

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

PROGRAMA INTERUNIVERSITARIO DE DOCTORADO EN
TECNOLOGÍAS DE LA INFORMACIÓN Y COMUNICACIÓN EN
REDES MÓVILES POR LAS UNIVERSIDADES DE A CORUÑA,
OVIEDO, CANTABRIA, PAÍS VASCO Y ZARAGOZA



TESIS DOCTORAL

**CONTRIBUCIONES AL DESARROLLO DE
LÁSERES BI-LÍNEA DE FIBRA ÓPTICA PARA
ESPECTROSCOPIA COHERENTE ANTI-STOKES
DE LA DISPERSIÓN RAMAN (CARS)**

AUTOR: IÑAKI APORTA LITAGO
DIRECTORES: JOSÉ MIGUEL LÓPEZ HIGUERA
M^a ÁNGELES QUINTELA INCERA

ESCUELA DE DOCTORADO DE LA UNIVERSIDAD DE CANTABRIA
SANTANDER 2019

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

DEPARTAMENTO DE TECNOLOGÍA ELECTRÓNICA,
INGENIERÍA DE SISTEMAS Y AUTOMÁTICA

TESIS DOCTORAL

Presentada por: Iñaki Aporta Litago

Para acceder al título de: Doctor por la Universidad de Cantabria

Dirigida por: José Miguel López Higuera
M^a Ángeles Quintela Incera

Santander 2019

Tesis Doctoral: **Contribuciones al desarrollo de láseres bi-línea de fibra óptica para espectroscopía Coherente Anti-Stokes de la dispersión Raman (CARS)**

Autor: **Iñaki Aporta Litago**
Aspirante a Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Directores: **José Miguel López Higuera**
Catedrático de Universidad
M^a Ángeles Quintela Incera
Profesora Titular de Universidad
Universidad de Cantabria

Tribunal que juzgó la Tesis Doctoral:

Presidente:
.....
Vocal 1:
.....
Vocal 2:
.....
Vocal 3:
.....
Secretario:
.....

El tribunal acuerda otorgarle la calificación de:.....

Santander, a de de 2019

RESUMEN

En este trabajo, se han analizado y estudiado los parámetros óptimos que debe tener una fuente de luz de fibra óptica para cumplir con las exigencias necesarias en la obtención de imágenes de microscopía basada en la dispersión Raman coherente anti-Stokes (CARS en inglés *Coherent anti-Stokes Raman Scattering*), contribuyendo así al desarrollo de este tipo de láseres contruidos íntegramente en fibra. El primer escenario que contempla esta tesis a nivel experimental, es la generación de un láser en régimen pulsado de picosegundos con una tasa de repetición de unos pocos MHz mediante la técnica de bloqueo de modo pasivo. Esta fuente basada en iterbio puede alcanzar potencias de pico de varios kW previa amplificación de los pulsos, y ha servido como base para generar el láser semilla utilizado para bombear una fibra microestructura con el objetivo de excitar la mezcla de cuatro ondas (FWM en inglés *Four Wave Mixing*) como efecto no lineal de conversión paramétrica en frecuencia. Este proceso de conversión permite la generación de componentes espectrales con una diferencia frecuencial equivalente a la resonancia Raman de un cierto tipo de enlaces moleculares, excitando de esta manera el proceso CARS mediante su aplicación sobre una muestra biológica en un microscopio. Dentro del contexto de fuentes pulsadas, se ha desarrollado también una fuente de solitones como mecanismo de generación de pulsos ultracortos.

Como antesala a la consecución de una fuente láser de fibra basada en FWM para CARS, se ha realizado el análisis mediante simulación de los parámetros de diferentes fibras microestructuradas como método de selección de una fibra comercial adecuada para trabajar en la región de interés. Para finalizar, se han desarrollado diferentes configuraciones de una estructura láser para su aplicación en microscopía CARS, culminando el desarrollo experimental con una fuente sintonizable en un rango de 40 nm y una potencia de pico que ronda los 5 kW, ideal para la conversión en frecuencia mediante FWM en la fibra microestructurada. La capacidad de sintonización de la fuente también se extiende a las bandas paramétricas generadas en dicha fibra, permitiendo variar la diferencia frecuencial entre las componentes espectrales y, por lo tanto, la resonancia Raman de interés.

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, tengo que agradecer al Grupo de Ingeniería Fotónica y a José Miguel la oportunidad que me brindó de realizar los estudios de Doctorado en un grupo humano con amplia experiencia y conocimiento en el mundo de la fotónica y, en segundo lugar, a mi directora Marian por su confianza ciega en mí en cada toma de decisiones para la realización de esta tesis doctoral.

Quiero agradecer a mis compañeros de “despacho”: Ismail, Sebio, Marina, David, Rubén, Pablo, Arturo, Luih, FranAn y José por estos años maravillosos de risas y bobadas diarias que han hecho mucho más llevadero el trabajo desempeñado. Por supuesto agradecer también al resto de compañeros del grupo con los que he compartido comidas diarias, conversaciones y muchas risas. Un especial agradecimiento a Maese Antonio por ser como es y por esas fotos “to guapas”, a Olga que siempre ha estado pendiente de mí mostrándome cariño y a mi secretaria favorita Mery que sin ella estaríamos todos perdidos.

También quiero agradecer a los compañeros de la UPNA, en especial, a Dani, Aitziber, Rosana, José Mari, Santi y Manolo por el tiempo que compartimos durante mi estancia con ellos y a los que recuerdo con mucho cariño. También a Mikel y Sergio que, aunque los conocí tarde y poco, son de los que dejan huella.

Agradecer también y muy especialmente a mis compañeros de FYLA Láser SL, unos auténticos *cracks* que me han ayudado y enseñado muchísimo, y sin los que probablemente no hubiera podido llegar hasta donde he llegado. Gracias Viorel, Héctor, Salva, Pere, Albert, Omar... por esos buenos momentos que me habéis hecho pasar y por hacerme sentir como en mi casa día a día. Y por supuesto, mi agradecimiento más sincero y enorme para mi “muyayo”, mi Javichu que ha sido como un mentor y una de las personas más maravillosas que he conocido en la vida.

A mis padres Ignacio y Teresa, quienes me han inculcado los valores y la educación emocional que me han hecho ser quien soy, con mis defectos y virtudes, pero con una amplia percepción de lo que es el amor en su máxima expresión y en todos los sentidos posibles. A vosotros queridos padres, gracias por ser como sois y por haber estado siempre incondicionalmente. Gracias por todo lo recibido y lo que recibiré, os amo. A mi hermana Ainhoa y a mi cuñado David, que son dos amores como dos soles de grandes, y a los que quiero con locura.

Finalmente, mi último agradecimiento es para un conjunto de personas a las que llamo familia. Mis amores... mi mujer Virginia y mis dos hijos preciosos: Martina e Iñaki Jr. Sois el motor que mueve mi mundo, y mi faro en los días oscuros. Me siento muy afortunado de teneros a mi lado día a día, y sé que con vosotros todo lo que llegue será bueno. Y a ti Vir, que decirte... que a tu lado he aprendido el valor de la familia y de ser padre, contigo me siento mejor persona cada día. Gracias por todo cariño, te amo.

RECONOCIMIENTOS

Los siguientes proyectos y becas han contribuido a la consecución del trabajo de investigación realizado en esta tesis doctoral:

- Sensores para la seguridad y protección (SENSA) (TEC2016-76021-C2-2-R) financiado por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología de España.
- Sensores de Fibra Óptica para Seguridad y Protección (FOS4) (TEC2013-47264-C2-1-R) financiado por el programa estatal de Investigación, Desarrollo e Innovación (Ministerio de Economía y Competitividad)
- Ciencia y Tecnologías para Sensores Fotónicos (SEFO) financiado por la Universidad de Cantabria.
- Generación de conocimiento y técnica en Sensores basados en luz (SeBaL) financiado por la Fundación Leonardo Torres Quevedo.
- Beca de Formación de Profesorado Universitario (FPU14/02196) financiada por el ministerio de Educación y Cultura de España.

Por su grado de implicación y participación en estos proyectos, el autor quiere reconocer las contribuciones aportadas por el Grupo de Ingeniería Fotónica de la Universidad de Cantabria, especialmente a sus directores de tesis José Miguel López Higuera y M^a Ángeles Quintela Incera. Además, un reconocimiento especial a Eusebio Real Peña, David Pallarés Aldeiturriaga, Antonio Quintela Incera, Jesús Mirapeix Serrano y Olga M^a Conde Portilla por los diferentes aportes realizados en los trabajos que contribuyen al desarrollo de esta tesis.

La calidad alcanzada en este trabajo de tesis también se debe en gran parte a las colaboraciones llevadas a cabo entre el Grupo de Ingeniería Fotónica de la Universidad de Cantabria y distintas entidades del ámbito universitario y empresarial. Por un lado, la colaboración con el Grupo de Comunicaciones Óptica de la Universidad Pública de Navarra liderado por el catedrático Manuel López Amo, especialmente con el Dr. Daniel Leandro González y la Dra. Rosa Ana Pérez Herrera, mediante el desarrollo y caracterización de fuentes de luz pulsadas de fibra óptica. Por otra parte, una colaboración muy importante con la empresa valenciana FYLA Láser S.L. liderada por el Dr. Pere Pérez Millán, una de las empresas referentes en España en el desarrollo de fuentes de supercontinuo, con la que se han obtenido innumerables contribuciones en la consecución de los diferentes objetivos de la tesis.

ÍNDICE

1- Introducción	1
1.1- Imágenes basadas en la dispersión Raman coherente	1
1.2- Oscilador óptico paramétrico en fibra (FOPO)	2
1.3- Motivación y objetivos	4
1.4- Estructura de la tesis	5
2- Fundamentos de las fibras ópticas	7
2.1- Introducción	7
2.2- Dispersión	9
2.3- Fibras ópticas	12
2.3.1- Fibras mantenedoras de polarización	12
2.3.2- Fibras activas dopadas con tierras raras	13
2.3.3- Fibras microestructuradas	15
2.3.4- Simulación de fibras microestructuradas	19
2.3.5- Redes de Bragg de fibra óptica	22
2.4- Efectos no lineales en fibras ópticas	23
2.4.1- Dispersión Raman	23
2.4.2- Automodulación de fase	25
2.4.3- Generación de supercontinuo	27
2.4.4- Solitones ópticos	28
2.4.5- Mezcla de cuatro ondas	28
3- Láseres pulsados con bloqueo de modo pasivo	33
3.1- Regímenes de operación del láser	33
3.2- Bloqueo de modo pasivo	35
3.2.1- Absorbente saturable	38
3.2.2- Espejo absorbente saturable basado en semiconductor (SESAM)	39
3.2.3- Diseño óptimo de un láser con bloqueo de modo basado en SESAM	43
3.2.4- Implementación experimental de una fuente láser con bloqueo de modo pasivo basado en SESAM	46
3.3- Mecanismos para la generación de pulsos ultracortos	49
3.3.1- Ecuación no lineal de Schrödinger	49
3.3.2- Influencia de la dispersión y la duración del pulso	50
3.3.3- Régimen de solitones	52
3.3.4- Implementación experimental de una fuente láser de fibra óptica de solitones	53

4- Microscopía basada en la dispersión Raman coherente anti-Stokes	61
4.1- Introducción	61
4.2- Teoría básica del proceso CARS	63
4.3- Especificaciones láser para imágenes CARS de tejidos	67
4.3.1- Longitud de onda	68
4.3.2- Ancho de banda espectral	69
4.3.3- Potencia de pico/promedio, duración de pulso y tasa de repetición	70
4.3.4- Resumen de los parámetros óptimos de la fuente láser para la obtención de imágenes CARS.	72
4.4- Fuentes láser basadas en FWM aplicadas a microscopía CARS	73
4.4.1- Fuente láser basada en la generación óptica paramétrica	73
4.4.2- Fuente láser basada en la amplificación óptica paramétrica	74
4.4.3- Oscilador óptico paramétrico de fibra	75
5- Fuentes de luz para microscopía CARS	77
5.1- Láser de fibra óptica de longitud de onda única basado en FWM para microscopía CARS	77
5.1.1- El oscilador	78
5.1.2- Etapa de pre-amplificación y etapa de amplificación de potencia	81
5.1.3- Generación paramétrica basada en FWM	83
5.1.4- Empalmes de fusión con fibras microestructuradas	86
5.1.5- Desfase temporal de las señales durante la conversión	88
5.1.6- Influencia de la SPM en el ensanchamiento de los pulsos de bombeo en el proceso FWM	90
5.1.7- Métodos de caracterización	91
5.1.8- Montaje en laboratorio de la fuente basada en FWM para microscopía CARS	94
5.2- Láser de fibra óptica conmutable en dos longitudes de onda basado en FWM para microscopía CARS	96
5.3- Láser de fibra óptica sintonizable de banda ancha basado en FWM para microscopía CARS	101
6- Conclusiones	109
Bibliografía	113
Publicaciones	123

ACRÓNIMOS

ANDi	All-Normal Dispersion (Dispersión normal)
ASE	Amplified Stimulated Emission (Emisión estimulada amplificada)
CARS	Coherent anti-Stokes Raman Scattering (Dispersión Raman anti-Stokes coherente)
CRS	Coherent Raman Scattering (Dispersión Raman coherente)
CW	Continous Wave (Onda continua)
EDF	Erbium Doped Fiber (Fibra dopada con Erbio)
ESA	Electric Spectrum Analyzer (Analizador de espectro eléctrico)
ESM	Endlessly Single-Mode (Monomodo sin fin)
FBG	Fiber Bragg Grating (Red de fibra de Bragg)
FEM	Finite Elements Method (Método de los elementos finitos)
FLM	Fiber Loop Mirror (Espejo de bucle de fibra)
FOPO	Fiber Optical Parametric Oscillator (Oscilador óptico paramétrico de fibra)
FWM	Four-Wave Mixing (Mezcla de cuatro ondas)
GD	Group Delay (Retraso de grupo)
GVD	Group Velocity Dispersion (Dispersión de velocidad de grupo)
HCF	Hollow Core Fiber (Fibra con núcleo hueco)
HNLF	Highly Non-Linear Fiber (Fibra altamente no lineal)
LMA	Large Mode Area (Área modal grande)
LD	Laser Diode (Diodo láser)
MI	Modulation Instabilities (Inestabilidades de modulación)
NA	Numerical Aperture (Apertura numérica)
PbP	Point by Point (Punto por punto)
PCF	Photonic Crystal Fiber (Fibra de cristal fotónico)
PER	Polarization Extinction Ratio (Relación de extinción de la polarización)
PMF	Polarization Maintaining Fiber (Fibra mantenedora de polarización)
PMT	Photo Multiplier Tube (Tubo fotomultiplicador)
OC	Optical Coupler (Acoplador Óptico)

OPA	Optical Parametric Amplification (Amplificación óptica paramétrica)
OPG	Optical Parametric Generation (Generación óptica paramétrica)
OPO	Optical Parametric Oscillator (Oscilador óptico paramétrico)
OSA	Optical Spectrum Analyzer (Analizador de espectro óptico)
RIKE	Raman Induced Kerr Effect (Efecto Kerr inducido por Raman)
SA	Saturable Absorber (Absorbente saturable)
SBS	Stimulated Brillouin Scattering (Dispersión Brillouin estimulada)
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror (Espejo absorbente saturable basado en semiconductor)
SHG	Second Harmonic Generation (Generación de segundo armónico)
SNR	Signal to Noise Ratio (Relación señal a ruido)
SPM	Self-Phase Modulation (Automodulación de fase)
SRS	Stimulated Raman Scattering (Dispersión Raman estimulada)
TBP	Time-Bandwidth Product (Producto tiempo-ancho de banda)
THG	Third Harmonic Generation (Generación de tercer armónico)
TPA	Two-Photon Absorption (Absorción de dos fotones)
TOD	Third Order Dispersion (Dispersion de tercer orden)
UV	Ultraviolet (Ultravioleta)
VOA	Variable Optical Attenuator (Atenuador óptico variable)
WDM	Wavelength Division Multiplexing (Multiplexación por división de longitud de onda)
XPM	Cross-Phase Modulation (Modulación cruzada de fase)
YDF	Ytterbium Doped Fiber (Fibra dopada con Iterbio)
ZDW	Zero Dispersion Wavelength (Longitud de onda de dispersión cero)

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1- Imágenes basadas en la dispersión Raman coherente

Las técnicas basadas en la dispersión Raman coherente (CRS del inglés *Coherent Raman Scattering*), véase, la dispersión Raman coherente anti-Stokes (CARS del inglés *Coherent anti-Stokes Raman Scattering*) [1], la dispersión Raman estimulada (SRS del inglés *Stimulated Raman Scattering*) [2], y el efecto Kerr inducido por Raman (RIKE del inglés *Raman induced Kerr effect*) [3] se han convertido en las herramientas más potentes para la visualización rápida de la composición química de muestras biológicas complejas con una resolución espacial submicrométrica, lo cual es de particular interés en ciencias de la salud y materiales [4]. En CRS, las moléculas se detectan por su espectro vibracional específico y, por lo tanto, el método es adecuado para investigaciones evitando la necesidad de marcado y contrastes externos, y nuevos métodos de marcado de moléculas sin fluorescencia, como por ejemplo, la distribución lipídica en tejidos [5], farmacología y cosmética [6, 7] o el análisis de determinados procesos celulares [8]. Pero a pesar de que este gran potencial se conoce desde hace ya dos décadas, los métodos aún no se utilizan de manera externa fuera de los laboratorios de investigación especializados, ya que se necesitan científicos expertos en láseres para operar con complejas estructuras láser de gran tamaño. Por este motivo, en los últimos años se han intensificado las actividades de investigación en este campo, centrándose en el desarrollo de fuentes de luz potentes, robustas y compactas desarrolladas en fibra óptica, impulsadas por el gran crecimiento y progreso continuo de esta tecnología de fibra.

Este tipo de estructuras láser permite una gran variedad de aplicaciones en ciencias de la vida y materiales, en particular en imágenes biomédicas de rutina, donde la demanda de diferentes modalidades para la obtención de imágenes moleculares ha aumentado significativamente en los

últimos años. Esto se debe al hecho de que el progreso en medicina, sanidad y la propia prosperidad de los países desarrollados, ha llevado a un tremendo aumento en la esperanza de vida. Como resultado, las enfermedades degenerativas o inducidas por el estilo de vida, es decir, las enfermedades cardiovasculares, la enfermedad de Alzheimer y algunos tipos de cáncer, han reemplazado a las enfermedades transmisibles como la principal causa de muerte. Por lo tanto, el enfoque en la medicina se ha desplazado hacia una detección temprana y el tratamiento para reducir la mortalidad y mitigar la etiopatología de estas enfermedades degenerativas que progresan de manera relativamente lenta. Sin embargo, el diagnóstico en etapas tempranas de la enfermedad requiere la detección de cambios moleculares a nivel microscópico, por ejemplo, las mutaciones de ADN en el caso del cáncer [9]. En esta tesis, se particulariza en fuentes de luz diseñadas completamente en fibra para un funcionamiento sin mantenimiento y de fácil manejo, centradas en la obtención de imágenes CARS como la implementación más sencilla de CRS, y se presenta una fuente láser en fibra diseñada con unas especificaciones altamente exigentes, ideal para su aplicación en el procesamiento de imágenes de microscopía CARS. Además, se evalúan los diferentes conceptos de generación de láseres pulsados mediante técnicas pasivas y la aplicación de estos en fibras microestructuradas para la generación de efectos no lineales, con especial énfasis en las fuentes basadas en mezcla de cuatro ondas (FWM del inglés *Four-Wave Mixing*) como una plataforma altamente flexible, estable y fiable que proporciona unos parámetros óptimos de los pulsos láser generados para la obtención de imágenes CARS con una alta sensibilidad y especificidad.

1.2- Oscilador óptico paramétrico en fibra (FOPO)

Con la invención del láser [10] se produjo un salto extraordinario a nivel científico y tecnológico. La propiedad única de la generación directa y la manipulación de la luz coherente ha hecho del láser una herramienta notable atendiendo a diversas aplicaciones industriales y médicas, al mismo tiempo que desempeña un papel importante en diferentes aspectos de nuestra vida. El láser es una fuente que emite luz con pureza espectral basada en la emisión estimulada entre las bandas de energía cuantificados en el material semiconductor del láser. Existen muchas aplicaciones prácticas en las que se requiere una fuente de luz coherente de alta potencia con alta calidad de haz y, lo que es más importante, se requiere una capacidad de sintonización amplia de la longitud de onda de emisión [11]. Sin embargo, la cobertura espectral máxima alcanzada en los láseres convencionales es bastante limitada [12], y debido a la restricción en la disponibilidad de medios de ganancia adecuados, muchas regiones del espectro óptico que se extienden desde el ultravioleta (UV) al infrarrojo medio (IR medio) permanecen inaccesibles para la generación de fuentes láser.

El auge en la búsqueda de conocimiento de los fenómenos ópticos no lineales para proporcionar radiación coherente [13], supuso un paso importante para superar las limitaciones espectrales de los láseres [14], y condujo al desarrollo de los osciladores paramétricos ópticos (OPO del inglés *Optical Parametric Oscillator*) [15]. El oscilador paramétrico óptico es un tipo de fuente de luz similar a un láser, pero está basada en la ganancia óptica de la amplificación paramétrica en un medio no lineal en lugar de la emisión estimulada. Este tipo de interacción óptico-paramétrica se puede conseguir mediante la respuesta óptica no lineal $\chi^{(2)}$ en una gran gama de cristales, generando las componentes denominadas como *signal* e *idler* (componentes *anti-Stokes* y *Stokes*), tal y como se ilustra en la Fig. 1.1. Una de las grandes ventajas de los OPOs es la amplia sintonización espectral de las componentes *signal* e *idler* cuya generación viene

determinada por la condición de coincidencia de fase. Además los OPOs poseen una alta potencia de salida con un ancho de línea estrecho y un comportamiento temporal desde la onda continua (CW del inglés *Continuous Wave*) hasta pulsos de femtosegundos ultrarrápidos, lo que permite su uso en una variedad de aplicaciones, desde la espectroscopia y la biomedicina [16], hasta sensado remoto y monitorización [15]. Aunque los OPOs pueden proporcionar trenes de pulsos de alta potencia sincronizados y sintonizables, son sistemas con un tamaño considerable y muy sensibles ya que están basadas en óptica de volumen y, por lo tanto, precisan un alineamiento y mantenimiento constante, lo que hace que estos dispositivos no sean prácticos fuera de un laboratorio especializado, excluyendo su uso rutinario en el ámbito médico-quirúrgico.

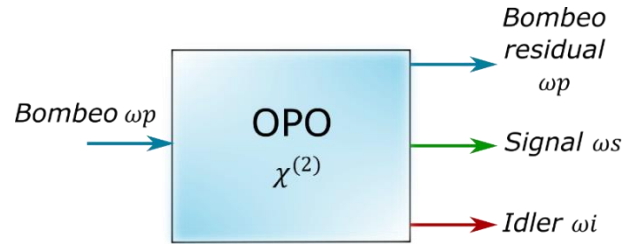


Fig. 1.1. Esquemático de un oscilador óptico paramétrico

En las dos últimas décadas, se ha conseguido lograr una reducción del tamaño y complejidad de estos sistemas, integrando este tipo de estructuras haciendo uso de tecnología láser basada en fibra óptica y dando lugar a OPOs basados en fibra óptica (FOPO del inglés *Fiber Optical Parametric Oscillator*). Estos sistemas, generados parcial o íntegramente en fibra óptica, han atraído un gran interés entre los investigadores clínicos y médicos, así como en el sector industrial relacionado con la espectroscopia y microscopia, debido al potencial que presentan para lograr estructuras láser compactas, portables, sin necesidad de alineado y mantenimiento y con un bajo costo. A diferencia de los OPOs, el proceso de generación paramétrica en fibras ópticas se basa en la mezcla de cuatro ondas mostrada en la Fig. 1.2, y obedece a la respuesta no lineal $\chi^{(3)}$ que es la no linealidad de menor orden en medios isotrópicos como la sílice.

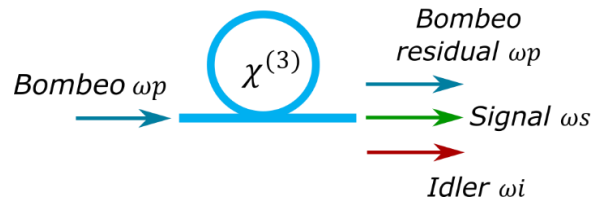


Fig. 1.2. Proceso de FWM en fibra óptica

Se han desarrollado de manera exhaustiva FOPOs, tanto en banda C (4 a 8 GHz) como en banda L (1 a 2 GHz), haciendo uso de fibras altamente no lineales (HNLF del inglés *Highly Non-Linear Fiber*), donde típicamente la longitud de onda de dispersión cero (ZDW del inglés *Zero Dispersion Wavelength*) está por encima de 1310 nm [17, 18]. Con la aparición de las fibras de cristal fotónico (PCF del inglés *Photonic Crystal Fiber*) y los avances en la comprensión de la evolución del pulso en fibras ópticas no lineales, se produjo un gran salto en el desarrollo de este tipo de fuentes de luz, logrando un rendimiento comparable al de los dispositivos convencionales de estado sólido. Además, debido a la capacidad de modificar el perfil de dispersión y la longitud de onda de dispersión cero en función de la estructura de agujeros de aire de las fibras PCF, se puede trabajar en una región del espectro de longitud de onda más corta, pudiendo mejorar las condiciones de generación paramétrica. Por otro lado, gracias al desarrollo de láseres pulsados

basados en fibra óptica altamente estables, se pueden conseguir potencias de pico razonablemente altas de varios kW en una estructura en fibra sencilla, lo que permite generar fácilmente el proceso de FWM en PCF, siendo ideales para su uso en FOPOs por la elevada eficiencia de conversión paramétrica. Desde principios de siglo, se han desarrollado OPOs basados en FWM en PCF, como en [19] donde se demuestra un OPO en PCF bombeado por un láser de femtosegundo Ti:zafiro logrando una sintonización de la longitud de onda entre 725 y 780 nm. En [20] se presenta un OPO con un rango de sintonización de 50 nm en una PCF bombeada por un láser de onda continua en 1550 nm. En [21] se presenta un OPO en una fibra PCF de 65 cm de longitud bombeado por un láser con bloqueo de modo (en inglés *mode-locking*) basado en fibra dopada con iterbio y en [22] un OPO en PCF con una salida de potencia de 50 mW fue demostrado. Todos estos OPOs basados en PCF incluían bastantes elementos ópticos de espacio libre (lentes y espejos) para inyectar y extraer la luz del núcleo de la fibra PCF, generando en este caso láseres de muy baja eficiencia y sin dar un salto definitivo en la composición de un sistema totalmente integrado en fibra óptica. Actualmente, con la mejora en la tecnología de empalme de fibras y la generación de conocimiento en esta área, es posible construir una estructura FOPO basado en PCF completamente en fibra donde la sincronización de los trenes de pulsos generados paraméricamente se produce de manera intrínseca en la propia fibra PCF [23-25]. La generación de pulsos sincronizados entre sí y con gran capacidad de sintonización es ideal para su aplicación en la obtención de imágenes con técnicas basadas en la dispersión Raman anti-Stokes coherente (imágenes CARS) donde se requieren típicamente dos trenes de pulsos sincronizados con una diferencia frecuencial concreta [26].

1.3- Motivación y objetivos

El objetivo de esta tesis no es justificar las diferencias y los pros o contras de las tecnologías y técnicas mencionadas anteriormente, sino contribuir a buscar una solución potencialmente simple y rentable para abordar algunas de las problemáticas que se plantean en la consecución de una estructura láser generada íntegramente en fibra con características de emisión de interés práctico para su aplicación en microscopía CARS, aprovechando las propiedades de las fibras de cristal fotónico mencionadas anteriormente.

