, en una situación en la que la cavidad está llena de radiación y por lo tanto no existe un pico permanente intenso, no es posible encontrar una referencia fija de tal forma que sea posible visualizar la trayectoria continua del pulso, por lo que esta alineación relativa no es adecuada. Esta alineación relativa podría ser adecuada en una situación en la que la señal mantiene una característica permanente, o bien, donde solo existe un pico intenso dominante.

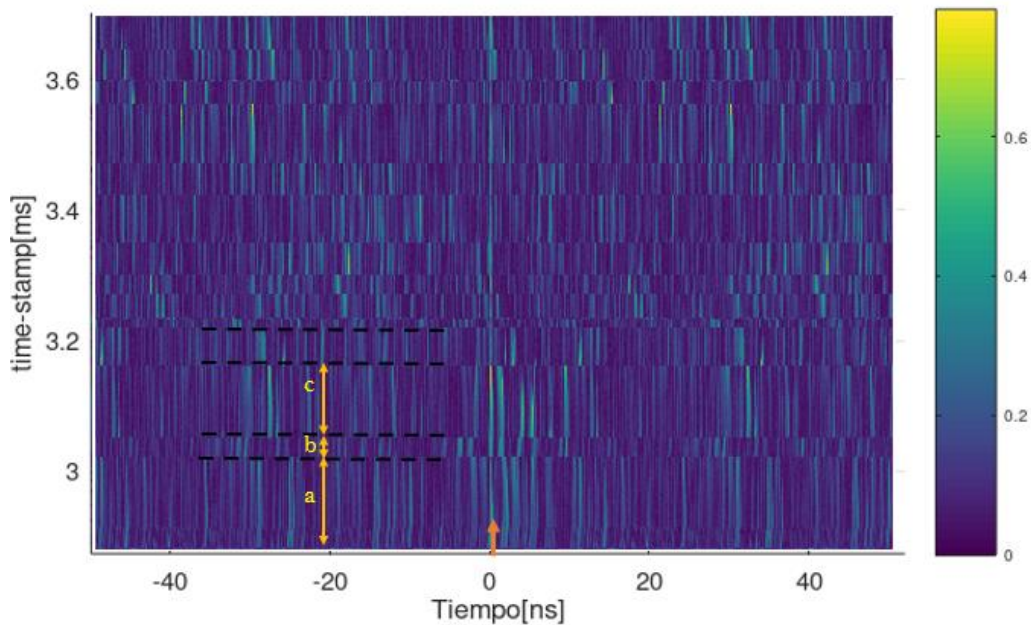


Figura 4.3. Sabana en el que todas las amplitudes de la señal que cumplen con la ad son colocadas en $pd: t = 0$ (indicado por la flecha color naranja).

4.3 Referencia para realizar la alineación de las trazas respecto al tiempo entre adquisiciones

Vimos que la razón por el cual no se tiene una referencia fija para poder alinear las trazas es porque el evento de disparo cambia frecuentemente de un pico de la señal a otro entre cada adquisición consecutiva, es decir, no existe un pulso intenso dominante durante toda la secuencia. Por ello, es necesario implementar una nueva referencia con la que sea posible alinear y construir la secuencia de la señal. Esta nueva referencia que no es necesariamente constante está relacionada con los tiempos absolutos de cada una de las adquisiciones.

Estos tiempos absolutos son dados por el osciloscopio en formato *.txt* en el formato que se muestra en la Tabla 1. Este método de encontrar una referencia que permite realizar la alineación en general consiste en determinar la fracción del periodo que se tiene que recorrer cada traza respecto a la anterior para lograr su alineación correcta.

Debido a que los tiempos absolutos de cada adquisición son registrados en el formato que se muestra en la Tabla 1, es necesario realizar un procesamiento para obtener estos valores en la plataforma *Octave*, por ejemplo. Este consiste en restar el tiempo en que se registró la adquisición posterior de la anterior, obteniendo así, $n - 1$ valores, donde n es el número total de adquisiciones registradas (en este caso $n \leq 3000$), siendo por lo tanto la referencia la adquisición 1 en $t_1 = 0$. Estos tiempos entre adquisiciones los etiquetamos como Δt_j , donde $1 \leq j \leq n - 1$. Después, calculamos el periodo de la cavidad T mediante una primera aproximación obteniéndolo con el que proporciona el osciloscopio. Esta aproximación se obtuvo de la primera técnica implementada (SS); iterando hasta obtener la evolución de la señal sin alguna inclinación (ver Fig. 3.6(a)). Este valor fue de $\sim 59.335ns$.

Teniendo los tiempos entre adquisiciones y el periodo, se realiza el cociente $q_j = \Delta t_j / T$. Después, si existe un residuo en esta división, este corresponde a la proporción del periodo que se tiene que recorrer cada traza respecto a la anterior para ser alineada respecto a ella. Tal proporción la etiquetamos como r_j . Por otro lado, si el cociente es un número entero no se realiza algún corrimiento. Debido a que este cociente nunca es exactamente un entero, se considerará entero si el residuo es $\leq 10^{-3}$, esto puede optimizar el costo computacional en el caso cuando se tiene un gran número de trazas a alinear, ya que con este criterio el número de trazas a alinear se reduciría. Cabe mencionar que, cada vez que se recorre una cierta cantidad en cada traza se tiene que sumar la cantidad en la que se recorrió la traza anterior, esto es $r_j + r_{j-1}$. El algoritmo a grandes rasgos se muestra en la Fig. 4.4. Así, implementando este algoritmo obtenemos la alineación de las secuencias respecto al tiempo entre adquisiciones. El resultado utilizando este método se muestra en la Fig. 4.5, donde se utilizó los mismos datos que en la sabana de la Fig. 4.3. Se observa que con esta técnica se obtiene la evolución temporal continua de la señal, ya que no se observan discontinuidades como en el caso anterior. De hecho, con este ejemplo se comprueba que, la definición de un pulso principal se desvanece, pues coexisten varios pulsos intensos que emergen y crecen hasta una cierta amplitud, después decrecen para finalmente desvanecerse no habiendo un pulso dominante en toda la secuencia. Este análisis se mostrará con mayor detalle en el capítulo de resultados experimentales.

Tabla 1. Formato de tiempo entre adquisiciones dados por el osciloscopio. Nótese que la resolución de estos tiempos es de picosegundos (*ps*).

Numero de ventana	Fecha de adquisición	Tiempo de adquisición (<i>ps</i> de resolución)
1	31 Nov 2019	14:25:42.806 454 372 165
2	31 Nov 2019	14:25:42.806 514 372 136

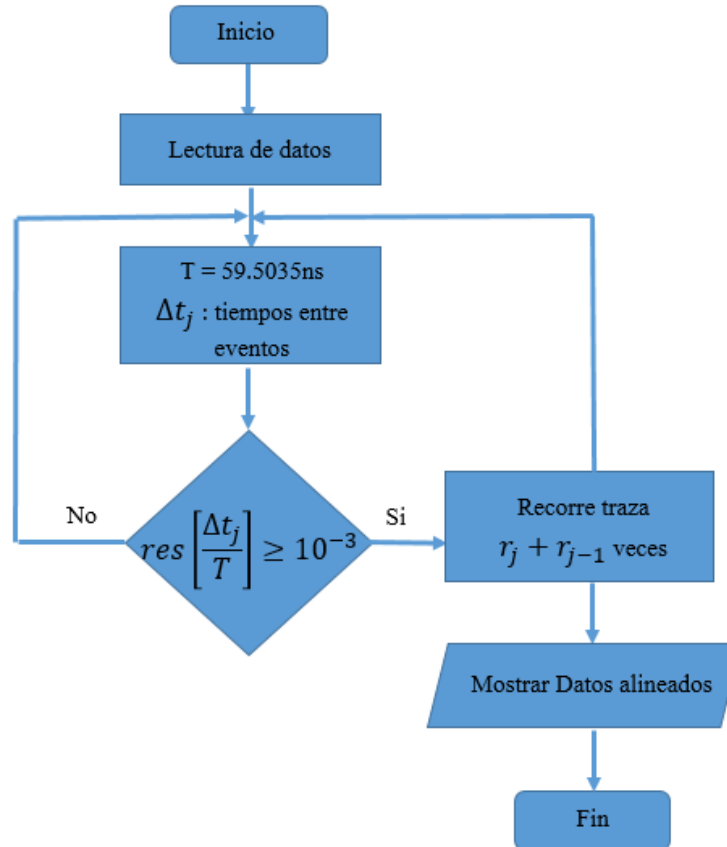


Figura 4.4. Diagrama de flujo del algoritmo para la alineación respecto al tiempo entre adquisiciones. Donde Δt_j es el tiempo entre cada adquisición, T es el periodo de la cavidad y $r_j + r_{j-1}$ es la cantidad a recorrer en cada traza a_n respecto a la anterior a_{n-1} .

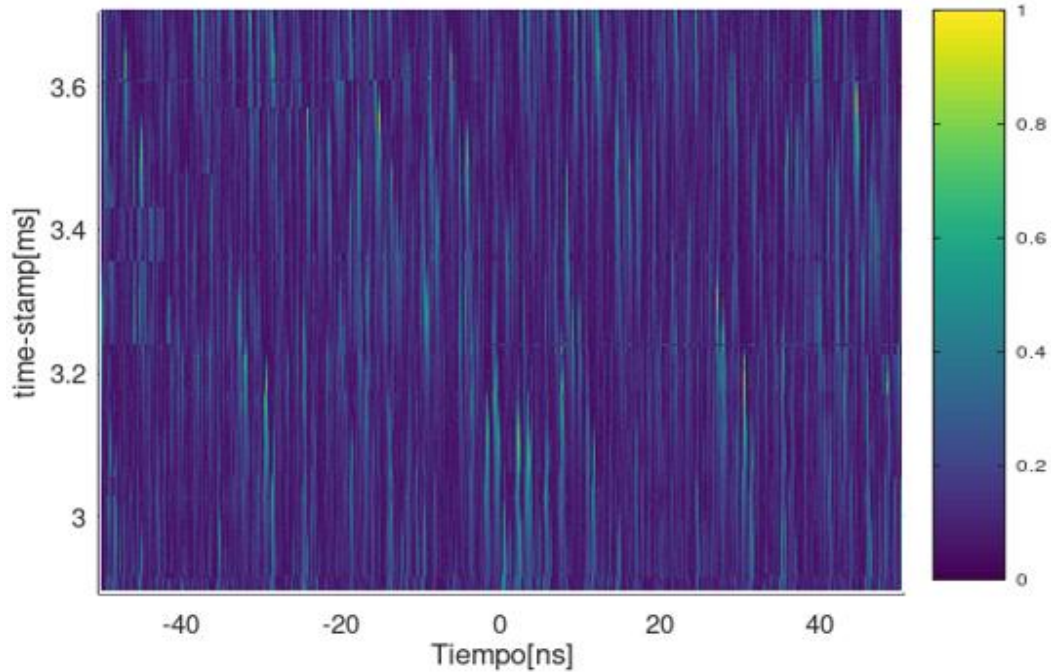


Figura 4.5. Sabana resultante utilizando la técnica de alineación respecto al tiempo entre adquisiciones Δt_s . Los colores blancos representan valores negativos de voltaje.

Cabe mencionar que existen fluctuaciones en la posición horizontal en la posición temporal de la señal, las cuales pueden ser debidas a dos factores. El primero podría ser al hecho de que la alineación respecto a los tiempos entre adquisiciones no es perfecta, es decir, existe una imprecisión del equipo en la determinación del intervalo de tiempo entre ventanas consecutivas, aunque este valor debería ser muy preciso, pues según la Tabla 1 estos tiempos tienen una resolución de picosegundos (ps). Un segundo factor se relaciona con las fluctuaciones del periodo como consecuencia de la birrefringencia de la fibra, por ejemplo, la cual cambia el estado de polarización de los pulsos. Sin embargo, lo anterior parece poco probable, considerando que todos los pulsos en la cavidad aparentemente sufren exactamente las mismas fluctuaciones simultáneamente. Además, suponiendo que cambio en el periodo resulten de cambios de temperatura, es poco probable que estos cambios ocurran muy rápido, considerando que los tiempos característicos de esas fluctuaciones son $\sim ms$. De modo que, estas fluctuaciones podemos adjudicarlo a un efecto interno en el osciloscopio cuando registra dichos datos y no a cambios en la birrefringencia o camino óptico, sin embargo, no aseguramos que no haya alguna inducción de birrefringencia a lo largo de la fibra provocadas por la misma fibra.

Se utilizó el método por mínimos cuadrados para mitigar o reducir estas fluctuaciones, el cual consiste en restar curvas de la adquisición anterior y posterior, elevar al cuadrado e

integrar. Se realizó un barrido en el desplazamiento horizontal t entre las trazas hasta encontrar un valor mínimo que será retenido para realizar la respectiva alineación. Utilizando tal método se obtiene la sabana de la Fig. 4.6 donde se aprecia que estas fluctuaciones se reducen considerablemente.

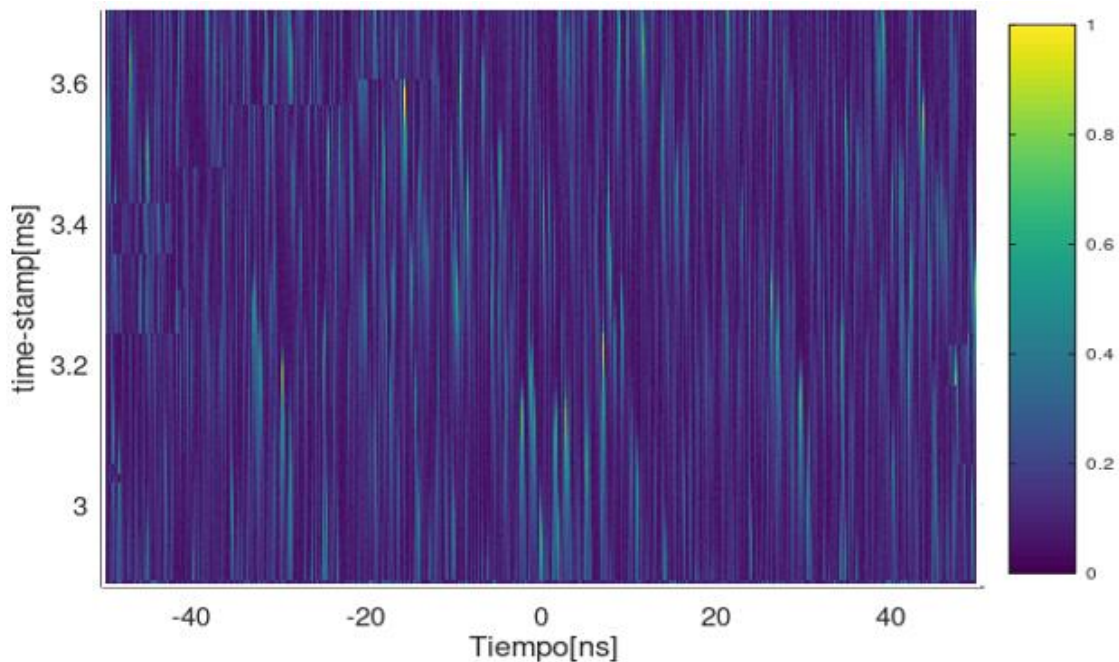


Figura 4.6. Sabana resultante aplicando el método de los mínimos cuadrados.

4.4 Problemática cuando $\Delta t_s \gg \Delta t_{s_i}$

Para ilustrar esta problemática se utilizó la medición que tiene las siguientes características de operación: $P_p = 110.2mW$ (190mA), $N_{ad}: 3000$, $\Delta t_{s_i} = 3\mu s$, con amplitud de disparo a 1/2 del pulso de mayor amplitud (61mV de 122mV). En la Fig. 4.7 se muestra la variación del intervalo de tiempo entre adquisiciones, donde el mínimo valor es de $3\mu s$ y el máximo es de 25ms. Este valor máximo es muy grande comparado con Δt_{s_i} , es decir, $\Delta t_s \gg \Delta t_{s_i}$ (alrededor de 3 órdenes de magnitud), esto lleva a un problema cuando se realiza el análisis de la evolución temporal en todas las adquisiciones.

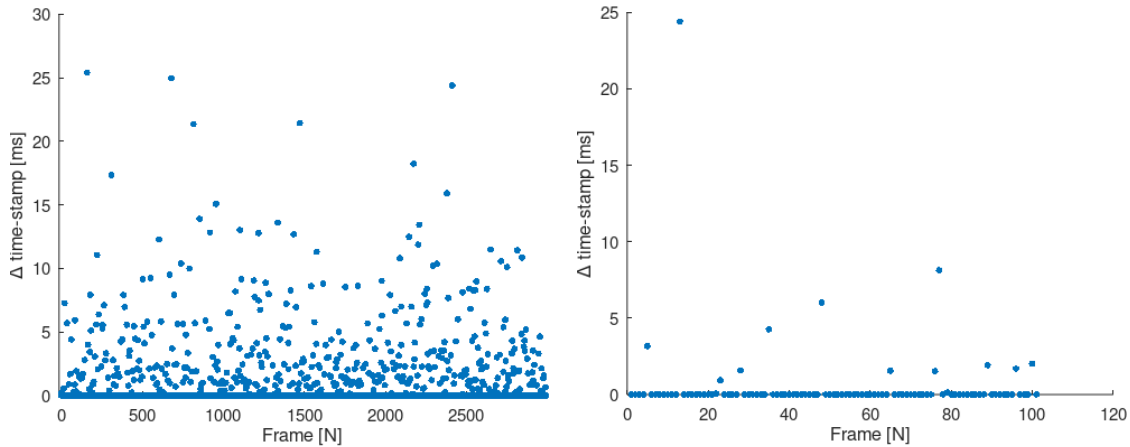


Figura 4.7. Valores de los de los tiempos entre adquisiciones para 3000 adquisiciones (izquierda) y para 100 adquisiciones (derecha).

En la Fig. 4.7 podemos observar que existen variaciones de varios ordenes de magnitud en toda la secuencia, lo que ocasiona que no sea posible analizar y seguir el rastro del pulso, ya que cuando el tiempo entre una adquisición y otra es muy largo el pulso pudo haber sufrido alguna evolución compleja durante este intervalo de tiempo ($\sim 10ms$) la cual no es posible conocer porque no se registran datos en este intervalo de tiempo. Si no se tiene en cuenta lo anterior, realizando la sábana con el comando *“surf”* de *Octave* veríamos algo como en la Fig. 4.8(a) en el que el software realiza una sábana sin que se noten los cambios abruptos entre una adquisición y otra, ya que, esta función interpola en los sitios donde no se tienen datos. En consecuencia, se observa una evolución que es hecha por un proceso interno del software (ver Fig. 4.9) y no una dinámica propia del sistema. Por otro lado, si aplicamos el comando *“waterfall”* se visualiza con detalle los cambios abruptos entre una adquisición y otra (ver Fig. 4.10(b)), lo que demuestra que para obtener la evolución temporal continua del pulso debemos analizar donde las adquisiciones son continuas, es decir, realizar un acercamiento en donde existen las variaciones.

Analizando donde se tienen adquisiciones continuas, cuyo tiempo entre una adquisición y otra es de $\sim 3\mu s$, se observó que la evolución temporal en la mayoría de los casos tiene un comportamiento similar (ver Fig. 4.6), es decir, el ancho temporal de los pulsos tiende a disminuir, aunque después de un cierto tiempo se pierde el rastro en el cambio abrupto.