Para ello, se ha analizado el estado del arte referido al campo de las fuentes de luz de fibra óptica aplicadas a técnicas de imagen CARS. En primer lugar, en [23] se discute la primera aproximación de una fuente de luz de fibra basada en FWM en una fibra microestructurada para su aplicación en microscopía CARS, aunque utilizando óptica de volumen para acoplar la luz a la PCF. Esta publicación es la antesala a la consecución de una fuente construida íntegramente en fibra óptica mostrada en [24], donde se genera un láser de fibra pulsado de picosegundos acoplado a una fibra PCF mediante alineado, obteniendo imágenes CARS a través de un microscopio. En [25], se consigue realizar por primera vez una estructura láser construida íntegramente en fibra óptica mediante empalmes de fusión de las diferentes fibras, incluida la microestructurada. Esta fuente de luz genera las señales sincronizadas intrínsecamente en la PCF mediante FWM con una diferencia frecuencial en torno a 2850 cm^{-1} , que es la región de resonancia de los enlaces C-H, y son utilizadas para cotejar experimentalmente el funcionamiento de la fuente a través de la obtención de imágenes CARS de lípidos y proteínas de una muestra biológica a través de un microscopio. Teniendo en cuenta el estado del arte existente, y que el campo de los láseres aplicados a microscopía CARS está bastante limitado por la necesidad de equipo en un laboratorio especializado, se ha buscado cubrir una serie de requisitos en la consecución de una fuente láser

sintonizable completamente de fibra, en una banda lo suficientemente ancha para abarcar la mayor parte del espectro Raman CARS que se extiende desde 0 hasta 4000 cm^{-1} . En primer lugar, los láseres pulsados ultrarrápidos en régimen de bloqueo de modo, basados en moduladores pasivos, han servido como punto de partida importante para desarrollar el láser semilla que bombea la fibra PCF, investigando y realizando diferentes configuraciones. Además, este tipo de láseres pulsados de fibra tiene una alta estabilidad, puede trabajar en el rango de las decenas de picosegundos hasta los femtosegundos con tasas de repetición de unos pocos MHz y su desarrollo basado en fibras dopadas con iterbio ha cobrado especial interés gracias al rendimiento que tienen en su aplicación a las técnicas de imagen CRS [24, 27]. En segundo lugar, gracias al conocimiento desarrollado en el uso de fibras PCF, se pueden inducir efectos no lineales controlados, en este caso FWM, en un sistema todo en fibra generando las señales necesarias para su aplicación en microscopia CARS. Además de lo ya mencionado, uno de los objetivos de la tesis es la consecución de la fuente haciendo uso de componentes y dispositivos ópticos comerciales de bajo coste y una de las principales motivaciones es conseguir que la fuente desarrollada bajo estas premisas trabaje en el rango de los parámetros óptimos deseados y especificados en la siguiente tabla:

Rango de longitud de onda de la señal de bombeo	1020-1055 nm
Rango de longitud de onda de la señal anti-Stokes o <i>signal</i>	770-950 nm
Rango de desplazamiento Raman	$800 - 3500\text{ cm}^{-1}$
Duración de pulso para una resolución espectral alta (1 cm^{-1})	30 ps
Tasa de repetición de los pulsos	10 MHz escalable hasta 0.5 MHz
Potencia de salida del láser	300 mW
Sincronización de las señales pulsadas	Si

Tabla. 1.1. Parámetros ideales de la fuente láser aplicada a CARS

Atendiendo al trasfondo descrito y en base a los objetivos planteados en la tesis, se ha llevado a cabo el desarrollo de una fuente láser sintonizable de banda ancha basada en la conversión paramétrica por FWM en PCF. Esta fuente de luz ha sido diseñada y construida íntegramente en fibra óptica en base a las altas exigencias requeridas para cumplir con los parámetros ópticos deseados para su aplicación en microscopia CARS.

1.4- Estructura de la tesis

Este documento está dedicado a explorar la posibilidad descrita en el anterior apartado y se ha concebido como una herramienta para plasmar de forma detallada la información necesaria acerca de las técnicas utilizadas para construir y caracterizar la fuente láser basada en FWM aplicada a microscopía CARS. En primer lugar, el capítulo 2 trata sobre los fundamentos de las fibras ópticas, especialmente de las fibras microestructuradas. En este capítulo se describen los principales efectos no lineales que se producen en dichas fibras, y se sientan las bases para la generación de una fuente láser de fibra que permita la conversión interna al rango de longitud de onda deseado para impulsar las técnicas de imagen CARS. Se destacan las ventajas de la

conversión basada en la mezcla de cuatro ondas, ya que es la base de la fuente láser sintonizable en banda ancha descrita en el capítulo 5, y que se postula como la idea central de este trabajo. Posteriormente, en el capítulo 3 se detallan los fundamentos básicos de la teoría de *mode-locking*, centrándose en el bloqueo de modo pasivo utilizando un absorbente saturable basado en semiconductor (SESAM del inglés *Semiconductor Saturable Absorber Mirror*). Esto ha dado lugar a un montaje experimental de una fuente pulsada basada en esta técnica que servirá como base para el desarrollo de la fuente CARS. Además, se describe la teoría de formación de pulsos ultracortos en láseres de fibra, en concreto, la formación de solitones ópticos y la consecución experimental de una fuente de solitones. En el Capítulo 4 se analiza la obtención de imágenes a través de la microscopía basada en la dispersión Raman coherente anti-Stokes. También se describe el proceso CARS a nivel teórico, y se establecen y justifican los parámetros óptimos de una fuente láser de fibra óptica aplicada a microscopía CARS. En el capítulo 5, se discute el principio de operación física de las fuentes construidas, su funcionalidad implícita y su versatilidad, así como los resultados obtenidos a nivel práctico, los métodos de caracterización utilizados y las diferentes técnicas aplicadas para lograr una estructura láser aplicable en microscopía CARS. Finalmente, el capítulo 6 concluye el trabajo y da una perspectiva de cómo este tipo de tecnología puede revolucionar la cirugía médica, además de hacer una revisión de las líneas futuras de trabajo.

Este proyecto de tesis doctoral denominado “Contribuciones al desarrollo de láseres bi-línea de fibra óptica para espectroscopía Coherent Anti-Stokes de la dispersión Raman” ha sido financiado por el Ministerio de Educación y Ciencia dentro del proyecto TEC2016-76021-C2-R.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS DE LAS FIBRAS ÓPTICAS

En este capítulo, se abordan los elementos clave de los fundamentos físicos de las fibras ópticas, así como los efectos no lineales que se producen en las mismas para comprender el comportamiento y los aspectos del diseño de los láseres pulsados desarrollados en la tesis. Se introducen además conceptos concernientes a la temática de microscopía CARS, que se presentarán en los capítulos 3,4, y 5.

2.1 - Introducción

Las ecuaciones de Maxwell describen la propagación de una onda electromagnética por una fibra óptica mediante la interacción de un campo electromagnético con el medio por el cual se propaga a través de las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde $\vec{E}$ y $\vec{H}$ son los vectores del campo eléctrico y magnético, $\vec{B}$ y $\vec{D}$ son la inducción magnética y el desplazamiento eléctrico, $\vec{J}$ es la densidad de corriente y ρ es la densidad de carga. Entendiendo la fibra óptica como un medio dieléctrico en el cual no existen cargas libres ni corrientes ($\vec{J} = 0$ y $\rho = 0$), y que la fibra en si misma es un medio no magnético, se describen los vectores de la inducción magnética $\vec{B}$ y de desplazamiento eléctrico $\vec{D}$ de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B} &= \mu_0 \vec{H}\end{aligned}\tag{2.2}$$

donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad y la permeabilidad del material, y $\vec{P}$ es la polarización eléctrica inducida en el material por el campo eléctrico. Para terminar de completar la descripción del campo eléctrico, se establece la relación entre éste y la polarización inducida, considerando que ambos son proporcionales en un régimen lineal:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \equiv \vec{P}_L\tag{2.3}$$

donde $\chi^{(1)}$ representa la susceptibilidad de primer orden del medio de propagación y que está relacionada con el coeficiente de atenuación y el índice de refracción del material.

Por otro lado, en la mayoría de los casos no se puede adoptar el tratamiento de la propagación de una onda electromagnética por un medio como un problema lineal, por lo que deben ser considerados los términos de orden superior de $\vec{P}$ dependientes de $\vec{E}$. En la mayoría de las fibras ópticas, que están fabricadas en sílice, la no linealidad es bastante pequeña por lo que la evolución del campo eléctrico en la propia fibra se puede describir de manera perturbativa [28, 29]. De esta manera, se puede expresar la polarización como la contribución de un término lineal $\vec{P}_L$ y una corrección no lineal $\vec{P}_{NL}$:

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots)\tag{2.4}$$

Los distintos términos de la susceptibilidad $\chi^{(i)}$ de la ecuación (2.4) permiten caracterizar completamente las propiedades del medio de propagación. Estos términos representan información acerca del material, y el conjunto de los mismos describe la respuesta del material frente a los campos eléctricos inducidos. Existen ciertos efectos paramétricos, como por ejemplo la generación de segundo armónico, que dependen de la susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$. En el caso de las fibras basadas en sílice, la susceptibilidad de segundo orden tiene valor nulo debido a la simetría molecular del dióxido de silicio SiO_2 . De esta manera, no se generan efectos no lineales derivados de este término en las fibras ópticas fabricadas con este material. De acuerdo a lo descrito anteriormente, el comportamiento no lineal de las fibras ópticas se debe principalmente a la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, entendiendo los efectos generados por órdenes superiores de la susceptibilidad como algo meramente irrelevante.

Hay que tener en cuenta que la aparición y la intensidad de generación de los efectos ópticos no lineales en fibras ópticas basadas en sílice es dependiente de ciertas características de la propia fibra tales como la dispersión cromática o el índice de no linealidad, así como de las

diferentes propiedades que caracterizan el campo eléctrico incidente (señal de bombeo): amplitud, longitud de onda de emisión y características temporales [28, 30-32]. En relación a los mecanismos que generan los efectos no lineales en fibra, se puede realizar la siguiente clasificación:

- **Procesos elásticos:** Son procesos en los que no existe un intercambio de energía entre el medio dieléctrico que forma el material y el campo electromagnético que se propaga por el mismo, y se producen a través de la polarización electrónica, de modo que las variaciones de intensidad del campo electromagnético producen una respuesta del material prácticamente instantánea. Se puede hacer una distinción de los procesos elásticos clasificándolos en dos categorías:
 - Fenómenos asociados al efecto óptico de Kerr en el material: son procesos dependientes de la intensidad del campo electromagnético que se propaga y de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ del material. En esta categoría se incluyen efectos como la automodulación de fase (SPM del inglés *Self-Phase Modulation*) o la modulación de fase cruzada (XPM del inglés *Cross-Phase Modulation*).
 - Fenómenos relacionados con procesos paramétricos: son procesos en los que intervienen varias ondas electromagnéticas. En este grupo destacan procesos de tercer orden como la generación de tercer armónico (THG del inglés *Third Harmonic Generation*) o la mezcla de cuatro ondas (FWM).
- **Procesos inelásticos:** En este tipo de procesos sí se produce un intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio por el que se propaga la onda. Dicha interacción entre el campo y el medio se realiza mediante la polarización asociada a la respuesta vibracional de la estructura del material, lo que implica que la inercia del material limita la respuesta ante cambios rápidos de la intensidad del campo. En este grupo se incluyen la dispersión Brillouin o la dispersión Raman [33, 34].

2.2 - Dispersión

La dispersión se puede definir como la propagación de distintas componentes frecuenciales con diferentes velocidades de propagación. Principalmente se puede clasificar en tres tipos: la dispersión del material (o dispersión cromática), la dispersión por guía de onda y la dispersión modal. La dominante es la dispersión cromática, cuyo origen en las fibras ópticas se debe a la dependencia de la constante de propagación β de los modos que se propagan por la fibra con la frecuencia del campo electromagnético. Por lo tanto, durante la propagación en régimen lineal de un pulso óptico (formada por un conjunto de componentes espectrales con una anchura de banda finita), por un medio dispersivo cromáticamente hablando, se produce una modificación de las características temporales de la fase y amplitud del pulso. Este tipo de dispersión en fibras ópticas se debe fundamentalmente a dos contribuciones: por un lado, la dispersión del material que conforma las propias fibras, la cual se debe a la dependencia del índice de refracción con la frecuencia y, por otro lado, la dispersión debida al efecto del guiado.

Si se considera una onda monocromática cuya frecuencia es ω y que se propaga por una fibra monomodo, se puede definir el campo eléctrico de dicha onda como:

$$\vec{E}(r, t) = \vec{e}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.5)$$

donde t indica el tiempo, β representa la constante de propagación del modo dependiente de la frecuencia de la señal y z es la dirección de propagación. Para facilitar la relación del parámetro del índice efectivo n_{eff} con la constante de propagación β , se introduce la siguiente expresión muy útil en guías ópticas:

$$\beta = k_0 \cdot n_{eff} \quad (2.6)$$

donde k_0 es el número de onda en el vacío. También se introduce el concepto de velocidad de fase de la onda monocromática como:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n_{eff}} \quad (2.7)$$

donde c se define como la velocidad de la luz en el vacío.

Aunque la dispersión es importante en la fibra óptica en general, es particularmente importante para la propagación de pulsos cortos, ya que induce un ensanchamiento efectivo de los mismos. Una vez definida la dispersión en función de la constante de propagación β , se introduce el concepto de dispersión cromática analizando la dependencia de β con la frecuencia, describiendo la constante de propagación como una expansión de la serie de Taylor, donde la frecuencia es $\omega = \omega_0$:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (2.8)$$

donde $n(\omega) = n_{eff}(\omega)$ es el índice efectivo de la fibra y donde se define:

$$\beta_n = \left. \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right|_{\omega_0} \quad (2.9)$$

Algunos términos de esta expresión tienen especial relevancia en la temática que aborda la tesis. El parámetro β_1 está directamente relacionado con la velocidad de grupo v_g , con el índice de grupo del modo n_g , y con el retraso de grupo por unidad de longitud del modo de la fibra τ , siendo $\omega = \omega_0$:

$$\beta_1 = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g} = \frac{c}{n_g} = \tau \quad (2.10)$$

El parámetro β_2 es conocido como la dispersión de la velocidad de grupo (GVD del inglés *Group Velocity Dispersion*) y representa la dependencia de la velocidad de grupo v_g con la frecuencia, donde $\omega = \omega_0$:

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau}{d\omega} \quad (2.11)$$

La GVD determina la variación de la velocidad de grupo que experimentan las diferentes componentes espectrales en torno a una frecuencia central ω_0 , y en el caso de una fuente pulsada, establece el ensanchamiento temporal que sufren los pulsos cuando se propagan a lo largo de la fibra. Es habitual hacer uso del parámetro de dispersión D en lugar de β_2 , sobre todo en el contexto de las telecomunicaciones, estando ambos parámetros relacionados a través de la siguiente expresión:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.12)$$

El siguiente orden de los términos que relacionan la dispersión con la constante de propagación, es β_3 conocido como la dispersión de tercer orden (TOD del inglés *Third Order Dispersion*) que define el cambio de la dispersión de velocidad de grupo con la frecuencia angular:

$$\beta_3 = \frac{d^3\beta}{d\omega^3} = \frac{d\beta_2}{d\omega} \bigg|_{\omega=\omega_0} \quad (2.13)$$

De manera genérica, se puede establecer que la dispersión varía con la frecuencia en las fibras ópticas, y viene determinada por los términos de orden superior de la ecuación de la constante de propagación (2.8). Por otro lado, también es importante introducir el concepto de los términos dispersión normal y dispersión anómala, que se refieren a fibras con $D < 0$ ($\beta_2 > 0$) y $D > 0$ ($\beta_2 < 0$), respectivamente. Las regiones de dispersión normal y anómala de una fibra se establecen con respecto a la longitud de onda de dispersión cero λ_{zdw} de la propia fibra, como se muestra en la figura 2.1, en la cual se muestra la curva de dispersión de una fibra de sílice estándar que presenta una región de dispersión anómala en una banda de frecuencia y una región de dispersión normal en otra.

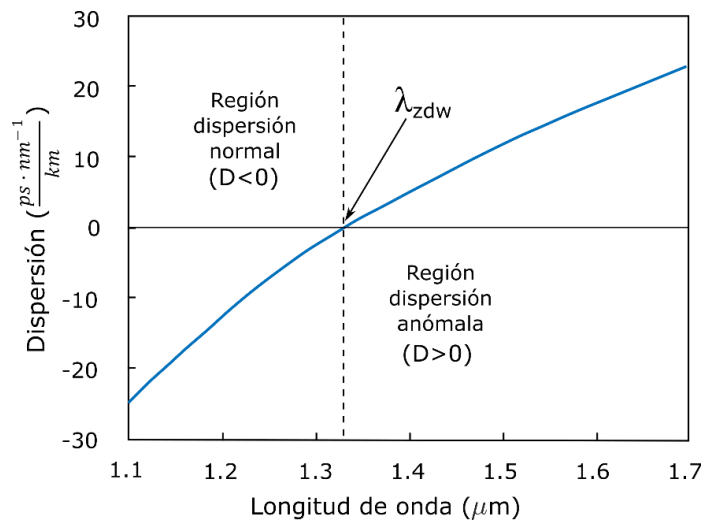


Fig. 2.1- Curva de dispersión de una fibra de sílice estándar

2.3 – Fibras ópticas

Desde su desarrollo en la década de 1970, las fibras ópticas se han convertido en un componente esencial en muchos dispositivos y sistemas [35]. Hoy en día, son fundamentales en aplicaciones en imagen, sensores, telecomunicaciones, procesamiento de materiales y muchos otros campos de la industria moderna. Las principales ventajas de las fibras ópticas son las bajas pérdidas de propagación y el excelente confinamiento del haz de luz en la fibra. Gracias a esto, se logra fácilmente el régimen monomodo, lo que es de especial interés en esta tesis debido a los requisitos necesarios de las fuentes láser desarrolladas experimentalmente como se verá en los siguientes capítulos. Todos los diseños están contruidos íntegramente en fibra óptica debido a su enorme potencial para la generación de efectos no lineales y a su disponibilidad comercial. A continuación, se desglosan las principales fibras ópticas utilizadas en esta tesis con un análisis descriptivo como antesala para la generación de efectos no lineales en las mismas.

2.3.1 - Fibras mantenedoras de polarización

Todas las fibras ópticas muestran cierto grado de birrefringencia, que es la propiedad de los materiales ópticos transparentes anisotrópicos, en los que el índice de refracción depende de la dirección de polarización (dirección del campo eléctrico), incluso si tienen un diseño circular simétrico. Esto es debido a que en la práctica siempre hay una cierta cantidad de tensión mecánica u otro efecto que rompe la simetría y como consecuencia la polarización de la luz que se propaga en la fibra cambia gradualmente de manera no controlada. Esta polarización es dependiente de la longitud de onda, y a su vez, depende de cualquier curvatura de la fibra y de la temperatura.

El problema mencionado puede solucionarse utilizando una fibra mantenedora de polarización (PMF en inglés *Polarization Maintaining Fiber*), que no es una fibra sin birrefringencia, sino por el contrario una fibra especial con una fuerte birrefringencia incorporada. Siempre que la polarización de la luz lanzada en la fibra esté alineada con uno de los ejes de polarización, este estado de polarización se mantendrá incluso si la fibra está curvada. Un método comúnmente utilizado para introducir una fuerte birrefringencia es incluir dos barras de estrés (no necesariamente cilíndricas), en lados opuestos del núcleo como se muestra en la figura 2.2, de una composición de vidrio modificada con un grado diferente de expansión térmica [36]. Estos elementos de estrés causan cierta tensión mecánica con una orientación bien definida. Otra variante de ese enfoque es tener un revestimiento elíptico de diferentes vidrios alrededor del núcleo [37], o usar un núcleo elíptico que genere dicha birrefringencia [38].

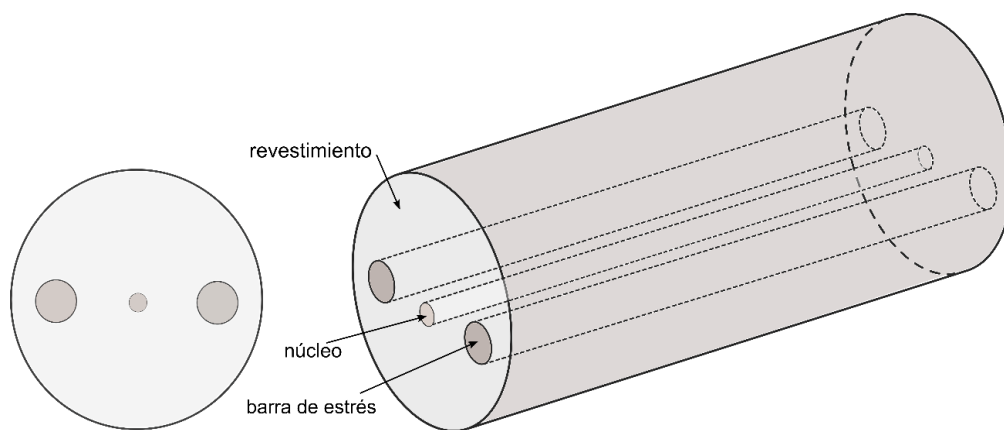


Fig. 2.2- Esquema de una fibra mantenedora de polarización de tipo Panda

Las fibras mantenedoras de polarización se utilizan en dispositivos en los que no se puede permitir que el estado de polarización se perturbe, por ejemplo, como consecuencia de los cambios de temperatura o presión. Algunos ejemplos son los interferómetros de fibra y ciertos láseres de fibra como, por ejemplo, los láseres pulsados desarrollados en esta tesis. Una desventaja de usar estas fibras es que las pérdidas de propagación son más altas que para la fibra estándar. Además, generalmente se requiere una alineación exacta de los ejes de polarización, lo que hace que la producción sea más complicada, ya que se necesita instrumentación específica para trabajar con ellas (aunque a día de hoy existen bastantes alternativas comerciales).

Por otro lado, la relación de extinción de polarización (PER en inglés *Polarization Extinction Ratio*) de la luz que sale de una PMF puede ser más baja que la de la entrada de la fibra. Esto puede ocurrir como resultado de una alineación imperfecta en la entrada de los ejes de polarización como ya se ha comentado, pero también puede deberse a algún grado residual de mezcla de modos. Este último efecto puede incrementarse fuertemente por la tensión mecánica (por ejemplo, en un conector de fibra). Por lo tanto, para aplicaciones que requieren una PER muy alta como, por ejemplo, en interferometría, puede ser necesario usar un polarizador adicional de alta calidad acoplado en fibra.

En relación a la parte experimental de la tesis, los láseres desarrollados están basados en una técnica denominada bloqueo de modo pasivo (la cual es descrita en el capítulo 3 de este documento), y son altamente sensibles a perturbaciones ambientales. Por este motivo, el uso de fibras mantenedoras de polarización es crucial para el correcto desarrollo de un láser con bloqueo de modo pasivo que preserve el régimen pulsado, generando una fuente estable ante perturbaciones como: vibración, variación de la temperatura, humedad o presión atmosférica.

2.3.2 - Fibras activas dopadas con tierras raras

Las fibras ópticas dopadas con iones de tierras raras son un medio ideal para la generación y amplificación de la luz, incluida la radiación en forma de pulsos ópticos ultracortos [39]. Esta propiedad deriva de la combinación de las excelentes características de propagación de la luz en las fibras ópticas y las grandes secciones eficaces de absorción y emisión de los iones activos. Multitud de dispositivos ópticos, como los amplificadores de fibra utilizados para comunicaciones ópticas y una gran variedad de láseres de fibra se basan en fibras de vidrio que están dopadas con iones de tierras raras (normalmente solo en el núcleo de la fibra). Estos iones absorben la luz de bombeo, por lo general a una longitud de onda más corta que el láser, que los excita en algunos niveles meta-estables, lo que permite la amplificación de la luz a través de la emisión estimulada [40].

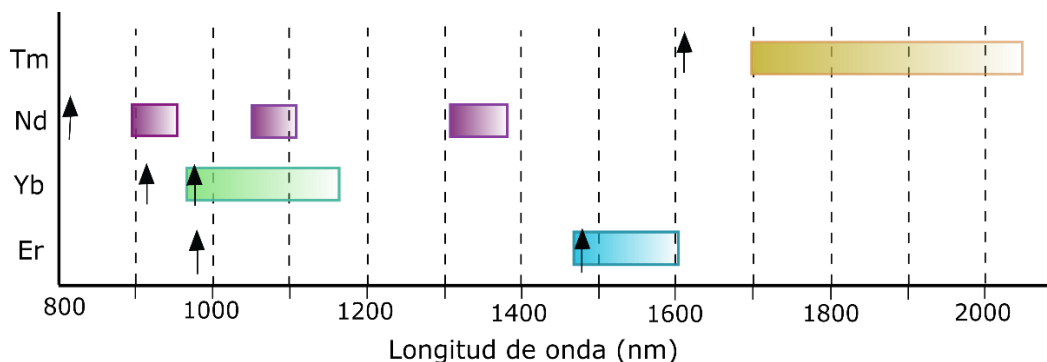


Fig. 2.3- Bandas espectrales de ganancia para fibras dopadas con tierras raras.

La Figura 2.3 es una representación esquemática de las bandas espectrales de ganancia de las cuatro fibras activas dopadas con tierras raras más populares: neodimio (Nd), iterbio (Yb), erbio (Er) y tulio (Tm). Las flechas en el diagrama indican las longitudes de onda utilizadas para bombear esos iones, mientras que los rectángulos representan las regiones de ganancia. En la tesis, se han utilizado fibras activas dopadas con iterbio (YDF en inglés *Ytterbium Doped Fiber*), que es una fibra ideal para la emisión en un rango de longitud de onda de 1 μm , ya que exhibe un ancho de banda de ganancia muy amplio desde 975 hasta más de 1150 nm, y fibras dopadas con erbio (EDF en inglés *Erbium Doped Fiber*), que es la fibra dopada más ampliamente utilizada, sobre todo en el campo de las telecomunicaciones, y que trabaja en torno a 1550 nm. A continuación, se describen brevemente las características más relevantes de estas fibras activas.

Erbio

El erbio es un elemento químico de la familia de los lantánidos, y en la figura 2.4a) se presenta un diagrama de los niveles energéticos del ion Er^{3+} . En el campo de la fotónica, la principal aplicación de las fibras dopadas con este tipo de iones, es la amplificación de luz en la región espectral de tercera ventana que abarca desde 1450 a 1600 nm, porque se favorece la generación de ganancia en forma de inversión de población debido a la desexcitación de electrones del nivel excitado $^4\text{I}_{13/2}$ al nivel fundamental $^4\text{I}_{15/2}$, puesto que el tiempo de vida medio de los electrones en el nivel $^4\text{I}_{13/2}$ es muy alto comparado con el resto de transiciones (siendo del orden de 10 ms). Para generar la inversión de población mencionada, se utilizan fuentes de bombeo emitiendo en dos longitudes de onda: 975 nm o 1480 nm. En el caso de bombear en torno a 975 nm, se puede considerar un sistema de tres niveles de energía, donde el bombeo excita los electrones del nivel fundamental al nivel $^4\text{I}_{11/2}$. Rápidamente, estos electrones decaen al nivel excitado $^4\text{I}_{13/2}$ en una transición no radiativa, produciéndose la emisión de fonones. En el segundo caso se puede considerar como un sistema de dos niveles, ya que cuando se bombea con un láser de 1480 nm, se produce la excitación directa de los electrones al nivel excitado $^4\text{I}_{13/2}$.

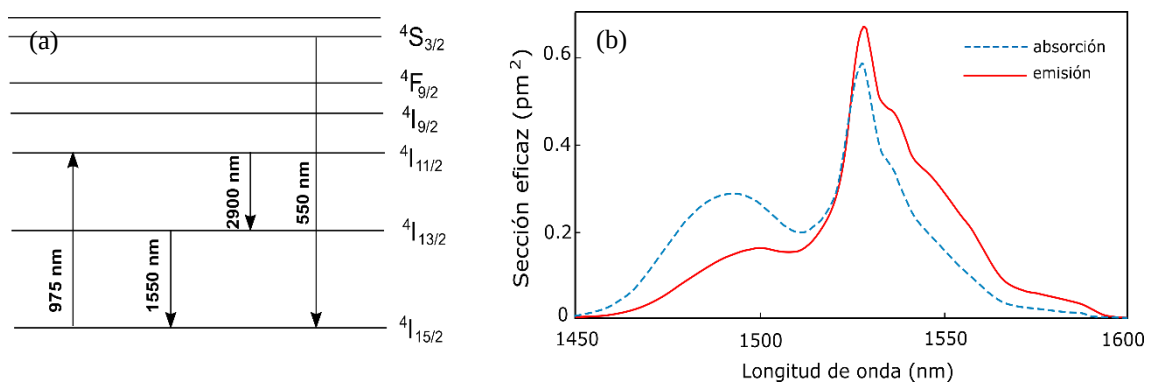


Fig. 2.4- a) Diagrama de los niveles de energía del ion Er^{3+} y b) Sección eficaz de absorción y emisión de una fibra activa dopada con erbio.