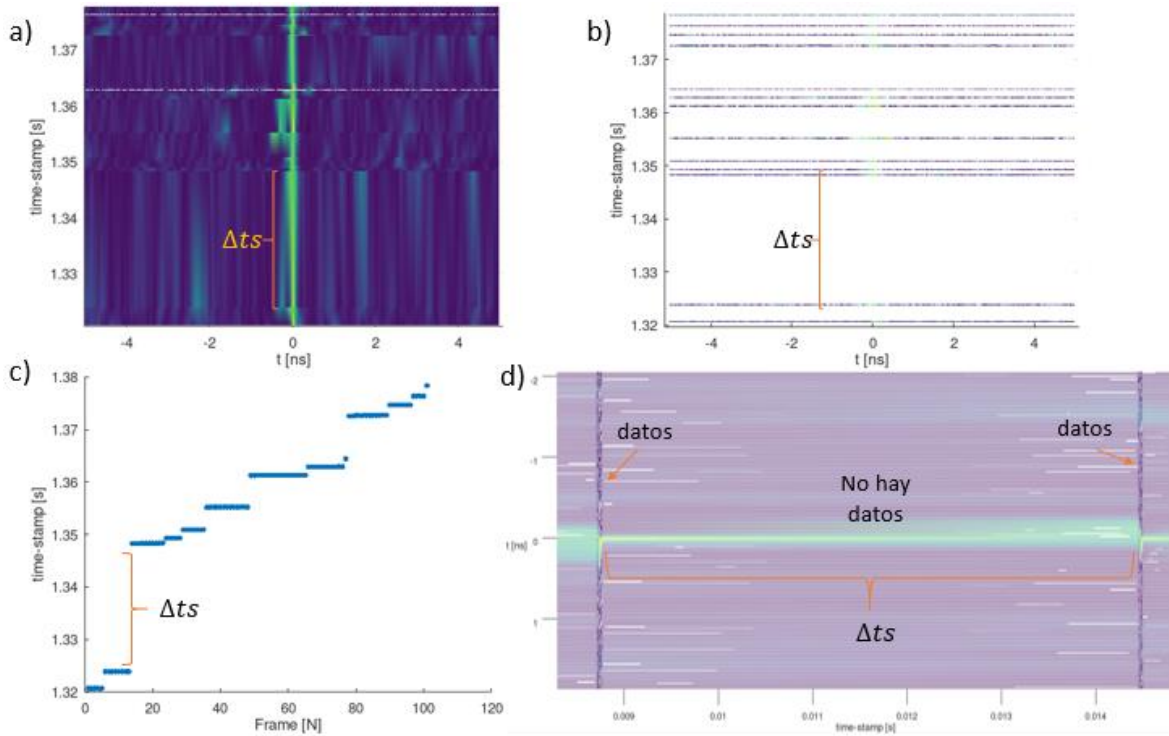


Figura 4.8. a) Sabana utilizando el comando *surf* de *Octave* y b) con el comando *waterfall*. c) Muestra los tiempos en que se registraron cada una de las adquisiciones y d) los sitios donde no hay datos. Se muestran solo 100 adquisiciones.

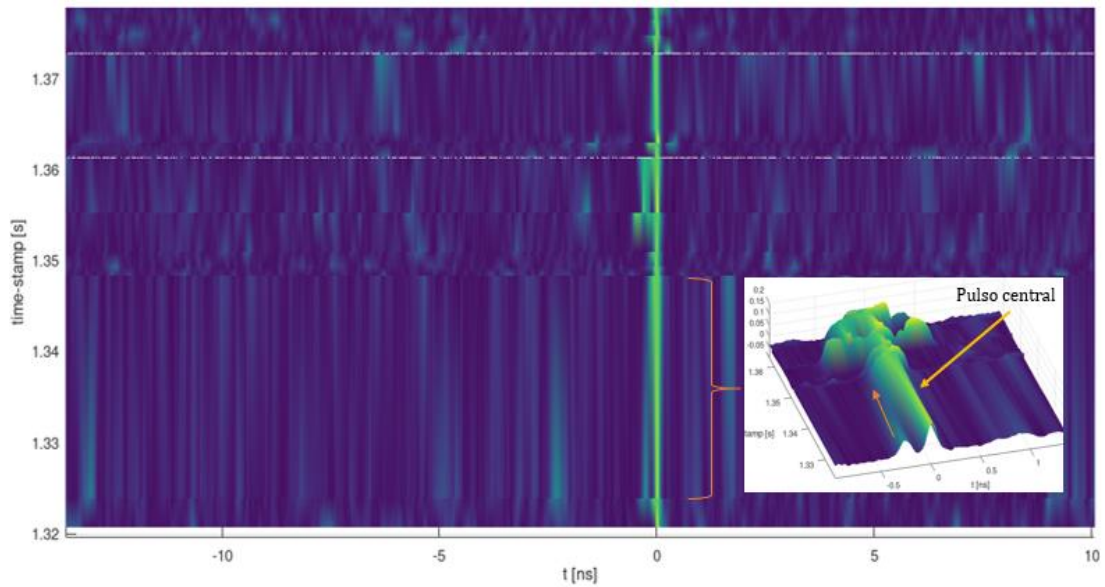


Figura 4.9. Sabana hecha por la función *surf* de *Octave*, la cual suaviza y rellena los espacios donde no existen datos.

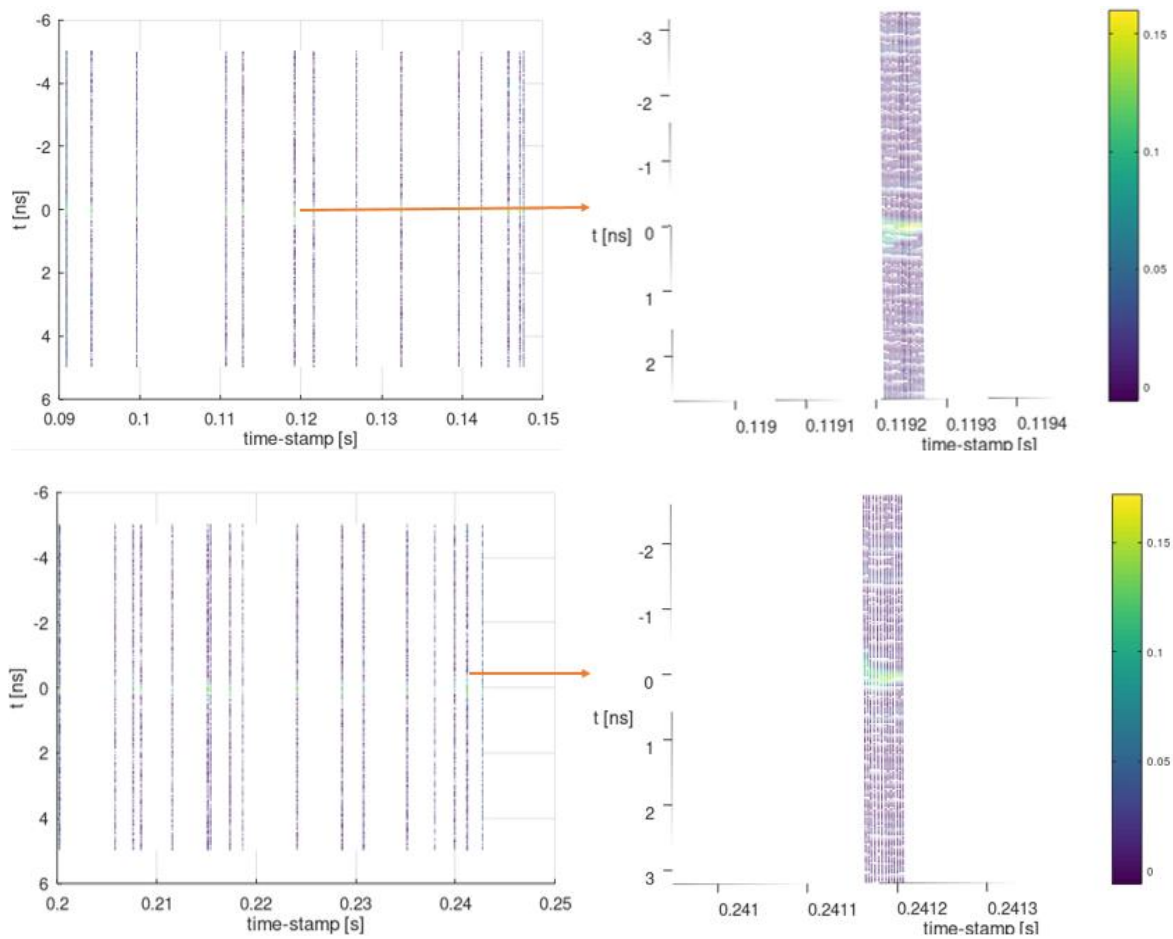


Figura 4.10. Análisis de la evolución del pulso donde el tiempo entre eventos es aproximadamente constante ($\sim 3\mu s$).

El análisis de los segmentos donde las secuencias son continuas no proporciona mucha información de la dinámica del sistema, ya que, aunque la evolución temporal es similar (el ancho temporal tiene a disminuir, por ejemplo) en las secuencias continuas, no podemos discernir si se trata del mismo pulso u otro que el segmento anterior por la falta de información durante estos intervalos de larga duración. Lo descrito anteriormente es un ejemplo de las diferentes problemáticas que se tienen al utilizar la técnica de memoria segmentada. No obstante, teniendo $\Delta t_s \approx \Delta t_{s_i}$ y con la técnica apropiada para realizar la alineación de los datos es posible analizar y estudiar la evolución temporal continua de dinámicas que ocurren en diferentes escalas de tiempo.

Capítulo 5. Resultados experimentales

En este capítulo se describe primero la caracterización del arreglo experimental que se implementó mediante técnicas convencionales. Esta caracterización consistió en medir la potencia a la salida del láser y el espectro para diferentes potencias de bombeo, así como el tren de pulsos medido con un osciloscopio. Estas mediciones ayudaron a obtener el perfil del pulso tanto en tiempo como en longitud de onda y algunos otros parámetros de interés (ancho espectral, duración temporal, producto tiempo- ancho espectral, energía, etc.). Por último, se describen otras técnicas más avanzadas para poder caracterizar y analizar la sabana obtenida por la técnica de mapeo temporal en 3D por single-shot (SS) y memoria segmentada (SM).

5.1 Descripción del arreglo experimental

El arreglo experimental se muestra en la Fig. 5.1. La cavidad láser es un láser ANDi (all-normal dispersion) con configuración de anillo que se compone de 1.34m de fibra dopada con iterbio (Liekki Yb 1200-4/125, absorción de $1200\text{dB}/\text{m}$ a 976nm y $D = -31.608\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{km}$) y 10.86m fibra pasiva (Nufern 1060XP $D = -36.710\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{km}$ y atenuación de $\leq 1.5\text{dB}/\text{km}$ a $1.06\mu\text{m}$). Se bombea a través de un aislador óptico (ISO, aislador independiente de la polarización) y por un divisor de longitud de onda (WDM) con un diodo láser (Thorlabs BL976-SAG300) de 976nm con potencia máxima de 300mW . El aislador asegura la operación en un solo sentido del haz láser, el polarizador lineal de fibra junto con el efecto Kerr no lineal (NPR) componen el absorbedor saturable artificial, el sistema de placas retardadoras $\lambda/4 - \lambda/2 - \lambda/4$ (placa de cuarto de onda y de media onda, respectivamente) permite ajustar el estado de polarización. Se utilizan dos acopladores con salidas 50/50 y 90/10; el primero realimenta con 50% de la energía a la cavidad láser y el otro puerto constituye la salida, que pasa por el segundo acoplador cuyas terminales son conectadas por un lado a un fotodetector de 25GHz (New Focus 1414) y un osciloscopio rápido con resolución de 16GHz (Tektronix DPO70000C/DX Series Digital Phosphor Oscilloscopes), y por otro lado a un analizador de espectros (Anritsu MS940A). La cavidad

de anillo tiene una longitud total de $\sim 12.2m$ con dispersión normal total de $-0.441ps/nm$. La tasa de repetición del pulso correspondiente a la cavidad total del láser es de $16.26MHz$.

En este esquema el amarre de modos es por la técnica de rotación no lineal de polarización que causa la dependencia de la transmisión con la potencia a través del polarizador lineal. Nótese que en este arreglo no se inserta algún filtro espectral como elemento disipativo en la cavidad en dispersión todo normal. Con este arreglo experimental es posible controlar el estado de polarización del haz, lo cual permite la observación y adecuada caracterización de una posible variedad de regímenes que puede operar el láser. Cabe mencionar que utilizar una YDF es una nueva región en la que el grupo de laboratorio no había trabajado previamente, así como el régimen de dispersión (normal).

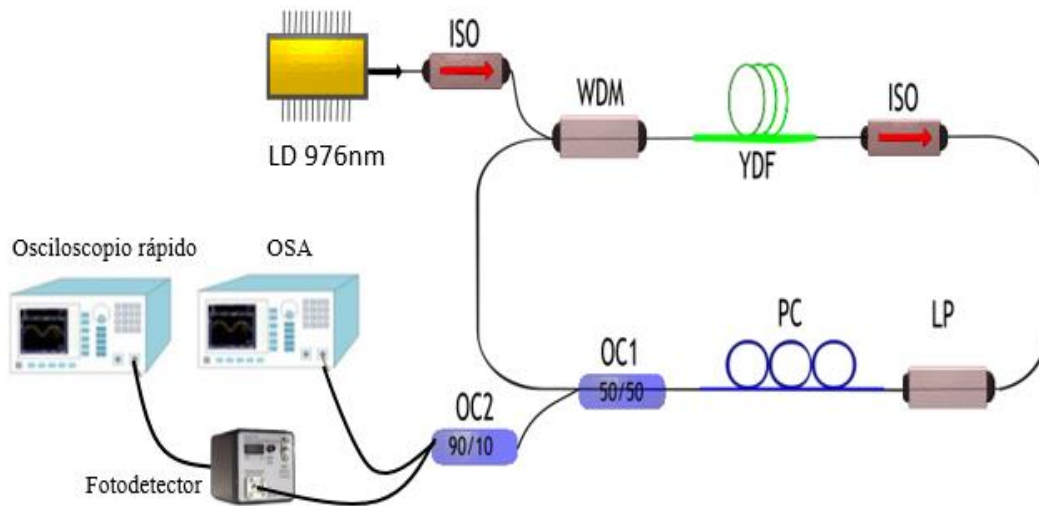


Figura 5.1. Arreglo experimental; PC representa las placas retardadoras y LP el polarizador lineal de fibra.

5.2 Caracterización básica

Se llevó a cabo la caracterización del láser midiendo la potencia a la salida del láser (P_o) vs la potencia de bombeo (P_p), el tren de pulsos medidos con un osciloscopio con resolución de $22MHz$ (Tektronic DPO 2024) y el espectro a diferentes potencias de bombeo medidos con un OSA.

En la Fig. 5.2(a) se muestra la potencia a la salida del láser vs la potencia de bombeo. Se observa que a $2.8mW$ empieza el láser y el tren de pulsos a $37.4mW$. Aunque se observó

un tren de pulsos aparentemente estables en el osciloscopio (ver Fig. 5.2(b)) no podemos asegurar que existe un amarre de modos (como se demostrará más adelante). Una primera observación de la gráfica de la Fig. 5.2(a) es que, donde empieza el tren de pulsos (amarre de modos a una cierta potencia de bombeo) no aparece un cambio abrupto en la potencia de salida debido al inicio del amarre de modos, como se podría esperar de este tipo de transiciones.

En la Fig. 5.3 se muestra el perfil temporal sobre 3 periodos consecutivos a diferentes potencias de bombeo. Vemos que en los tres casos se observa un pulso dominante y en el ruido de fondo otros pulsos con amplitud relativamente alta. En esta perspectiva se puede concluir que existe un solo pulso principal permanente, sin embargo, como se verá más adelante este no es el caso. En la Fig. 5.3(d) se muestran sus respectivos espectros, los cuales tienen anchos de banda estrechos.

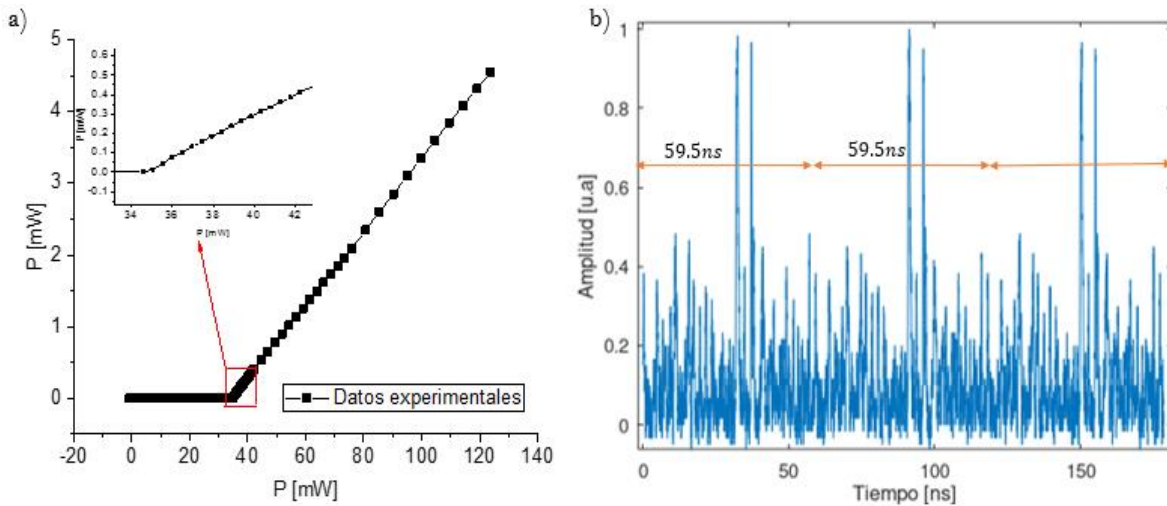


Figura 5.2. Caracterización del láser a) P_p vs P_o , b) tren de pulsos sobre tres periodos consecutivos.

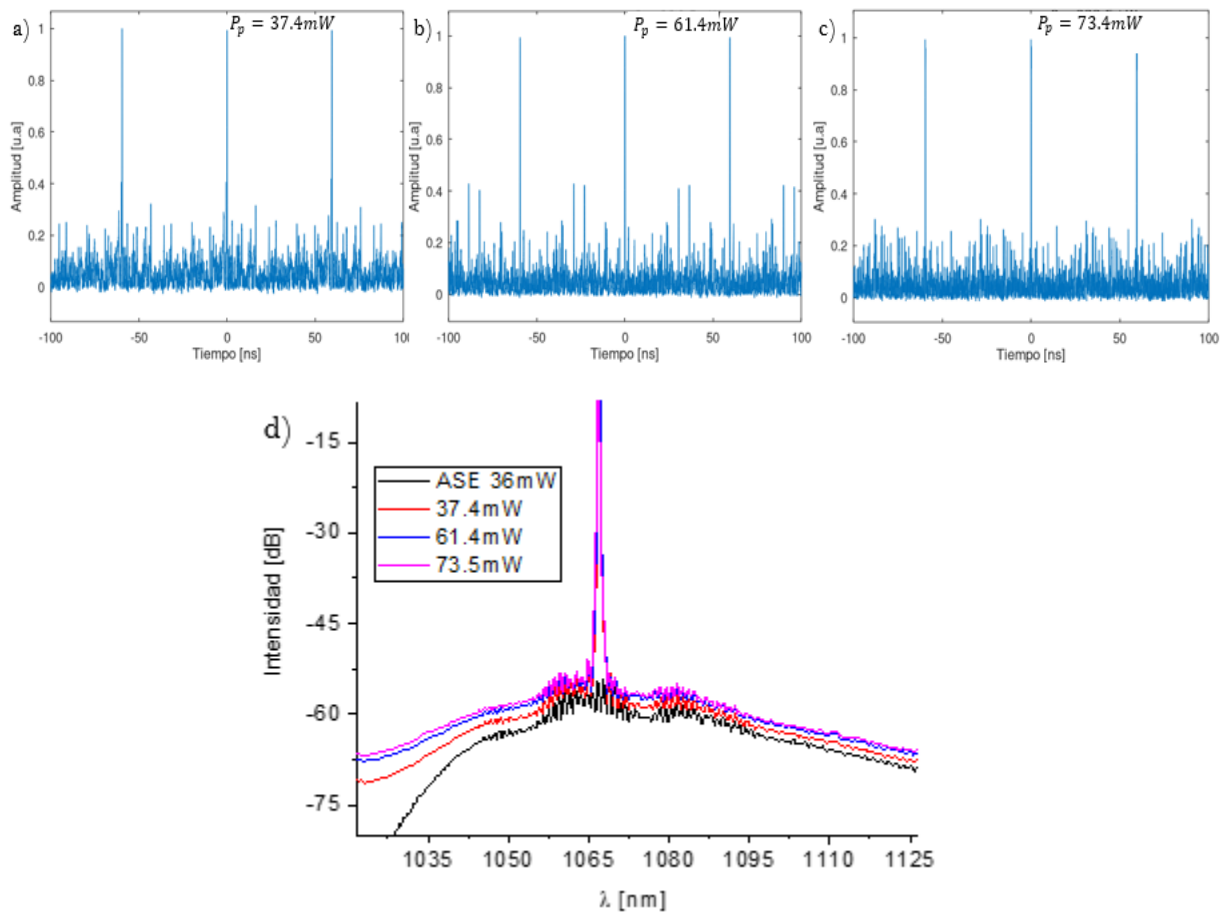


Figura 5.3. a-c) Tres periodos consecutivos y d) espectro a diferentes P_p ; emisión espontanea amplificada ASE, supuesto inicio de amarre de modos y a una potencia de bombeo a analizar.

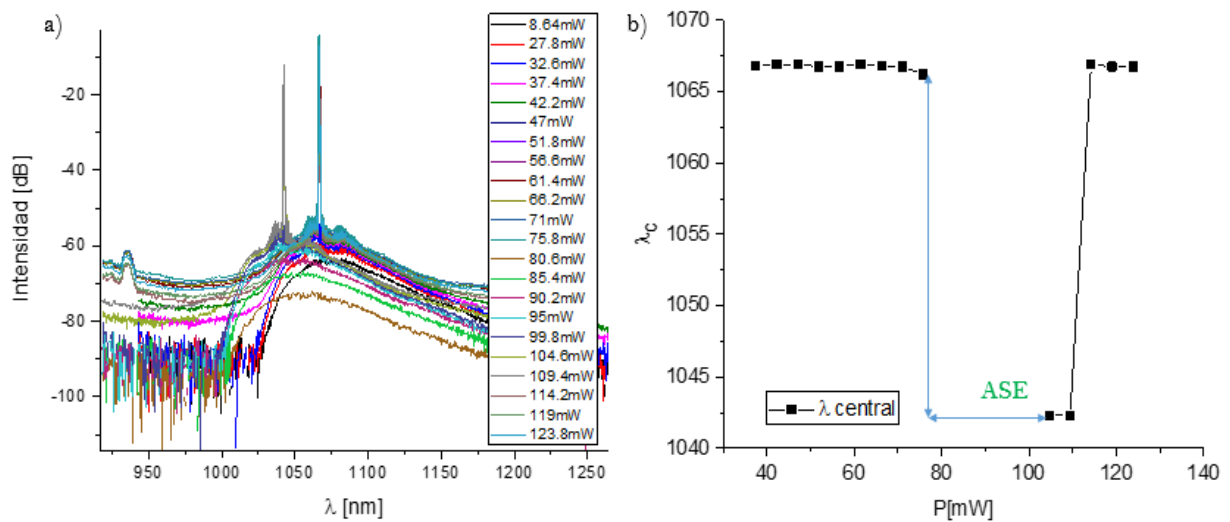


Figura 5.4 a) Espectro y (b) longitud de onda central λ_c para diferentes potencias de bombeo P_p .

En la gráfica de la Fig. 5.4(a) se muestra el espectro para diferentes potencias de bombeo. En la Fig. 5.4(b) se observa que hasta $P_p = 75.8mW$ se mantiene la condición de emisión estimulada a una longitud de onda central constante, después, entre $P_p = 80 - 99mW$ se tiene emisión espontánea. En $P_p = 104.6mW$ ocurre de nuevo emisión estimulada a una $\lambda = 1042.2nm$ y finalmente a $P_p = 114mW$ el láser vuelve a su longitud de onda central inicial ($\lambda = 1066.5nm$). Se tiene un corrimiento a la izquierda (*blueshift*) en $P_p = 104mW$ de $\Delta\lambda_c \approx 24nm$. Lo anterior se debe a dos posibles factores: a un cambio de temperatura, ya que se registró un cambio en la temperatura ambiente de $\Delta T = 1 \pm 0.01^\circ C$ mientras se realizaban las mediciones, aunque este cambio no ocurrió simultáneamente con la medición. El segundo factor se relaciona con un cambio en el espectro de ganancia en la cavidad láser por el aumento en la potencia de bombeo. En este caso, el corrimiento fue consecuencia del segundo factor, ya que cuando se aumentó la potencia de bombeo el espectro se recorrió a la izquierda casi simultáneamente.

Después, se midió el *FWHM* a diferentes P_p con dos analizadores de espectros con distinta resolución 0.02 y $0.03nm$ (Yokogawa y Anritsu, respectivamente) como se muestra en la Fig. 5.5(a). Vemos que, aunque estos valores son distintos (mayor con el OSA Yokogawa) las dos curvas tienen la misma tendencia. El ancho espectral en ambos casos fue estrecho $\sim 0.18nm$ (curva negra) y ~ 0.28 (curva roja).

Algo importante que se notó en el espectro óptico fue que las curvas presentaban picos de intensidad en ciertas longitudes de onda alrededor del pico principal (ver Fig. 5.5(b)). Se registraron distintos espectros a diferentes P_p y se observó estos picos de menor intensidad, los cuales pueden ser consecuencia de un efecto Fabry-Perot (FP) dentro de la cavidad. Utilizando la fórmula de FSR (Free Spectral Range, en inglés) ecuación 5.1, siendo $\Delta\nu$ la distancia entre dos frecuencias centrales, c la velocidad de la luz en el medio (suponiendo un índice de refracción de 1.45 a lo largo de la fibra) y L la longitud de la cavidad FP es posible estimar un valor de la cavidad FP. El valor obtenido fue de $\sim 0.6mm$. Sin embargo, no se logró identificar el origen de este efecto; podría ser resultado de un mal empalme en la cavidad o simplemente por alguna imperfección de la misma fibra.

$$\Delta\nu = c/2L \quad (5.1)$$

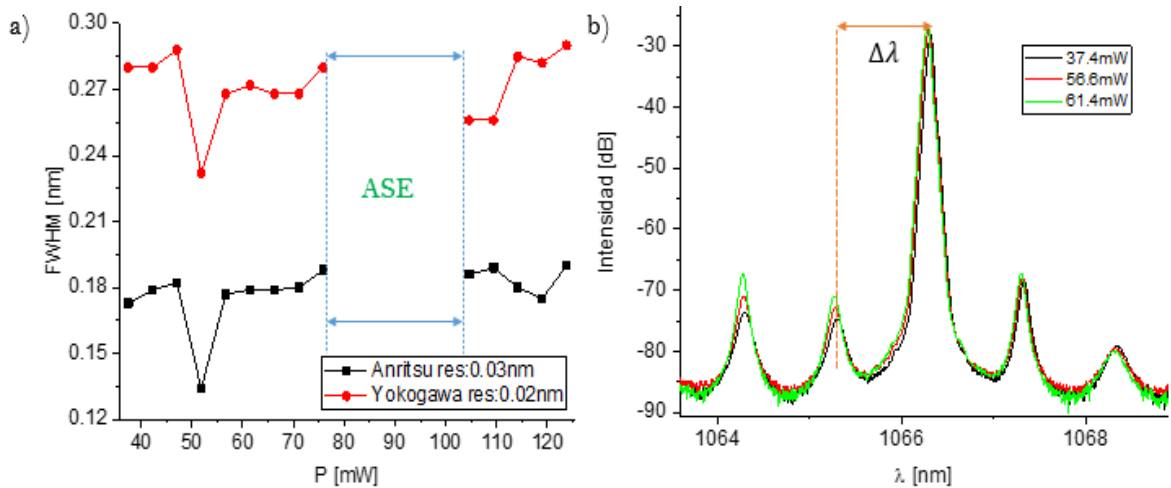


Figura 5.5. a) $FWHM$ a diferentes P_p medido con dos OSAs con diferentes resoluciones y b) espectro en el que se observa el efecto FP parásito.

Vemos que el ancho de banda obtenido es estrecho, lo cual no es típico en el régimen de amarre de modos, aunque pocos trabajos han reportado regímenes en DSR con un ancho de banda estrecho en láseres ANDi, por ejemplo, en [100-101] reportan espectros tan estrechos como 0.04 y 0.5nm en configuraciones de figura-8, respectivamente. En estos trabajos el régimen en el que operan sus esquemas es en DSR.

El resultado de obtener un ancho de banda limitado es debido a diferentes mecanismos, por ejemplo, en [102] obtienen solitones disipativos con un ancho de banda 1.14nm en una configuración de anillo. Este estrecho ancho de banda lo atribuyen a un efecto de filtro artificial pasa bandas que resulta de la birrefringencia de la fibra pasiva que utilizan en su arreglo.

Si bien, en el arreglo de este trabajo no se introdujo un filtro espectral físico, existe un efecto de filtraje espectral artificial que se forma dentro de la cavidad debido probablemente a la birrefringencia de la fibra y el polarizador lineal (LP). Además de funcionar como un absorbedor saturable artificial (filtro en amplitud) el LP junto con la NPR, se ha demostrado que el LP junto con la birrefringencia (lineal) de la fibra introducen un efecto de filtro espectral. En [103] demuestran que, dependiendo del cambio de la birrefringencia lineal la función de transmisión del ancho espectral artificial cambia como:

$$B_w = \lambda_c L_b / 2L, \quad (5.2)$$

donde λ_c es la longitud de onda central, L la longitud total de la cavidad y L_b la longitud de batido. En efecto, cambiando la posición de las placas retardadoras en la cavidad es equivalente a cambiar la birrefringencia lineal efectiva total en la cavidad. Cuando esta birrefringencia lineal incrementa, el ancho espectral de la función de transmisión disminuye. En general, el ajuste de la birrefringencia mediante las placas permite ajustar las características del filtro espectral artificial.

De lo anterior vemos que la razón por la cual se obtiene un ancho espectral limitado es probablemente por dos mecanismos: debido al efecto de filtro espectral artificial provocado por la birrefringencia de la fibra o por alguno de los elementos que se encuentran en la cavidad (WDM, aislador óptico ISO o el limitado ancho de banda del medio de ganancia). Sin embargo, los filtros pasa-bandas que se usan en láseres ANDi tienen típicamente un ancho de banda $\leq 10nm$. En este esquema, el ancho de banda del medio de ganancia (fibra dopada con iterbio en este caso), del WDM y del ISO es de $\sim 10s$ de nm, cuyo valor es en general amplio para tener un efecto significativo en la formación de los pulsos, sobre todo considerando su ancho de banda muy reducido. Por otro lado, $\sim 12m$ de fibra pasiva no proporciona suficiente birrefringencia para generar un filtro estrecho $< 10nm$, de hecho, realizando una aproximación utilizando la ecuación (5.2) y teniendo en cuenta que L_b es de $\sim 10s$ de m (no es una fibra que mantiene la polarización), el ancho resultante correspondería igualmente a varias $10s$ de nm.

Teniendo en cuenta lo anterior, podemos concluir que el mecanismo que ocasiona el ancho de banda limitado en el esquema es por el efecto FP mencionado anteriormente, ya que se observaron longitudes de onda discretas (ver Fig. 5.5(b)) (modos que soporta la cavidad). Lo anterior sucede cuando el coeficiente de fineza (F) de la cavidad FP parásita aumenta.

Por otro lado, en la Fig. 5.6 se muestra el cambio de la duración temporal para diferentes potencias de bombeo. Se realizaron dos mediciones de la duración temporal sobre el mismo single-shot que contienen tres periodos a fin de comparar ambos valores. La duración temporal de los pulsos se encuentra entre $\sim 150 - 430ps$. Parámetros como duración temporal, energía del pulso y potencia pico se muestran en la Tabla 1. Para el cálculo de la energía promedio se tuvo que multiplicar por la razón (r) entre la energía del pulso dominante y la energía sobre todo el periodo debido a que existían otros pulsos adyacentes con amplitud significativa. El producto tiempo-ancho de banda se calculó considerando un pulso con perfil Gaussiano, lo cual dará solo una aproximación de cuanto fue chirpeado el pulso. Estos valores demuestran que el pulso fue altamente chirpeado, por lo que la duración temporal puede ser reducida hasta un valor de $\sim 5ps$ (transform limited).

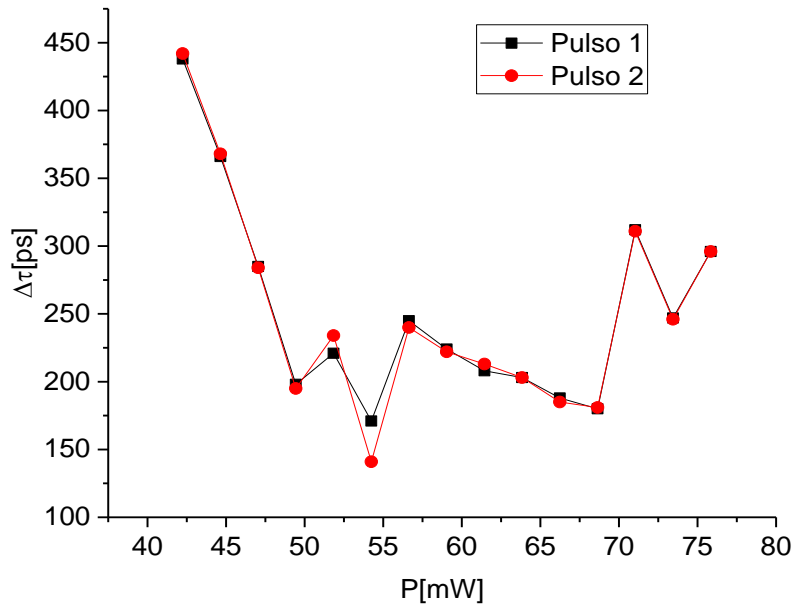


Figura 5.6. Duración temporal para diferentes P_p .

Tabla 1. Energía promedio y potencia pico para los pulsos de la Fig. 4.5. $E = (P_{av}/R_{rate}) * r$, donde P_{av} es la potencia promedio medida con el medidor de potencia y R_{rate} es la tasa de repetición de la cavidad total del láser. $P_{pk} = f_s E / \Delta\tau$, considerando $f_s \approx 1$ y $\Delta\tau$ la duración del pulso (FWHM).

P_p [mW]	E [pJ] (Energía promedio)	P_{pico} [mW]	$\Delta\tau$ [ps]	Producto tiempo-ancho de banda
37.4	3.3	14.5	227.5	16.8
61.4	5.6	26.6	210	16
73.4	9.1	37	246.5	17

Se analizó también la forma de pulso a diferentes P_p ($37.4mW$, a $57mW$, $61.4mW$ y $73.4mW$) como se muestra en la Fig. 5.7, donde se observa que se tiene una gran variedad de perfiles de intensidad. Estos pulsos no tienen la típica forma de un pulso secante hiperbólico ($\text{sech}^2 x$) o gaussiano que corresponden a solitones conservativos o disipativos. Se realizó un ajuste utilizando estas funciones en los pulsos medidos obteniendo valores de $R^2 \leq 0.88$. Realizando un ajuste de distintas funciones a los pulsos vemos que, para $P_p = 37.4mW$ y $57mW$ (ver Fig. 5.7(a) y (b), respectivamente) la forma de los pulsos se ajusta

bien a una función sinusoidal ($R^2 \geq 0.96$) (para $P_p = 57mW$ la curva también se ajusta a un perfil gaussiano aunque el valor de R^2 es ligeramente menor). Para $P_p = 73.4mW$ el pulso tiende a un perfil parabólico. Incluso, algunos pulsos llegan a tener forma rectangular (ver Fig. 5.7(c-d)), lo que se pudiera atribuirse a solitones disipativos de resonancia (DSR).

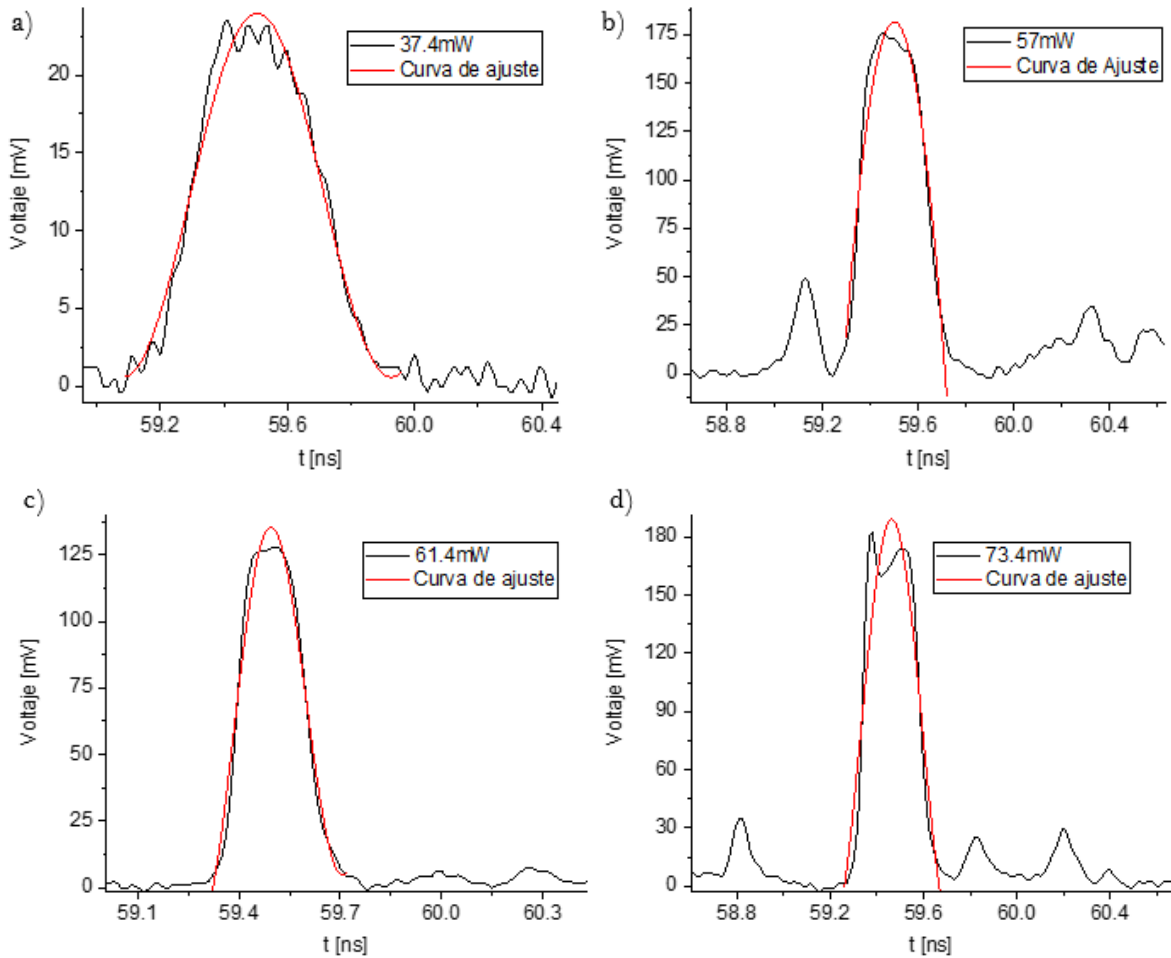


Figura 5.7. Ajuste con diferentes funciones para diferentes potencias de bombeo.

En resumen, se realizó la caracterización del esquema láser que consistió en la medición de la potencia y del espectro a la salida del láser, y la medición del tren de pulsos, en los tres casos para diferentes potencias de bombeo. De lo anterior se realizó un análisis del que se puede observar lo siguiente.

En el dominio del tiempo, se observó que existen diferentes pulsos acompañando una radiación de fondo con intensidad relativamente alta respecto al más intenso. Debido a que, esta medición se realiza en un instante de tiempo, no puede asegurarse que estos pulsos

acompañados de picos de radiación mantienen su intensidad y, por lo tanto, que solo existe un solo pulso intenso dominante o si los otros llegan a incrementar hasta alcanzar una intensidad similar a la del pulso más intenso. Se obtuvo una variedad de perfiles temporales tal como: tipo parabólico y rectangular. La duración de estos pulsos fluctúa entre $\sim 150 - 430ps$.

En el dominio espectral se observó que para diferentes potencias de bombeo se tiene un ancho espectral estrecho (entre 0.14 y $0.28nm$). Además, ocurre un corrimiento hacia el azul de $1066m$ hasta $1042nm$ en la longitud de onda central que corresponde a un cambio de $\Delta\lambda_c \approx 24nm$.