En la figura 2.4b) se muestra la sección eficaz, tanto de absorción como de emisión de una fibra activa dopada con erbio. Como se puede observar en relación a la figura, la absorción presenta dos bandas (además de la generada en torno a 975 nm), una centrada en 1480 nm y otra en 1540 nm, siendo esta segunda mucho más intensa que la primera. En cuanto a la banda de emisión, en erbio está típicamente centrada en torno a 1550 nm, con un pico de emisión máximo sobre 1530-1540 nm [194].

Iterbio

Este elemento químico también pertenece a la familia de los lantánidos, aunque el diagrama de niveles de energía del ion Yb^{3+} es mucho más simple comparado con el del erbio, con el nivel fundamental ($^2F_{7/2}$) y un único nivel excitado ($^2F_{5/2}$). Como se puede observar en la figura 2.5a), existen varios subniveles tanto para el nivel fundamental como para el excitado, por lo que las transiciones electrónicas, debido al bombeo y la generación de ganancia, se dan entre diferentes subniveles. Esto implica un esquema de niveles energéticos muy sencillo, donde no hay procesos de absorción de estado excitado (algo que sí sucede en el erbio como se ha explicado anteriormente) que hace que sea mucho más eficiente. Además, en los procesos de absorción y de emisión no se produce la generación de fonones, lo que reduce el calentamiento de la fibra.

En cuanto a la sección eficaz de absorción y emisión del ion Yb^{3+} mostrada en la figura 2.5b), se puede observar que existen dos bandas de absorción centradas en 915 nm, y 975 nm, siendo esta segunda mucho más eficiente debido a que su intensidad es varias veces mayor, aunque con una anchura espectral mucho más estrecha. Típicamente, 975 nm es la longitud de onda que se emplea para realizar el bombeo de fibras activas dopadas con iterbio, aunque también se utiliza el bombeo en 915 nm para realizar, sobre todo, conversión en frecuencia a 975 nm. Respecto al perfil de emisión, aparece una banda estrecha centrada en 980 nm y otra más ancha de menor intensidad centrada en torno a 1030 nm, generando en total un rango espectral de amplificación que alcanza unos 200 nm. Este gran ancho de banda es otra de las propiedades destacables del iterbio que facilitan la utilización de estas fibras para el desarrollo de láseres pulsados.

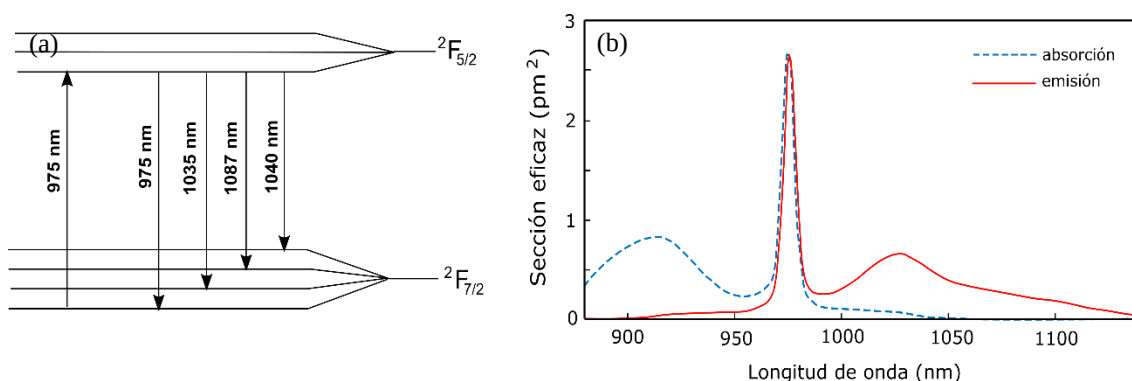


Fig. 2.5- a) Diagrama de los niveles de energía del ion Yb^{3+} y b) sección eficaz de absorción y emisión de una fibra activa dopada con iterbio.

En particular, y como ya se verá en el capítulo 3, los avances en láseres de fibra ultrarrápidos han demostrado que las fibras dopadas con Yb son la mejor opción como medio de ganancia para la generación y amplificación de pulsos ultracortos en el rango de $1\mu\text{m}$ [41, 42] como consecuencia de su amplio ancho de banda de absorción y emisión, grandes fluencias de saturación y altas eficiencias de conversión óptica [43-45]

2.3.3 - Fibras microestructuradas

El concepto teórico de la fibra microestructurada (también conocida como fibra de cristal fotónico o PCF) nació a principios de la década de los 70 aunque tuvieron que pasar más de veinte años para su fabricación en el año 1996 [46]. Este tipo de fibra óptica actúa como una guía de

ondas óptica compuesta por un núcleo (que puede ser hueco o sólido) que se encuentra rodeado por agujeros de aire conformando una estructura ordenada. El tipo más simple (y el más utilizado) de fibra de cristal fotónico tiene un núcleo sólido rodeado por una estructura de orificios de aire con un patrón triangular. Las propiedades de guiado de este tipo de PCF pueden entenderse en términos generales con un modelo de índice efectivo: donde la región del núcleo tiene un índice de refracción efectivo más alto que la zona de la fibra en la que existe una interacción aire-sílice (que genera un índice de refracción efectivo promedio menor), por lo que se produce un fuerte confinamiento de la luz en el núcleo facilitando la generación de efectos no lineales [47, 48]. La figura 2.6 muestra un par de fibras PCF: una con núcleo sólido y otra con núcleo hueco (HCF del inglés *Hollow Core Fiber*).

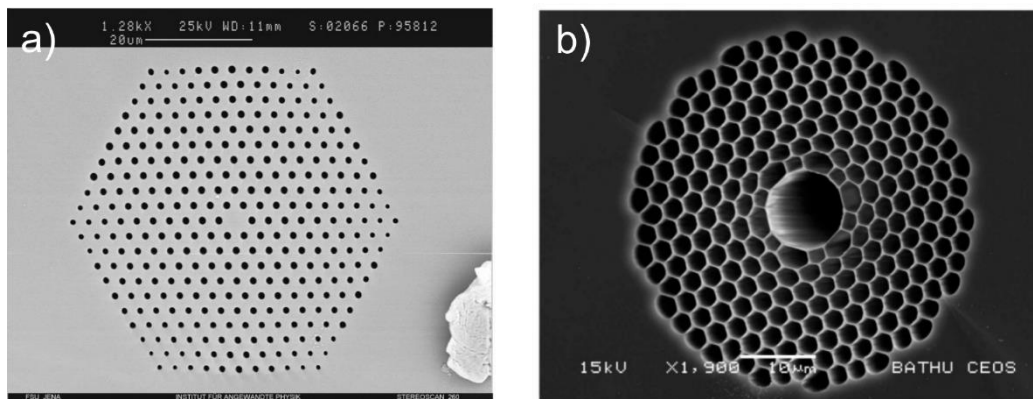


Fig. 2.6- Sección transversal de a) una fibra microestructurada con núcleo sólido y estructura triangular de agujeros de aire y b) una fibra microestructurada con el núcleo hueco [64]

Una de las principales características de las fibras microestructuradas es su capacidad para controlar el modo guiado y las propias propiedades de la fibra, a través del diseño de la estructura de agujeros de aire. De esta manera, se pueden generar fibras con diferente perfil de dispersión [49], fibras monomodo para una banda espectralmente muy ancha (fibras ESM del inglés *Endlessly Single-Mode*) [50] o fibras con el núcleo hueco [51] entre otras. Para el trabajo de tesis desarrollado, se han utilizado fibras PCF disponibles comercialmente, que son fibras ESM de sílice de núcleo sólido y con una estructura periódica triangular de agujeros de aire.

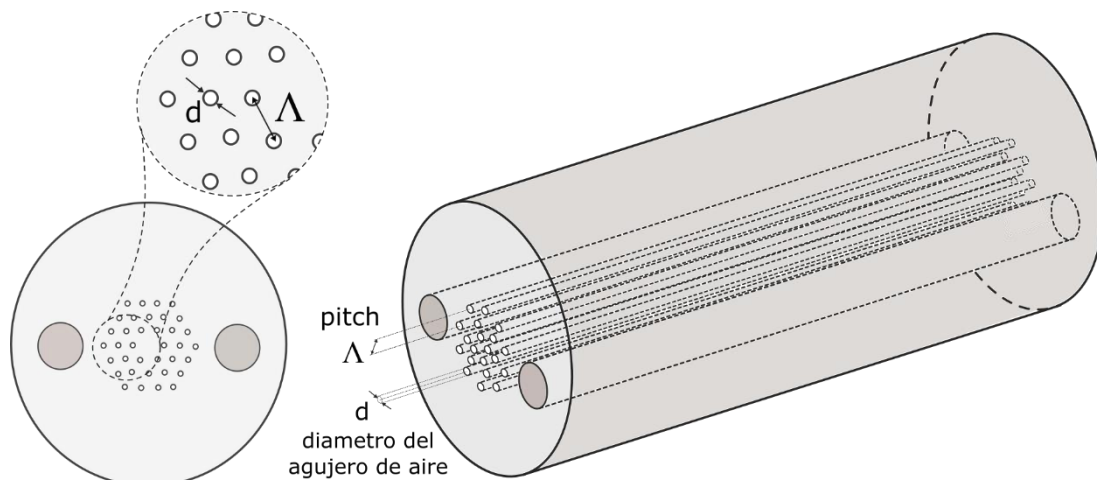


Fig. 2.7- Parámetros geométricos básicos que definen la estructura de una fibra microestructurada de núcleo sólido.

La figura 2.7 representa un diagrama de una fibra microestructurada como las utilizadas en el desarrollo experimental de las fuentes presentadas en esta tesis. En este tipo de fibras, existen dos parámetros que definen las propiedades de la fibra y del guiado: por un lado, el diámetro de los agujeros d y por otro, la distancia existente entre ellos Λ (denominado período de la microestructura). En base a estos parámetros, se introducen dos parámetros estructurales más: el diámetro del núcleo d_n y la fracción de llenado f .

En cuanto al tamaño del núcleo, se puede realizar una estimación si la distribución de agujeros de aire presenta una estructura triangular, donde se define el diámetro del núcleo d_n mediante la ecuación 2.14:

$$d_n = 2\Lambda - d \quad (2.14)$$

Por otro lado, la fracción de llenado f establece una relación entre el periodo de la microestructura Λ y el diámetro de los agujeros de aire d , y permite establecer, de manera aproximada, la proporción de aire que hay en la estructura. Para una estructura triangular de los agujeros de aire, f se define como [52]:

$$f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^2 \quad (2.15)$$

En base a esta ecuación, la fracción de llenado f varía entre 0 y 0.9 en función de la apertura de los agujeros, donde el mayor valor representa una apertura máxima de los agujeros de aire como se muestra en la figura 2.8, y donde para un mayor f , mayor confinamiento de la luz en el núcleo.

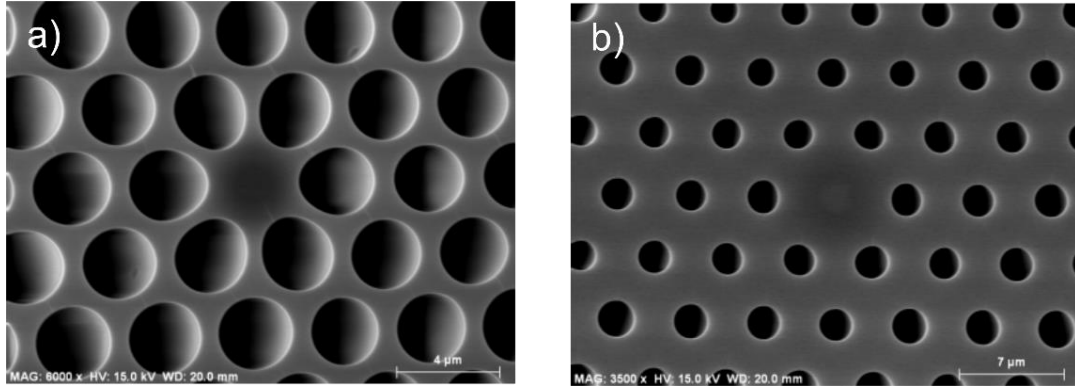


Fig. 2.8- Fibras microestructuradas con a) un factor de llenado de 0.5 y b) de 0.3.

Como se ha mencionado con anterioridad, una de las principales características de las fibras microestructuradas es su capacidad para trabajar en régimen monomodo en la ventana espectral de transparencia de la propia fibra, abarcando un ancho de banda muy amplio [50]. Para explicar esta propiedad de las fibras PCF se introduce el concepto de frecuencia normalizada V :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{nu}^2 - n_{cu}^2} \quad (2.16)$$

donde a representa el radio del núcleo, λ la longitud de onda de la luz y, n_{nu} y n_{cu} , los índices de refracción del núcleo y cubierta de la fibra respectivamente.

En el caso de las fibras convencionales y para una longitud de onda concreta, siempre que la frecuencia normalizada V tiene un valor menor de 2,405 (lo que se denomina frecuencia de corte) se produce la propagación monomodo, mientras que por encima de ese valor implica que, para esa longitud de onda, se puede propagar más de un modo. En el caso de las fibras PCF, el índice de cubierta viene determinado por la interacción entre la sílice y el aire, es decir, por el promedio entre los índices de la sílice y el aire en relación a la distribución de estos. La gran diferencia con las fibras convencionales estriba en que la apertura numérica (término de la raíz cuadrada en la ecuación 2.16 conocido como NA, del inglés *Numerical Aperture*), que apenas varía con la longitud de onda en las fibras convencionales, sí lo hace en las fibras microestructuradas. En este tipo de fibras, la luz emitida en longitudes de onda menores se distribuye mayormente por la sílice, propagándose una pequeña fracción por el aire. Esto implica un valor del índice efectivo de la cubierta próximo al índice del núcleo. Por lo tanto, cuando se produce una disminución de la longitud de onda, el valor de V se mantiene por debajo de un cierto umbral, ya que se compensa mediante la disminución de la apertura numérica. Existe un valor en base a la relación de los parámetros que caracterizan la fibra PCF para el que se produce la propagación monomodo en todo el intervalo de guiado de la fibra. Para ello se debe cumplir la siguiente relación, siempre que las fibras microestructuradas presenten un núcleo sólido y una distribución de agujeros de aire con estructura triangular [52]:

$$\frac{d}{\Lambda} < 0.45 \quad (2.17)$$

Gracias a esta propiedad, se han realizados diseños de fibras monomodo con núcleos de gran tamaño, conocidas como fibras de área modal grande (LMA del inglés *Large Mode Area*), realizando un escalado de las dimensiones de la estructura de agujeros de aire de la fibra [53].

Otra de las propiedades fundamentales de las fibras microestructurada, y que es de vital importancia para el desarrollo experimental llevado a cabo en esta tesis, es la posibilidad de variar su perfil de dispersión cromática en función del diseño de la misma. A diferencia de las fibras convencionales de sílice donde la longitud de onda de dispersión cero λ_{zdw} no puede estar por debajo de 1.28 μm [54], en las fibras PCF es posible determinar la λ_{zdw} desde el visible hasta el infrarrojo cercano en función del diseño [47]. Esto tiene especial relevancia para el desarrollo de fuentes aplicadas a óptica no lineal, puesto que permite la utilización de láseres de bombeo en diferentes regiones del espectro, y en el caso que se desarrolla en esta tesis, en la región del iterbio en torno a 1 μm . Además, gracias a la gran flexibilidad en el diseño de esta fibras se pueden obtener fibras con dispersión normal para todas las longitudes de onda (ANDi del inglés *All-Normal Dispersion*) [55], fibras con dos longitudes de onda de dispersión [56], o fibras con un perfil de dispersión casi plano y en torno a cero con un amplio rango espectral [57]. La figura 2.9 ilustra, a modo de ejemplo, una serie de simulaciones de los perfiles de dispersión en función del diseño de la estructura de una fibra PCF con núcleo sólido y estructura triangular de la distribución de los agujeros de aire. Como se puede observar, existe una relación entre el diámetro del agujero d y la separación periódica Λ . En la figura 2.9a) se muestra que, si se mantiene la separación periódica y se aumenta el diámetro del agujero, la longitud de onda de dispersión cero λ_{zdw} se desplaza hacia longitudes de onda menores. Por otro lado, en la figura 2.9b) se observa que, si se

mantiene una relación constante entre ellos ($d/\Lambda = \text{cte}$) aumentando ambos, λ_{zdw} aumenta, llegando a generar diseños que presentan dos valores diferentes de λ_{zdw} .

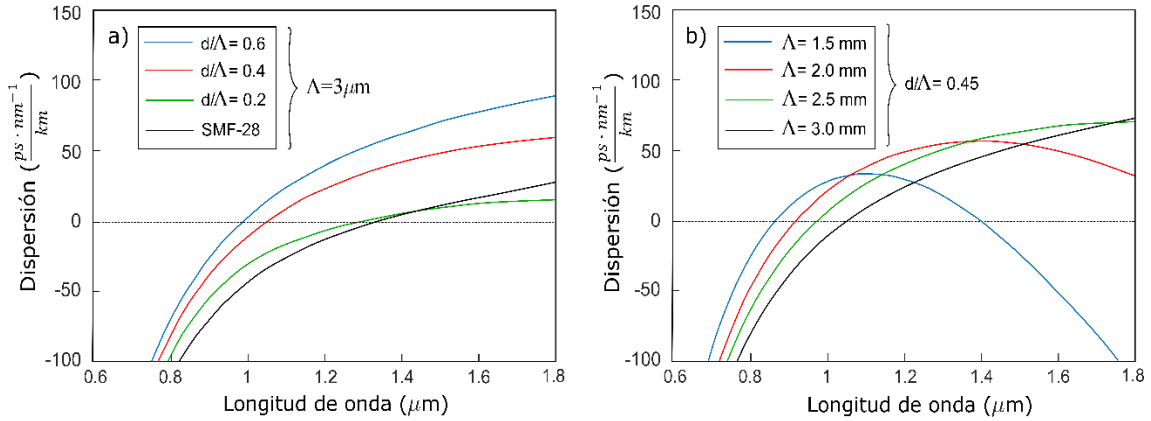


Fig. 2.9- a) Perfil de dispersión para fibras simuladas con variaciones de la relación d/Λ y con una separación periódica constante $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ y b) Perfil de dispersión para fibras simuladas con variaciones de la separación periódica Λ y un valor de $d/\Lambda = 0.45$.

Los perfiles de dispersión mostrados en la figura anterior han sido obtenidos mediante simulaciones haciendo uso de diferentes herramientas. A continuación, se detallan estos métodos de simulación, que han sido utilizados con el objetivo principal de caracterizar las fibras comerciales seleccionadas para la generación de efectos no lineales en el desarrollo experimental de las fuentes de luz de la tesis

2.3.4 - Simulación de fibras microestructuradas

En primer lugar, hay que resaltar que todas las simulaciones llevadas a cabo en la tesis han sido realizadas en base a fibras de núcleo sólido, con una distribución de agujeros de aire en una estructura triangular y simétrica. Además, se han utilizado diferentes herramientas de simulación para constatar los resultados obtenidos para una misma fibra microestructurada, y se ha realizado una comparativa con los datos aportados por el fabricante en términos del perfil de dispersión de la fibra para corroborar la valía de los mismos.

La primera herramienta de simulación empleada en esta tesis está basada en un entorno de simulación llamado *COMSOL Multiphysics*, un programa específico para simulaciones de fibras ópticas y, en concreto, de fibras de cristal fotónico, mediante el método de elementos finitos (FEM del inglés *Finite Elements Method*) [58]. *COMSOL Multiphysics* hace uso de este método y subdivide la fibra en elementos de tamaño muy pequeño pero finito. Este proceso se denomina "mallado" (en inglés *meshing*), donde cada elemento de la malla se rige por un conjunto de ecuaciones características que describen sus propiedades físicas y condiciones de contorno. Estas ecuaciones se resuelven luego como un conjunto de ecuaciones simultáneas para calcular el índice efectivo de los modos soportados por la fibra [59]. De esta manera, se puede calcular el factor de propagación de los modos guiados, la dispersión cromática, la velocidad de grupo, pérdidas de confinamiento, etc.

La segunda herramienta empleada en la tesis está basada en la publicación de K. Saitoh y M. Koshiba [60], donde se describe una serie de expresiones analíticas semi-empíricas que están basadas en simulaciones de numerosas fibras ópticas mediante métodos numéricos diferentes. A

través de la utilización de estas expresiones, se puede calcular de manera aproximada, el índice efectivo, la dispersión del modo fundamental, etc., para fibras PCF de sílice con una estructura triangular uniforme de agujeros de aire de igual tamaño y período constante en toda la sección transversal. Este método permite trabajar en un rango concreto de parámetros estructurales de la fibra microestructurada, con una variación de la separación periódica Λ entre 1 y 3 μm y una variación de la relación d/Λ entre 0.2 y 0.8.

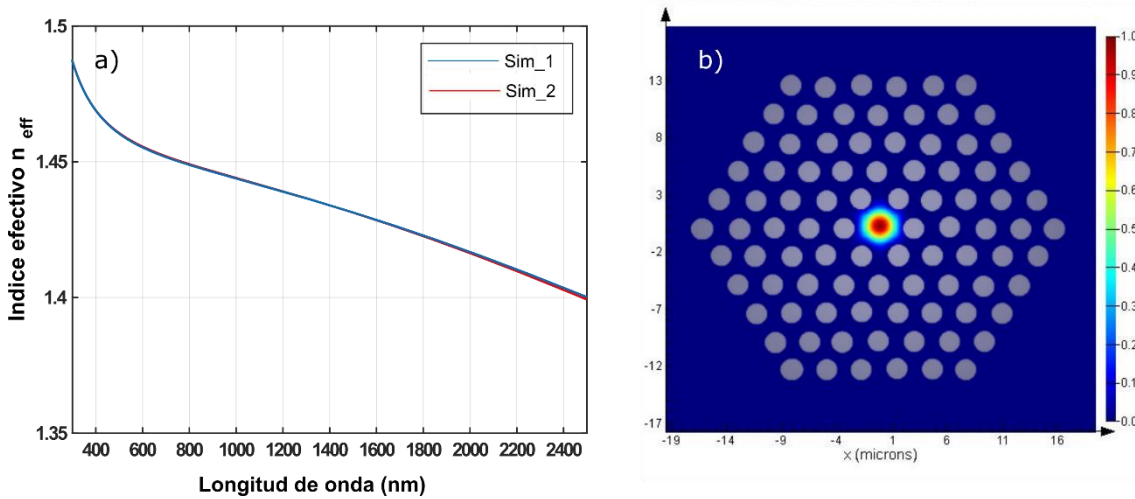


Fig. 2.10– a) Comparativa del índice de refracción efectivo de una fibra simulada mediante COMSOL y el método de K. Saitoh y M. Koshiba[60], y b) distribución del modo fundamental en la estructura PCF simulada en COMSOL

Para corroborar que los resultados obtenidos mediante ambas herramientas de simulación son correctos, en la figura 2.10a) se muestra una comparativa del índice de refracción efectivo frente a la longitud de onda de una fibra LMA-5 de *NKT Photonics* simulada mediante COMSOL y por el método expuesto en [58]. Como se puede observar el solapamiento de ambas gráficas es casi perfecto, por lo que la cota de error es asumible, y además indica que ambos métodos son válidos para obtener los parámetros requeridos de las fibras PCF utilizadas.

Debido al elevado coste que supone la creación de una preforma de fibra PCF diseñada con unas características específicas, y abogando por el coste mínimo de los materiales que conforman la fuente, se han realizado simulaciones para una selección de fibras PCF ESM comerciales de la casa *NKT Photonics*: LMA-5, LMA-8 y LMA-10, con el objetivo de elegir la más adecuada para los objetivos propuestos. Estas fibras tienen diferentes parámetros estructurales resumidos en la tabla 2.1 y obtenidos de [61]. A partir de esta información, se han realizado las simulaciones de dichas fibras haciendo uso de las herramientas mencionadas anteriormente, y se han obtenido diferentes gráficas que se muestran en la figura 2.11.

Fibra	Λ (μm)	d/Λ	MDF (μm)	Núcleo (μm)
LMA-5	3.2	0.45	4.7	5.0
LMA-8	5.6	0.46	7.5	8.6
LMA-10	7.2	0.48	8.8	10.1

Tabla. 2.1. Parámetros estructurales de las fibras PCF comerciales simuladas

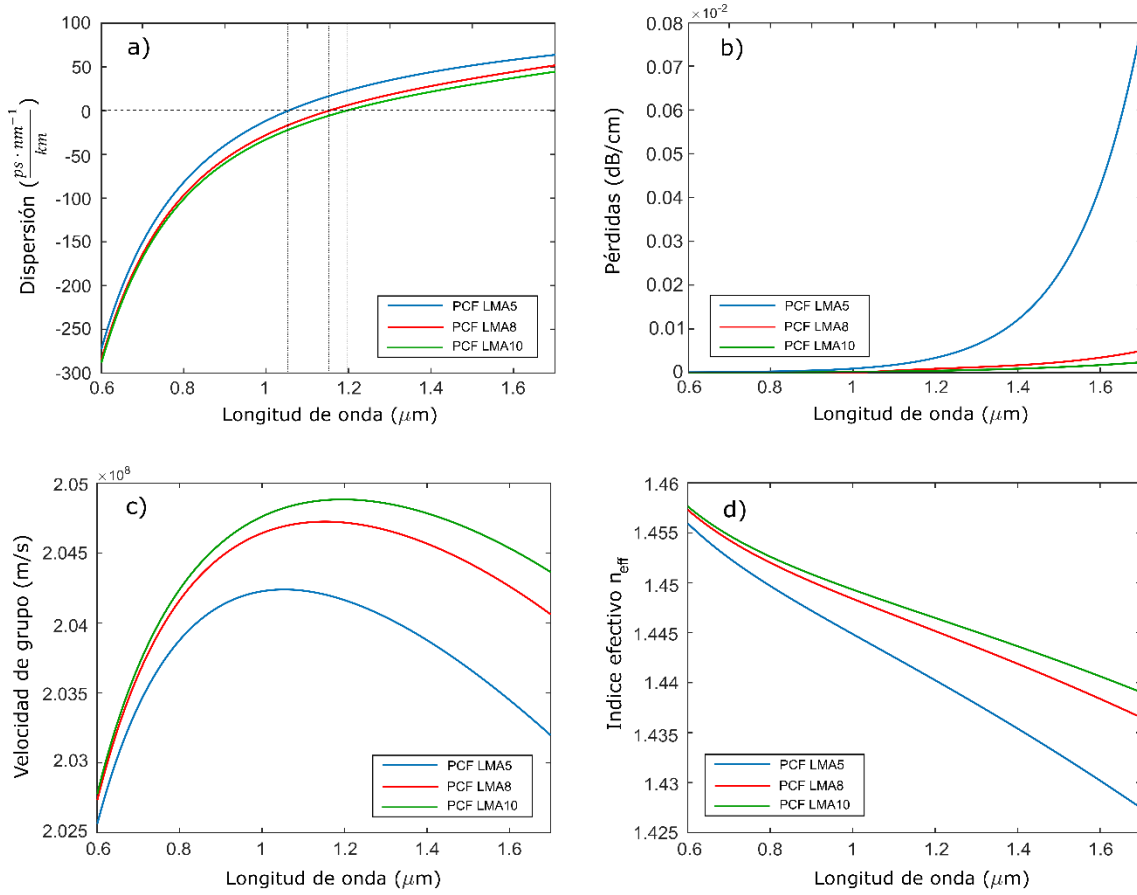


Fig. 2.11– a) Perfil de dispersión, b) pérdidas de confinamiento, c) velocidad de grupo y d) índice de refracción efectivo en función de la longitud de onda para las fibras LMA-5, LMA-8 y LMA-10.

Las gráficas de la figura 2.11 muestran el perfil de dispersión, las pérdidas de confinamiento, la velocidad de grupo y el índice de refracción efectivo en función de la longitud de onda para las fibras LMA-5, LMA-8 y LMA-10. Además de estos, se han obtenido otros parámetros como son el retardo de grupo (GD del inglés *Group Delay*), la constante de propagación o la ganancia, pero no suponen una contribución más allá de una mayor caracterización de las fibras PCF. Lo importante en estas simulaciones, es la obtención del índice de refracción efectivo, que es el parámetro utilizado posteriormente para el cálculo numérico de las longitudes de onda en las que aparecen las bandas paramétricas del proceso de FWM respecto a la longitud de onda de bombeo, y del perfil de dispersión que nos permite seleccionar la fibra más adecuada en función de la longitud de onda de dispersión cero λ_{zdw} , ya que ésta determina la región espectral en la que vamos a trabajar, y condiciona la longitud de onda de la señal de bombeo que se va a utilizar para excitar este proceso no lineal. Los valores de λ_{zdw} obtenidos en las simulaciones son: 1054 nm, 1152 nm y 1196 nm para las fibras LMA-5, LMA-8 y LMA-10 respectivamente. Los perfiles de dispersión de las diferentes fibras, obtenidos mediante las simulaciones, han sido comparados posteriormente con los ofrecidos por el fabricante, corroborando la correcta simulación de las fibras.

Para concluir este apartado cabe destacar que, debido a la restricción impuesta por la región de ganancia del iterbio mostrada en el apartado anterior, la única opción comercial posible y que además presenta más facilidades para un acoplo de potencia eficiente debido a los tamaños de núcleo de las fibras utilizadas (como ya se explicará más adelante) es la fibra LMA-5, por lo

tanto, esta es la fibra seleccionada para realizar el proceso de FWM explicado en los siguientes apartados.

2.3.5 - Redes de Bragg de fibra óptica

Una red de Bragg en fibra óptica (FBG del inglés *Fiber Bragg Grating*) es un componente basado en la generación de una modulación periódica espacial del índice de refracción del núcleo de la fibra creando una estructura resonante. Debido a este tipo de perturbación periódica, la luz propagada a través de la fibra es reflejada para cierta longitud de onda que cumple la condición de Bragg. Es decir, que la FBG inscrita en la fibra funciona como un espejo selectivo en función de la longitud de onda incidente, actuando como un filtro de banda estrecha. Por lo tanto, si una fuente de luz de banda ancha se propaga por la fibra, la FBG solo refleja luz centrada en torno a la longitud de onda de Bragg con una anchura espectral muy estrecha, mientras que el resto de la luz se transmite a través de la fibra óptica sin experimentar pérdidas. La longitud de onda de la red de Bragg varía en función del período de la modulación Λ generada y del índice de refracción efectivo n_{eff} del núcleo, mediante la siguiente ecuación:

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (2.18)$$

Este tipo de componente óptico nace a raíz del descubrimiento de la foto-sensibilidad de las fibras ópticas [62], siendo posible modificar permanentemente el índice de refracción del núcleo de una fibra iluminando ésta con luz ultravioleta (UV). El cambio en el índice de refracción se debe a un proceso de absorción de la radiación ultravioleta en el núcleo, generando un defecto en la estructura del material y, en consecuencia, un cambio de índice de refracción. Actualmente, la técnica de grabación de redes de Bragg en fibra se realiza generando dos haces UV a partir de una máscara de fase, siendo el sistema más robusto para irradiar el patrón de franjas interferenciales sobre la fibra [63]. Este es el principal método usado en la actualidad, aunque el grabado de FBGs en fibra con láser de femtosegundos ha cobrado especial relevancia en la última década debido a su alta flexibilidad para realizar diferentes tipos de FBGs, sobre todo mediante el método de punto por punto (PbP del inglés *Point by Point*) [64, 65].

La figura 2.12 muestra el esquemático de una red de Bragg inscrita en el núcleo de una fibra óptica, y en la figura 2.12a) se muestra la variación periódica del índice de refracción a lo largo del eje de propagación de la misma. Los parámetros característicos de la FBG se ilustran en la misma figura, donde Λ es el período de la red de Bragg, Δn representa la amplitud de modulación del índice de refracción y L es su longitud. En la figura 2.12b) se muestra el espectro de reflectancia de una de las FBGs utilizadas experimentalmente en la tesis para la consecución de un oscilador en fibra.

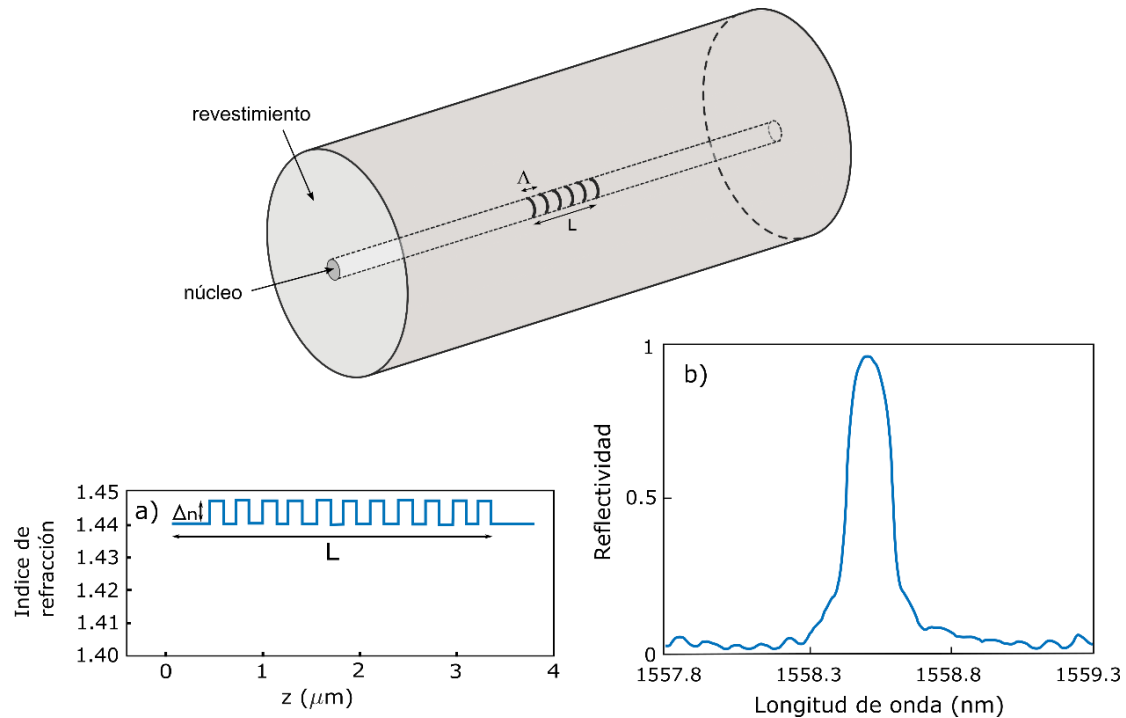


Fig. 2.12- Esquema de una red de Bragg grabada en el núcleo de la fibra caracterizada por a) el perfil del índice de refracción a lo largo del eje de propagación. (b) Espectro en reflexión de una FBG centrada en 1558.5 nm con una anchura de 0.2 nm.

Las redes de Bragg en fibra óptica son utilizadas en infinidad de aplicaciones en diferentes campos, desde la generación de láseres en fibra óptica [66], el campo de los sensores ópticos [67, 68] y por supuesto, donde más éxito presentan que es en el campo de las telecomunicaciones, por ejemplo, para multiplexación de canales [69] o compensación de dispersión [70].

2.4 - Efectos no lineales en fibras ópticas

A continuación, se describen los diferentes efectos no lineales en fibra óptica experimentalmente contrastados a través de las fuentes desarrolladas durante la consecución de la tesis.

2.4.1 - Dispersión Raman

Cuando los fotones son dispersados por un material, la mayoría de ellos se dispersan elásticamente (dispersión de Rayleigh), de modo que los fotones dispersos tienen la misma energía (frecuencia y longitud de onda) que los fotones incidentes pero una dirección diferente. Sin embargo, una pequeña fracción de los fotones dispersos, del orden de 10^{-6} , lo hace de manera inelástica y tiene una energía diferente de los fotones incidentes [71]. Debido a la conservación de la energía, el material gana o pierde energía en el proceso. Por lo general, los fotones dispersados de manera inelástica tienen menor energía, y esa diferencia energética que se pierde en el proceso, se traduce en fonones ópticos. Como ya se ha comentado anteriormente, la dispersión Raman pertenece al grupo de procesos inelásticos y es un efecto no lineal que deriva de la interacción fotón-fonón a través de los modos vibracionales del material en el que se produce. Por lo tanto, si este proceso se observa desde un punto de vista corpuscular, la dispersión Raman está caracterizada por la aparición de fotones de menor frecuencia respecto al bombeo incidente (Dispersión Raman Stokes) donde además se genera un fonón que se libera del material,

y de mayor frecuencia respecto al bombeo incidente (Dispersión Raman *anti-Stokes*) para la cual se produce la absorción de un fonón. Este proceso se ilustra en la figura 2.13.

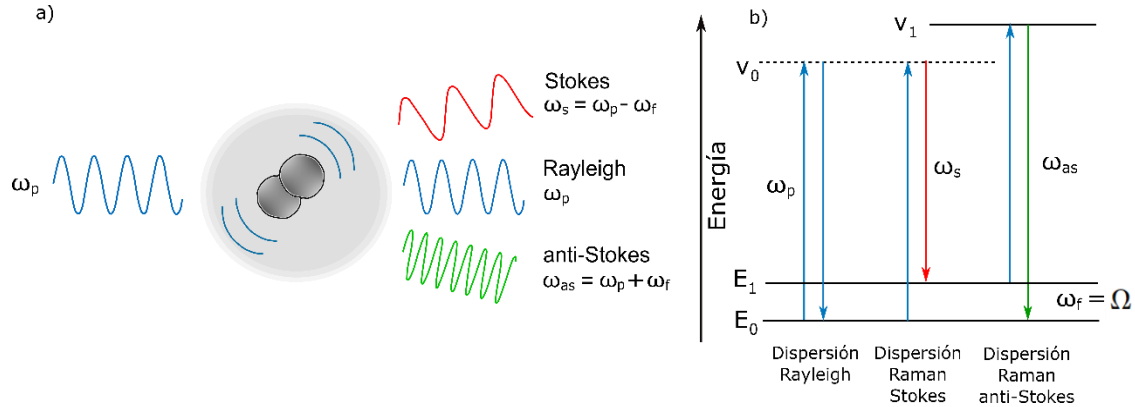


Fig. 2.13- a) Proceso de dispersión Raman en una molécula y b) diagrama energético del proceso Raman.

La figura 2.13a) representa el proceso de dispersión Raman en una molécula y la figura 2.13b) ilustra el diagrama energético del mismo [28, 72]. En la dispersión Raman, un fotón incidente de bombeo, con una frecuencia ω_p , interacciona con una molécula del medio por el que se propaga. Este fotón incidente es absorbido, al tiempo que la red cristalina de la molécula modifica sus estados electrónicos manteniendo el mismo número ocupacional de fonones. Después, un estado vibracional de la red cristalina es excitado o desexcitado, generando o absorbiendo a su vez un fonón de frecuencia ω_f (equivalente a la diferencia de frecuencia entre el bombeo y la señal Stokes Ω). Por último, y en función de si el fonón involucrado ha sido generado o absorbido, el campo electromagnético interacciona en el estado energético final, generando un fotón Stokes de frecuencia ω_s o un fotón *anti-Stokes* de frecuencia ω_{as} . Este proceso descrito se denomina dispersión Raman espontánea, pero en el caso de que el bombeo incidente en el medio posea unos niveles de energía elevados, la generación de fotones Stokes se puede producir de manera estimulada [29]. En la dispersión Raman estimulada, se puede dar la recombinación de los fotones Stokes con los fotones incidentes procedentes del bombeo, reforzando la aparición de fonones y realizando la generación eficiente de fotones Stokes [72].

En cuanto a la caracterización del efecto Raman, en el dominio espectral se puede observar la formación de dos bandas laterales equidistantes en frecuencia respecto a la señal de bombeo, es decir, que están ubicadas simétricamente siendo las frecuencias centrales de estas bandas dependientes de los estados vibracionales del medio. Se puede dar el caso en el que la señal de bombeo es lo suficientemente intensa para que las bandas generadas en el efecto Raman superen un cierto umbral, y actúen a su vez como fuentes de bombeo secundario, dando lugar a la generación de fotones Raman en otras frecuencias o incluso otros procesos de óptica no lineal.

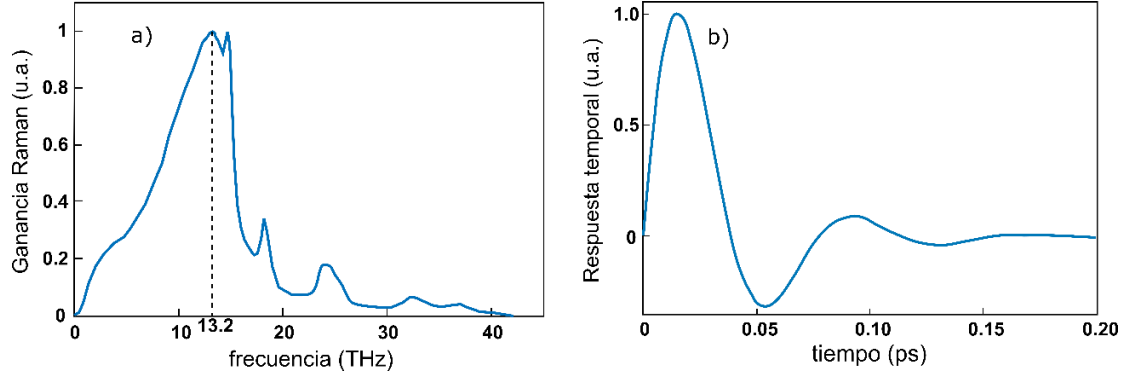


Fig. 2.14- a) Espectro de ganancia Raman y b) respuesta temporal para fibras de sílice.

La Fig. 2.14 representa el espectro de ganancia Raman $g_R(\Omega)$ y la respuesta temporal $h_R(t)$ para la sílice. En el caso de la ganancia, la diferencia de frecuencias Ω entre la señal de bombeo y la banda Stokes determina la curva de ganancia que se muestra en la figura 2.14a). La anchura espectral de la misma es aproximadamente de 10 THz, estando el máximo centrado en 13.2 THz. Existen dos factores que contribuyen a la respuesta no lineal del efecto Raman: el coeficiente f_R (con un valor de 0.18 para la sílice) que mide la contribución tanto de los mecanismos electrónicos como vibracionales a la respuesta no lineal del efecto Raman, y la respuesta temporal $h_R(t)$ que es una función temporal con una respuesta oscilatoria amortiguada, donde la curva espectral de ganancia se obtiene a través de su transformada de Fourier:

$$h_R(t) = \left(\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \right) e^{\left(\frac{t}{\tau_2} \right)} \sin \left(\frac{t}{\tau_1} \right) \quad (2.19)$$

De esta forma se define el término de la ganancia Raman como:

$$g_R(\Omega) = \frac{\omega}{cn_0} f_R \chi^3 \text{Im}[TF(h_R(\Omega))] \quad (2.21)$$

donde $\text{Im}[TF(h_R(\Omega))]$ representa la parte imaginaria de la transformada de Fourier de la respuesta temporal $h_R(t)$.

2.4.2 - Automodulación de fase

La automodulación de fase (SPM del inglés *Self-Phase Modulation*) es un efecto no lineal donde se produce un cambio de la fase temporal de un pulso debido al cambio del índice de refracción de la fibra, y es dependiente de la intensidad incidente. El cambio no lineal del índice de refracción viene dado por [28]:

$$\Delta n(I) = n_2 \cdot I(t) \quad (2.22)$$

donde n_2 es el índice no lineal e $I(t)$ la intensidad óptica. Esta dependencia con la intensidad induce a un desplazamiento no lineal de fase:

$$\phi_{NL}(t) = \gamma_{SPM} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_2 \cdot I(t) \cdot L \quad (2.23)$$

donde el cambio de fase se describe como una constante de proporcionalidad siendo L la longitud del medio por el que se propaga. Por lo tanto, si un pulso óptico se transmite a través de un medio, el efecto Kerr causa un desplazamiento de fase dependiente del tiempo de acuerdo con la intensidad del pulso también dependiente del tiempo. De esta manera, un pulso óptico inicial adquiere un llamado gorjeo (*chirp* por su nomenclatura en inglés), es decir, una frecuencia instantánea que varía temporalmente como se ilustra en la figura 2.15.

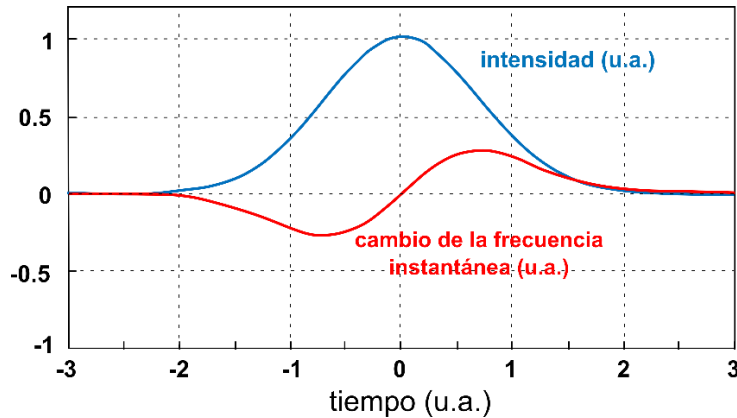


Fig. 2.15- Frecuencia instantánea de un pulso inicialmente sin gorjeo que ha experimentado una automodulación de fase.

En el dominio del tiempo, la envolvente del pulso no cambia, sin embargo, el cambio de fase dependiente del tiempo causa una modificación del espectro óptico debido a los efectos dispersivos sobre el pulso [73, 74]. En regiones de dispersión normal, las componentes de menor frecuencia del pulso tienen una velocidad más alta que las componentes de mayor frecuencia y, por lo tanto, la parte frontal del pulso se mueve más rápido que la parte posterior, generando un ensanchamiento del pulso. En regiones de dispersión anómala, ocurre lo contrario, y el pulso se comprime temporalmente y se vuelve más corto. Este efecto puede ser explotado hasta cierto punto para producir una compresión de pulsos ultracortos.

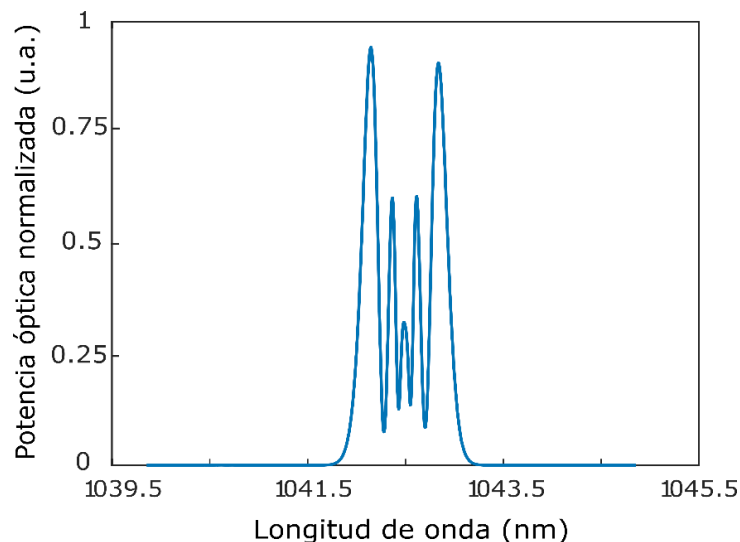


Fig. 2.16- Medida del espectro de un pulso que ha experimentado una fuerte SPM, lo que lleva a oscilaciones características de la densidad espectral de potencia.

En el caso en el que la potencia de pico del pulso es alta y se genera una SPM fuerte, el espectro óptico puede exhibir grandes oscilaciones, como se muestra en la figura 2.16. La razón del

carácter oscilatorio del espectro es esencialmente que la frecuencia instantánea experimenta fuertes desplazamientos, de modo que, para una sola componente de frecuencia, puede darse un comportamiento dual (temporalmente hablando), contribuyendo a la integral de Fourier en dos tiempos diferentes. Dependiendo de la frecuencia exacta, estas contribuciones pueden sumarse o cancelarse de manera constructiva [75] dando lugar a esas oscilaciones que exhibe el espectro de la figura 2.16.

2.4.3 - Generación de supercontinuo

La generación de supercontinuo (SC del inglés *Supercontinuum*) es un proceso no lineal mediante el cual, un láser que se propaga por un medio óptico se convierte en luz con un ancho de banda espectral muy amplio (baja coherencia temporal), es decir, un espectro óptico súper ancho y continuo, mediante la combinación de diferentes efectos lineales y no lineales que aparecen al propagarse el pulso por dicho medio.

El ensanchamiento espectral generalmente se logra mediante la propagación de pulsos ópticos a través de un dispositivo fuertemente no lineal. Por ejemplo, pulsos ultracortos e intensos (amplificados) a través de un cristal o alternatively, pulsos con una energía de pulso mucho menor a través de una fibra óptica, que tiene una alta no linealidad y también una estructura de guía de onda que garantiza una alta calidad de haz. De especial interés son las fibras de cristal fotónico, debido a sus características de dispersión cromática inusuales, que pueden permitir una fuerte interacción no lineal sobre una longitud significativa de fibra. Incluso con potencias de entrada bastante moderadas, se consiguen espectros muy amplios. En algunos casos, se utilizan fibras cónicas, que proporcionan una interacción no lineal muy fuerte en una longitud corta.

La figura 2.17 muestra la generación de supercontinuo en una pieza muy corta de fibra microestructurada. En muchos casos, sin embargo, se usan fibras mucho más largas junto con potencias de pico más bajas. Desde comienzos del siglo XXI, se han llevado a cabo multitud de experimentos de generación de supercontinuo en fibras microestructuradas [76-78] hasta llegar a conseguir ensanchamientos espectrales de hasta 4000 nm usando fibras microestructuradas fabricadas con vidrios blandos [79].

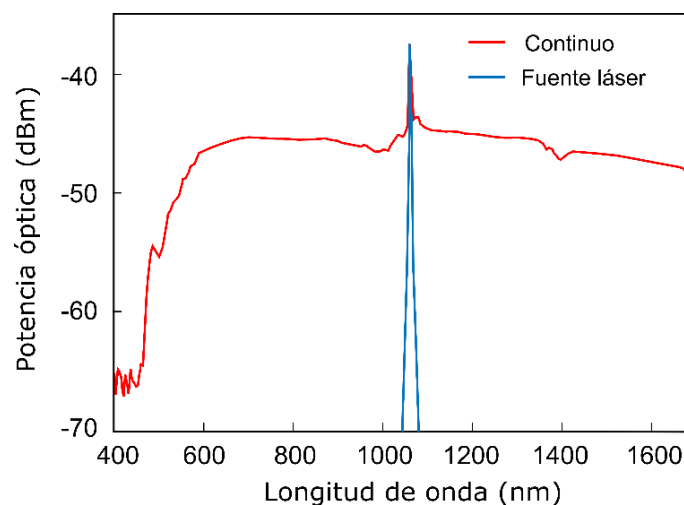


Fig. 2.17- Espectro supercontinuo, donde la línea azul muestra el espectro de la fuente de bombeo lanzada en una fibra de cristal fotónico, mientras que la línea roja muestra el espectro supercontinuo resultante generado después de propagarse a través de la fibra.

Las fuentes de supercontinuo pueden desempeñar un papel importante en múltiples campos destacando las aplicaciones en el campo de la física y química en la temática de espectroscopia, metrología, microscopía, fluorescencia... [80-83] y en el campo de la medicina, como la tomografía óptica coherente o la citometría de flujo[84, 85].

2.4.4 - Solitones ópticos

En general, la forma temporal y espectral de un pulso óptico corto cambia durante la propagación en un medio transparente debido a la automodulación de fase (resultante del efecto Kerr) y la dispersión cromática. Sin embargo, bajo ciertas circunstancias, los efectos no lineales y la dispersión pueden cancelarse entre sí, de modo que la forma temporal y espectral de los pulsos se mantiene incluso en distancias de propagación [86, 87]. Este tipo de fenómeno se observó por primera vez en el contexto de las ondas de agua [88], pero más tarde también para la propagación de la luz en las fibras ópticas [89] y es conocido como solitón.

Las condiciones para la propagación del pulso de solitón (fundamental) en un medio sin pérdidas son:

- Para un valor positivo del coeficiente no lineal n_2 (como ocurre en la mayoría de los medios), la dispersión cromática debe ser anómala.
- La forma temporal del pulso debe ser la de un pulso de tipo $sech^2$ (secante hiperbólica) sin gorjeo (asumiendo que la dispersión de retardo de grupo es constante, es decir, no hay una dispersión de orden superior):

$$P(t) = P_p \operatorname{sech}^2(t/\tau) \quad (2.24)$$

- La energía del pulso E_p y la duración del pulso τ del solitón tienen que cumplir la siguiente condición:

$$E_p = \frac{2|\beta_2|}{|\gamma|\tau} \quad (2.25)$$

donde P_p es la potencia de pico del pulso, τ es la duración del pulso, γ es el coeficiente no lineal (SPM) y β_2 es la dispersión de velocidad de grupo definida como una derivada con respecto a la frecuencia angular, es decir, la dispersión de retardo de grupo por unidad de longitud. Debido a las características mostradas por los solitones, resultan de gran interés en el mundo de las comunicaciones ópticas [90]. Además, en la dinámica de los solitones destacan diferentes efectos como la fisión de solitones de orden superior, el desplazamiento en frecuencia y la formación de ondas dispersivas, los cuáles pueden jugar un papel muy importante, por ejemplo, en el desarrollo de fuentes de supercontinuo [91].

2.4.5 - Mezcla de cuatro ondas

La mezcla de cuatro ondas (FWM) es un proceso elástico no lineal $\chi^{(3)}$, que es la no linealidad de orden más bajo que ocurre en medios isotrópicos, como la sílice fundida. Más concretamente, es un proceso paramétrico en el que dos fotones de bombeo interactúan para generar nuevos fotones en otras frecuencias. En el caso en el que los fotones de bombeo tienen la misma frecuencia, el proceso se denomina FWM degenerado (DFWM en inglés *Degenerate*

Four-Wave Mixing) [143, 144] y normalmente, los fotones provienen de un único haz de bombeo. En el DFWM, se genera un fotón (*Stokes*) que tiene un nivel energético menor y un fotón (*anti-Stokes*) con un nivel energético mayor [92]. Para que el proceso de FWM sea eficiente, se debe cumplir la conservación de la energía y el momento, lo que se denomina *condición de coincidencia de fase* [28]. Por lo tanto, depende en gran medida de la diferencia de fase entre las ondas involucradas, de manera que la eficiencia de FWM es máxima cuando la diferencia de fase acumulada es nula. En las fibras ópticas, se puede dar esta condición si las frecuencias se encuentran en la región cercana a la longitud de onda de dispersión cero de la fibra que actúa como medio no lineal, ya que en esta región las velocidades de grupo de las componentes son similares [93].

En los experimentos desarrollados a lo largo de esta tesis, que están relacionados con la generación del proceso FWM, se ha hecho uso de un único láser de bombeo. Por este motivo, el análisis llevado a cabo en la tesis versa principalmente sobre DFWM. Se puede realizar un análisis simple pero que proporciona mucha información acerca del proceso, teniendo en cuenta que cuando se produce la mezcla de cuatro ondas se han de cumplir dos condiciones como ya se ha mencionado con anterioridad: la conservación de la energía y la conservación del momento [29].