En general, es común conocer el régimen en el que opera el láser conociendo el perfil temporal y espectral, sin embargo, de este análisis no es tan fácil conocerlo incluso a pesar de que existe una amplia literatura de este tipo de láseres (ANDi sin filtro espectral). Se han obtenido solitones disipativos con perfil temporal gaussiano con un espectro estrecho utilizando un láser ANDi en [2], que sería similar a las características que se obtienen a $P_p = 57mW$ (perfil gaussiano con ancho espectral estrecho) o a $P_p = 73.4mW$ con perfil temporal cuadrado similar al régimen de DSR. Aunque existen algunas similitudes con los solitones disipativos reportados en la literatura, no es posible concluir que el régimen en el que opera nuestro láser es en DSR debido a algunas otras características que se observaron como, por ejemplo, pulsos con intensidad significativa acompañados de picos de radiación sustanciales distribuidos en todo el periodo, o la variedad de perfiles temporales observados. Una forma de conocer con más detalle el régimen y la dinámica es mediante el análisis de la evolución temporal, la cual se describe en la siguiente sección.

5.3 Mapeo temporal en 3D

En esta sección se desarrollan otras técnicas que permiten analizar con más detalle el régimen en cuestión. Estas son el mapeo temporal en 3D utilizando la medición single-shot (SS) y memoria segmentada (SM). Se resaltan las ventajas que tiene esta última respecto a la convencional (SS), la cual se considera que tiene un gran potencial para caracterizar regímenes que ocurren en una gran variedad de escalas de tiempo con una resolución aceptable (10s de ps).

Se realiza un análisis de las sabanas obtenidas con las mediciones SS y SM para un cierto régimen en particular. En este caso, se utiliza la misma sabana que se obtuvo en el capítulo anterior con la técnica de SM. Por último, se realiza un análisis para la posible búsqueda de eventos gigantes (ORW).

5.3.1 Mapeo temporal en 3D por la técnica Single-Shot

La técnica del mapeo temporal por el método single-shot (SS) o una sola adquisición en general consiste en la medición de un solo disparo que contiene un gran número de ciclos o periodos consecutivos. Estos ciclos son posteriormente segmentados y apilados para después formar una secuencia en el dominio del tiempo. Este método se utilizó para observar la evolución temporal del pulso a la salida de la cavidad láser.

5.3.1.1 Single-shot con 841 ciclos

Se realizaron mediciones a $P_p = 57mW$ con un osciloscopio rápido con resolución de $16GHz$ utilizando un Fotodetector de $25GHz$. Se capturaron $50\mu s$ en una sola adquisición que corresponde a 841 ciclos y hasta $312.5\mu s$ que son 5251 ciclos de la cavidad que es el límite de ciclos que puede capturar el osciloscopio por adquisición con una resolución de $10ps/punto$. Al adquirir los datos, se segmentaron de tal forma a construir una sábana para visualizar la evolución temporal del pulso (ciclo por ciclo). En la Fig. 5.8(a) se muestran los datos registrados por el osciloscopio, en (b) el detalle de 3 periodos consecutivos y en (c) el mapeo temporal en 3D después de segmentar dichos datos.

Como se observa en la Fig. 5.8(c) existen dos pulsos con similar intensidad y otros de menor intensidad comparados con el más intenso (aproximadamente la mitad) que coexisten dentro de la cavidad. Los pulsos que presentaron una dinámica en su intensidad, ancho temporal y energía se etiquetan como pulso 1, 2 y 3 en la Fig. 5.8(c)).

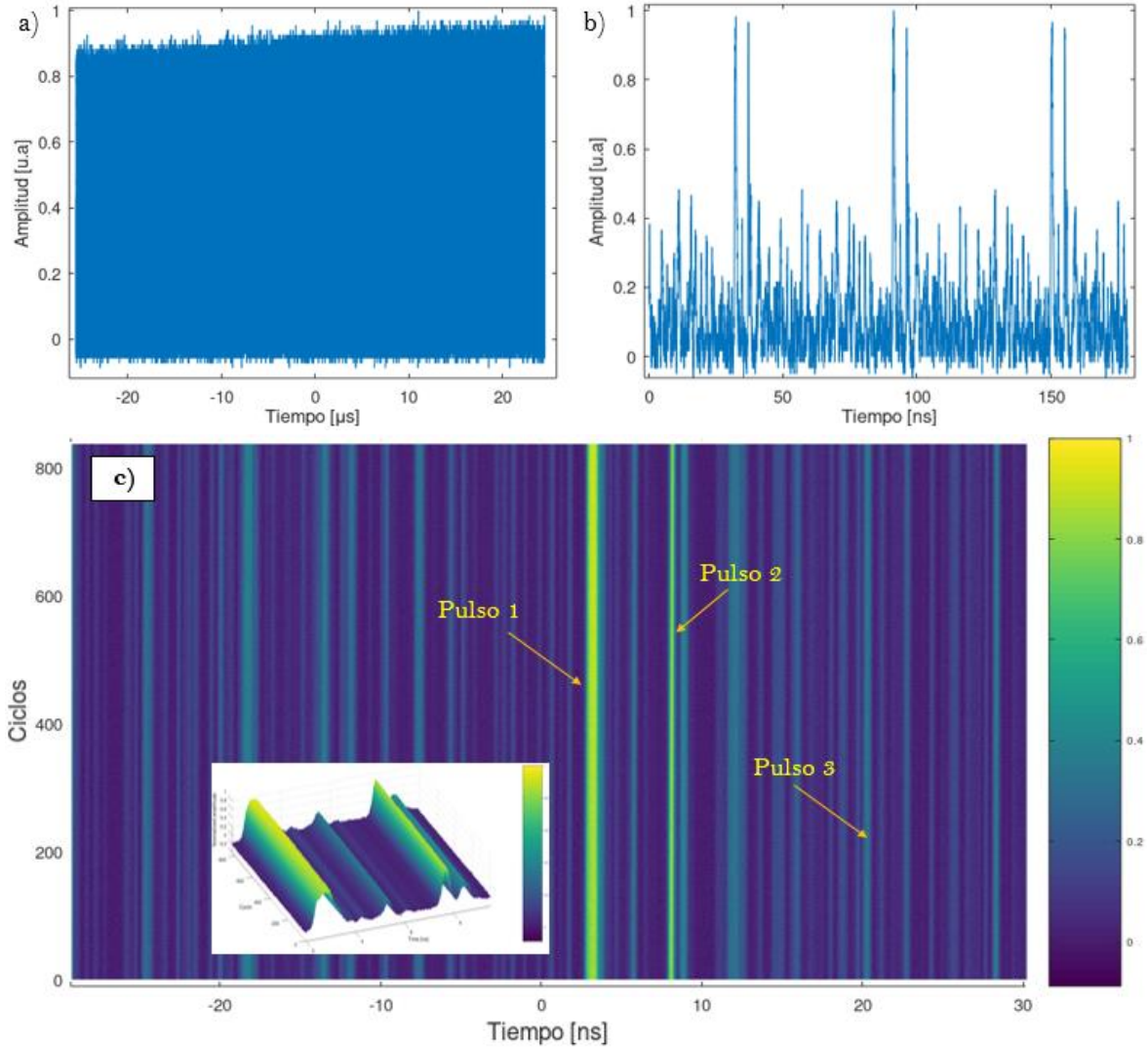


Figura 5.8. (a) Single-Shot registrado por el osciloscopio, (b) 3 periodos consecutivos y (c) sábana después de segmentar los datos.

A fin de tener una estimación del ancho temporal de los pulsos calculamos el valor RMS mediante la siguiente expresión:

$$\sigma_T = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} (t - t_c)^2 I(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (5.3)$$

donde t_c es el primer momento central, que es la posición central del pulso y es calculado en cada ciclo por el perfil de intensidad del pulso $I(t)$ mediante la siguiente expresión (esta

es comúnmente utilizado para pulsos que tienen un perfil temporal complejo y asimétrico como son los pulsos de ruido NLP, por ejemplo):

$$t_c = \int_{-\infty}^{\infty} tI(t)dt / \int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt. \quad (5.4)$$

En las Figs. 5.2(a-c) se muestra la intensidad, ancho temporal y energía de los pulsos 1, 2 y 3, respectivamente. La intensidad del pulso 1 y 3 tiende a incrementar mientras que la del pulso 2 se mantiene casi constante después de 841 ciclos consecutivos. En términos de ancho temporal, vemos en la Fig. 5.9(b) que las curvas de los pulsos 1, 2 y 3 tienden a disminuir. Algunos disminuyen hasta $\sim 20ps$ después de 841 ciclos (pulso 1 y 2). Los tres tienen una duración diferente desde ~ 150 hasta $\sim 293ps$.

En general se observa que mientras la duración disminuye la intensidad aumenta (pulso 1 y 3), lo que es consistente con el valor de la energía, la cual se mantiene casi constante (ver Fig. 5.9(c)). También se muestra el espacio fase en la Fig. 5.9(d) donde existen tres regiones principales que corresponden a las energías e intensidades de los pulsos en cuestión. La energía del pulso 1 varía sobre un amplio rango comparado con los pulsos 2 y 3. En general, las evoluciones observadas muestran que existe una evolución dinámica, sin embargo, la amplitud de los cambios registrados es menor, lo que sugiere extender la medición como se muestra a continuación.

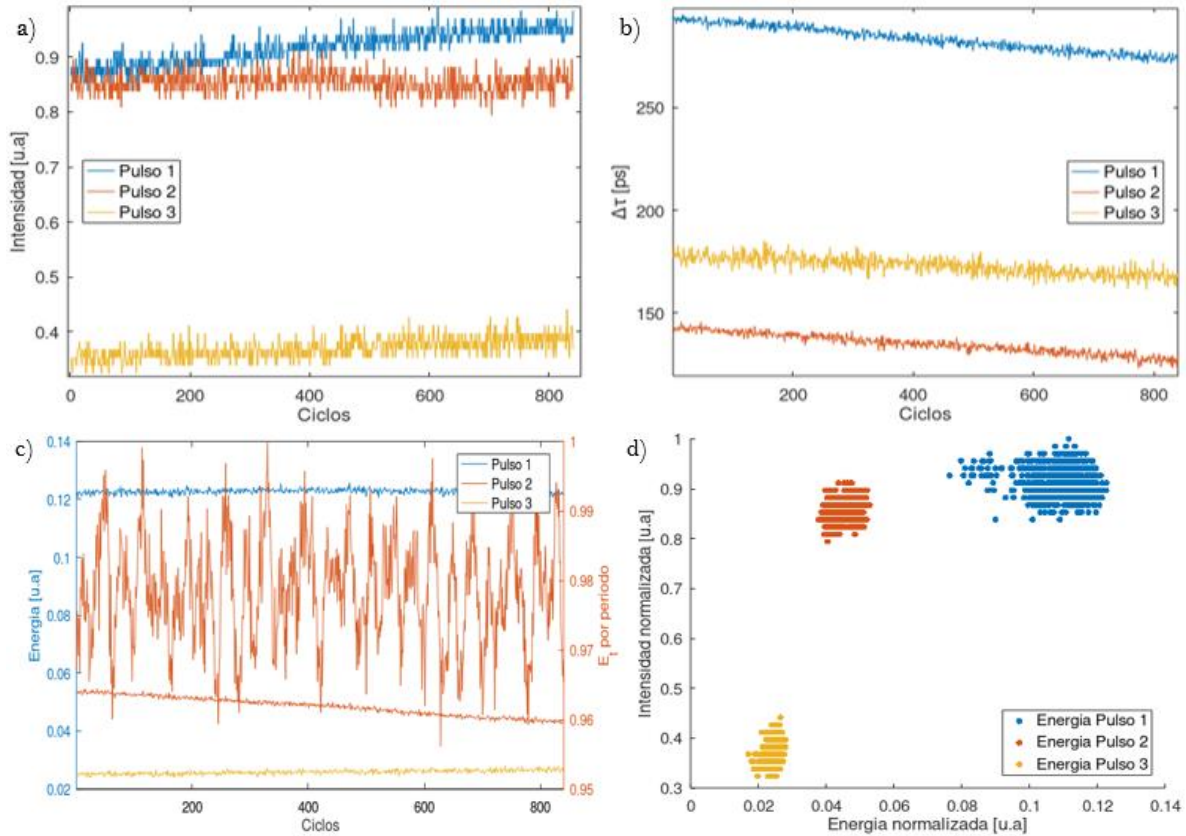


Figura 5.9. (a) Intensidad, (b) ancho temporal, (c) energía, (d) espacio fase de los pulsos en cada ciclo de los pulsos en cuestión.

5.3.1.2 Single-shot con 1680 ciclos

En la Fig. 5.10 se muestra el mapeo temporal de la evolución del pulso con 1680 ciclos que son 2 veces más que los ciclos en la sabana de la Fig. 5.9(c). Se mantuvo la misma resolución ya que todavía no se llegaba al límite de la memoria del equipo. Se realizaron mediciones con las mismas condiciones de operación ($P_p = 57mW$ con misma posición de las placas retardadoras). Se observaron dinámicas similares a la sabana analizada anteriormente. La sábana de la Fig. 5.10 muestra los pulsos que presentan mayor variación en su duración, intensidad y energía. En la Fig. 5.11(a) se muestran las intensidades de los pulsos a lo largo de los ciclos. Algunos tienden a incrementar (pulsos 1 y 4), otros a disminuir (pulsos 3 y 5) y otro se mantiene casi constante. Por otro lado, la Fig. 5.11(b) muestra el ancho temporal de los pulsos, estas curvas tienden a disminuir; algunos de ellos disminuyen hasta en $\sim 30ps$ después de 1640 ciclos (pulsos 1 y 2 y 3).

En general, la energía se mantiene aproximadamente constante para los pulsos 1 y 4, ya que mientras incrementa su intensidad disminuye su duración temporal. Por lo que, su energía se conserva durante los ciclos (teniendo en cuenta que $E \propto \tau \times I$). Mientras que, para otros pulsos (2, 3 y 5) su energía disminuye, pues su intensidad disminuye al igual que su duración. Esta energía sobrante es transmitida ya sea a otro pulso, o al medio que los rodea. Sin embargo, no es posible conocer si la evolución sigue, y si esta energía llega hasta un valor nulo debido nuevamente a la extensión limitada de la medición. Lo anterior se podrá comprobar con la técnica de memoria segmenta (SM) que se describe en la siguiente sección.

Además, a pesar de que la tendencia del pulso 1 (el más intenso) tanto en intensidad, ancho temporal y energía es similar a la del pulso 1 de la primera sabana, no podemos determinar si estas tendencias se mantienen después de un mayor número de ciclos ($> 2000n$ ciclos $n \in \mathbb{N}$). Esto se puede observar también en el espacio fase (ver Fig. 5.11(d)). Mientras las diferentes nubes de puntos formaban manchas aproximadamente circulares en el caso anterior (ver Fig.5.9(d)), en este caso estas zonas se estiran y en general tienden a formar una especie de arco que, como veremos más adelante son una porción incompleta de las trayectorias que se observan cuando se implementa la técnica de SM. A continuación, se mostrará la medición donde se llega al límite de memoria del osciloscopio en el que puede operar (en este caso hasta 5200 ciclos) donde se podrá ver con un poco más de detalle estas trayectorias.

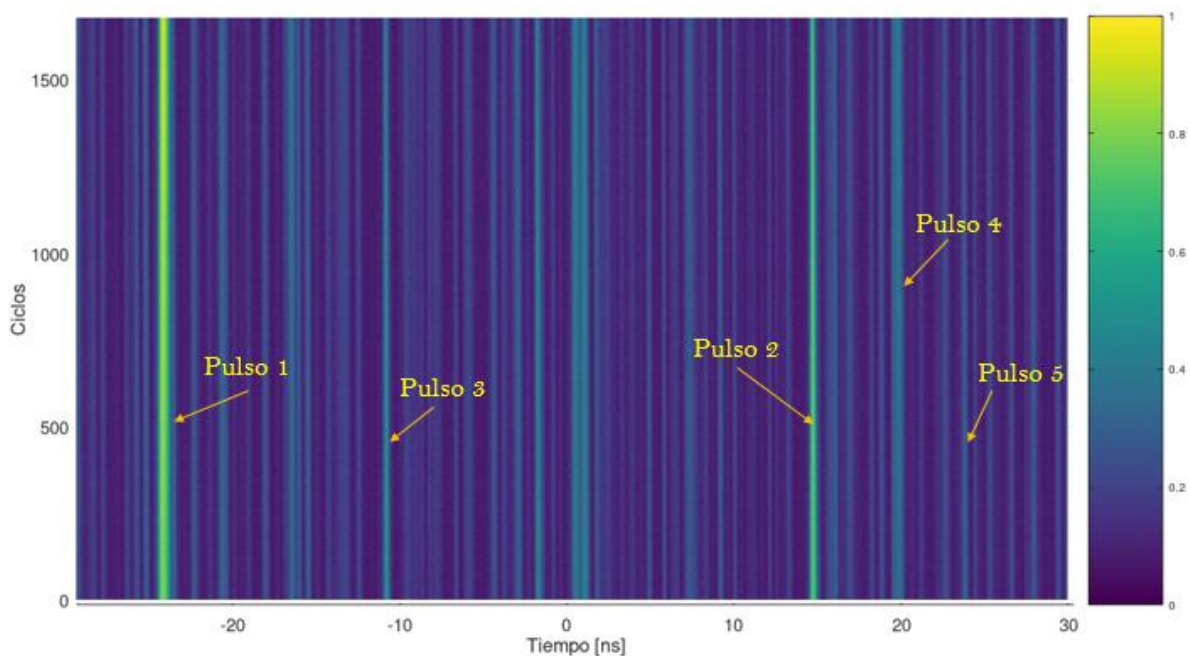


Figura 5.10. Sabana resultante con 1680 ciclos.

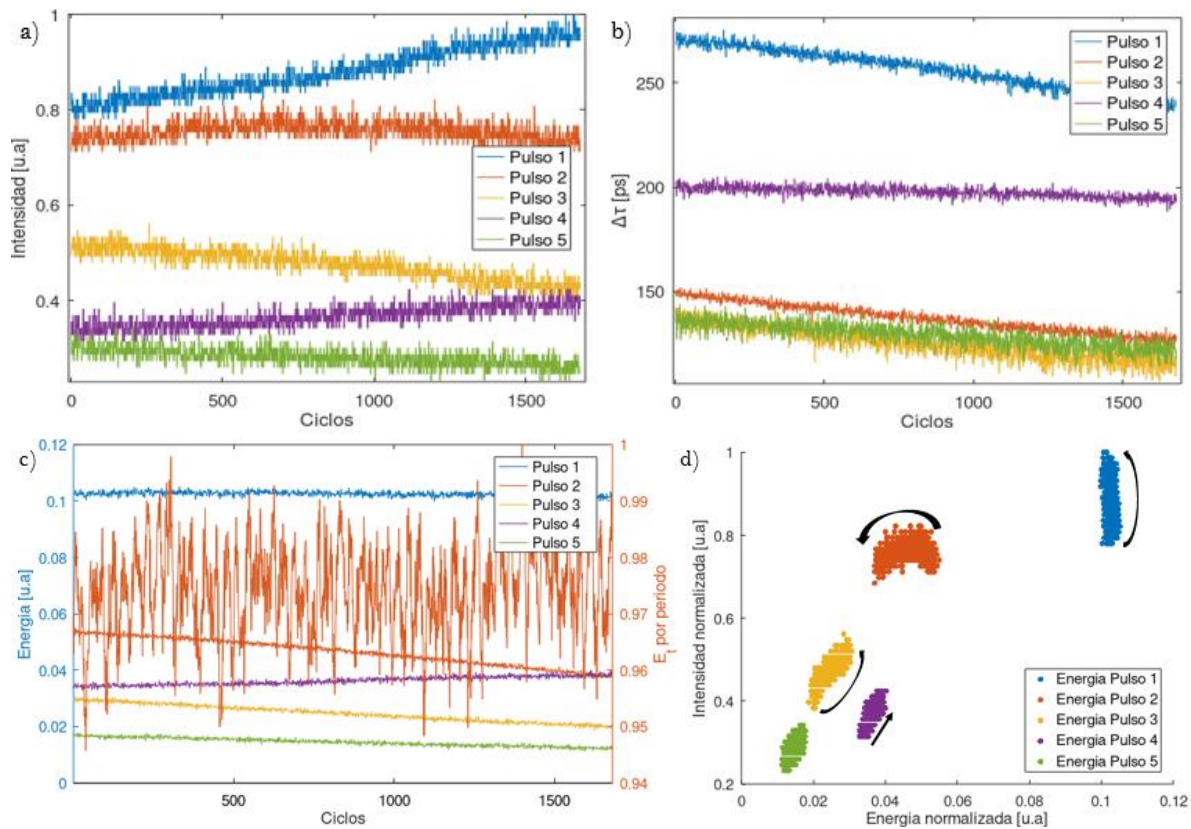


Figura 5.11. a) Intensidad, b) ancho temporal y (c) energía de los pulsos en cuestión, y f) espacio-fase.

5.3.1.3 Single-shot con 5251 ciclos

En esta parte se realizaron mediciones hasta llegar al límite de datos que puede registrar el osciloscopio. Este puede guardar hasta $31Mb$ por adquisición que corresponde en este caso a un total de 5251 ciclos con una resolución de $10ps/punto$, que es donde la memoria llega a su límite. En los casos anteriores no se llenaba por completo la memoria. Con las mismas condiciones de operación ($P_p = 57mW$ y placas retardadoras en la misma posición) y después de segmentar los datos, se obtuvo la sabana de la Fig. 5.12. Se obtuvo una dinámica similar a los casos anteriores, pero obteniendo ahora un mayor número de ciclos donde se puede observar con mayor extensión la evolución temporal de los pulsos. Analizando los pulsos que presentan dinámica en su intensidad, ancho temporal y energía (indicados en la Fig. 5.12) se observó lo siguiente.

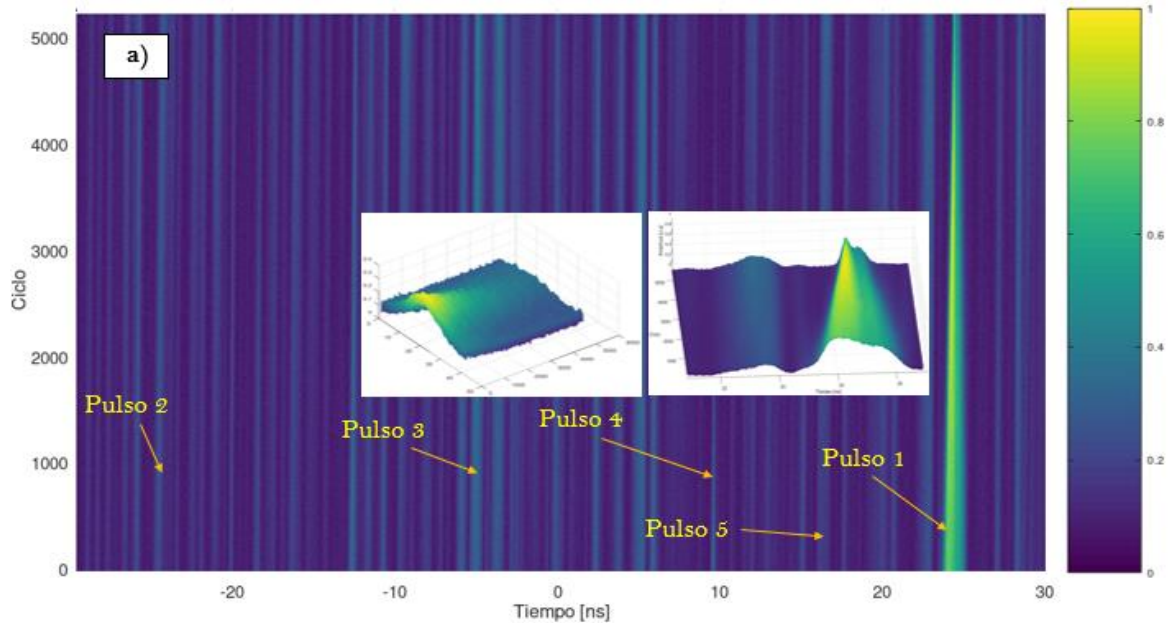


Figura 5.12. Sabana resultante con 5251 ciclos.

En particular es interesante observar el comportamiento de los pulsos 1 y 4. Vemos que la intensidad del pulso 1 muestra una inversión en su tendencia, sin embargo, su duración y energía siguen monótonas (ambos decaen suavemente). Por otro lado, se puede observar el proceso en el que el pulso 4 se desvanece, ya que tanto su intensidad como su energía tienden a un valor casi nulo; la intensidad decae un $\sim 88\%$ y la energía un $\sim 97.5\%$. Lo anterior es la razón por la que el cálculo de la duración del pulso 4 fluctúa a partir del ciclo ~ 4000 , ya que su perfil temporal se deforma mientras se desvanece (ver Fig. 5.14).

También, se observa algo muy interesante en el espacio fase de la Fig. 5.15(d). Se muestra con mayor claridad en comparación con los casos anteriores los arcos que se acercan al origen, lo que significa que estos tienden a desvanecerse (pulso 1, 4 y 5). En particular, este origen parece actuar como un “atractor”, que corresponde probablemente a operación de onda continua (CW), pues este se encuentra a bajas intensidades y energías.

Como se describió anteriormente, en las tres sabanas analizadas que contienen un número de ciclos diferente (de 840 a 5250 ciclos) se encontraron dinámicas similares en el que coexisten pulsos múltiples dentro de la cavidad. Conforme fue aumentando este número se fue observando con más detalle la evolución temporal de los pulsos, pues, cuando se tenían ~ 840 ciclos no era posible conocer si la tendencia de las curvas obtenidas (intensidad, energía, etc.) permanecían monótonas. Por ejemplo, se encontró que la intensidad de un pulso en particular no aumenta todo el tiempo, sino que, disminuye después de ~ 3000 ciclos lo que no era posible conocer con solo 1600 ciclos.

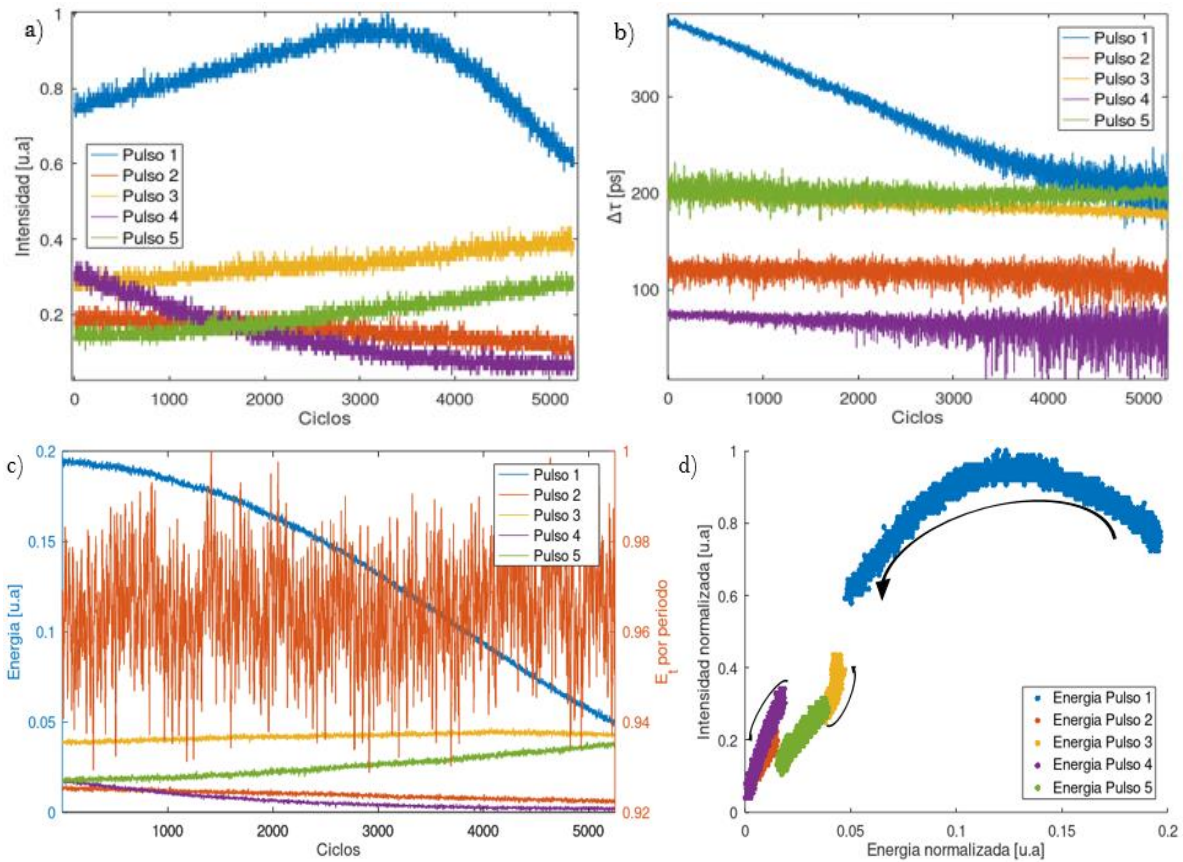


Figura 5.13. a) Intensidad, b) ancho temporal y c) Evolución de la energía de los pulsos en cuestión, y d) espacio fase.

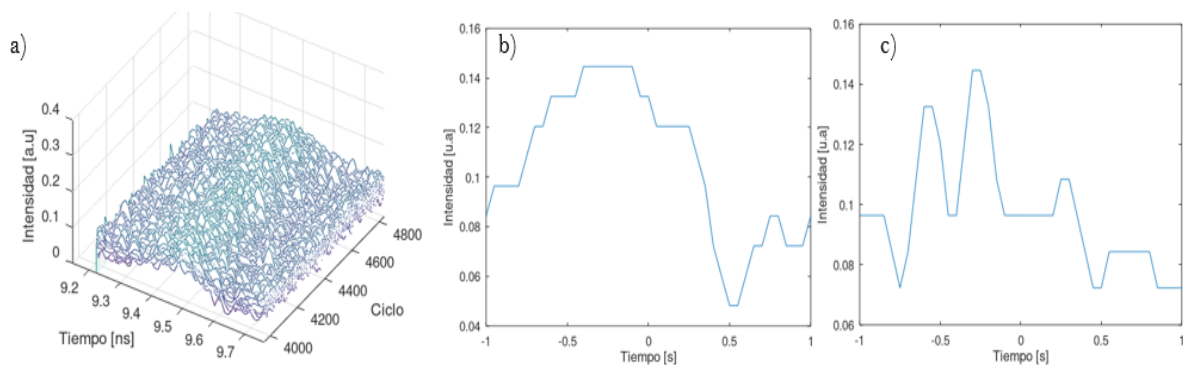


Figura 5.14. a) Ilustración de la deformación del pulso 4 después del ciclo ~ 4000 , b) en el ciclo 4000 y c) 4500. Mediciones con $10ps/punto$ de resolución.

El osciloscopio rápido que se utilizó para obtener las mediciones puede guardar un máximo de 31Mb de memoria en una sola adquisición lo que corresponde en este caso, a un máximo de ~ 5200 ciclos de la cavidad cuando se trabaja con la máxima resolución que opera el

equipo ($10ps/punto$). Se podrían capturar un mayor número de ciclos con el precio de disminuir la resolución, lo que es una desventaja cuando se busca conocer con mayor detalle la forma del pulso o dinámicas más complejas, donde es necesario tener la máxima resolución posible para analizar los detalles internos de los pulsos, por ejemplo. No obstante, cuando solo se busca conocer la tendencia temporal del pulso, es viable disminuir la resolución para tener un mayor número de ciclos. Por otro lado, es de resaltar en los resultados anteriores que las variaciones observadas en el perfil de los pulsos se vuelven sustanciales solo después de cientos o miles de ciclos, los cambios observados ciclo tras ciclo siendo casi nulos, por lo que la medición sistemática de todos los ciclos consecutivos constituye un importante desperdicio de memoria. Por lo anterior, cuando se busca analizar fenómenos o dinámicas que se observan en tiempos relativamente largos, como en este caso, es preferible implementar la técnica de memoria segmentada. Esta última se llevó a cabo, y con ella se logró caracterizar de forma más completa la dinámica de láser, como se describe a continuación.

5.3.2 Mapeo temporal en 3D por la técnica de memoria segmentada

Se obtuvo la sabana de la Fig. 5.8(c) utilizando la técnica de memoria segmentada utilizando la medición con las siguientes condiciones de operación: $P_p = 57mW$, placas retardadoras con misma posición que la medición por SS, tiempo entre adquisiciones $\Delta t_{s_i} = 3\mu s$, posición de disparo a $pd: t = 0$ de la ventana y amplitud de disparo ad a $1/8$ de la amplitud del pulso más intenso registrado en un determinado tiempo ($88mV$), muestreo de $20ps/punto$. Como se observa en la Fig. 5.8(a) el tiempo entre adquisiciones no se aleja considerablemente de Δt_{s_i} , por lo que es posible obtener la evolución continua de la señal sin que ocurra el problema donde los Δt_{s_i} son en ocasiones muy largos. Aunque estos valores en general pueden ser aleatorios (sin exceder demasiado Δt_{s_i}), según la Fig. 5.8(a) parece que Δt_{s_i} solo toma dos valores $3.03\mu s$ y $4.06\mu s$. Colocar un Δt_{s_i} que varía entre $3.03\mu s$ (~ 58 ciclos) y $4.06\mu s$ (~ 68 ciclos) para un régimen donde ocurren cambios significativos después de $\sim 100\mu s$ (~ 2000 ciclos) es adecuado. Esta sabana contiene 232 adquisiciones capturadas por el osciloscopio lo que corresponde $\sim 0.8ms$ ($\sim 13,745$ ciclos de la cavidad). Nótese que es casi 3 veces más que los que se pueden capturar con la técnica SS con el mismo equipo. Cabe mencionar que este no es el límite de la memoria del equipo, ya que la medición puede extenderse hasta 3000 adquisiciones lo que correspondería a $\sim 15ms$ con una resolución de $20ps/punto$. Sin embargo, en este trabajo $\sim 0.8ms$ fue suficiente para observar la dinámica compleja de los pulsos.

En general, se observa en las Figs. 5.15(c, d) que coexisten varios pulsos dentro de la cavidad en diferentes tiempos (eje rápido t) aparentemente de forma aleatoria. Estos pulsos incrementan su intensidad y decrecen de manera abrupta hasta desvanecerse después de un cierto tiempo, mientras que otros se forman en una diferente distancia relativa a lo largo de la cavidad (eje lento ts). Para ilustrar con mayor detalle estas evoluciones en la Fig. 5.16 se muestran las curvas de intensidad, duración y energía de algunos pulsos etiquetados como pulso 1, 2, 3, 4 y 5 en la Fig. 5.16(a) en el orden en que emergen.

De las Figs. 5.16(b y d), vemos que la intensidad de los pulsos incrementa hasta un valor máximo y después decae abruptamente. El ancho temporal presenta una evolución inversa, disminuye hasta un mínimo para después incrementar. Se observa posteriormente que, cuando incrementa nuevamente la intensidad, la duración temporal en este caso también aumenta conforme se va formando el perfil de intensidad de un nuevo pulso (pulso 1 y 2). Esta evolución contrasta la anterior. Se observa también que, algunos alcanzan una intensidad mayor que otros (pulso 3-5). Algunos después de desvanecerse o llegar a una intensidad casi nula, pasado un cierto tiempo tienden a incrementar su intensidad nuevamente (pulsos 1 y 4), sin embargo, no alcanzan una intensidad como al principio, de hecho, su intensidad decae nuevamente. (ver Fig. 5.16(b)).

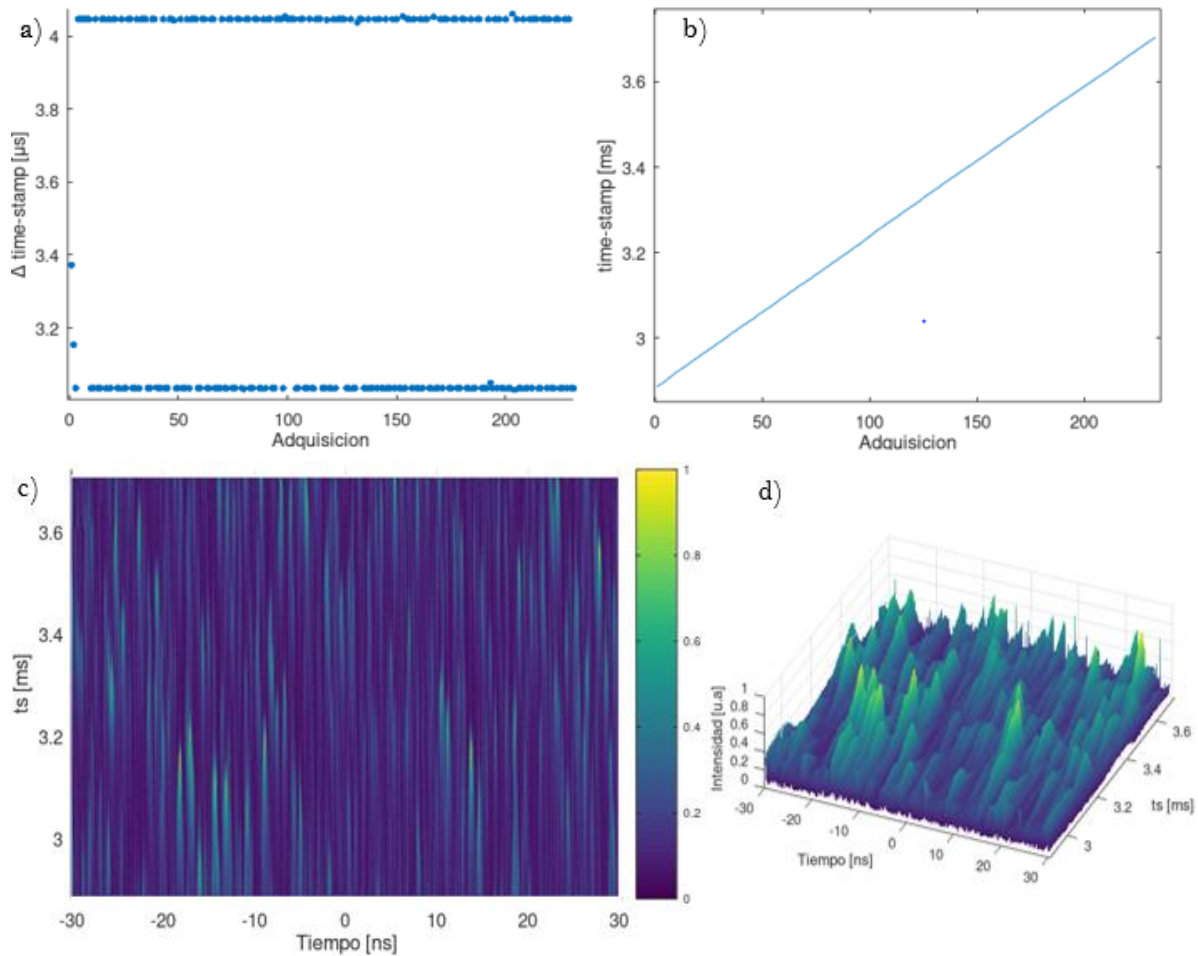


Figura 5.15. a) Tiempo entre adquisiciones, b) time-stamp (tiempo absoluto de las adquisiciones), c) sabana sobre el periodo de la cavidad y d) muestra una perspectiva en 3D.

Aunque a simple vista se observa que estos pulsos son distribuidos a lo largo de la cavidad de forma aleatoria, de modo que estos emergen, alcanzan un máximo y se desvanecen en tiempos diferentes (eje lento ts) sin seguir algún orden, existen un caso en el que algunos de ellos coinciden (pulsos 3 y 4), ver Figs. 5.16(b y c). Incluso un segundo caso muestra que, cuando un pulso se desvanece (pulso 1) otro emerge del ruido de fondo (pulso 5). Esta alternancia asegura que la energía dentro de la cavidad permanezca aproximadamente constante a lo largo de la secuencia (ver Fig. 5.16(d)).