La conservación de la energía implica que el proceso de mezcla de cuatro ondas debe satisfacer la siguiente relación:

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_{as} \quad (2.26)$$

donde ω_p representa la frecuencia del fotón de bombeo y, ω_s y ω_{as} son las frecuencias de los fotones *Stokes* y *anti-Stokes* respectivamente. En el caso de DFWM, las frecuencias de las bandas generadas se ubican simétricamente respecto de la frecuencia de bombeo con un desplazamiento $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_{as} - \omega_p$. Se puede expresar la ecuación 2.26 en términos de longitud de onda

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{as}} \quad (2.27)$$

Por otro lado, la conservación del momento se define como:

$$2\beta_p = (\beta_s + \beta_{as}) + 2\gamma P_p \quad (2.28)$$

donde, β_p , β_s y β_{as} representan las constantes de propagación de los fotones de bombeo, *Stokes* y *anti-Stokes* respectivamente, γ es el coeficiente de no linealidad y P_p es la potencia de bombeo. La conservación del momento se puede expresar en una ecuación escalar porque las ondas se propagan en una sola dirección en la fibra. La constante de propagación β de cada componente depende principalmente de la frecuencia, y de las características de la fibra por la que se propaga. La figura 2.18 representa los diagramas de la conservación de energía y la conservación del momento:

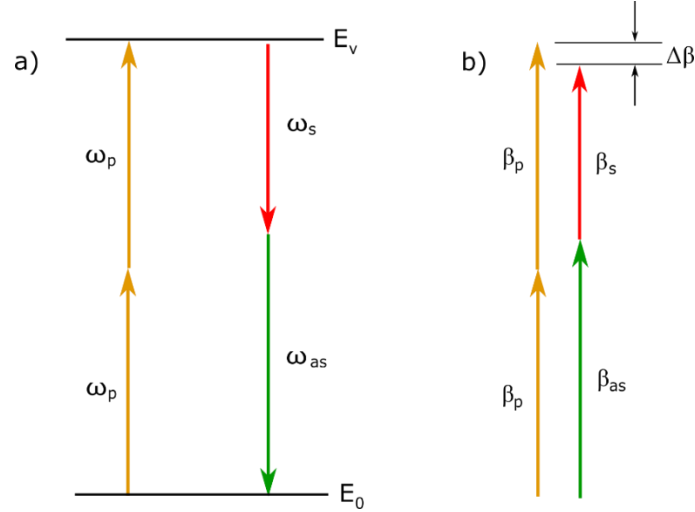


Fig. 2.18- Condición de coincidencia de fase: a) conservación de la energía y b) conservación del momento

La figura 2.18a) ilustra esquemáticamente la condición de conversión de energía. De este modo, dos fotones de bombeo se convierten en un fotón *Stokes* y un fotón *anti-Stokes*. El E_v se introduce como un estado virtual que actúa como un estado excitado sin tiempo de vida. Por otro lado, la figura 2.18b) muestra la conservación del momento escalar dentro de la fibra con una pequeña falta de coincidencia de fase [28]:

$$\Delta\beta = (\beta_s + \beta_{as} - 2\beta_p) + 2\gamma P_p = \Delta\beta_0 + 2\gamma P_p \quad (2.29)$$

Dada la situación en que se cumple que los efectos no lineales como la automodulación de fase y la modulación de fase cruzada son irrelevantes, y suponiendo que la intensidad de la señal de bombeo no decrece en la generación de las bandas *Stokes* y *anti-Stokes*, se pueden resolver las ecuaciones diferenciales que describen el proceso de FWM de manera analítica, donde la ganancia g del proceso de FWM está definida como [28]:

$$g = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - (\Delta\beta/2)^2} \quad (2.30)$$

Esta ecuación indica que la mayor eficiencia de conversión para la generación de las bandas *Stokes* y *anti-Stokes* se obtiene para el valor máximo de ganancia, es decir, cuando $\Delta\beta = 0$. Por otro lado, la constante de propagación viene determinada por el índice de refracción efectivo n_{eff} de la siguiente manera:

$$\beta(\omega) = \omega \frac{n_{eff}(\omega)}{c} \quad (2.31)$$

como se puede observar β depende de la frecuencia ω , es decir que la g depende de la frecuencia ω , lo que indica que a medida que la frecuencia de generación de las bandas de *Stokes* y *anti-Stokes* se alejan de la frecuencia de dispersión cero de la fibra, la anchura espectral de dichas bandas será cada vez más pequeña [28].

En la figura 2.18 se muestra la curva de dispersión y la generación paramétrica de las componentes *Stokes* y *anti-Stokes* en función de la longitud de onda de la señal de bombeo para diferentes potencias de pico en una fibra microestructurada. Este proceso de mezcla de cuatro ondas degenerado ha sido simulado resolviendo las condiciones de coincidencia de fase en el entorno MATLAB a partir del n_{eff} de la fibra de sílice microestructurada comercial de *NKT-Photonics* LMA-5, la cual tiene unos parámetros estructurales $\Lambda = 3.25 \mu\text{m}$ y $d/\Lambda = 0.48$. En la Fig. 2.18a) se muestra la curva de dispersión cromática simulada, donde se puede observar que la longitud de onda de dispersión cero λ_{zdw} es 1054 nm. La Fig. 2.18b) muestra todas las longitudes de onda de las bandas paramétricas *Stokes* (curva superior) y *anti-Stokes* (curva inferior) generadas en función de la longitud de onda de bombeo para un rango de potencias de pico que oscilan entre 0.5 kW y 5 kW (que es aproximadamente el rango de potencias que se puede generar en el sistema implementado experimentalmente). Estas curvas se denominan diagrama de coincidencia de fase y se obtienen cuando se cumplen las condiciones de conservación de la energía y del momento. Cabe destacar, que en el desarrollo de la tesis se ha trabajado íntegramente en la región de dispersión normal, con la intención de generar un rango de conversión espectral de frecuencia lo más amplio posible, ya que en esta región de dispersión las bandas paramétricas se alejan rápidamente cuando la longitud de onda de bombeo se aleja de λ_{zdw} . En la región anómala también se puede generar FWM, aunque el rango espectral es mucho más pequeño, puesto que apenas se desplazan cuando varía la longitud de onda de bombeo. La generación de FWM en régimen de dispersión anómala es conocida como inestabilidades de modulación (MI en inglés *Modulation Instabilities*) y hace referencia al efecto que genera la propia MI en la señal en el dominio del tiempo, donde da lugar a modulaciones de amplitud [53]. Cabe destacar, a modo de comentario, que el valor máximo de la ganancia de las bandas de FWM, teóricamente hablando, es del orden de cuatro veces el del efecto Raman [45].

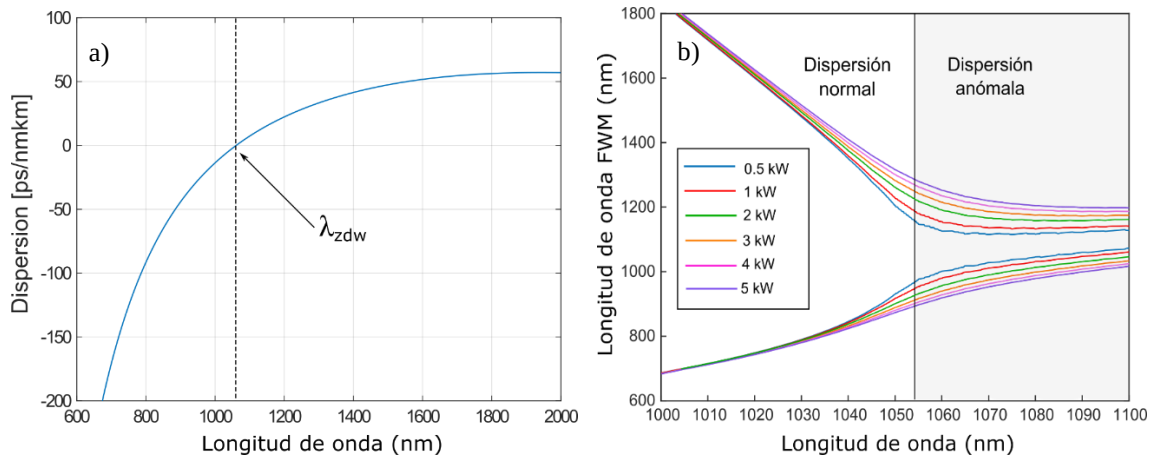


Fig. 2.18– a) Dispersión de la fibra en función de la longitud de onda y b) Generación paramétrica de las bandas Stokes y anti-Stokes en función de la longitud de onda de bombeo para diferentes potencias de pico.

Ya se ha establecido que la condición de coincidencia de fase debe cumplirse para permitir que el proceso FWM funcione. Sin embargo, se debe cumplir con otra condición para permitir una conversión eficiente. Esta condición es la superposición de los modos involucrados en la fibra. Dependiendo de la separación espectral entre la luz generada paramétricamente y la luz de bombeo, los diámetros del campo modal pueden variar mucho dependiendo del diseño de la fibra. Para una fibra monomodo estándar con una longitud de onda de corte de 800 nm, el

diámetro del campo modal del modo fundamental varía de $3.5\ \mu\text{m}$ en una longitud de onda de $500\ \text{nm}$ a $11\ \mu\text{m}$ en una longitud de onda de $1500\ \text{nm}$ [94]. En este caso, la integral de superposición del área del campo modal se hace pequeña cuando existe una gran separación espectral entre la luz de bombeo y la señal convertida en frecuencia, lo que resulta en una disminución de la eficiencia de conversión [92]. Por lo tanto, para obtener una conversión de frecuencia eficiente en un amplio rango espectral, es necesario usar una fibra monomodo en la cual el diámetro del campo modal es casi constante en un ancho de banda espectral muy grande. Las fibras ESM descritas en el apartado de fibras microestructuras presentan esta propiedad.

Para finalizar este apartado, se puede destacar en base a las ecuaciones descritas anteriormente, que tanto la ganancia como las longitudes de onda de las bandas paramétricas *Stokes* y *anti-Stokes* presentan una dependencia con la potencia de la señal de bombeo P_p . En términos de ganancia, es así tanto en la región de dispersión normal como anómala, donde a mayor potencia de bombeo, mayor es la ganancia. Sin embargo, en lo que se refiere a la longitud de onda central de las bandas paramétricas generadas, en régimen de dispersión anómala (MI) se produce un desplazamiento de las bandas al aumentar la potencia P_p , mientras que en el de dispersión normal, las componentes *Stokes* y *anti-Stokes* generadas son muy poco sensibles a cambios de P_p .

CAPÍTULO 3

LÁSERES PULSADOS CON BLOQUEO DE MODO PASIVO

En este capítulo se realiza una breve introducción de los diferentes regímenes de operación del láser, centrando el estudio en láseres de fibra óptica pulsados con bloqueo de modo pasivo basados en un absorbente saturable. Además, se describe el desarrollo experimental de un oscilador pulsado como punto de partida para la generación de una fuente láser para microscopía CARS. Por otro lado, se presenta un pequeño estudio del mecanismo de generación de pulsos ultracortos basado en solitones y su posterior implementación experimental en un sistema todo en fibra.

3.1 - Regímenes de operación del láser

Los regímenes de operación del láser pueden clasificarse sobre la base de las características temporales de la emisión de salida en cuatro tipos diferentes: onda continua (CW), conmutación Q (*Q-switching* en inglés), bloqueo de modo (*mode-locking* en inglés) y bloqueo de modo de conmutación Q (*Q-switched mode-locking* en inglés) [95] y se muestran en la figura 3.1. En el régimen CW, la salida del láser es estacionaria en el tiempo y genera una señal de salida de potencia constante. En los otros tipos de regímenes del láser, la emisión de salida es pulsada y por lo tanto dependiente del tiempo, y está caracterizada por su tasa de repetición, su duración de pulso, la potencia promedio y la potencia de pico.

Un láser de conmutación Q es un dispositivo al que se aplica la técnica de conmutación Q activa o pasiva, de manera que emite pulsos de alta energía [96]. En este tipo de láser, el factor

de ganancia de la cavidad cambia con el tiempo. Cuando el factor de calidad Q es bajo, las pérdidas de la cavidad se mantienen en un nivel alto y el láser es incapaz de oscilar. En estas condiciones el medio de ganancia activo va almacenando una cantidad significativa de energía suministrada por la fuente de bombeo en forma de inversión de población, hasta que el factor de calidad Q se conmuta a un valor alto, las pérdidas se reducen repentinamente a un valor pequeño, y toda la energía acumulada es liberada dando como resultado un pulso, cuya energía puede estar en el rango de milijulios incluso para láseres bastante pequeños. La conmutación Q activa utiliza un elemento de control basado en un generador eléctrico externo, por ejemplo, un modulador opto-acústico o electro-óptico. De esta manera, el pulso se forma poco después de que una señal eléctrica llega al modulador, y la energía y la duración del pulso dependen de la energía almacenada en el medio de ganancia. Por otro lado, la conmutación Q pasiva se realiza colocando un absorbente saturable en la cavidad del láser. En este caso, la energía y la duración del pulso están determinadas por la cavidad y los parámetros de conmutación, mientras que la frecuencia de repetición del pulso está determinada por la potencia de bombeo.

La conmutación Q permite la generación de pulsos de alta energía con bajas tasas de repetición y con duraciones mucho más largas que las obtenidas con el bloqueo de modo. El ancho de pulso en un régimen de conmutación Q está típicamente en el rango de los nanosegundos (que corresponde a varios viajes de ida y vuelta en la cavidad), y la tasa de repetición del pulso varía de 1 KHz a decenas de KHz [97]. El tipo más común de láser de conmutación Q es el de conmutación Q activa, pudiéndose obtener energías de pulso más altas y duraciones de pulso más cortas con tasas de repetición bajas.

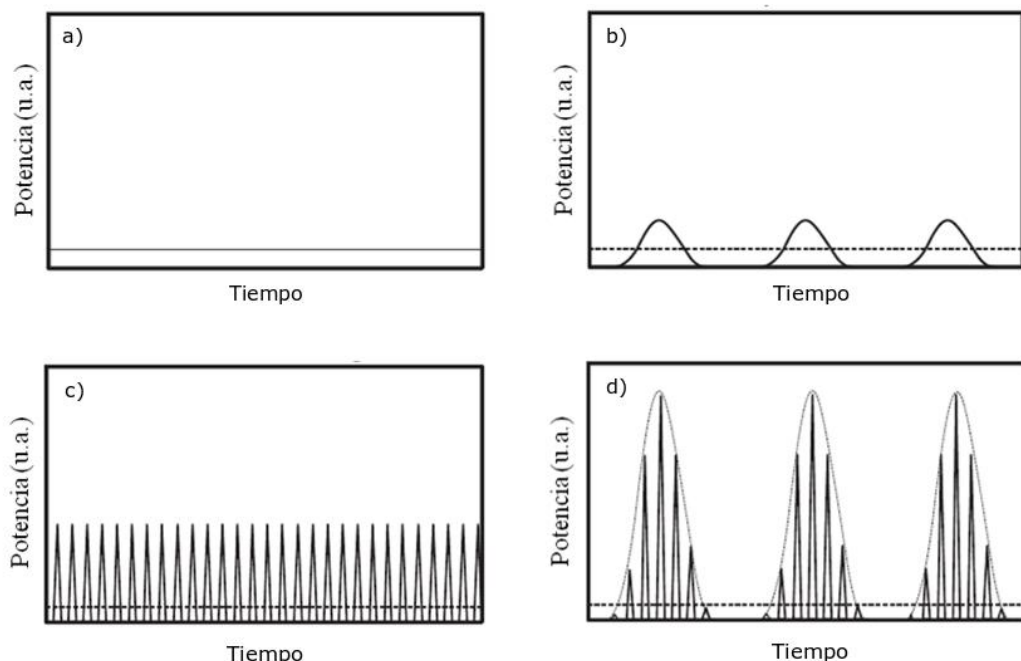


Fig. 3.1- Diferentes regímenes de operación del láser emitiendo con la misma potencia promedio: a) onda continua, b) conmutación Q , c) bloqueo de modo, y d) bloqueo de modo de conmutación Q .

El bloqueo de modo es un método totalmente diferente donde se obtiene un láser de pulsos ultracortos cuando se logra una relación de fase fija entre sus modos longitudinales, causando una interferencia constructiva periódica de los modos. Esto produce pulsos de luz separados por el tiempo de ida y vuelta de la cavidad [98]. La cavidad resonante de un láser pulsado por bloqueo de modo se debe diseñar de acuerdo al mecanismo físico encargado de hacer oscilar en fase a los

modos longitudinales. Al igual que en el método de conmutación Q, esto se puede realizar mediante métodos activos o pasivos. Los métodos activos comprenden la inclusión de un modulador óptico, bien electro-óptico u opto-acústico [99, 100], generando una modulación periódica dentro del oscilador. Este tipo de modulación activa puede ser en fase, en amplitud o en frecuencia [99, 101], y debe estar adaptada a la frecuencia fundamental de la cavidad o a múltiplos de la misma. En el caso de la modulación activa, la duración del pulso se encuentra típicamente en el rango de la centena de picosegundos, y es muy dependiente de los parámetros de la señal del modulador [102]. En cuanto a los métodos pasivos, se requiere un mecanismo no lineal dentro de la cavidad, de manera que se modifique el factor de calidad de la cavidad láser y los modos longitudinales involucrados oscilen en fase. Para ello existen dos métodos tipificados como los tradicionales, ya sea utilizando un absorbente saturable [103, 104] o un medio no lineal Kerr [105, 106]. Típicamente, en el bloqueo de modo pasivo basado en un absorbente saturable se generan pulsos mucho más cortos, ya que los absorbentes saturables con un tiempo de recuperación bajo modulan las pérdidas de la cavidad mucho más rápido que cualquier modulador electrónico. La duración de los pulsos en este tipo de láseres viene determinada por la interacción de las características del absorbente saturable y los parámetros de la cavidad láser como, por ejemplo, la dispersión o la dinámica de la ganancia del medio activo. Además, este método se encuentra en la bibliografía en múltiples estructuras láser en fibra operando en bloqueo de modo pasivo en un rango de longitudes de onda bastante amplio, véase 980 nm, 1 μ m, 1.55 μ m y 2 μ m [107-109].

Aunque los láseres con bloqueo de modo pasivo producen generalmente pulsos cortos, estos pueden sufrir de inestabilidades producidas por fluctuaciones de amplitud o de tiempo (conocidas como *jitter* en inglés). También hay que tener en cuenta que el absorbente saturable puede reducir la amortiguación de las oscilaciones de relajación de la emisión de salida del láser cuando se alcanza el estado estable. Si este efecto de reducción de la amortiguación es lo suficientemente fuerte (por ejemplo, debido a fluctuaciones de la fuente de bombeo), la energía del pulso puede experimentar grandes oscilaciones. Este régimen de operación es conocido como bloqueo de modo de conmutación Q, y puede producir daños severos en el absorbente saturable. Este tipo de láser pulsado se utiliza en aplicaciones que requieren una intensidad de pico muy alta, sin embargo, los pulsos en este régimen tienen una estabilidad en amplitud bastante baja.

En esta tesis, se va a hacer hincapié en la generación de láseres de fibra con bloqueo de modo pasivo, haciendo uso de un espejo absorbente saturable basado en semiconductor (SESAM del inglés *Semiconductor Saturable Absorber Mirror*) para la generación de pulsos en el rango de los picosegundos.

3.2 - Bloqueo de modo pasivo

Como ya se ha explicado anteriormente, el proceso de bloqueo de modo implica que si se establece una relación de fase fija entre los diferentes modos longitudinales que oscilan en la cavidad, se pueden formar pulsos ultracortos a través de la superposición de estas frecuencias, y la duración de pulso resultante es mucho más corta que el viaje de ida y vuelta en la cavidad. En el caso de una cavidad Fabry-Perot, un láser de onda continua oscila normalmente con múltiples modos longitudinales (frecuencias ópticas) que caen dentro del ancho de banda de ganancia. La frecuencia de separación de dichos modos longitudinales que resuenan en la cavidad viene dada por la expresión $c/2 \cdot L \cdot n$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío, n es el índice de refracción del medio y L es la longitud de la cavidad óptica. El campo eléctrico de los diferentes modos longitudinales dentro de la cavidad puede ser expresado como [110]:

$$E_n(t) = E_0 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t + n \frac{\pi \cdot c}{L} \cdot t + \varphi_n) \quad (3.1)$$

Donde ω_0 es la frecuencia central y φ_n es la fase del modo n-ésimo. Si la fase φ_n de los diferentes modos se mantiene fija con una relación θ_0 , $\varphi_n = \varphi_0 + n \cdot \theta_0$, la suma de los $2 \cdot m + 1$ modos puede expresarse como:

$$\begin{aligned} E(t) &= \sum_{n=-m}^m E_n(t) = E_0 \sum_{n=-m}^m \cos\left(\omega_0 \cdot t + n \frac{\pi \cdot c}{L} \cdot t + \varphi_0 + n \cdot \theta_0\right) = \\ &= E_0 \cdot \frac{\sin \frac{2n+1}{2} \left(\frac{\pi \cdot c}{L} \cdot t + \theta_0\right)}{\sin \frac{1}{2} \left(\frac{\pi \cdot c}{L} \cdot t + \theta_0\right)} \cos(\omega_0 \cdot t + \varphi_0) \end{aligned} \quad (3.2)$$

La última expresión puede considerarse como una onda plana con una frecuencia portadora ω_0 y una amplitud modulada por un factor $\sin \frac{2n+1}{2} \left(\frac{\pi \cdot c}{L} \cdot t + \theta_0\right) / \sin \frac{1}{2} \left(\frac{\pi \cdot c}{L} \cdot t + \theta_0\right)$. La formación de un pulso por la superposición de los modos longitudinales se ilustra en la figura 3.2, la cual muestra la intensidad espectral y temporal del pulso, también denominado paquete de onda.

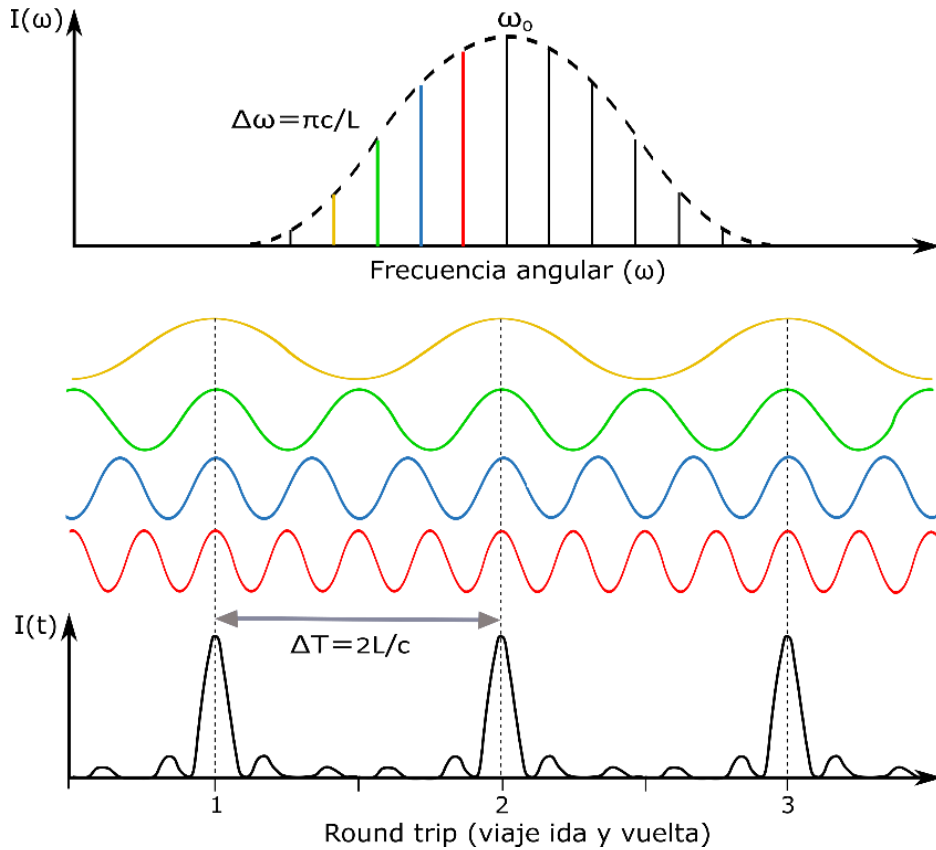


Fig. 3.2- Superposición de modos longitudinales que da lugar a un pulso bien definido con una separación temporal de $2Ln/c$ (n es el índice de refracción efectivo del medio asumiendo un valor de 1)

En el bloqueo de modo pasivo, para conseguir la relación fija de fases entre los diferentes modos longitudinales y generar el tren de pulsos deseado, se debe hacer uso de un absorbente saturable con las propiedades adecuadas e incorporarlo en la cavidad láser. Sin embargo, la

incorporación del absorbente también puede conducir a una conmutación Q pasiva, a un bloqueo de modo de conmutación Q o a algún modo de funcionamiento ruidoso si las propiedades del absorbente no son apropiadas. En muchos casos, no en todos, el absorbente saturable también puede iniciar el proceso de bloqueo de modo. Si el proceso de generación de pulsos comienza automáticamente después de encender el láser, esto se denomina bloqueo de modo de inicio automático o auto-iniciado (en inglés *self-starting mode-locking*). Por lo general, el láser comienza a operar por primera vez de manera más o menos continua, pero con fluctuaciones significativas de la potencia del láser (ruido del láser). En cada viaje de ida y vuelta del oscilador, el absorbente saturable favorecerá la luz que tiene intensidades algo más altas, porque esta luz puede saturar la absorción a diferencia de la luz con intensidades más bajas, llegándose a generar un solo pulso estable después de múltiples viajes de ida y vuelta en la cavidad. Sin embargo, el auto-arranque no siempre se logra, como por ejemplo en los láseres con bloqueo de modo por lente Kerr (en inglés *Kerr-lens mode-locking*) que a menudo no son de inicio automático, ya que oscilan en modo de onda continua después de encenderse e inician el bloqueo de modo solo cuando el usuario toca un espejo resonador, produciendo una perturbación en el medio.

Una vez generados los pulsos, estos están caracterizados por la tasa de repetición, la energía de pulso, la duración de pulso, la potencia promedio y la potencia de pico. La figura 3.3 esquematiza un tren de pulsos y muestra los parámetros de caracterización necesarios. Considerando una tasa de repetición de pulsos regular dada por $f = 1/T$ y, suponiendo que la energía E contenida en cada pulso es constante, la potencia se define en base al tiempo de cambio del flujo de energía (energía por unidad de tiempo). Así que esto nos lleva a diferenciar dos tipos de potencia: la potencia de pico, definida como la tasa de flujo de energía en cada pulso y la potencia promedio, definida como la tasa de flujo de energía promediada en un período.

$$P_{pico} = E/\Delta t \qquad P_{promedio} = E/T = E \cdot f \qquad (3.3)$$

Equiparando ambas funciones de E :

$$P_{pico} \cdot \Delta t = P_{promedio} \cdot T \qquad (3.4)$$

La reorganización de las variables permite definir lo que se denomina *ciclo de trabajo*, como la fracción de tiempo que el láser está “encendido” durante un período determinado.

$$\text{Ciclo de trabajo} = \Delta t/T = P_{promedio}/P_{pico} \qquad (3.5)$$

Por lo tanto, la potencia de pico de un pulso se puede calcular fácilmente si la potencia promedio y el ciclo de trabajo son conocidos:

$$P_{pico} = P_{promedio} / \text{Ciclo de trabajo} \qquad (3.6)$$

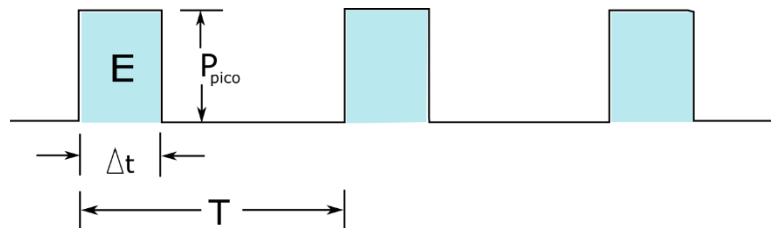


Fig. 3.3- Esquema de un tren de pulsos y los parámetros para la caracterización de los mismos.

3.2.1 – Absorbente saturable.

Un absorbente saturable (SA del inglés *Saturable Absorber*) es un componente óptico pasivo que reduce su capacidad de absorción (coeficiente de absorción α) en función de la intensidad óptica incidente sobre él. De esta manera, cuando la luz incide sobre el absorbente saturable con poca intensidad, la absorción es alta y dicha luz es suprimida. A medida que se produce un aumento de la intensidad, se alcanza la saturación de absorción del componente y este deja de absorber para un determinado nivel de intensidad óptica, adoptando un comportamiento transparente por encima de dicho nivel de intensidad. A pesar de que en los últimos años se han desarrollado nuevos absorbentes saturables basados en grafeno [195 - 197] y en nanotubos de carbono [198 - 201], los absorbentes saturables que se han desarrollado en el entorno industrial y que se comercializan actualmente están basados en SESAM. La absorción no lineal $\alpha(t)$ de los absorbentes saturables se puede modelar mediante la siguiente expresión:

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{|A(t)|^2}{|A_{sa}|^2}} + \alpha_{ns} \quad (3.7)$$

donde α_0 es el coeficiente de absorción saturable, $A(t)$ la amplitud instantánea del pulso, A_{sa} es la amplitud de saturación y α_{ns} es el coeficiente de absorción no saturable. Debido a este efecto de absorción, se produce un acortamiento de los pulsos incidentes en el absorbente saturable. La figura 3.4 muestra una ilustración gráfica de este proceso.