Cabe mencionar que, aunque se observa una evolución similar en las curvas de intensidad y energía, vemos que la intensidad está ligeramente atrasada respecto la energía. Para mostrar la relación entre estas dos variables se realiza la gráfica del espacio-fase. En la Fig. 5.16(e) se observan trayectorias en forma de ciclo, que recorren en sentido antihorario; esto indicia que existe un desfase entre la evolución de intensidad y energía. Por ejemplo,

la intensidad sigue creciendo cuando la energía ya está disminuyendo. Este desfase se explica por la rápida disminución de la duración que tiene lugar en esa etapa (ver Fig. 5.16(c)). Vemos que, las trayectorias de los pulsos no se superponen, pero convergen todas hacia la región de menor intensidad y energía; esta región es similar a lo que se conoce como atractor en la teoría del caos. Por otro lado, para energías e intensidades altas las trayectorias están muy esparcidas en el plano y no se observa ningún atractor en esta región, lo que significa que ningún pulso se acerca a una de estas regiones para convertirse en un pulso estable. La existencia de un atractor a bajas energías e intensidades, y la ausencia de un atractor a altas intensidades y energías apuntan a que la operación del sistema es más próxima al régimen de onda continua (CW) que al de amarre de modos (ML). Por último, en esta misma figura se observa la evolución particular del pulso 1, el cual crece por segunda vez, pero con menor intensidad que al principio. Este crecimiento secundario ocurre en $t_s \cong 3.5ms$ (ver Figs.5.16(b y d)). Esto se traduce en un bucle cerrado secundario más pequeño en la trayectoria correspondiente en la Fig.5.16(e) (cuadro discontinuo), nuevamente con dirección en sentido antihorario.

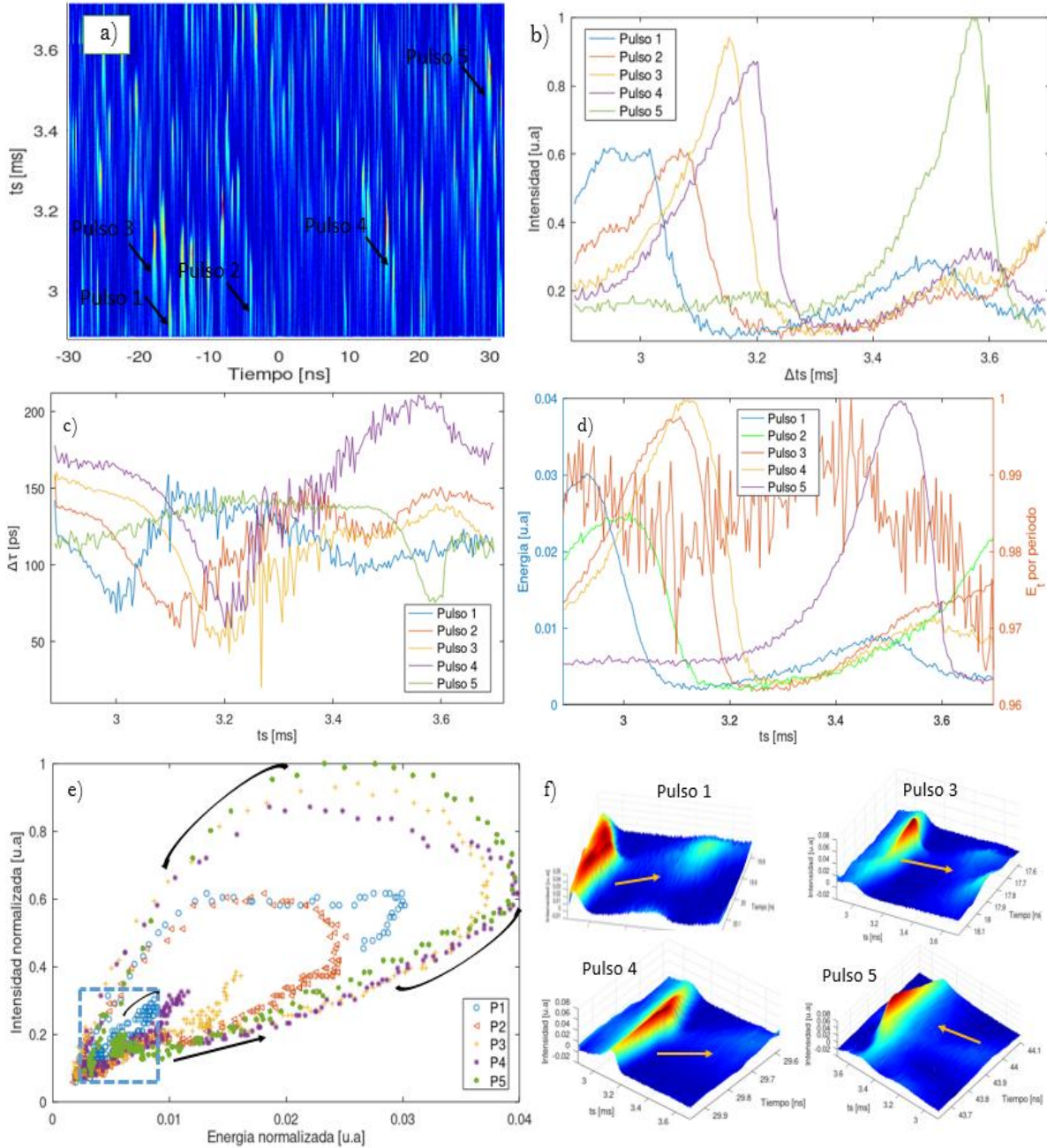


Figura 5.16. a) Pulsos en cuestión, b) intensidad y c) ancho temporal de los pulsos, d) energías normalizadas respecto a la energía total en la cavidad en cada periodo, e) espacio fase y f) perspectiva en 3D de los pulsos en cuestión.

En la Fig. 5.16(f) se observa una perspectiva en la formación y el desvanecimiento de algunos pulsos, en el que se observa que componentes de baja intensidad preceden a la aparición de un nuevo pulso (ver flechas). En general, aparecen una o varias componentes que pueden rastrearse antes de la formación del evento intenso, actuando como sus

precursores. Después del evento intenso, aparece un remanente (o varios) de baja intensidad que sobrevive o incluso crece después del desvanecimiento abrupto del pulso intenso. Estas componentes de baja intensidad son una característica clave de esta dinámica, como se muestra en la Fig. 17. Incluso, parece que estas componentes conectan diferentes pulsos que emergen en diferentes posiciones de la cavidad (eje rápido t) y en diferentes etapas de la evolución (eje t_s). Esta interacción suele ser compleja y es común que múltiples componentes residuales que emergen de diferentes pulsos intensos aporten a la formación de un nuevo pulso.

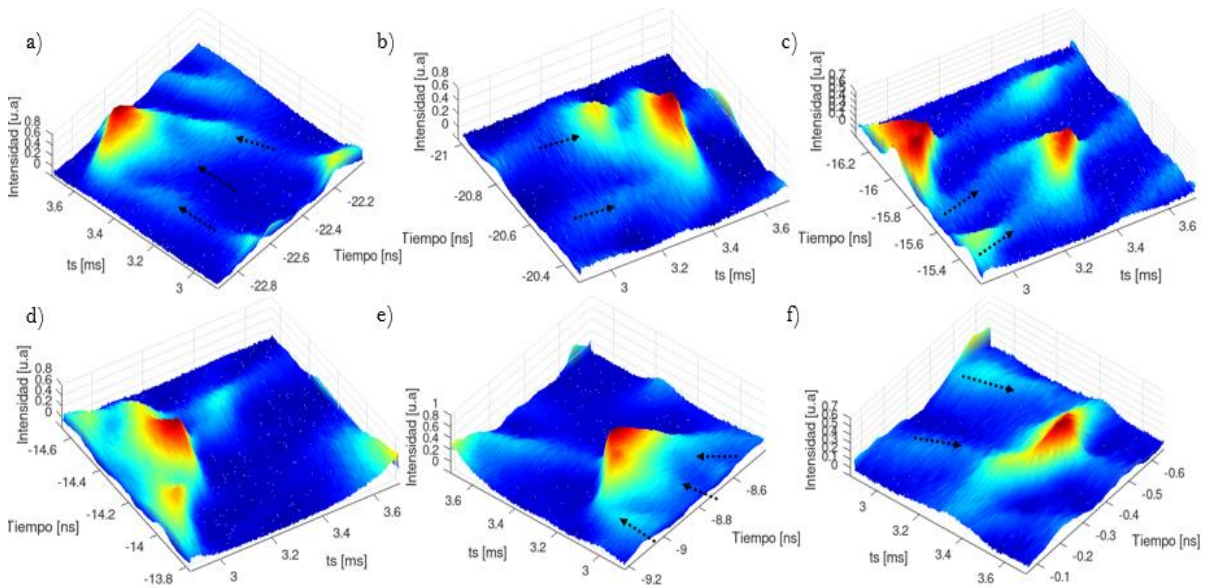


Figura 5.17. Acercamiento en la formación de los pulsos.

5.3.2.1 Correlación entre los pulsos

Es posible calcular el coeficiente de correlación que pudiera existir entre los pulsos en cuestión mediante la siguiente expresión:

$$r_{E_1 E_2} = \frac{\sum(E_{1i} - \bar{E}_1)(E_{2i} - \bar{E}_2)}{\sqrt{\sum(E_{1i} - \bar{E}_1)^2 \sum(E_{2i} - \bar{E}_2)^2}}. \quad (5.5)$$

La ecuación (5.5) es el coeficiente de correlación entre las variables E_1 y E_2 entre las se quiere encontrar su relación. Este coeficiente toma valores entre $-1 \leq r_{E_1E_2} \leq 1$, donde $r_{E_1E_2} = -1$ significa que la correlación entre las variables E_1 y E_2 es inversa, es decir, mientras un valor de una variable es máximo el otro es un mínimo, y así, sucesivamente. Se considera que mientras $r_{E_1E_2} \leq -0.6$ se tiene una correlación inversa aceptable. Por otro lado, para $r_{E_1E_2} = 1$ la correlación entre las variables es positiva, lo que significa que, ambas siguen la misma tendencia. De igual forma, para $r_{E_1E_2} \geq 0.6$ la correlación es positiva. Además, para $-0.6 < r_{E_1E_2} < 0.6$ significa que no existe una correlación notable entre las variables en cuestión. E_{1i} y E_{2i} son los diferentes valores que toman las variables a lo largo del tiempo, $i \geq 0$. Por último, $\bar{E}_{1,2}$ es la media o valor medio de las variables en cuestión sobre el intervalo en el que se quiere encontrar su relación.

A simple vista de la Fig. 5.16(e) se observa una correlación inversa (en términos de energía) entre los pulsos E_1 con E_4 o entre E_5 con E_3 y E_4 , por ejemplo. Lo anterior se puede demostrar de manera cuantitativa utilizando la ecuación (5.5). En la Fig. 5.18(a-c) se muestran algunos ejemplos. Estos pulsos en general presentan una correlación inversa durante ~ 45 adquisiciones consecutivas lo que corresponde a ~ 2500 ciclos. Cabe mencionar que el valor del coeficiente de correlación calculado fue ≤ -0.6 en todos los casos, el cual es un valor aceptable como correlación inversa. Estos resultados son compatibles con la observación de que los picos suelen aparecer sucesivamente, el decaimiento del anterior coincidiendo con la fase de crecimiento del siguiente, de forma que la energía total permanece casi constante.

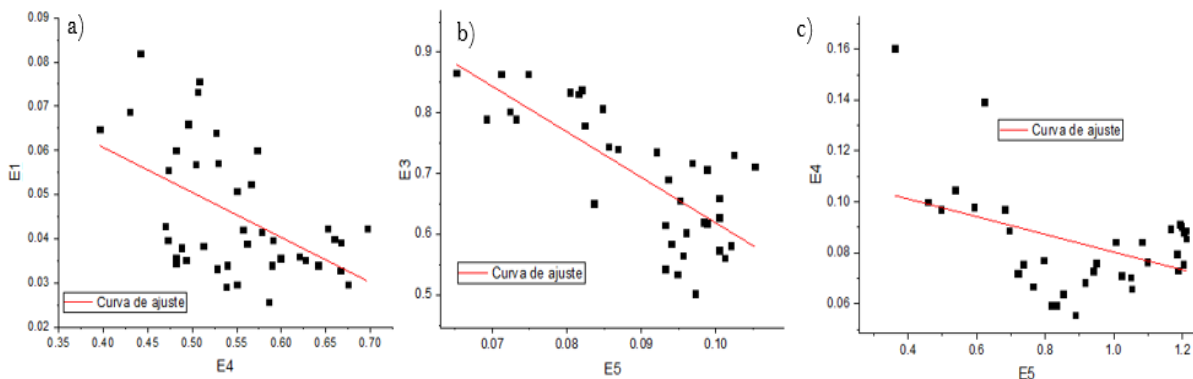


Figura 5.18. Graficas de correlación entre las energías de algunos pulsos en cuestión (E_i).

5.3.2.2 Autocorrelación en 2D de la sabana

Información adicional de este régimen puede ser obtenida de un análisis de la función de autocorrelación en 2D (ACF), $G_I(\tau, \xi) = \langle I(t, ts)I(t + \tau, ts + \xi) \rangle$. La ACF convencional en una dimensión, $G_I(\tau) = \langle I(t, z)I(t + \tau, z) \rangle$, es en realidad una sección transversal de la función de autocorrelación bidimensional $G_I(\tau, \xi)$ en un punto fijo de la coordenada $\xi = 0$ (gráfica de la parte superior de Fig. 4.18). Por otro lado, es posible calcular la función de autocorrelación en una dimensión sobre la coordenada temporal ξ teniendo fijo la coordenada $\tau = 0$: $G_I(\xi) = \langle I(t, ts)I(t, ts + \xi) \rangle$ para encontrar posibles propiedades periódicas y tiempo de vida de los pulsos. Para este cálculo se utilizó el Teorema de Wiener–Khinchin [104].

De la Fig. 5.19 se observa que no hay una periodicidad obvia en la coordenada temporal τ . El ancho temporal del pico central es de $\sim 250ps$ a $57mW$. Se observa que existe un patrón en la radiación de fondo. Finalmente, el ancho del pico central en la evolución ts indica el promedio del tiempo de vida de los pulsos que crecen y decrecen. Los pulsos tienen un tiempo de vida promedio de $\sim 350\mu s$, equivalente a ~ 5900 ciclos o sobre una distancia de propagación de $\sim 72km$. Este tiempo de vida promedio es relativamente largo.

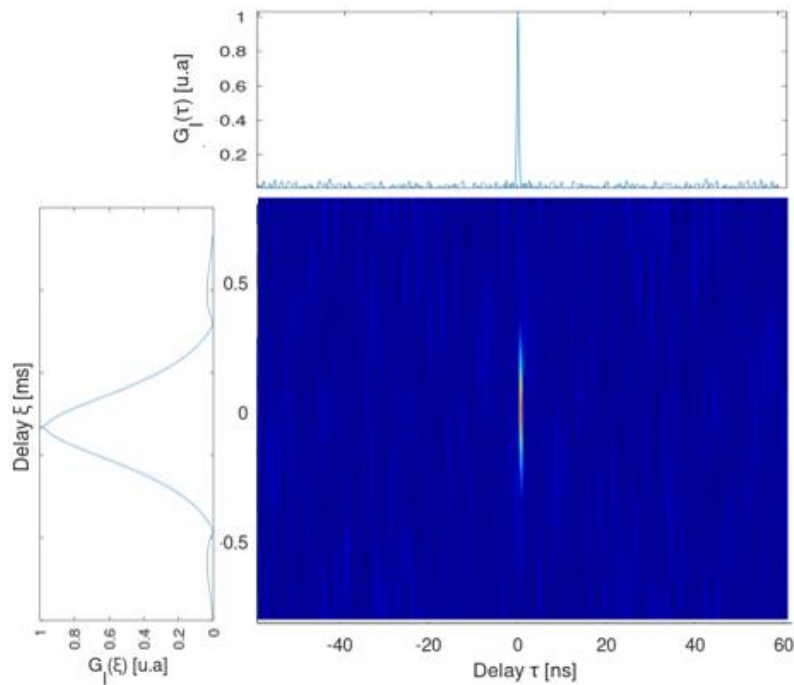


Figura 5.19. Función de autocorrelación en 2D en el dominio temporal y espacial $G_I(\tau, \xi)$, calculado de la dinámica espacio-temporal para $P_p = 57mW$.

5.4 Estadística para posible evidencia de eventos gigantes

La razón por el cual se realiza un análisis sistemático para encontrar posible ORW es por la dinámica aparentemente caótica donde múltiples pulsos intensos que emergen y decaen abruptamente a lo largo de toda la secuencia (ver Fig. 5.20(a)), cuya dinámica podría propiciar la generación de ondas gigantes (ORW). Se sabe que la combinación de dinámicas caóticas, fuertes interacciones no lineales y colisiones entre pulsos producen eventos de amplitud extrema y corta duración [77]. Las colisiones de múltiples de solitones [79] y la interacción entre ondas dispersivas [105] se han identificado como los mecanismos clave en la formación de eventos gigantes, pero la evidencia experimental directa de estos mecanismos sigue siendo difícil de alcanzar, en especial en régimen de dispersión normal. Además, es interesante comparar la dinámica observada en este trabajo con un proceso de autoenfoco (self-focusing) reportado numéricamente en [106], donde usan el modelo láser agrupado (analizar por partes el esquema láser). Encuentran que la convergencia de componentes de menor intensidad resulta en la formación de picos intensos de corta duración. Estos pulsos cumplen los criterios de ORW; por lo tanto, es interesante realizar un análisis de los picos más altos que se forman en esta dinámica, los cuales pudieran interpretarse como ORW.

Con las características principales que distinguen a eventos gigantes mencionadas en la sección 2.11.4 del capítulo 2 podemos discutir lo siguiente: primero, se determinó el SWH con ayuda de la Fig. 5.20(b), cuyo valor fue de $37.2mV$. De lo anterior vemos de la estadística que existen eventos con valor a $2SWH = 74.4mV$, lo que podría atribuirse a eventos gigantes, sin embargo, la distribución que se obtuvo no es alguna que se desvíe de una distribución convencional, de hecho, se obtuvo una distribución convencional con decaimiento exponencial (escala lineal, ver Fig. 5.20(d)) y no se observaron desviaciones respecto al ajuste lineal en las regiones de altas amplitudes, por lo que no se evidenciaron eventos extremos. Además de la ausencia de ORW, la dinámica de este trabajo también difiere del escenario propuesto en [106] en otros aspectos, por ejemplo, la energía total de la cavidad está lejos de concentrarse en un solo punto (un pico de energía no excede de unos % de la energía total de la cavidad, ver Fig. 5.16(d)). Adicionalmente, una energía total de la cavidad que se mantiene constante en toda la secuencia (ver Fig. 5.16(d)) no es compatible con el mecanismo que involucra la saturación de ganancia propuesto en [106]; si el valor de la energía de saturación de la ganancia aumenta, las posibilidades de encontrar eventos gigantes son mayores, es decir, cuando la energía de saturación incrementa el régimen de amarre de modos se vuelve más inestable.

A pesar de que se tuvo un perfil temporal de ondas caóticas y se cumplió con el primer criterio que caracteriza una ORW, no se obtuvo el tercer criterio que suele ser el más importante como candidatos a ORW. Esto demuestra que el formalismo para determinar este tipo de eventos es más complejo y que son diferentes los mecanismos en el que pueden surgir este tipo de regímenes. Esto se debe a que, estos criterios se han establecido por medio de observaciones experimentales, no obteniendo criterios bien establecidos que establezcan formalmente la definición de ORW. Por otro lado, aunque existen numerosos ejemplos de detección de ORW en láseres de fibra de amarre de modos pasivo en dispersión anómala, son más difíciles de observar en el régimen de dispersión normal sin la inserción de un filtro espectral físico, en comparación con algunos trabajos como en [107-108], donde muestran que la inserción de un filtro espectral sus arreglos es un componente clave para la generación de ORW. Por ello, los mecanismos de su formación siguen siendo enigmáticos, lo que abre un amplio debate en la caracterización y definición de estos eventos.