Como se puede apreciar en la parte superior izquierda de la figura 3.4, la curva de transmisión (en color rojo) típica de un absorbente saturable muestra el incremento de la propia transmisión cuando la potencia del pulso incidente se incrementa. Tras la interacción de un pulso con el absorbente saturable, se observa claramente que las colas de baja intensidad del pulso de salida han sido atenuadas, mientras que la parte central de alta intensidad es transmitida sin apenas sufrir pérdidas. Como resultado, el pulso transmitido sufre una reducción de duración del mismo.

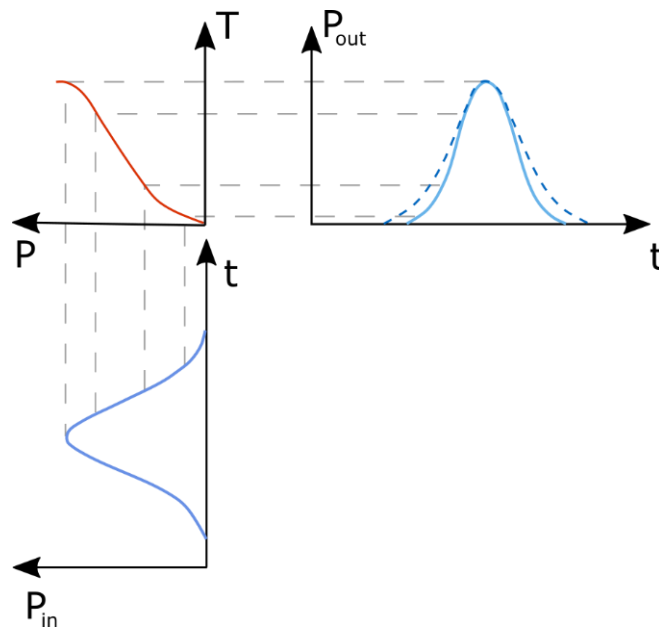


Fig. 3.4- Representación gráfica del efecto de un absorbente saturable en la forma del pulso, donde se reproduce el acortamiento del mismo.

En cuanto a los mecanismos de formación de pulsos con bloqueo de modo pasivo basados en un absorbente saturable, típicamente se pueden distinguir entre absorbentes saturables lentos y rápidos, en referencia al tiempo de relajación de los mismos. En la figura 3.5 se pueden observar ambos mecanismos de formación de pulsos:

- Absorbentes saturables lentos: donde hay un rango temporal con ganancia neta positiva después de los pulsos, en el que el absorbente saturable todavía se encuentra en estado saturado. Normalmente, esto debería generar una desestabilización del pulso porque cualquier ruido posterior al mismo debería mostrar un crecimiento exponencial de su energía. Sin embargo, las observaciones experimentales indican estabilidad incluso cuando el tiempo de recuperación del absorbente es superior en más de un orden de magnitud respecto a la duración del pulso. Esto se debe básicamente a que la absorción de la cola posterior del pulso produce un retraso en el tiempo del propio pulso (desplazando la posición del máximo) pero no del ruido de fondo, por lo que este tiene un tiempo limitado de crecimiento exponencial. En esta categoría están los SESAM.
- Absorbentes saturables rápidos: donde la ventana de ganancia positiva se forma únicamente por la respuesta de saturación del absorbente que es dependiente de la intensidad y que tiene un tiempo de recuperación del orden de la duración del pulso. Cabe remarcar, que el proceso de acortamiento del pulso mencionado anteriormente en la figura 3.3 puede afectar también a la cola anterior del pulso debido a la rápida recuperación del absorbente saturable. El bloqueo de modo basado en un medio no lineal Kerr es un ejemplo de absorbente saturable rápido debido a la respuesta extremadamente rápida del efecto óptico Kerr.

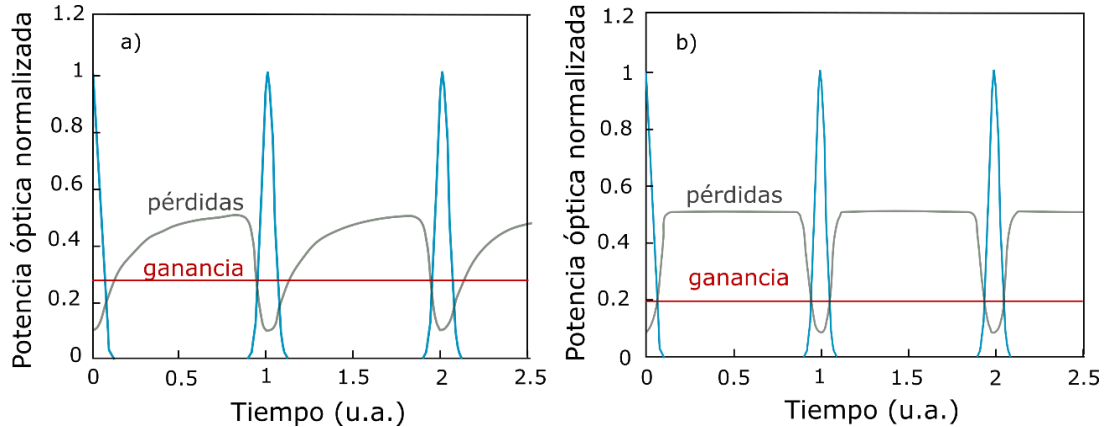


Fig. 3.5- Diferentes mecanismos para bloqueo de modo pasivo: a) absorbente saturable lento y b) absorbente saturable rápido

3.2.2 – Espejo absorbente saturable basado en semiconductor (SESAM)

En los montajes experimentales de láseres de fibra con bloqueo de modo pasivo llevadas a cabo en la tesis, se ha utilizado exclusivamente un tipo de absorbentes saturables en forma de reflector conocidos por su acrónimo SESAM (*Semiconductor Saturable Absorber Mirror*) que facilitan su integración dentro de una cavidad láser como espejo en uno de sus extremos. Estos están diseñados para que las variaciones de la absorción supongan variaciones de la reflectancia. Para ello, la capa del material absorbente se deposita sobre un espejo dieléctrico basado en una multicapa plana, diseñada para reflejar la banda de longitudes de onda de interés. En relación a las características del SESAM, se puede hacer una clasificación de las propiedades más importantes:

- *Profundidad de modulación:* es la variación máxima de la absorción con la intensidad de la luz, y el máximo cambio no lineal en la reflectividad. Depende del grosor del absorbente, el material, la longitud de onda óptica y el grado de penetración del campo óptico en la estructura del absorbente.
- *Pérdidas no saturables:* es la fracción de las pérdidas que no pueden ser saturadas. Es un parámetro típicamente no deseado, que puede deberse a pequeños defectos en la fabricación del absorbente saturable, ya que solo conducen al calentamiento del dispositivo sin contribuir a la configuración del pulso. En general, las pérdidas no saturadas tienden a ser mayores para los SESAM con una mayor profundidad de modulación y una recuperación más rápida, pero hay excepciones.
- *Tiempo de recuperación:* es la constante de tiempo exponencial de la recuperación de la absorción después de un pulso de saturación. Normalmente está entre unos pocos picosegundos y cientos de picosegundos. El tiempo de recuperación está fuertemente influenciado por la densidad de defectos en el absorbente.
- *Fluencia de saturación:* es la fluencia (energía por unidad de área) de un pulso corto incidente que se requiere para causar una saturación de absorción significativa. Depende del material absorbente, la longitud de onda y la penetración del campo en la estructura del absorbente. Además, puede darse una reducción en la reflectividad para valores de fluencia altos causada por la absorción de dos fotones (para pulsos de sub-picosegundos) o por otros efectos, p. ej: efectos térmicos.
- *Umbral de daño óptico:* La vida útil de un SESAM es a menudo difícil de evaluar y depende en gran medida de las condiciones de operación. Además, los problemas térmicos se vuelven importantes no solo a niveles de potencia promedio altos, sino también para el funcionamiento con tasas de repetición de pulsos muy altas.

Típicamente, los SESAM más utilizados en láseres con bloqueo de modo pasivo trabajan en la región de 1 μm y están compuestos por hetero-estructuras de InGaAs (para el material absorbente saturable) y GaAs/AlAs (para el reflector de banda ancha). En la figura 3.6 se muestra el esquema básico de un SESAM y la estructura del mismo frente a una onda estacionaria incidente, donde se observa la atenuación que sufre cuando interactúa con el material absorbente.

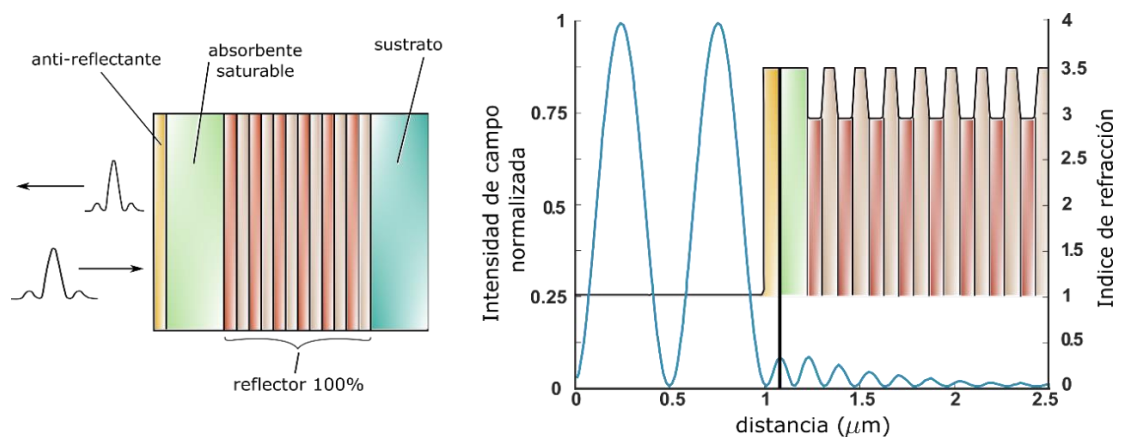


Fig. 3.6- Esquema de la composición multicapa de un SESAM y estructura frente a la onda estacionaria en la longitud de onda de trabajo. La capa verde es el absorbente InGaAs, las capas rojas son AlAs, y las capas marrones son GaAs.

En los SESAM la absorción no lineal y la saturación de la absorción se encuentran relacionadas con la transición electrónica entre la banda de conducción y la banda de valencia del material semiconductor utilizado. La figura 3.7 representa el proceso de recuperación temporal del SESAM, donde la energía absorbida de los fotones incidentes hace que los electrones pasen a la banda de conducción, produciéndose la saturación de la absorción cuando todos los electrones de la banda de valencia son excitados a la banda de conducción. Debido a ciertos procesos de termalización rápidos producidos en la banda de conducción dentro del material (termalización intra-banda), se genera el decaimiento de estos electrones a la banda de valencia. El rango temporal de estos procesos de termalización puede variar desde los femtosegundos hasta los picosegundos y están relacionados con el tiempo de relajación del propio absorbente saturable. La absorción del material se recupera una vez que decrece la intensidad de la luz por medio de los mencionados procesos de termalización y después por medio de la recombinación electrónica [95, 102, 111]. El proceso de recombinación entre bandas, que tienen lugar en una escala de tiempo de cientos de picosegundos o incluso nanosegundos, restringe el rendimiento del SESAM con respecto a la duración del pulso alcanzable. Se han desarrollado métodos para acelerar los procesos de recombinación y con ello la disminución del tiempo de recuperación del SESAM, como el crecimiento a baja temperatura [112] y la implantación de iones [113]. Sin embargo, la mayoría de estas técnicas aumentan la densidad de defectos en el semiconductor y por lo tanto las pérdidas no saturables aumentan, imponiendo una compensación entre un tiempo de recuperación más rápido y menores pérdidas no saturables en el diseño del SESAM. Además, para conseguir un láser con bloqueo de modo auto-iniciado es deseable trabajar en el rango de las unidades a decenas de picosegundos, aunque varía en función del medio de ganancia y la configuración de la cavidad láser.

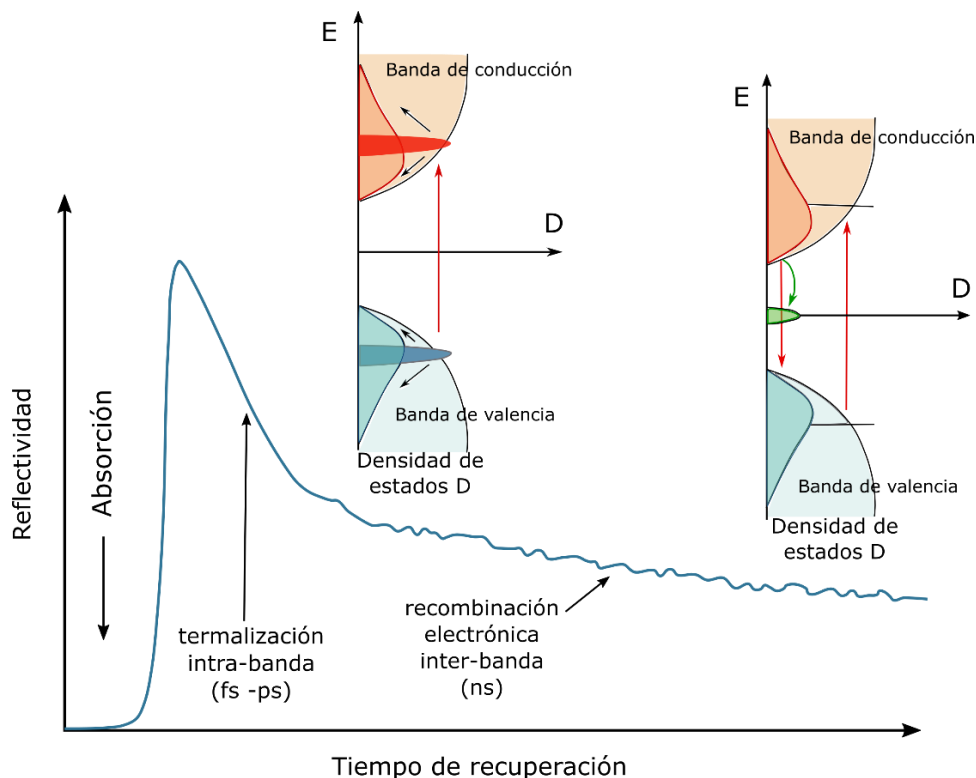


Fig. 3.7- Relajación dinámica del SESAM con una respuesta bi-exponencial compuesta por una componente rápida (termalización intra-banda) y una lenta (correspondiente a la recombinación inter-banda).

El tiempo de recuperación del SESAM se puede medir con técnicas estándar sonda-bombeo (en inglés *pump-probe*). En este método, el SESAM es excitado por un pulso de bombeo, generando una modificación en el mismo. Después de un retardo de tiempo ajustable (controlado con una línea de retardo óptico), un pulso sonda interactúa con la muestra y se mide su transmisión o reflexión. Al monitorizar la señal de la sonda en función del retardo de tiempo, es posible obtener información sobre el decaimiento temporal de la excitación generada o sobre otros procesos iniciados por los pulsos de bombeo. A pesar de la complejidad de la dinámica, el decaimiento temporal típico de la reflectividad (o transmisión) del SESAM desde un cierto nivel saturado que vuelve a su valor inicial, puede modelarse con una función bi-exponencial:

$$R(t) = A \cdot e^{-t/\tau_1} + (1 - A) \cdot e^{-t/\tau_2} \quad (3.8)$$

donde A es la amplitud de la componente rápida, τ_1 es la constante de decaimiento rápida y τ_2 es la constante de decaimiento lento. Las dos constantes de decaimiento temporal corresponden a los procesos de termalización y recombinación producidos en el SESAM y mostrados en la figura 3.7 [114].

La figura 3.8 muestra la curva de reflectividad de un SESAM (Baton SAM-1040-40-9ps) utilizado en las pruebas experimentales. La respuesta no lineal del SESAM ha sido modelada utilizando la expresión utilizada en [115]:

$$R(F) = 1 - A_0 \cdot \frac{F_{sat}}{F} \cdot (1 - e^{-\frac{F}{F_{sat}}}) \quad (3.9)$$

Donde A_0 es la absorción a baja intensidad, F es la fluencia de pulso y F_{sat} es la fluencia de saturación.

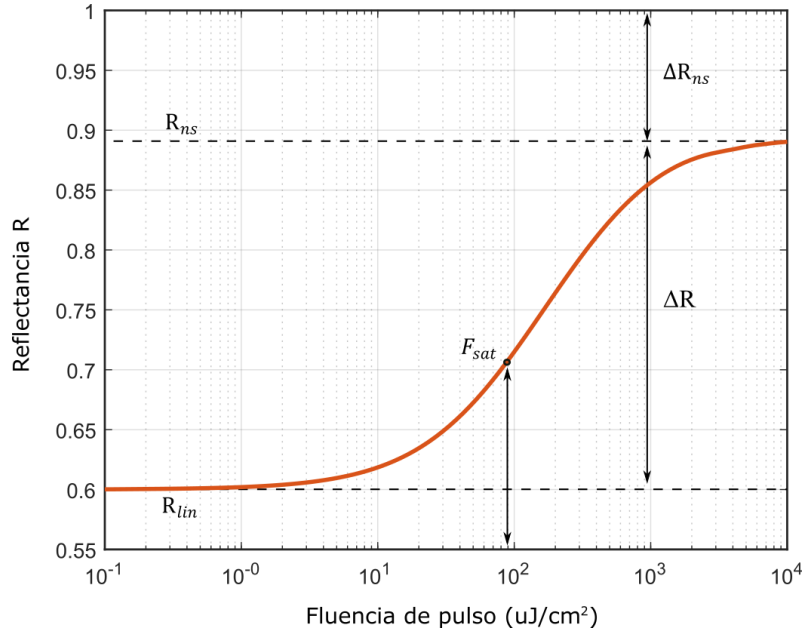


Fig. 3.8- Respuesta no lineal de la reflectividad del SESAM utilizado en las pruebas experimentales y los parámetros característicos del mismo.

Típicamente, bastan solo tres parámetros para describir completamente la curva característica de la respuesta no lineal de la reflectividad del SESAM: la reflectividad lineal

$R_{lin}=1-A_0$, la reflectividad R_{ns} con la absorción totalmente saturada y la fluencia de saturación F_{sat} . La profundidad de modulación ΔR y las pérdidas no saturables ΔR_{ns} se expresan como $\Delta R=R_{ns}-R_{lin}$ y $\Delta R_{ns}=1-R_{ns}$ respectivamente. La fluencia de saturación F_{sat} corresponde al valor de la fluencia incidente en la que la reflectividad R aumenta en $\Delta R/e$ (es decir, un $\sim 37\%$ de ΔR) desde R_{lin} , y es donde comienza el proceso de saturación. Hay que tener en cuenta que todas las definiciones anteriores implican ondas planas, es decir, no se tiene en cuenta la distribución espacial del haz en el SESAM y se asumen valores promedio. En términos de la profundidad de modulación ΔR requerida para asegurar un auto-inicio estable del láser con bloqueo de modo, solo son necesarios valores de modulación con un porcentaje no muy alto, puesto que a medida que aumenta dicho porcentaje, el riesgo de inducir un régimen de conmutación Q es más elevado.

Por último, la figura 3.9 muestra el espectro de reflectividad del SESAM InGaAs utilizado cuando la intensidad incidente es baja (no hay saturación). Este componente está diseñado para trabajar en un rango de longitudes de onda desde 980 hasta 1070 nm aproximadamente.

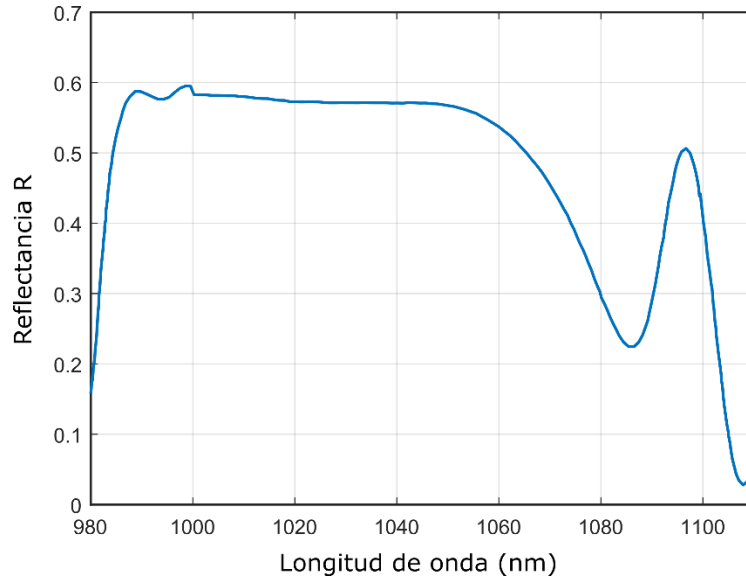


Fig. 3.9- Espectro de reflectividad del SESAM utilizado para una baja intensidad óptica

3.2.3 – Diseño óptimo de un láser con bloqueo de modo basado en SESAM.

El diseño óptimo de un láser con bloqueo de modo haciendo uso de un SESAM, particularmente para la operación en los límites de los parámetros de este, debe basarse en una comprensión exhaustiva de las relaciones entre dichos parámetros y los diversos efectos que ocurren en estos láseres. La Figura 3.10 muestra un mapa conceptual explicando tales relaciones para los láseres con bloqueo de modo pasivo, donde las flechas verdes indican relaciones proporcionales mientras que las flechas rojas representan relaciones inversamente proporcionales. Por ejemplo, una alta profundidad de modulación ΔR del SESAM normalmente conduce a pulsos más cortos, pero también a una mayor tendencia a las inestabilidades de conmutación Q o al bloqueo de modo de conmutación Q y a una eficiencia de potencia reducida. Las inestabilidades de conmutación Q están relacionadas con el daño del SESAM y pueden ser suprimidas de varias maneras. Una comprensión profunda de todas estas relaciones a menudo permite encontrar soluciones a determinados problemas de una manera más o menos sencilla. Por ejemplo, los problemas de daño del SESAM, que a veces ocurren incluso para potencias de salida bastante moderadas, se resuelven esencialmente optimizando el diseño general de la cavidad láser en lugar

de buscar un SESAM con mayor umbral de daño, que implicaría modificar a su vez otros parámetros del SESAM.

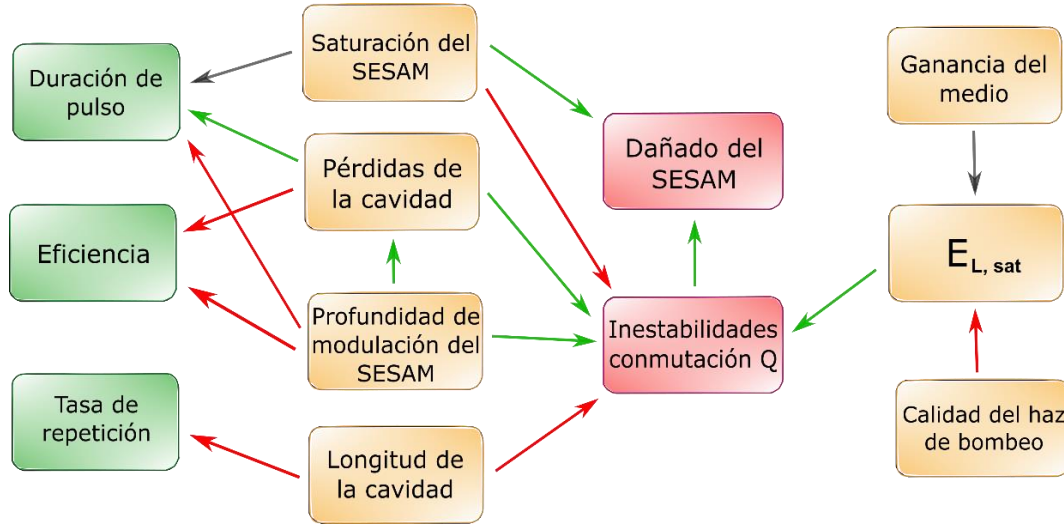


Fig. 3.10- Esquema simplificado de las relaciones entre parámetros de un láser con bloqueo de modo pasivo. (las flechas verdes indican relaciones proporcionales y las rojas inversamente proporcionales)

Por otro lado, para explicar la dependencia de los parámetros de la cavidad en la formación de pulsos en láseres con bloqueo de modo pasivo basados en un absorbente saturable se puede hacer uso de la ecuación de Haus como un método genérico y simplificado para modelar la propagación de un pulso con bloqueo de modo pasivo [98, 116]. Básicamente, es un enfoque útil para el tratamiento numérico del problema mediante el cual, al iterar los efectos de modelado del pulso en muchos viajes de ida y vuelta en la cavidad, se alcanza un estado estable (en inglés *steady-state*) con ciertas características de pulso. La ecuación de Haus implica una serie de parámetros representados de manera simplificada en la figura 3.11 y tiene en cuenta las contribuciones del absorbente saturable (SA), la dispersión de velocidad de grupo (GVD), la automodulación de fase (SPM) y la ganancia del medio en la respuesta de desarrollo de la envolvente compleja del pulso.

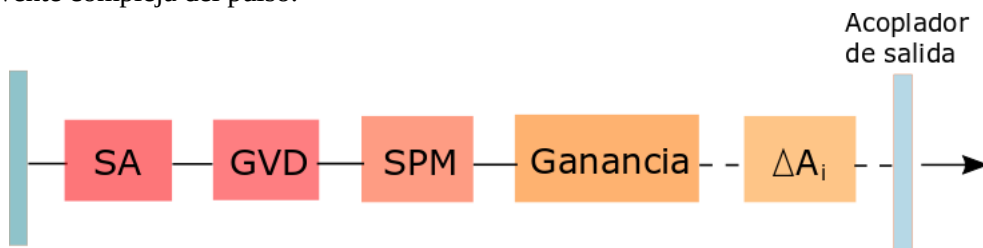


Fig. 3.11- Modelo de un láser con bloqueo de modo en base a la ecuación de Haus, donde los bloques representan los diferentes efectos que actúan sobre la formación de la envolvente del pulso $A(t)$.

Para el caso de un láser con bloqueo de modo pasivo basado en un absorbente saturable, la ecuación de Haus se expresa de la siguiente forma:

$$T_{rt} \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \left[g - l + \frac{4g}{\Delta\omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A(T, t)|^2 + q(T, t) \right] A(T, t) \quad (3.10)$$

donde $A(T, t)$ representa la variación de la envolvente del pulso considerando las dos escalas temporales: T es del orden del tiempo de ida y vuelta en la cavidad y t del orden de la duración

de pulso. T_{rt} es el tiempo de ida y vuelta de la cavidad, g es la saturación de ganancia y l son las pérdidas por viaje de ida y vuelta en la cavidad. El tercer término en el lado derecho de la ecuación representa la contribución de la anchura de banda de la ganancia finita (con una anchura de banda homogénea $\Delta\omega_g$). D representa la contribución de la dispersión de velocidad de grupo (GVD) y el término δ representa la automodulación de fase (SPM). Finalmente, el término $q(T,t)$ representa la contribución del absorbente saturable. Este procedimiento asume que la ganancia y la dispersión están distribuidas uniformemente en la cavidad y que las perturbaciones en la forma del pulso son pequeñas en cada viaje de ida y vuelta en la cavidad.