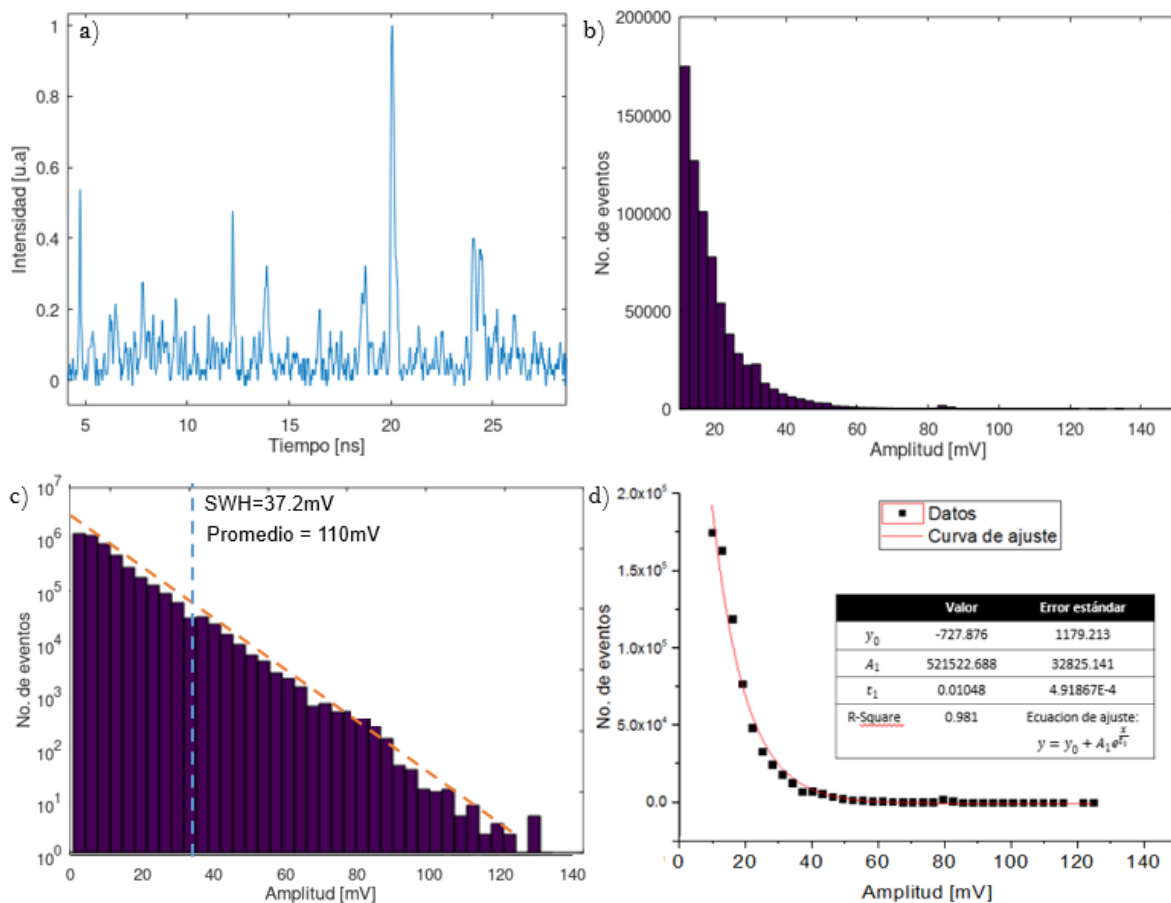


Figura 5.20. Histogramas de la distribución de la intensidad óptica en escala a) lineal y b) logarítmica. c) Muestra el ajuste de la distribución en escala lineal, la cual se ajusta a una curva tipo exponencial.

Capítulo 6. Discusión y conclusiones

En este capítulo se realiza una discusión del régimen encontrado por la técnica de memoria segmentada mediante los resultados experimentales descritos en el capítulo anterior. Finalmente, se describen las conclusiones de este trabajo.

6.1 Discusión

En el capítulo anterior se realizó un análisis del régimen de un láser ANDi obtenido con la técnica de memoria segmentada (SM). Las principales características que distinguen a este régimen son las siguientes: la coexistencia de múltiples pulsos que emergen y alcanzan una intensidad máxima mientras su duración temporal disminuye abruptamente para después desvanecerse; ningún pulso llega a un estado estable que predomine en toda la secuencia. Las componentes de baja intensidad precursores de los pulsos intensos son otra clave de la dinámica. Por otro lado, la aparición de un atractor en el espacio-fase a bajas intensidades y energías es otra característica importante de este régimen, lo cual podría atribuirse a operación de onda continua (CW) y, por último, el estrecho ancho de banda que es obtuvo en el espectro.

Ahora bien, la pregunta que sigue es conocer qué tipo de régimen es, cómo es que se genera y en general la física que está involucrada en este tipo de fenómenos. Como se mencionó en el capítulo 2, existen diferentes mecanismos (fenómenos no lineales, dispersivos y disipativos) y parámetros (medio de ganancia, AS, por ejemplo) que están involucrados en la formación de pulsos en este tipo de cavidades, en específico en los láseres de fibra de amarre de modos pasivo con cavidad de anillo. A continuación, se tratará de contestar estas preguntas de manera cualitativa basándonos en los resultados experimentales.

Existe una amplia literatura sobre la generación de pulsos en diferentes arquitecturas de cavidades. Sin embargo, en este trabajo nos enfocamos en una arquitectura con configuración de anillo en dispersión todo normal (ANDi) sin la inserción de un filtro espectral “físico” utilizando la técnica de NPR. De modo que, en general asignamos el amarre de modos principalmente por los siguientes mecanismos: [filtro espectral artificial (en este caso el efecto FP parásito)] + [SA artificial] + GVD + ganancia de saturación (AM). El

efecto de cada uno de estos mecanismos hace posible la formación de pulsos y por ende la condición de amarre de modos. Sin embargo, en este trabajo no se observó un amarre de modos estable. Como veremos más adelante, este régimen es más cercano a un tipo de onda continua (CW). Para comprobar lo anterior, primero se discuten las características de este régimen, las cuales ayudarán a tener una idea más clara del tipo de régimen en el que opera la cavidad láser.

Respecto a la primera característica (coexistencia de pulsos múltiples), existe una amplia teoría sobre la formación de pulsos múltiples, por ejemplo, en [109] proponen que la formación de pulsos múltiples es en general por dos mecanismos: el primero se refiere a que un pulso se genera a partir de una onda lineal, ya sea por una onda dispersiva o una onda continua. El segundo se refiere a que un pulso se genera a partir de la división de un pulso intenso (bifurcación) [110]. En nuestro caso, no se observó alguna bifurcación, de hecho, la formación de un pulso intenso en nuestro esquema es por la combinación de otras componentes de menor intensidad; probablemente ondas dispersivas. Por lo tanto, podríamos atribuir a la generación de pulsos intensos en nuestro esquema al primer mecanismo, sin embargo, primero describamos el proceso de tal mecanismo.

El proceso del primer mecanismo mencionado anteriormente fue reportado en [72]. Tang *et al.* atribuyen la formación de pulsos múltiples por la amplificación de ondas dispersivas junto con el efecto de la limitación de potencia pico (peak-power-limitation, PPL) de la NPR en la región de dispersión anómala. Describen que, la amplificación de un pulso es limitado el efecto PPL, es decir, la intensidad de un pulso alcanza un punto límite (potencia de switcheo o de conmutación del SA) más allá del cual ya no se amplificará, pero sí la radiación de fondo, o bien, las ondas dispersivas. Como estos pulsos son amplificados por el mismo medio de ganancia, estos compiten entre sí para obtener la máxima energía, es decir, mientras uno(s) gana(n) energía otro(s) la pierde(n). Lo anterior se observó en algunos casos con el cálculo del coeficiente de correlación entre algunos pulsos. Si bien, en su trabajo reportan que, en algún punto estos pulsos obtienen las mismas propiedades (duración, intensidad, energía, etc.) hasta mantenerse estables, ya que son amplificados por el mismo medio de ganancia, esto no sucede en nuestro caso durante toda la secuencia (a excepción de los pulsos 3 y 4, donde obtienen propiedades similares pero no mantienen su supremacía, ver Fig. 5.9(b, c y e)), de hecho, estos pulsos no alcanzan un punto estable sino que se desvanecen después de un cierto tiempo. No aparece ningún atractor para potencias y energías altas en la Fig. 5.16(e), lo que muestra que aún no se alcanza la potencia de switcheo, y por lo tanto no hay efecto PPL. Además, la generación de pulsos múltiples por este mecanismo (amplificación de ondas dispersivas) da como resultado a un espectro con múltiples bandas de Kelly (ver Fig. 5 de [72]) debido a la amplificación de estas ondas dispersivas. De lo anterior, podemos concluir entonces que la generación de estos pulsos

múltiples no es por estos dos mecanismos, pues, el espectro obtenido experimentalmente no presenta banda de Kelly en su lugar es suave y estrecho. Además, en los trabajos donde se reportan pulsos múltiples [72, 111, 112], estos pulsos son estables y con una separación constante entre ellos a lo largo de toda la secuencia. Lo contrario con nuestro régimen, donde ningún pulso permanece estable, si no se desvanecen después de un cierto tiempo, y el espacio entre ellos no es el mismo. El hecho de que los pulsos no alcancen un estado estable es porque existen otros mecanismos que limitan o afectan obtenerlo, como son los efectos disipativos (filtraje espectral, pérdidas y ganancias, ganancia de saturación no lineal, por ejemplo). Esto se puede observar por el decaimiento abrupto en la duración temporal durante el crecimiento de la intensidad del pulso, lo que ocasiona que su energía varíe.

De lo anterior, se puede sospechar que el régimen de nuestro esquema no es un amarre de modos inestable, aún con la ligera similitud que existe con los pulsos DSR (ver Fig. 5.7). Otra razón de lo anterior se puede comparar por ejemplo con el escenario que proponen en [106], cuyo análisis numérico se basa en el modelo de láser agrupado. En este trabajo, se presenta un amarre de modos estable a una cierta energía de saturación, después, cuando se aumenta este parámetro el régimen que obtienen es un régimen que se desvía de un ML estable. En comparación con nuestro esquema, cuya energía total de la cavidad que no varía en toda la secuencia no se compara con un mecanismo que involucra una saturación de ganancia como el propuesto en [106]. Por ello, el análisis del presente régimen señala a una interpretación como un amarre de modos que apenas inicia, relativamente cercano a operación de onda continua (CW), en el que toda la evolución es de algún modo frustrada.

Por otro lado, otra clave quizá la más importante para comprobar el tipo régimen es el atractor en el diagrama espacio-fase que se localizó a bajas energías e intensidades, lo que se atribuye a operación de onda continua (CW). Además, sin ningún atractor localizado a energías e intensidades altas se puede concluir que el régimen está lejos de convertirse en operación de amarre de modos (ML). Además, se ha reportado que antes de la operación de amarre de modos, en la radiación de fondo existen pulsos irregulares que se forman caóticamente hasta alcanzar el ML, es decir, en esta etapa apenas se están poniendo en fase (amarrando) los modos. Esto se puede observar en nuestro caso, ya que la radiación cubre todo el periodo de la cavidad y no hay ningún pulso que logra mantenerse a largo plazo, además de los pulsos con forma irregular o diferentes perfiles que se observaron. Así, del análisis anterior podemos atribuir este régimen en una transición entre onda continua (CW) y amarre de modos (ML); onda casi continua (QCW).

Un régimen similar al reportado en este trabajo fue realizado por Nikita Tarasov *et. al.* [113]. Encuentran un régimen en el que coexisten múltiples pulsos que abarcan de forma caótica toda la cavidad resonante. El sistema que implementan es un láser de Raman con arquitectura Fabry-Perot en régimen de dispersión normal. Este régimen lo llaman onda

casi continua (quasi-CW). Asumen que la ganancia de la cavidad láser con dispersión normal total se convierte lo suficientemente alto para desarrollar pulsos cortos intensos con forma rectangular similar a los DSR.

Aunque no se obtuvo un amarre de modos estable en el presente régimen, los pulsos que emergen y desvanecen tiene una similitud con los DSR, como se mencionó anteriormente. Existen diferentes trabajos en el que reportan la transición de amarre de modos (ML) desde antes de iniciar hasta su extinción. En [114], estudian la dinámica de esta transición para diferentes regímenes de dispersión en la cavidad láser, donde encienden y apagan la potencia de bombeo para lograr capturar este proceso. En particular, el análisis de la transición de los pulsos DSR es un proceso que se ha estudiado muy poco. Los resultados presentados en este trabajo pueden estar ligados con los reportados en [114], sin embargo, cabe mencionar que la emergencia y desvanecimiento de los pulsos forman parte de la dinámica en el régimen de operación del láser, sin que haya una perturbación como es apagar, encender o variar la potencia de bombeo como lo realizan en [114]. Lo anterior pudiera implicar algunas diferencias en la evolución de la dinámica respecto a lo que reportan en tal trabajo, por ejemplo, la ausencia de un comportamiento de oscilaciones en amplitud tipo Q-switching (oscilaciones de relajación) que son comúnmente observadas en la transición de este proceso de ML [114-115].

Entre otros trabajos se encuentra [116], en el que reportan todo el proceso de la formación de moléculas de solitones (SM) en un láser de amarre de modos. Observan que la dinámica del nacimiento de un SM estable experimenta cinco etapas diferentes (la etapa de oscilación de relajación (RO), la etapa de dinámica de batido, la etapa de pulso único transitorio, el estado de enlace transitorio y el estado de enlace estable). Además, reportan que la dinámica de las SM es bastante sensible tanto al estado de polarización de la luz como a la fluctuación de la potencia de bombeo. Por otro lado, se ha reportado que el proceso de estas transiciones es distinto para diferentes regímenes (dispersión normal y anómala) [117], por lo que creemos que este trabajo contribuirá a tener un mejor entendimiento del proceso de ML y el mecanismo que existe en la formación y extinción de los pulsos en un láser ANDi.

6.2 Conclusiones

En el presente trabajo se implementó una cavidad láser de anillo de fibra dopada con iterbio de amarre de modos pasivo en régimen de dispersión todo normal. Se realizaron algunas técnicas para caracterizar el régimen en el que opera el sistema láser. En particular, se resalta la técnica de mapeo temporal por medio de la técnica de memoria segmentada (SM), la cual permite capturar secuencias que ocurren en distintas escalas de tiempo. Con esta técnica se logró caracterizar el régimen del láser con una resolución de $20ps/punto$, lo cual no fue posible utilizando la medición convencional single-shot (SS).

En esta dinámica se observó que coexisten múltiples pulsos que cubren toda la cavidad láser. Estos pulsos emergen sucesivamente, crecen en intensidad mientras su duración se comprime. El tiempo de vida promedio de los pulsos es de $\sim 350\mu s$, por lo que no existe un pulso que logra un estado estable en toda la secuencia. En cierto sentido, este régimen ilustra un grado mucho menor de ML en comparación con otros ejemplos de ML incompleto, como es el pulso de ruido (NLP), el cual se caracterizan típicamente por la presencia de uno o unos pocos picos de radiación compactos temporalmente y globalmente estables que dominan la radiación de la cavidad. En este caso, el presente régimen está en una etapa intermedia entre onda continua (CW) y amarre de modos (ML), lo cual se logró comprobar por medio de resultados experimentales. Este tipo de régimen muy lejos de ML encontrado en este trabajo ha sido de poco estudiado por la comunidad científica, en particular en la región de dispersión normal. Además, la emergencia y desvanecimiento de los pulsos observados son partes de la dinámica que pueden estar ligados con el proceso de nacimiento y extinción en láseres de solitones, tal como pulsos DSR.

El mapeo temporal por la técnica de SM, basada en la optimización de la memoria del equipo fue clave para obtener la caracterización de esta dinámica. Por ello, se cree que esta técnica puede ser utilizada para caracterizar dinámicas en estado estacionario o no estacionario que ocurren en distintas escalas de tiempo desde 10s de μs hasta 100s de ms .

Por otra parte, este trabajo demuestra también que el formalismo para determinar eventos gigantes (ORW) es más complejo y que son diferentes los mecanismos en el que pueden surgir este tipo de regímenes. Además de que, en esta región de dispersión (normal) la aparición de estos eventos sigue siendo enigmática y difícil de alcanzar.

Por último, si bien estos tipos de operación en las cavidades láser no han sido de interés por los ingenieros para satisfacer ciertas aplicaciones, el entendimiento de estas dinámicas o fenómenos da como resultado el diseño y optimización de cavidades para obtener fuentes de luz mucho más compactas y eficaces dependiendo de cada aplicación, por lo que es vital

seguir investigando para poder comprender estos fenómenos que surgen inevitablemente en los láseres de fibra óptica. Además, los estudios sobre la dinámica del proceso de amarre de modos (desde el nacimiento hasta la extinción) en láseres de ML han ayudado a la comunidad científica a comprender el tiempo cuando se llega al ML estable, la capacidad de autoencendido y la inestabilidad del Q-switched, lo cual es crucial para ciertas aplicaciones. Por lo que, creemos que los resultados de este trabajo contribuirán a obtener una visión más profunda del ML y los mecanismos de formación de pulsos y decaimiento en láseres ANDi, y que la técnica propuesta será útil para caracterizar y analizar una amplia gama de dinámicas temporales en láseres de fibra que surgen en el marco de ML o no, en una amplia gama de escalas temporales e incluso espectrales.

Referencias

- [1] Oktem, B., Ülgüdür, C. & Ilday, F. "Soliton–similariton fibre laser," *Nature Photon* **4**, 307–311 (2010).
- [2] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers," *Phys. Rev. A* **77**, 023814 (2008).
- [3] Philippe Grelu¹ y Nail Akhmediev. "Dissipative solitons for mode-locked lasers," *Nature Photonics* **6**, 84-92 (2012).
- [4] Horowitz M, Barad Y, Silberberg Y (1997). "Noise-like pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser". *Opt. Lett.* **22**, 799–801 (1997).
- [5] Ci-Ling Pan, Alexey Zaytsev, Yi-Jing You and Chih-Hsuan Lin. "Fiber-laser-generated Noise-like and Their Applications", *Fiber Laser*, Mukul Chandra Paul, IntechOpen. 2016.
- [6] Peng, J., Zeng, H. "Soliton collision induced explosions in a mode-locked fibre lase,r" *Commun Phys* **2**, 34 (2019).
- [7] Zhaochen Cheng, Huihui Li, and Pu Wang, "Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in Yb-doped mode-locked fiber lasers," *Opt. Express* **23**, 5972-5981 (2015).
- [8] Wonkeun Chang, Jose M. Soto-Crespo, Peter Vouzas, and Nail Akhmediev, "Spiny solitons and noise-like pulses," *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 1377-1383 (2015).
- [9] O. Pottiez, H E Ibarra-Villalon, Y Bracamontes-Rodriguez, J A Minguela-Gallardo, E Garcia-Sanchez, J P Lauterio-Cruz, J C Hernandez-Garcia, M Bello-Jimenez⁶ and E A Kuzin. "Soliton formation from a noise-like pulse during extreme events in a fibre ring laser". *Laser Phys. Lett.* **14**, 105101 (2017).
- [10] O. S. Torres-Muñoz, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. P. Lauterio-Cruz, H. E. Ibarra-Villalon, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, and E. A. Kuzin, "Simultaneous temporal and spectral analysis of noise-like pulses in a mode-locked figure-eight fiber laser," *Opt. Express* **27**, 17521-17538 (2019).

- [11] Veronika Tsaturian, Sergey V. Sergeyev, Chengbo Mou, Alex Rozhin, Vitaly Mikhailov, Bryan Rabin, Paul S. Westbrook y Sergei K. Turitsyn. “*Polarisation Dynamics of Vector Soliton Molecules in Mode Locked Fibre Laser*,” Scientific Reports **3**, 3154 (2013).
- [12] E. Garcia, O. Pottiez, Y. Bracamontes, J. P. Lauterio, H. E. Ibarra, J. C. Hernandez, M. Bello, and E. A. Kuzin. “*Complex dynamics of a fiber laser in nonstationary pulsed operation*,” Opt. Exp. **24**, 18917-30 (2016).
- [13] G. P. Agrawal, “*Applications of Nonlinear Fiber Optics*,” (Academic Press, 2001), Capítulo 3.
- [14] Isac Cuatecatl, “*Láser de Fibra óptica térmicamente sintonizable por un filtro compuesto por dos interferómetros de Sagnac*”. Tesis doctoral, UAP.
- [15] A. Papp and H. Harns, “*Polarization optics of index-gradient optical waveguide fibers*,” Appl. Opt. **14**, 2406–2411 (1975).
- [16] R. Ulrich and A. Simon, “*Polarization optics of twisted single-mode fibers*,” Appl. Opt. **18**, 2241–2251 (1979).
- [17] G. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. 5th ed. (Academic Press, New York USA 2013).
- [18] Rüdiger Paschotta, “*Laser Pulse Generation*”, SPIE Field Guides Vol. FG14, John E. Greivenkamp, Bellingham, Washington USA.
- [19] Turan Erdogan, “*Dispersion and Pulses*,” Innovative Solutions for optical gratings and coatings. Plymouth Grating Laboratory.
- [20] M.N. Islam, J.R. Simpson, H.T. Shang, L.F. Mollenauer and R.H. Stolen, “*Cross-phase modulation in optical fibers*”, Opt. Lett. **12**, 625-627 (1987).
- [21] J. H. Marburger, J. H. Sanders and S. Stenholm, “*Self-focusing: theory*”, in Progress in Quantum Electronics **4**, pp. 35-110 (1977).
- [22] K.J. Blow and D. Wood, “*Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers*”, IEEE J. Quantum Electron **25**, 2665–2673 (1989).
- [23] J. P. Lauterio Cruz. “*EXPERIMENTAL STUDY OF THE GENERATION OF HIGH-ENERGY NOISE-LIKE PULSES AND THEIR APPLICATION TO SUPERCONTINUUM GENERATION*,” Tesis de doctorado. CIO (2017).

- [24] R.H. Stolen, W.J. Tomlinson, H.A. Haus and J.P. Gordon, “Raman response function of silica-core fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159-1166 (1989).
- [25] J.G. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W.J. Wadsworth and P.St.J. Russell, “Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs”, *Opt. Express* **13**, 534–544 (2005).
- [26] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron* **18**, 1062-1072 (1982).
- [27] H.E. Ibarra-Villalón O. Pottiez, Y.E. Bracamontes-Rodriguez, J.P. 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* **64**, 1870-3542 (2018).
- [28] Valerii (Vartan) Ter-Mikirtychev, “Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers,” Springer Series of Optical Science **181**, (2014).
- [29] D.J. Kuizenga, A.E. Siegman, “mode locking of the homogeneous laser—Part I: Theory”, *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 694–708 (1970).
- [30] Smirnov S, Kobtsev S, Kukarin S, Ivanenko A. “Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation”. *Opt. Exp.* **20**, 27447–27453 (2012).
- [31] Quanxin Guo, Jie Pan, Dengwang Li, Yiming Shen, Xile Han, Jinjuan Gao, Baoyuan Man, Huanian Zhang, and Shouzhen Jiang, “Versatile Mode-Locked Operations in an Er-Doped Fiber Laser with a Film-Type Indium Tin Oxide Saturable Absorber,” *Nanomaterials* **9**, 701 (2019).
- [32] Grajales-Coutiño, R., Ibarra-Escamilla, B., Kuzin, E.A., Gutiérrez-Gutiérrez, J., Pottiez, O., & Zaca-Morán, P. (2007), “Láser de fibra de amarre de modos de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal simétrico,” *Revista mexicana de física* **53**, 380-385 (2020).
- [33] W. J. Lai, P. Shum and L. N. Binh, “NOLM-NALM fiber ring laser,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **41**, 986-993 (2005).
- [34] U. Keller et al., “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **2**, 435-453 (1996).
- [35] L. A. Gomes, L. Orsila, T. Jouhti and O. G. Okhotnikov, “Picosecond SESAM-based ytterbium mode-locked fiber lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**, 129-136 (2004).

- [36] J. W. Nicholson, R. S. Windeler, and D. J. DiGiovanni, "Optically driven deposition of single-walled carbon-nanotube saturable absorbers on optical fiber end-faces," *Opt. Express* **15**, 9176-9183 (2007).
- [37] Chujun Zhao, Han Zhang, Xiang Qi, Yu Chen, Zhiteng Wang, Shuangchun Wen, and Dingyuan Tang, "Ultra-short pulse generation by a topological insulator based saturable absorber," *Appl. Phys. Lett.* **101**, 211106 (2012).
- [38] W.S. Man, H.Y. Tam, M.S. Demokan, P.K.A. Wai and D.Y. Tang, "Mechanism of intrinsic wavelength tuning and sideband asymmetry in a passively mode-locked soliton fiber ring laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 28-33 (2000).
- [39] X.W. Zheng, Z.C. Luo, H. Liu, N. Zhao, Q.Y. Ning, M. Liu, X.H. Feng, X.B. Xing, A.P. Luo and W.C. Xu, "High-energy noiselike rectangular pulse in a passively mode-locked figure-eight fiber laser," *Appl. Phys. Express* **7**, 13778-13787 (2014).
- [40] J.P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, Y.E. Bracamontes-Rodríguez, J.C. Hernández-García, E. García-Sánchez, M. Bello-Jimenez and E.A. Kuzin, "Comparative study of supercontinuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses", *Laser Phys.* **27**, 065107 (2017).
- [41] Chi Jun-Jie, Li Ping-Xue, Yang Chun, Zhao Zi-Qiang, Li Yao, Wang Xiong-Fei, Zhong Guo-Shun, Zhao Hong and Jiang Dong-Sheng, "A theoretical and experimental study on all-normal-dispersion Yb-doped mode-locked fiber lasers," *Chinese Physics B* **22**, 044204 (2013).
- [42] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers Anomalous Dispersion," *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142-144 (1973).
- [43] S. M. J. Kelly, "Banda de Kelly," *IEEE Electron. Lett.* **28**, 806 (1992).
- [44] L.M. Zhao, D.Y. Tang, X. Wu, H. Zhang, C. Lu, H.Y. Tam, "Observation of dip-type sidebands in a soliton fiber laser," *Optics Communications* **283**, 40-343 (2010).
- [45] Martinez, O. E., Fork, R. L. & Gordon, J. P., "Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion," *Opt. Lett.* **9**, 156-158 (1984).
- [46] Tamura, K., Ippen, E. P. & Haus, H. A., "Pulse dynamics in stretched-pulse Fiber lasers," *Appl. Phys. Lett.* **67**, 158-160 (1995).
- [47] R I Woodward, "Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers," *J. Opt.* **20**, 033002 (2018).

- [48] Brandon G. Bale and Stefan Wabnitz, "*Strong spectral filtering for a mode-locked similariton fiber laser*," *Opt. Lett.* **35**, 2466-2468 (2010).
- [49] William H. Renninger, Frank, "*High-performance fiber lasers based on self-similar pulse propagation W. Wise*," Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC (2013).
- [50] Akhmediev N., "*Dissipative solitons for mode-locked lasers*," *Nature Photon* **6**, 84–92 (2012).
- [51] Soto-Crespo, J. M., Akhmediev, N. N., Afanasjev, V. V. & Wabnitz, S., "*Pulse solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg–Landau equation in the case of normal dispersion*," *Phys. Rev. E* **55**, 4783–4796 (1997).
- [52] Grelu, Ph. & Soto-Crespo, J. M., "*Temporal soliton molecules in mode-locked lasers: Collisions, pulsations and vibrations*," *Lect. Notes Phys.* **751**, 137–173 (2008).
- [53] Vladimir L. Kalashnikov and Sergey V. Sergeyev. "*Dissipative Solitons in Fibre Lasers*," doi.org/10.5772/61713.
- [54] A. Chong, W.H. Renninger and F.W. Wise, "*All-normal-dispersion femto-second fiber laser with pulse energy above 20nJ*," *Opt. Lett.* **32**, 2408-2410 (2007).
- [55] F.W. Wise, A. Chong and W.H. Renninger, "*High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion*," *Laser Photonics Rev.* **2**, 58–73 (2008).
- [56] Andy Chong, Joel Buckley, Will Renninger, and Frank Wise, "*All-normal-dispersion femtosecond fiber laser*," *Opt. Express* **14**, 10095-10100 (2006).
- [57] Kieu, K., Renninger, W. H., Chong, A. & Wise, F. W., "*Sub-100 fs pulses at watt-level powers from a dissipative-soliton fiber laser*," *Opt. Lett.* **34**, 593–595 (2009).
- [58] Philippe Grelu, Wonkeun Chang, Adrian Ankiewicz, Jose M. Soto-Crespo, and Nail Akhmediev, "*Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators*," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 2336-2341 (2010).
- [59] Wu, X., Tang, D. Y., Zhang, H. & Zhao, L. M., "*Dissipative soliton resonance in an all-normal dispersion erbium-doped fiber laser*," *Opt. Express* **17**, 5580–5584 (2009).
- [60] K. Krzempek and K. Abramski, "*6.5 μ J pulses from a compact dissipative soliton resonance mode-locked erbium–ytterbium double clad (DC) laser*," *Laser Phys. Lett.* **14**, 15101 (2017).
- [61] K. Krzempek, J. Sotor and K. Abramski, "*Compact all-fiber figure-9 dissipative soliton resonance mode-locked double-clad Er:Yb laser*," *Opt. Lett.* **41**, 4995-4998 (2016).

- [62] Z.C. Luo, W.J. Cao, Z.B. Lin, Z.R. Cai, A.P. Luo and W.C. Xu, "Pulse dynamics of dissipative soliton resonance with large duration-tuning range in a fiber ring laser," *Opt. Lett.* **37**, 4777-4779 (2012).
- [63] Wenxiong Du, Heping Li, Junwen Li, Pinghe Wang, Shangjian Zhang, and Yong Liu, "Mechanism of dissipative-soliton-resonance generation in fiber laser mode-locked by real saturable absorber," *Opt. Express* **26**, 21314-21323 (2018).
- [64] Akhmediev N, Soto-Crespo J M and Town G, *Phys. Rev. E* **63**, 056602 (2001).
- [65] J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, and A. Ankiewicz, "Pulsating, creeping, and erupting solitons in dissipative systems," *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2937–2940 (2000).
- [66] Olivier Pottiez, Rubén Grajales-Coutiño, Baldemar Ibarra-Escamilla, Evgeny A. Kuzin, and Juan Carlos Hernández-García, "Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser," *Appl. Opt.* **50**, E24-E31 (2011).
- [67] A. F. Runge, C. Agüergaray, R. Provo, M. Erkintal¹ and N. G. Broderick, *Optical Fiber Technol.* **20**, 657 (2014).
- [68] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, F. Sanchez, "Dissipative solitons compounds in a fiber laser: analogy with the states of the matter," *Appl. Phys. B* **99**, 107–114 (2010).
- [69] F. Amrani, M. Salhi, Ph Grelu, H. Leblond, F. Sanchez, "Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers," *Opt. Lett.* **36**, 1545–1547 (2011).
- [70] D.Y. Tang, W.S. Man, H.Y. Tam, P.D. Drummond, "Observation of bound states of solitons in a passively modelocked fiber laser," *Phys. Rev. A* **64**, 033814 (2001).
- [71] [N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J.M. Soto-Crespo, "Multisoliton solutions of the complex Ginzburg-Landau equation," *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4047–4051 (1997).
- [72] D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao, and A. Q. Liu. "Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers," *Phys. Rev. A* **72**, 043816 (2005).
- [73] S. Rutz, F. Mitschke, *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **2**, 364 (2000).
- [74] O S Torres-Muñoz, O Pottiez, Y E Bracamontes-Rodríguez, J P Lauterio-Cruz, J C Hernandez-Garcia, M Bello-Jimenez and E A Kuzin, "Real-time temporal-spectral analysis of complex dynamics involving multiple soliton states in a dual-wavelength passively mode-locked fiber ring laser," *Laser Phys.* **29**, 115401 (2019).

- [75] S. Chouli, Ph Grelu, “*Soliton rains in a fiber laser: an experimental study,*” *Phys. Rev. A* **81**, 063829 (2010).
- [76] Niang, A., Amrani, F., Salhi, M., Grelu, P., & Sanchez, F., “*Rains of solitons in a figure-of-eight passively mode-locked fiber laser,*” *Applied Physics B*, **116**, 771–775 (2014).
- [77] C. Lecaplain, Ph. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, “*Dissipative Rogue Waves Generated by Chaotic Pulse Bunching in a Mode-Locked Laser,*” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 233901 (2012).
- [78] Solli, D., Ropers, C., Koonath, P., “*Optical rogue waves,*” *Nature* **450**, 1054–1057 (2007).
- [79] N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, and A. Ankiewicz, “*Could rogue waves be used as efficient weapons against enemy ships?,*” *Eur. Phys. J. Special Topics* **185**, 259–266 (2010).
- [80] A. Demircan, S. Amiranashvili, C. Brée, C. Mahnke, F. Mitschke, and G. Steinmeyer, “*Generation of optical rogue waves by optical event horizons,*” in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2012), paper JW4A.56.
- [81] Antoine F. J. Runge, Claude Agueraray, Neil G. R. Broderick, and Miro Erkintalo, “*Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser,*” *Opt. Lett.* **39**, 319-322 (2014).
- [82] J. M. Soto-Crespo, M. Grapinet, Ph. Grelu, and N. Akhmediev, “*Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser,*” *Phys. Rev. E* **70**, 066612 (2004).
- [83] S. T. Cundiff, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, “*Experimental Evidence for Soliton Explosions,*” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 073903 (2002).
- [84] J. A. Armstrong, “*Measurement of picosecond laser pulse widths,*” *Appl. Phys. Lett.* **10**(1), 16 (1967).
- [85] Swam Optics, LLC, Autocorrelation. En línea. Disponible en: <http://www.swampoptics.com/autocorrelation.html>.
- [86] Dr. Rüdiger Paschotta, “Autocorrelator”. En línea. Disponible en: <https://www.rp-photonics.com/autocorrelators.html>.
- [87] Dingyuan Tang, Peter Drummond, and Ray ManRay Man, “*Observation of bound solitons in a passively mode-locked fiber laser,*” *Conference: Quantum Electronics and Laser Science Conference, (QELS 2000)*.

- [88] Churkin, D., Sugavanam, S., Tarasov, N. et al., “Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers,” *Nat. Commun.* **6**, 7004 (2015).
- [89] Goda, K., Jalali, B., “Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements,” *Nature Photon* **7**, 102–112 (2013).
- [90] Gu, X. et al., “Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum,” *Opt. Lett.* **27**, 1174–1176 (2002).
- [91] French, D., Dorrer, C. & Jovanovic, I., “Two-beam SPIDER for dual-phase single-shot characterization,” *Opt. Lett.* **34**, 3415–3417 (2009).
- [92] Herink, G., Jalali, B., Ropers, C. et al. “Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate,” *Nature Photon* **10**, 321–326 (2016).
- [93] Jan Szczepanek, Tomasz M. Kardaś, Czesław Radzewicz, and Yuriy Stepanenko, “Raman-induced pulse destabilization and bistability in an all-normal dispersion oscillator,” *Opt. Lett.* **45**, 1563-1566 (2020).
- [94] Coraline Lapre, Cyril Billet, Fanchao Meng, Goëry Genty, and John M. Dudley, “Dispersive Fourier transform characterization of multipulse dissipative soliton complexes in a mode-locked soliton-similariton laser,” *OSA Continuum* **3**, 275-285 (2020).
- [95] Picoluz ultrafast temporal magnifier, informational sheet, Thorlabs. En línea. Disponible en: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=UTM-1500&pn=UTM-1500>.
- [96] Reza Salem, Mark A. Foster, Amy C. Turner, David F. Geraghty, Michal Lipson, and Alexander L. Gaeta, “Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip,” *Opt. Lett.* **33**, 1047-1049 (2008).
- [97] Reza Salem, Mark A. Foster, Amy C. Turner-Foster, David F. Geraghty, Michal Lipson, and Alexander L. Gaeta, “High-speed optical sampling using a silicon-chip temporal magnifier,” *Opt. Express* **17**, 4324-4329 (2009).
- [98] Daniel H. Broaddus, Mark A. Foster, Onur Kuzucu, Amy C. Turner-Foster, Karl W. Koch, Michal Lipson, and Alexander L. Gaeta, “Temporal-imaging system with simple external-clock triggering,” *Opt. Express* **18**, 14262-14269 (2010)
- [99] Using FastFrame™ Segmented Memory, Tektronix Application note <https://www.google.com.mx/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=&cad=rj>

a&uact=8&ved=2ahUKEwiC_YXanfPpAhVDLkWKHc2UDBUQFjABegQICRAB&url=https%3A%2F%2Fdownload.tek.com%2Fdocument%2F55W_12112_2.pdf&usg=AOvVaw1lbf6_4MMY0y05f7xmOaT.

- [100] Huaqin Lin, Chunyu Guo, Shuangchen Ruan and Jinhui Yang, "*Dissipative soliton resonance in an all-normal-dispersion Yb-doped figure-eight fibre laser with tunable output,*" *Laser Phys. Lett.* **11**, 085102 (2014).
- [101] M E Likhachev, S S Aleshkina and M M Bubnov, "*Narrow-linewidth mode-lock figure-eight nanosecond pulse fiber laser,*" *Laser Phys. Lett.* **11**, 125104 (2014).
- [102] Kexuan Li, Jinrong Tian, Yanrong Song, Jinghui Liu, Heyang Guoyu, Runqin Xu, Meng Wang, Xiaohui Fang, "*Bi₂Se₃ as a saturable absorber for ultrafast photonic applications of Yb-doped fiber lasers,*" *Opt. Eng.* **55**, 036110 (2016).
- [103] W. S. Man, H. Y. Tam, M. S. Demokan, P. K. A. Wai, and D. Y. Tang, "*Mechanism of intrinsic wavelength tuning and sideband asymmetry in a passively mode-locked soliton fiber ring laser,*" *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 28-33 (2000).
- [104] Weisstein, Eric W. "*Wiener-Khinchin Theorem,*" From *MathWorld*--A Wolfram Web Resource. <https://mathworld.wolfram.com/Wiener-KhinchinTheorem.html>.
- [105] A. Demircan, S. Amiranashvili, C. Brée, C. Mahnke, F. Mitschke, and G. Steinmeyer, "*Generation of optical rogue waves by optical event horizons,*" in Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2012), paper JW4A.56.
- [106] A. Zaviyalov, O. Egorov, R. Iliew, and F. Lederer, "*Rogue waves in mode-locked fiber lasers,*" *Phys. Rev. A* **85**, 013828 (2012).
- [107] Chowdhury S D, Gupta B D, Chatterjee S, Sen R and Pal M, "*Explosion Induced Rogue Waves and Chaotic Multipulsing in a Passively Mode-locked All-normal Dispersion Fiber Laser,*" *J. Opt.* **22**, 065505 (2020).
- [108] Liu Z, Zhang S and Wise F W, "*Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser,*" *Opt. Lett.* **40**, 1366–9 (2012).
- [109] Yueqing Du and Xuewen Shu, "*Pulse dynamics in all-normal dispersion ultrafast fiber lasers,*" *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 553-558 (2017).
- [110] X. M. Liu, D. Mao, and L. R. Wang, "*Recent progress in investigation and application of dissipative soliton in fiber lasers,*" *Chin. Sci. Bull.* **57**, 3039–3054 (2012).

- [111] Ying Yu, Bowen Li, Xiaoming Wei, Yiqing Xu, Kevin K. M. Tsia, and Kenneth K. Y. Wong, "Spectral-temporal dynamics of multipulse mode-locking," *Appl. Phys. Lett.* **110**, 201107 (2017).
- [112] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Passive harmonic mode-locking in a fiber laser with nonlinear polarization rotation" *Opt. Commun.* **267**, 162–169 (2006).
- [113] Nikita Tarasov, Srikanth Sugavanam, and Dmitry Churkin, "Spatio-temporal generation regimes in quasi-CW Raman fiber lasers," *Opt. Express* **23**, 24189-24194 (2015).
- [114] Yudong Cui and Xueming Liu, "Revelation of the birth and extinction dynamics of solitons in SWNT-mode-locked fiber lasers," *Photon. Res.* **7**, 423-430 (2019)
- [115] X. M. Liu and Y. D. Cui, "Revealing the behavior of soliton buildup in a mode-locked laser," *Adv. Photon.* **1**, 016003 (2019).
- [116] Liu, X., Yao, X., & Cui, Y. "Real-Time Observation of the Buildup of Soliton Molecules," *Physical Review Letters* **121**, 023905 (2012).
- [117] Chen, H.-J., Liu, M., Yao, J., Hu, S., He, J.-B., Luo, A.-P., ... Luo, Z.-C., "Buildup dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with net-normal dispersion," *Optics Express* **26**, 2972-2982 (2018).
- [118] Muniz-Cánovas P., Barmenkov Y. O., Kir'yanov, A.V, "Ytterbium-doped fiber laser as pulsed source of narrowband amplified spontaneous emission," *Sci. Rep.* **9**, 13073 (2019).