Los principios para alcanzar el estado estable en un régimen pulsado con bloqueo de modo se resumen a continuación:

- El pulso que circula en la cavidad láser se describe en el dominio del tiempo como una amplitud compleja $A(t)$. Hay que tener en cuenta, que esta función describe un solo pulso, no un tren de pulsos, y se aplica a una cierta posición dentro del resonador (por ejemplo, justo antes del acoplador de salida). Las amplitudes generalmente se normalizan de modo que el módulo cuadrado de $A(t)$ sea la potencia óptica o la intensidad óptica en el medio de ganancia.
- Luego se calculan los cambios $\Delta A(t)$ de esta función dentro de un solo viaje de ida y vuelta del oscilador. Dichos cambios pueden ser causados por la ganancia del láser (con un ancho de banda de ganancia finita), las pérdidas ópticas (con la dependencia del tiempo introducida por un absorbente saturable para el bloqueo en modo pasivo), la dispersión cromática y las no linealidades ópticas (por ejemplo, SPM). Por supuesto, la relevancia de estos efectos depende de la situación considerada. Hay que tener en cuenta que el retardo de tiempo total correspondiente al tiempo de ida y vuelta del oscilador no se considera, por lo que el pulso generalmente permanece centrado cerca de $t = 0$.
- En un primer paso, se pueden considerar las amplitudes $A_i(t)$, donde i indica el número de viajes de ida y vuelta en la cavidad. El índice i luego se reemplaza con una segunda variable de tiempo $T = i \cdot T_{rt}$, donde T_{rt} es el tiempo de ida y vuelta de la cavidad. Esto conduce a una función $A(T, t)$.
- Finalmente, T se considera como una variable continua, cuya evolución se describe con una ecuación diferencial. Si los cambios combinados de la amplitud por viaje de ida y vuelta son ΔA , la ecuación maestra resultante tiene la forma:

$$T_{rt} \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \Delta A \quad (3.11)$$

En conclusión, la ecuación de Haus se puede considerar como una herramienta útil principalmente para el estudio de situaciones simples, donde se pueden obtener soluciones analíticas, y como base de algunos modelos dinámicos. Para un análisis numérico exhaustivo y más complejo (particularmente para los láseres con bloqueo de modo pasivo en fibra) existen modelos de propagación de pulso (que tratan diferentes efectos en los pulsos de manera secuencial) que son usualmente más apropiados para determinar el comportamiento en la formación de pulsos y los efectos no lineales. La ecuación maestra de Haus se puede ver como una simplificación de la ecuación no lineal de Schrödinger generalizada (GNLSE del inglés *Generalized Non-linear Schrödinger Equation*), utilizada a menudo, por ejemplo, para el estudio

de los fenómenos de pulso de solitones, como se muestra en el siguiente apartado, correspondiente al desarrollo de la fuente experimental de solitones.

3.2.4 – Implementación experimental de una fuente láser con bloqueo de modo pasivo basado en un SESAM.

En base a lo expuesto a lo largo de este capítulo y al trabajo previo desarrollado en la temática de láseres pulsados en fibra, se ha realizado un diseño optimizado de un láser pulsado haciendo uso de un SESAM como modulador pasivo. En la presente tesis se documenta la realización de dicha configuración experimental, dando lugar a una fuente láser con bloqueo de modo de picosegundos y auto-iniciada que será utilizada posteriormente para la consecución de una fuente aplicada a CARS basada en FWM. La configuración completa se ha llevado a cabo a partir de componentes de fibra comercial mantenedora de polarización, lo que crea una estructura muy estable a perturbaciones ambientales como la temperatura o la vibración. El oscilador de picosegundos ofrece un tren de pulsos con una frecuencia de repetición de 10 MHz y se basa en fibra dopada con iterbio, un FBG para determinar la longitud de onda de emisión en el extremo de la cavidad y un SESAM (espejo absorbente saturable) acoplado en fibra en el otro extremo como reflector y dispositivo para realizar el bloqueo de modo.

La configuración del láser con bloqueo de modo propuesto se muestra esquemáticamente en la figura 3.12. El diseño del oscilador comprende una cavidad lineal compuesta por un FBG con longitud de onda en 1032.4 nm, una reflectividad del 89% y una anchura espectral de 0.2 nm, una fibra dopada con iterbio de 1 metro de largo (Nufern PM-YSF-LO) con una absorción de 80 dB/m como medio activo de ganancia, una línea de retardo de 5 metros de fibra PM (Nufern 980XP), un polarizador para seleccionar el eje lento de oscilación y un SESAM (Batop GmbH) que está acoplado en fibra y tiene una absorción del 40%, una profundidad de modulación del 29%, una fluencia de saturación de $90 \frac{\mu J}{cm^2}$, una pérdida no saturable del 11% y un tiempo de relajación de 9 ps. Se ha utilizado el propio FBG en transmisión como acoplador de salida del láser y un acoplador óptico (OC del inglés *Optical Coupler*) con una relación 90:10 para monitorizar el láser espectralmente y temporalmente de manera simultánea. La fibra dopada con iterbio es bombeada por un diodo láser de bombeo (LD del inglés *Laser Diode*) de 300 mW emitiendo en 980 nm a través de un multiplexor por división de longitud de onda 976/1030. Se ha utilizado un analizador de espectro óptico (Yokogawa AQ6373B) con una resolución de 0.02 nm, un osciloscopio (Tektronix TBS1052B), un autocorrelador (Femtochrome FR-103XL) y un fotoreceptor de 1 GHz (Thorlabs DET02AFC) para el análisis y las mediciones temporales y espectrales del láser de fibra desarrollado, además de un analizador de espectro eléctrico (R&S FPS) y un medidor de potencia (ThorlabsPM100D) para obtener el espectro de RF de la fuente y la potencia de salida del láser.

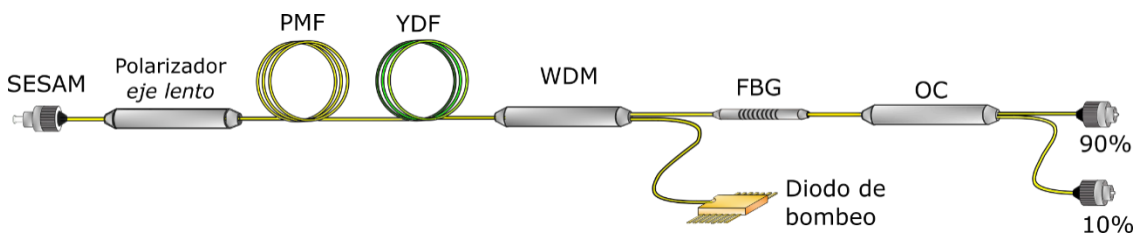


Fig. 3.12- Diagrama esquemático de la configuración experimental para el láser con bloqueo de modo pasivo.

La configuración experimental representada en la Fig. 3.12 permite la formación de pulsos a través del bombeo del núcleo de la fibra dopada con iterbio, el FBG determina la emisión de longitud de onda de la fuente estabilizando la operación de bloqueo de modo junto al SESAM y generando pulsos espectralmente estrechos. El polarizador selecciona la polarización de eje lento que suprime el campo óptico polarizado a lo largo del eje rápido, asegurando el régimen de operación estable contra las perturbaciones generadas por las interacciones aleatorias entre los modos transversales.

La figura 3.13 muestra el régimen de trabajo del láser en función de la potencia de bombeo inyectada en la cavidad, así como la potencia de salida del mismo y el umbral de auto-inicio. El inicio automático del régimen con bloqueo de modo se obtiene fácilmente con una potencia de bombeo baja de 21 mW debido a la configuración de la cavidad y la elección de los parámetros de SESAM. Para potencias inferiores a dicho umbral (específicamente entre 8 mW y 21 mW), el láser emite en onda continua. Una vez el láser comienza a operar en régimen estable de bloqueo de modo, la potencia de bombeo se puede reducir hasta 10 mW sin perder dicho régimen debido que este tipo de láseres en fibra tienen un ciclo de histéresis y por lo tanto el rango de operación se extiende un poco más. Como se observa en la figura 3.13, la respuesta en potencia de salida del láser respecto a la potencia de bombeo sigue una tendencia lineal y tiene una eficiencia del 14%.

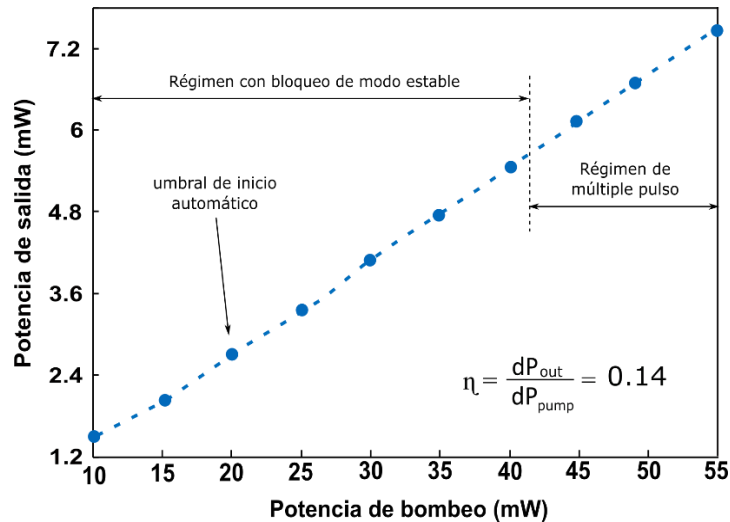


Fig. 3.13- Potencia de salida del láser con bloqueo de modo frente a la potencia de bombeo y regímenes de trabajo del láser en función de la misma.

En régimen estable de bloqueo de modo el láser opera en 1032.4 nm y entrega un tren de pulsos con una duración entre 35 y 46 ps dependiendo del nivel de la fuente de bombeo. La figura 3.14a) muestra el espectro de salida del láser con bloqueo de modo con una anchura 3 dB espectral de 0.2 nm y una energía de pulso de 0.39 nJ, cuando la potencia de bombeo es de 25 mW. A dicha potencia, el oscilador genera un tren de pulsos con una tasa de repetición de 10 MHz determinada por la longitud de la cavidad (basada en longitud de fibra de los componentes utilizados y de la línea de retardo de fibra PM introducida). La figura 3.14b) muestra una traza temporal autocorrelada con una duración de pulso de 38 ps. En la figura 3.14c) se observa un tren de pulsos fotodetectado y muestreado en el osciloscopio, con una separación temporal entre pulsos adyacentes de 100 ns (10 MHz en el dominio de la frecuencia). La relación señal a ruido (SNR del inglés *Signal to Noise Ratio*) del espectro de RF que se muestra en la Fig. 3.14d) es de casi 60 dB, lo que indica una alta estabilidad de bloqueo de modo.

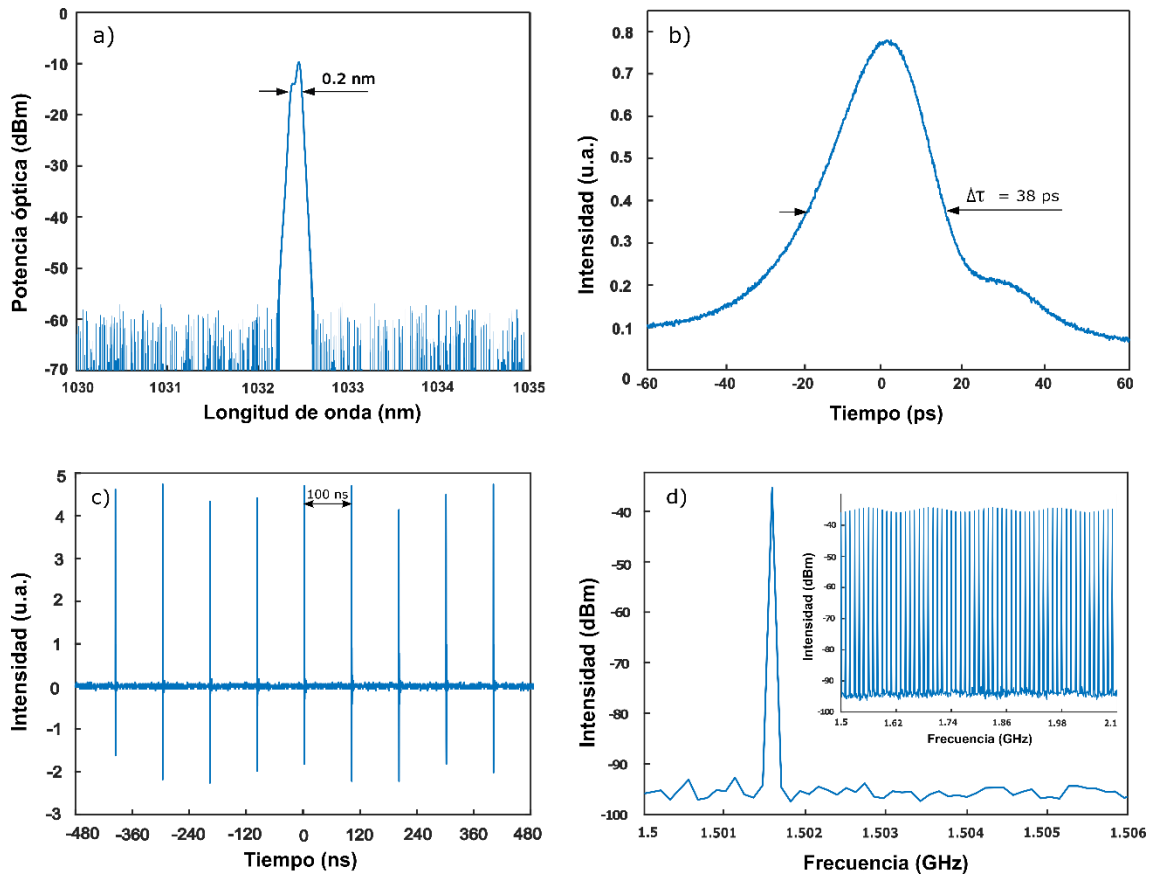


Fig. 3.14- a) Espectro óptico, b) traza temporal autocorrelada, c) tren de pulsos y d) espectro de radiofrecuencia del láser pulsado con bloqueo de modo.

En la figura 3.15 se muestra un estudio de estabilidad de potencia promedio de salida del láser. El estudio se ha realizado con más de 15000 muestras medidas durante 3 horas. En este estudio de estabilidad, se ha utilizado la desviación estándar frente a la potencia de salida del láser para analizar las variaciones de dicha potencia mostrando un valor menor del 1%. Estos resultados experimentales indican una estabilidad muy alta en régimen con bloqueo de modo con variaciones de potencia despreciables, por lo que es ideal para su aplicación como láser semilla del proceso CARS, una vez amplificado.

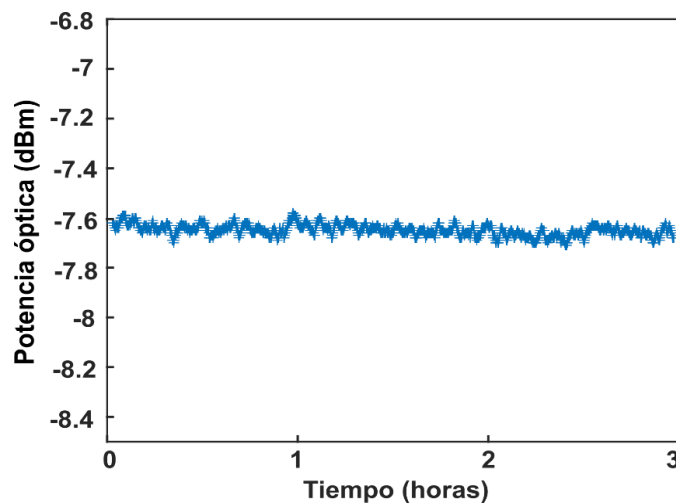


Fig. 3.15- Estudio de estabilidad durante 3 horas para el láser con bloqueo de modo con una potencia de bombeo de 28 mW.

3.3 – Mecanismos para la generación de pulsos ultracortos

En la configuración de un láser con bloqueo de modo pasivo, el absorbente saturable tiene un efecto limitado en la duración del pulso en el estado estable. De hecho, en ciertos tipos de láser (por ejemplo, los láseres de solitones con bloqueo de modo), el absorbente saturable solo puede iniciar y estabilizar la operación de pulsado, mientras que otros mecanismos son dominantes para la configuración de los pulsos generados. El objetivo de este apartado es proporcionar una visión general de estos efectos en láseres de solitones.

3.3.1 – Ecuación no lineal de Schrödinger

El rendimiento de cualquier láser con bloqueo de modo, en particular un láser de fibra, está determinado en gran medida por la dispersión general y la no linealidad óptica de Kerr presente en la cavidad del láser. Además, el ancho de banda de ganancia finita y la saturación de dicha ganancia contribuyen a la dinámica del láser. Para la generación de pulsos ultracortos, estos mecanismos actúan conjuntamente con el absorbente saturable descrito para determinar los parámetros de los pulsos generados. Como ya se ha explicado en el apartado anterior, tradicionalmente, la ecuación maestra de Haus se ha utilizado para estudiar analíticamente la dinámica del bloqueo de modo. Sin embargo, en el caso de los láseres de fibra con bloqueo de modo pasivo, a menudo se necesita un modelo de propagación de pulsos más completo para obtener resultados fiables sin simplificar en exceso las suposiciones. La ecuación de Schrödinger no lineal generalizada [28] describe la propagación de pulsos ultracortos en fibras monomodo. La evolución de la envolvente del pulso $A(z, t)$ en función de la propagación por la fibra viene descrita por la GNLSE de la siguiente manera [117]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(z, T) \approx & -\frac{\alpha}{2} A(z, T) + \sum_{k \geq 2} j^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial T^k} A(z, T) - j\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \\ & + j\gamma T_R \frac{\partial}{\partial T} |A(z, T)|^2 A(z, T) - \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} |A(z, T)|^2 A(z, T) \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde z es el eje de propagación y $T = t - z/v_g$ (siendo v_g la velocidad de grupo). Los dos primeros términos de la ecuación determinan las contribuciones lineales, donde α representa el coeficiente de atenuación de la fibra y los coeficientes de dispersión de la fibra β_k representan la dependencia de la constante de propagación β con la frecuencia (ver capítulo 2). El resto de términos de la ecuación hacen referencia a las contribuciones no lineales, siendo el primero el referido al efecto Kerr. El segundo tiene su origen en la respuesta retardada del efecto Raman (responsable del desplazamiento en frecuencia intra-pulso inducido por dicho efecto) donde la función T_R es la función de respuesta no lineal del sistema [118] considerando las contribuciones electrónicas rápidas (< 1 fs) y las vibracionales (~ 100 fs). El último término está asociado a lo que se denomina como auto-incremento del pulso (del inglés *self-steepening*), donde para pulsos muy cortos se puede producir una reducción de la velocidad del grupo del pico, conduciendo a una pendiente creciente en la parte posterior del pulso [119].

El factor γ que aparece en todos los términos que contribuyen al comportamiento no lineal se denomina coeficiente de no linealidad. Este coeficiente se calcula respecto al índice de refracción no lineal del medio n_2 (relacionado con la parte real de la susceptibilidad $\chi^{(3)}$) y al área efectiva del modo que se propaga en la fibra A_{eff} . El coeficiente γ viene definido por:

$$\gamma = \frac{n_2}{c} \frac{\omega_0}{A_{eff}} \quad (3.13)$$

Cabe comentar que para pulsos con una duración del orden de unidades de picosegundos o más, solamente se tiene en cuenta el primer término relacionado con las contribuciones no lineales en la GNLSE.

3.3.2 - Influencia de la dispersión y la duración del pulso.

Se puede realizar una distinción cualitativa de las contribuciones de la GNLSE que describen la propagación de un pulso a lo largo de una fibra de longitud L , introduciendo dos conceptos concernientes a la propia longitud: la longitud no lineal L_{NL} y la longitud de dispersión L_D , que se definen como:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.14)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.15)$$

Siendo T_0 la anchura temporal y P_0 la potencia de pico del pulso.

En función de los parámetros mencionados, se puede realizar una clasificación de los diferentes regímenes de propagación de un pulso a lo largo de una fibra óptica:

- $L \ll L_{NL}$ y $L \ll L_D$: el pulso se propaga a lo largo de la fibra sin experimentar ningún cambio (excepto el derivado de la atenuación) y la fibra se comporta como un componente pasivo.
- $L \sim L_{NL}$ y $L \ll L_D$: la evolución del pulso durante la propagación por la fibra óptica está sujeta a los efectos no lineales, ya que los términos dispersivos de la fibra son despreciables. Normalmente, para que se produzca este régimen de propagación, los pulsos deben ser temporalmente “largos” (aunque los valores concretos de T_0 que hacen que estemos en este supuesto dependen de la potencia y de la dispersión).
- $L \ll L_{NL}$ y $L \sim L_D$: la evolución del pulso durante la propagación por la fibra está gobernada por los efectos dispersivos, mientras que los efectos no lineales son despreciables.
- $L \sim L_{NL}$ y $L \sim L_D$: tanto los efectos no lineales como la dispersión juegan un papel relevante en la propagación del pulso a lo largo de la fibra. En esta situación, la solución de la GNLSE difiere en función del signo de β_2 , donde para el caso de $\beta_2 < 0$ (régimen de dispersión anómala) se puede dar la generación y propagación de solitones.

En términos generales, la generación de los diferentes efectos no lineales en fibra óptica depende de las características dispersivas del medio por el que se propaga y de las características del pulso, véase, potencia de pico, longitud de onda, tasa de repetición y duración. En las tablas

3.1 y 3.2 se muestran, a modo de recopilatorio, los procesos no lineales que se pueden generar en una fibra óptica en base al tipo de dispersión de la misma, y en función del ancho temporal del haz pulsado que los produce.

Región de dispersión	Efecto no lineal
Normal ($D < 0$)	<i>Dispersión Raman estimulada (SRS)</i> <i>Dispersión Brillouin estimulada (SBS)</i> <i>Automodulación de fase (SPM)</i> <i>Modulación en fase cruzada (XPM)</i> <i>Mezcla de cuatro ondas (FWM)</i>
Anómala ($D > 0$)	<i>Además de los anteriores:</i> <i>Inestabilidades de modulación (MI)</i> <i>Generación de solitones</i> <i>Solitones de orden superior</i> <i>Autodesplazamiento en frecuencia de solitones (SSFS)</i>

Tabla 3.1- Clasificación de los efectos no lineales en función de la región de dispersión en la que se generan.

Duración	Efecto no lineal predominante
Continuo o quasi-continuo (>10 ps)	<i>Automodulación de fase (SPM)</i> <i>Dispersión Raman estimulada (SRS)</i> <i>Mezcla de cuatro ondas (FWM)</i> <i>Inestabilidad de Modulación (MI)</i>
Pulsos cortos (1-10 ps) o ultracortos (<1ps)	<i>Automodulación de fase (SPM)</i> <i>Modulación de fase cruzada (XPM)</i> <i>Solitones</i>

Tabla 3.2- Clasificación de los efectos no lineales en función de la anchura temporal del pulso que los genera.

En la presente tesis, los experimentos de óptica no lineal presentados se ciñen a la generación de solitones y a la mezcla de cuatro ondas con la presencia de SPM como se muestra en la figura 3.16. Para realizar la mezcla de cuatro ondas, se han utilizado bombeos cuasi-continuos ($T_0 > 10$ ps), y medios no lineales basados en fibras microestructuradas.

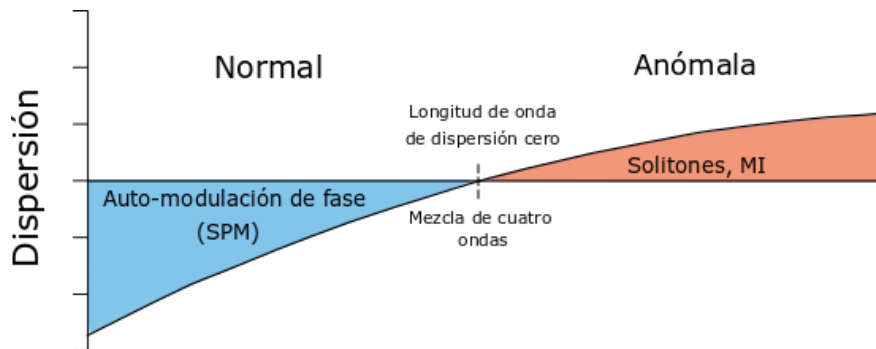


Fig. 3.1-. Efectos no lineales presentes en los experimentos llevados a cabo en la tesis en función de la región de dispersión.

3.3.3 – Régimen pulsado de solitones.

La interacción entre la automodulación de fase (SPM) y la dispersión de velocidad de grupo (GVD) puede dar como resultado un estiramiento o una compresión del pulso, dependiendo de las magnitudes y los signos de estos dos efectos. Cuando la GVD compensa completamente el efecto de la SPM, el pulso puede viajar en un medio dispersivo no lineal sin que cambie su forma, similar a la propagación del pulso en un medio no dispersivo lineal ideal. Esto se denomina propagación de onda solitaria o solitón, y es posible solo si $\beta_2 < 0$ (es decir, el medio presenta una GVD anómala) y $\gamma > 0$ (es decir, el coeficiente SPM $n_2 > 0$) [120].

La ecuación 3.12 tiene las llamadas soluciones "verdaderas" de solitones en el límite en el que solo la dispersión y la no linealidad afectan a la propagación del pulso:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, T) \approx -j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} A(z, T) - j\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \quad (3.16)$$

La solución más simple de la ecuación 3.16 se denomina *solitón fundamental* y la envolvente del pulso de este, corresponde a una función secante-hiperbólica, donde el producto tiempo-ancho de banda es $TBP = 0.315$ [121]. En los solitones, el desplazamiento de fase acumulada es constante en el tiempo o frecuencia, lo que se traduce en que el solitón no se ve afectado por el gorjeo durante la propagación. Es decir, un pulso de este tipo viaja por la fibra sin sufrir una alteración de su forma, aunque si la amplitud del pulso cambia debido a la ganancia o las pérdidas, también se produce una variación de la anchura del pulso en proporción al cambio en amplitud.

Por otro lado, los pulsos de tipo solitón (en inglés *soliton-like pulses*) pueden ser generados en cavidades láser con una dispersión neta anómala para un viaje de ida y vuelta [122, 123]. Estos pulsos son también conocidos como *cuasi-solitones*, ya que el balance entre la dispersión y la no linealidad no se preserva completamente a lo largo de todo el camino de propagación, sino que estos efectos se ven compensados en el tiempo de ida y vuelta del pulso en la cavidad. Esto es debido, por ejemplo, a que las distintas fibras tienen propiedades de dispersión sustancialmente diferentes, así como la energía del pulso varía durante un viaje de ida y vuelta a la cavidad. Sin embargo, los pulsos pueden comportarse como solitones si las desviaciones periódicas del balance neto no son demasiado grandes durante dicho viaje de ida y vuelta.

En los láseres de solitones con bloqueo de modo, la duración del pulso es casi independiente del tiempo de recuperación del absorbente. De hecho, se han demostrado pulsos de solitón con una duración mucho más corta que el tiempo de recuperación del absorbente, consiguiendo pulsos por debajo de los 200 fs [124].

Una de las características espectrales de los láseres de solitones en fibra con bloqueo de modo, son las llamadas bandas laterales de Kelly [125] mostradas en el espectro de la figura 3.17.

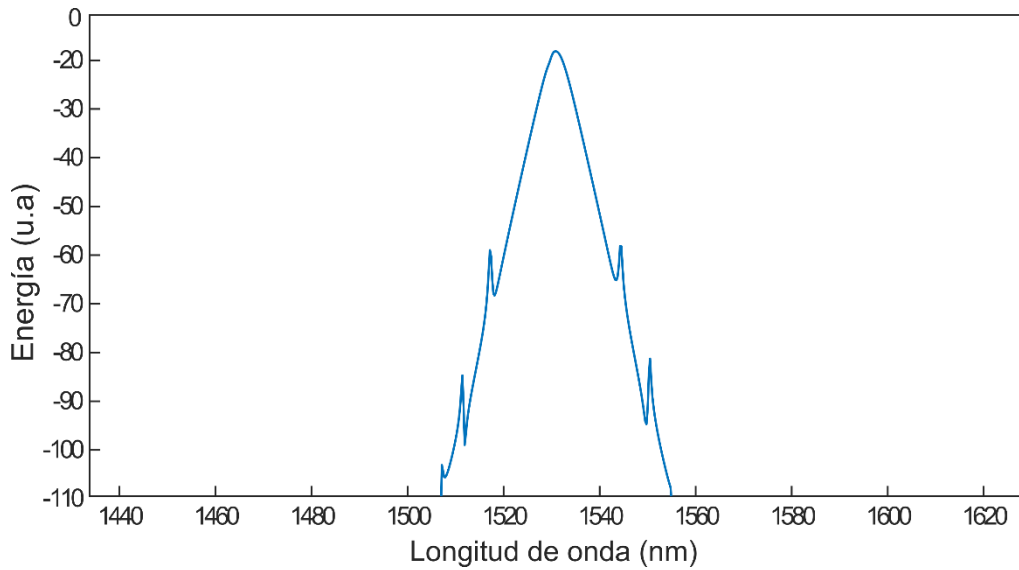


Fig. 3.17- Espectro de salida de un solitón con bloqueo de modo en fibra, con las características bandas laterales de Kelly.

Estas bandas laterales aparecen debido a la interacción entre el solitón y ondas dispersivas no solitónicas, cuya formación se debe a la energía que periódicamente pierde el solitón durante la propagación debido a las perturbaciones ocasionadas por los diferentes elementos de la cavidad (acopladores, filtros, elementos de ganancia/pérdidas...). Para ciertas frecuencias, ambas ondas (solitón y dispersiva) coinciden en fase, lo que resulta en la formación de picos estrechos superpuestos en el espectro del solitón. Estas bandas laterales de Kelly son útiles para determinar la dispersión neta de la cavidad [126], aunque en general, se consideran un efecto no deseado que implica pérdidas.

La energía de pulso de los láseres de solitones en fibra se limita a algunas decenas de picojulios, ya que a mayores potencias de bombeo, los efectos no lineales causan la ruptura de las ondas [127, 128], lo que conduce al régimen de operación de múltiple pulso. A pesar de tener una energía de pulso bastante pequeña, existe un interés general en la generación de solitones debido a la alta calidad de los pulsos generados que obedece al pequeño valor del TBP mencionado anteriormente. Es posible construir láseres de solitón que emiten pulsos casi limitados por su transformada directamente desde la cavidad, con un gorjeo bajo que minimiza el ensanchamiento temporal dispersivo, lo cual es muy deseable en comunicaciones de fibra óptica, generación de supercontinuo eficiente, etc [129].

3.3.4 – Implementación experimental de una fuente láser de fibra óptica de solitones

Existen numerosos mecanismos para la generación de solitones en fibra con bloqueo de modo pasivo como, por ejemplo, la rotación de polarización no lineal, absorbentes saturables basados en grafeno y en nanotubos de carbono o los propios SESAM [130-133]. Los diferentes mecanismos de formación de pulsos dependen del régimen de dispersión de la red de la cavidad, como ya se ha comentado anteriormente, y se han investigado ampliamente incluyendo el solitón convencional, el solitón disipativo, el pulso estirado y el pulso auto-similar [134-136]. Concretamente, los láseres de solitón convencionales con bloqueo de modo que funcionan en un régimen estable se han investigado en profundidad, y principalmente se ha centrado la investigación en cavidades de longitud corta de decenas de metros, donde la dispersión neta de la cavidad varía entre -1 y 1 ps^2 . En esta tesis, se ha realizado una implementación experimental de

una fuente láser de solitones convencionales sintonizable en fibra con bloqueo de modo pasivo basado en SESAM.

El diagrama esquemático del láser de solitones propuesto se muestra en la Fig. 3.18. La cavidad lineal consiste en un FBG saturado con un ancho de banda de 0.32 nm y una reflectividad superior al 90%, montado en una etapa lineal manual. Una fibra dopada con erbio (EDF) con una longitud de 6.2 metros (Liekki Er-30), una absorción de 30 dB / m a 1530 nm y un coeficiente de dispersión de $-9.8 \frac{ps \cdot nm^{-1}}{km}$ a 1550 nm y un SESAM (Batop GmbH) acoplado en fibra. El SESAM tiene una profundidad de modulación del 15%, unas pérdidas no saturables del 10%, una fluencia de saturación de $70 \frac{\mu J}{cm^2}$ y un tiempo de relajación de 2 ps. Las otras fibras utilizadas son 4 metros de fibra monomodo (SMF-28) y 2,2 metros de fibra mantenedora de polarización (PM-1550HP) con un parámetro de dispersión de $17 \frac{ps \cdot nm^{-1}}{km}$ y $17.5 \frac{ps \cdot nm^{-1}}{km}$ a 1550 nm respectivamente. La cavidad incluye un controlador de polarización para ajustar la birrefringencia lineal. La fibra dopada con erbio es bombeada por un diodo láser de 980 nm (LD del inglés *laser diode*) con una potencia óptica de 500 mW a través de un multiplexor de división de longitud de onda (WDM) de 980/1550 nm. Un aislador de 980 nm se acopla entre el LD y el WDM para suprimir las posibles reflexiones y proteger la fuente de bombeo. El puerto común del WDM ha sido conectado a un analizador de espectro eléctrico (ESA del inglés *Electric Spectrum Analyzer*) a través de un fotoreceptor con un ancho de banda de 1 GHz (New-focus 1611). El puerto del acoplador óptico que desacopla el 90% de la señal retroalimenta la cavidad lineal, mientras que el puerto que desacopla el 10% proporciona la salida del láser. La señal de salida se divide por un acoplador 50/50 a un analizador de espectro óptico (OSA del inglés *Optical Spectrum Analyzer*) y un autocorrelador para monitorizar los parámetros de caracterización del láser simultáneamente. El OSA (ADVQ8384) con una resolución de 0.02 nm y el autocorrelador (Femtochrome FR-103XL) se han utilizado para el análisis espectral y temporal, respectivamente. El ESA (R&S FPS) en combinación con el fotoreceptor ha sido utilizado para visualizar el espectro de radiofrecuencia, así como un medidor de potencia EXFO FPM-300 para medir la salida del láser.

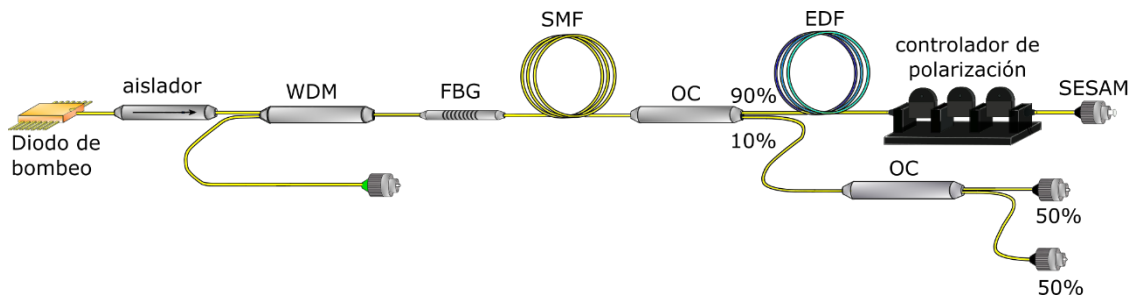


Fig. 3.18- Diagrama esquemático de la configuración experimental para el láser de solitones sintonizable en fibra con bloqueo de modo pasivo.

La estructura, que se muestra en la figura 3.18, permite la generación de solitones a través del bombeo de la fibra dopada con erbio en una cavidad de 12.4 metros de largo, con un régimen anómalo de dispersión neta de $-0.04464 ps^2$. Cabe comentar, que ya se han logrado previamente, solitones pero con estructuras de cavidades en anillo similares con estos valores de dispersión neta en la región anómala [137]. La dispersión neta total de la cavidad se ha estimado utilizando el método de [126] y se determina por la posición de orden N de las bandas laterales de Kelly desde la longitud de onda central del solitón. Este valor teórico ha sido calculado mediante la expresión:

$$(\Delta\lambda_N)^2 = \frac{2\lambda_0^2}{cDL} \cdot N - 0.0787 \cdot \frac{\lambda_0^4}{(c\tau)^2} \quad (3.17)$$

donde $\Delta\lambda_N$ es la distancia de longitud de onda desde la posición de la banda lateral de Kelly hasta la longitud de onda central, N es el orden de la banda lateral, λ_0 es la longitud de onda central del solitón, c es la velocidad de la luz en el vacío, D es el parámetro de dispersión, L es la longitud de la cavidad y τ es el ancho del pulso de solitón.

La emisión de longitud de onda está determinada por el FBG saturado que se muestra en la figura 3.19. Este FBG saturado tiene un espectro ampliado y un pico aplanado que impulsa fácilmente el proceso de generación de solitones a potencias de bombeo más bajas, a diferencia de los FBGs convencionales con ancho de banda más estrecho y afilados. La duración del pulso del solitón está limitada por el ancho de banda de reflexión del FBG y se ha empleado no solo como un selector de longitud de onda, sino que también implica un efecto de filtrado espectral. El régimen solitónico se obtiene fácilmente ajustando el estado de polarización a través del controlador de polarización, obteniendo a un láser pulsado estable y de inicio automático.

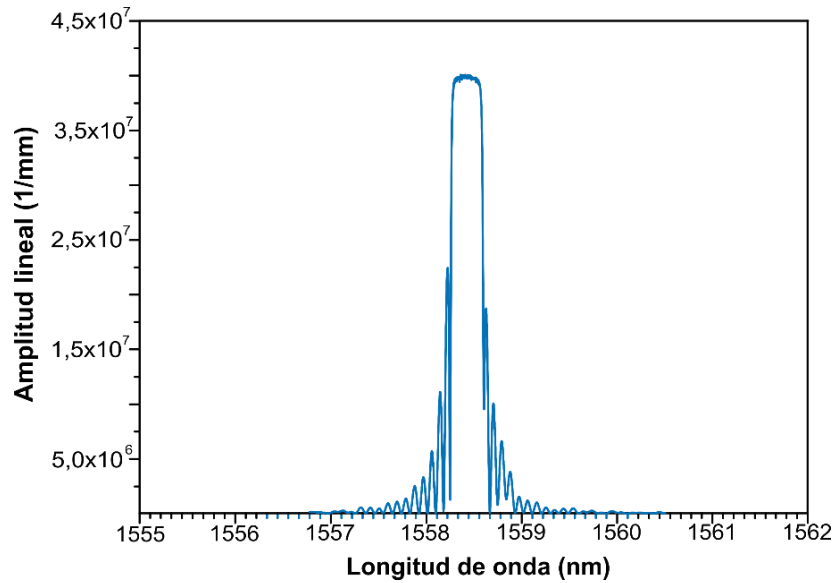


Fig. 3.19- Espectro óptico del FBG saturado.

La sintonización del solitón se logra mediante la variación de la longitud de onda del FBG a través de la aplicación de deformación axial controlada [138]. La etapa lineal manual se utiliza para posicionar y tensar la FBG. De esta manera, se ajusta la longitud de onda del láser, realizando un solitón sintonizable cuyas características temporales apenas se ven afectadas por el desplazamiento espectral. Solo los cambios extremadamente bajos en el parámetro de dispersión, a través de la variación de la emisión de longitud de onda, generan diferencias despreciables en la anchura de pulso del láser. La condición de inicio automático, la respuesta temporal y la distribución espectral del solitón se mantienen a través de la banda sintonizable y se han contrastado experimentalmente.

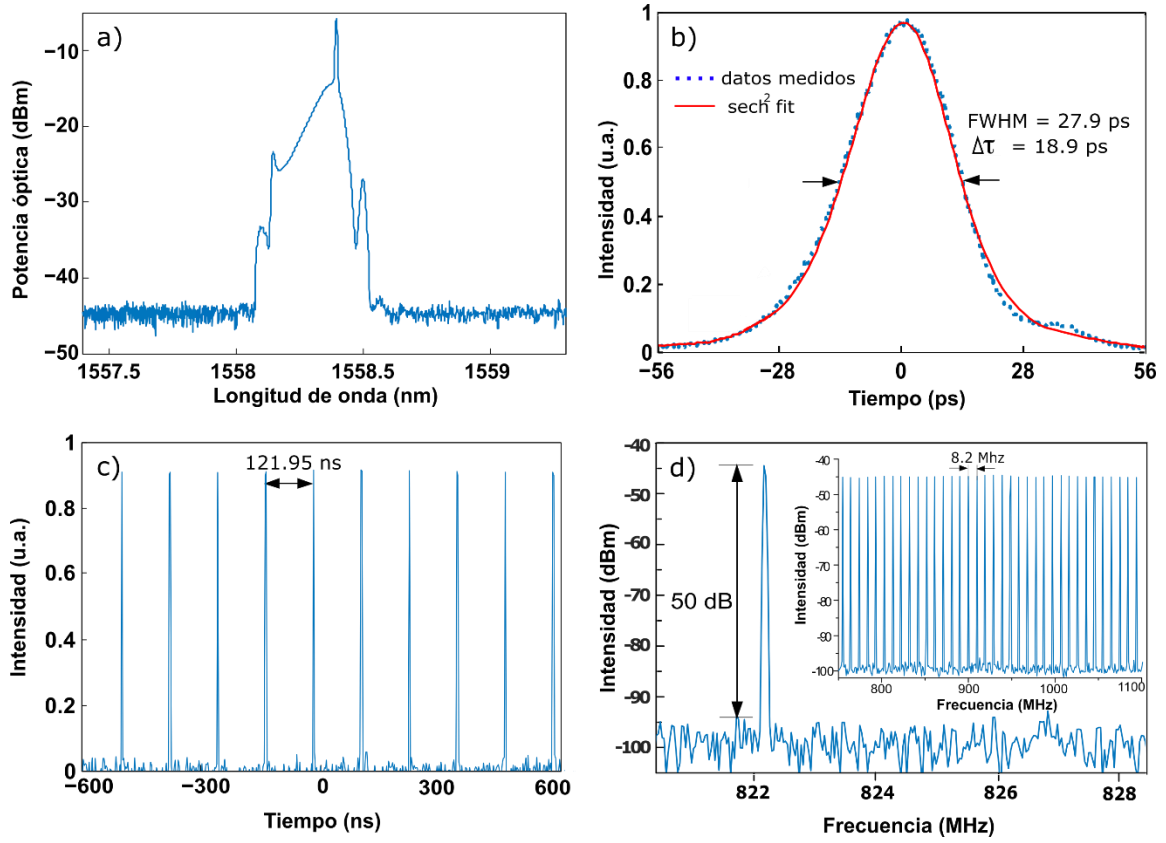


Fig. 3.20- a) Espectro óptico, b) traza temporal auto-correlada, c) tren de pulsos y d) espectro de radiofrecuencia del láser de solitones.

En esta configuración, el umbral de operación de onda continua es de 10.2 mW de potencia de bombeo y el inicio automático del solitón se ha observado cuando se alcanza la potencia de 29.6 mW, ajustando adecuadamente el estado de polarización de la cavidad lineal a través del controlador de polarización. El espectro de salida del solitón se muestra en la figura 3.20a) para una potencia de bombeo de ~ 40 mW y tiene una longitud de onda central de 1558,4 nm. El ancho de banda es de solo ~ 0.14 nm y está limitado por el espectro de reflexión de la FBG. Como puede verse, el espectro de solitones exhibe las bandas laterales de Kelly típicas solo en uno de los lados, porque el filtrado de la red de Bragg corta el espectro y, en consecuencia, se suprime la generación de dichas bandas laterales [139]. La potencia de salida promedio de los pulsos es de aproximadamente 0.73 mW y la energía del pulso de salida se calcula en 89 pJ. La figura 3.20b) ilustra la traza temporal correspondiente del solitón. El ancho total a altura mitad (FWHM) es de 28.9 ps y el perfil de ajuste correspondiente a la función $sech^2$ arroja una duración de pulso estimada de 18.9 ps. El producto tiempo por ancho de banda (TBP) con un valor de 0.327, está cerca del límite de la transformada de Fourier (0.315) del pulso en forma de $sech^2$, lo que indica que está casi libre de gorjeo debido a la baja dispersión neta anómala. El tren de pulsos se puede observar en la traza del osciloscopio de la figura 3.20c). La separación entre pulsos adyacentes es 121.95 ns, que corresponde al tiempo de ida y vuelta de la cavidad y una tasa de repetición de 8.2 MHz. La figura 3.20d) ilustra el espectro de RF del láser ML solitón medido con una resolución de ancho de banda de 10 KHz. La tasa de repetición fundamental está determinada por la longitud de la cavidad, de 12.4 metros de largo, y el resultado teórico se calcula en (3.18):

$$f_{rep} = c/2 \cdot L \cdot n \quad (3.18)$$

donde L es la longitud total de la cavidad, c es la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción efectivo de la fibra. La relación señal / ruido (SNR) del espectro de RF es de ~ 50 dB, lo que indica una buena estabilidad de bloqueo de modo. No se observa modulación de espectro de RF de banda ancha de ~ 350 MHz que se muestra en la figura 3.20d), lo que implica que no hay inestabilidades de conmutación Q.

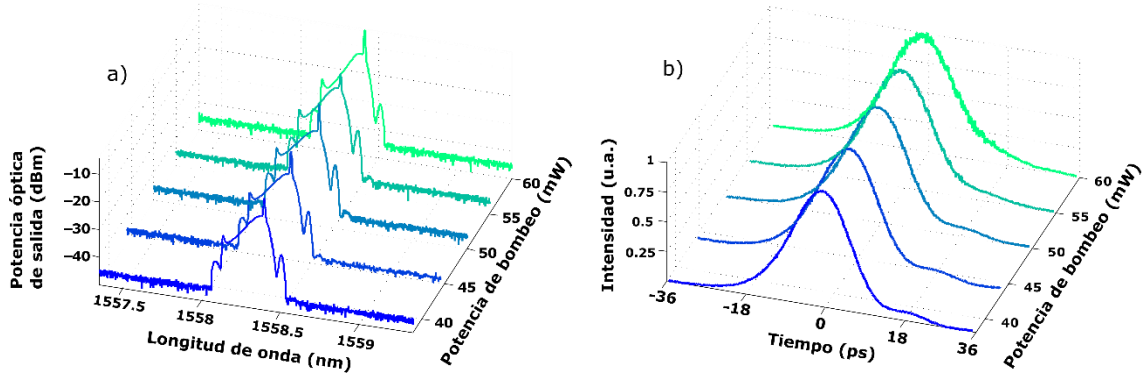


Fig. 3.21- a) Espectros ópticos de salida y b) trazas temporales autocorreladas para diferentes potencias de bombeo

La figura 3.21a) muestra los espectros de salida del solitón para diferentes potencias de bombeo. Como puede verse, la forma del láser apenas cambia en el espectro óptico. El FWHM del láser permanece casi constante a medida que aumenta la potencia de bombeo, a pesar del aumento de la ganancia óptica del oscilador y el aumento de los modos de resonancia sincronizados [131]. Además, la fibra dopada con erbio seleccionada genera un ancho de banda de ganancia que alcanza su máxima potencia con un bombeo de 80 mW. La potencia de pico de salida del láser de los diferentes espectros muestreados también se ha medido mostrando cambios lineales. La emisión de longitud de onda central fija y controlada por tensión del FBG se mantiene sin cambios a medida que aumenta la potencia.

Las trazas temporales del solitón correspondientes a sus espectros ópticos se representan en la figura 3.20b). Como se puede observar, la duración del pulso permanece casi constante y su variación es inversamente proporcional a su ensanchamiento espectral. A medida que se acerca el límite del rango estable de bloqueo de modo se observa un ligero ensanchamiento en la cola frontal del pulso. Este fenómeno se debe principalmente a dos razones: la primera está relacionada con el comportamiento temporal del SESAM. La relajación temporal de SESAM es de aproximadamente 2 ps, pero presenta una respuesta temporal diferente a alta fluencia [140]. Este efecto podría ensanchar los pulsos, pero en este caso, el filtrado espectral de la FBG induce un mayor ensanchamiento temporal que el producido por el comportamiento bitemporal del SESAM, manteniéndolo temporalmente imperceptible. Otra razón puede deberse al gorjeo derivado del aumento de la potencia de pico, donde se perturba el equilibrio entre los efectos no lineales y la dispersión [141]. Además, cuando el SESAM está llegando al límite del régimen estable de bloqueo de modo, los pulsos se vuelven ruidosos justo antes de entrar en el régimen de operación de múltiple pulso. Esto podría ser debido a la excitación inestable de solitones de orden superior por las fluctuaciones de la amplitud o por el batido entre el pulso y el ruido óptico del amplificador de fibra dopado con erbio [142]. Como se muestra en la figura 3.21b), los pulsos medidos para una potencia de bombeo de 54.9 mW y 60.5 mW presentan cierto nivel de ruido y se ensanchan ligeramente debido a los efectos mencionados anteriormente.

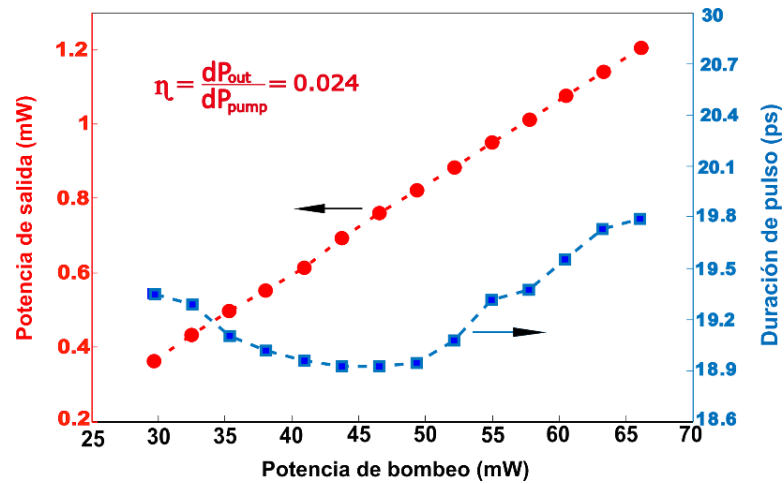


Fig. 3.22- Potencia promedio de salida del láser (rojo) y duración del pulso (azul) del solitón para el régimen estable de bloqueo de modo

La Fig. 3.22 muestra la potencia de salida promedio y la duración del pulso del solitón para las diferentes potencias de bombeo. El ajuste de la potencia de salida promedio en color rojo implica una relación lineal con la potencia de bombeo, y la eficiencia del láser es de 2.4%. Esto está restringido por las pérdidas de la cavidad y podría optimizarse mediante la selección de una fibra de erbio altamente dopada. La potencia de salida promedio máxima en operación estable obtenida en esta configuración experimental es de 1.196 mW y está limitada por los parámetros del SESAM y su umbral de foto-dañado. Por otro lado, la duración del pulso se representa en color azul y muestra la tendencia cambiante de la respuesta temporal del láser. Como puede observarse, cuando la potencia de bombeo es superior a 29.6 mW y el láser entra en régimen de bloqueo de modo, la duración de pulso es de 19.4 ps y se acorta a 18.9 ps en el rango de potencia de bombeo de 41 mW a 50 mW. Este proceso de estrechamiento de la duración del pulso del láser es inversamente proporcional a su ensanchamiento espectral con el aumento de la potencia de bombeo. Cuando la potencia de bombeo es superior a 50 mW, la duración del pulso se amplía de 18.9 ps a 20.1 ps debido al gorjeo mencionado anteriormente.

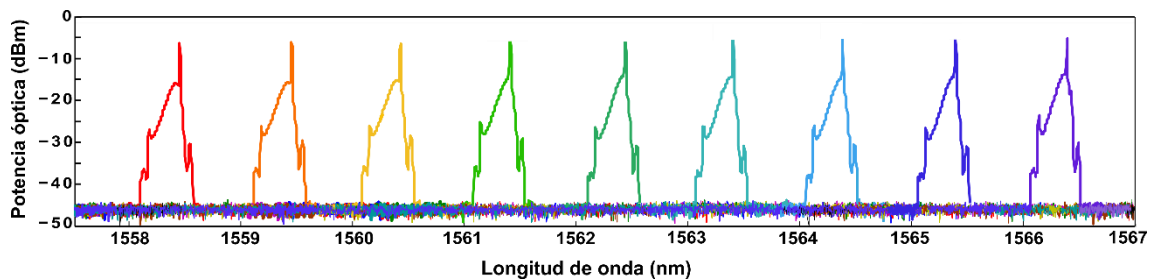


Fig. 3.23- Espectros de salida del láser de solitones sintonizable.

La figura 3.23 muestra los espectros de salida del láser de solitones sintonizable en la banda espectral de operación. La relación señal a ruido, la duración del pulso y el ancho espectral del láser apenas cambian en todo el rango sintonizable, mostrando un valor de ~ 40 dB, ~ 19 ps y ~ 0.14 nm respectivamente, lo que indica la estabilidad del láser de salida. La condición de inicio automático con bloqueo de modo se mantiene a través del rango sintonizable sin modificar el estado de polarización de la cavidad a través del controlador de polarización. El rango sintonizable en longitud de onda abarca desde 1558.4 a 1567 nm (8.6 nm) con un espaciado variable de 0.01 nm. La longitud de onda de emisión se selecciona a través de la variación de la tensión aplicada al FBG, que está colocado en una etapa lineal mecánica. Esta etapa lineal contiene dos

microposicionadores que permiten variar la tensión axial aplicada al FBG, con una precisión de 0.1 μm . De esta manera, la configuración experimental puede cambiar la emisión de longitud de onda del láser en una estructura muy simple y fácil de manejar, estando el rango de emisión limitado por la tensión de ruptura del FBG seleccionado. Este rango podría aumentarse hasta aproximadamente 18 nm, mediante el uso de un FBG adicional en cascada con el anterior y un controlador de polarización entre las dos redes de Bragg para ajustar las pérdidas de cavidad en diferentes longitudes de onda [143].

A modo de resumen, las características del láser de solitones desarrollado son: una potencia umbral menor de 30 mW, una SNR alta de hasta 50 dB, un anchura espectral-3dB de 0.14 nm, una duración de pulso de 18.9 ps, una tasa de repetición de 8.2 MHz, una energía de pulso de 89 pJ y una potencia de pico de 4,71 W. Este sistema completamente de fibra tiene como ventajas un bajo coste de implementación, compacidad, así como un ancho de banda sintonizable más amplio en comparación con otras configuraciones de anillos basadas en la tensión axial aplicada a un FBG. Esta estructura se basa en dispositivos pasivos comerciales y es atractiva para aplicaciones prácticas, en particular: sensado, espectroscopía o comunicaciones ópticas.

CAPÍTULO 4

MICROSCOPIA BASADA EN LA DISPERSIÓN RAMAN COHERENTE ANTI-STOKES

El presente capítulo sirve como introducción al desarrollo de la microscopia óptica y en especial a la microscopía CARS como técnica ampliamente desarrollada y conocida para la obtención de imágenes de muestras biológicas. Además, el objetivo principal de este capítulo es describir el proceso CARS y sus fundamentos físicos, así como detallar las especificaciones que debe tener una fuente láser para la obtención de imágenes CARS de tejidos, y un desglose de las principales fuentes láser en fibra basadas en FWM que tienen un gran potencial en su aplicación en microscopia CARS.

4.1- Introducción

La microscopía óptica ha sido durante mucho tiempo una tecnología clave para la ciencia de los materiales y la investigación biológica. Muchos problemas solo pudieron resolverse a raíz de la introducción de las técnicas microscópicas adecuadas, un hecho obvio sobre todo en biología. El descubrimiento de células biológicas y el surgimiento de la biología celular como disciplina científica en los siglos XVII y XVIII están íntimamente relacionados con la invención y el desarrollo de la microscopía óptica. Al construir los primeros microscopios ópticos y usarlos para la observación de muestras biológicas, investigadores como Hooke y van Leeuwenhoek sentaron las bases de ambos campos. Este estrecho intercambio interdisciplinario continuó en el siglo XIX cuando el enfoque del desarrollo cambió a la introducción de los métodos de tinción

histológica, utilizando los tintes artificiales recién inventados. La tinción permite la visualización específica de estructuras microscópicas en función de su composición molecular. Esta técnica produce un fuerte contraste de imagen y, dado que la mayoría de las muestras no tratadas solo absorben la luz débilmente, es tremendamente exitosa. Desafortunadamente, la tinción sacrifica la no invasividad de la muestra, que es una de las principales ventajas de la microscopía óptica. La no invasividad es de vital importancia en los estudios de muestras en vivo, y también en muestras que no se pueden teñir. Este problema inició una búsqueda de técnicas de microscopía óptica que brindase contraste sin la necesidad de teñir la muestra con un cromóforo. Mediante la aparición de la microscopía de contraste de fase y la microscopía de contraste de interferencia diferencial, que fueron inventadas en la primera mitad del siglo XX, se consiguió obtener esta ventaja de contraste sin tinción. Ambos métodos se basan en pequeñas diferencias en el índice de refracción de la muestra. Los cambios de fase, que se observan después de que la luz de excitación haya atravesado la muestra, se utilizan para generar el contraste de la imagen. Hoy en día, las técnicas descritas anteriormente se utilizan como métodos complementarios en el laboratorio y aunque todos estos métodos de microscopía más tradicionales han sido herramientas importantes, los desarrollos tecnológicos modernos han traído una amplia variedad de nuevas tecnologías de microscopía durante las últimas dos décadas.

Las principales fuerzas impulsoras detrás de esta ola de innovación han sido la disponibilidad comercial de láseres de onda continua y láseres pulsados como fuentes de excitación, el advenimiento de nuevas técnicas de marcado (especialmente con proteínas autofluorescentes) y la aparición de equipos de procesamiento rápido de datos. Estos tres puntos han contribuido al avance final de la microscopía de fluorescencia de barrido láser confocal, con la cual las distribuciones de fluoróforos se pueden visualizar en tres dimensiones [144]. El enorme impacto de esta técnica en la biología celular se debe principalmente a la introducción de variantes de proteínas fluorescentes verdes como fluoróforos codificados genéticamente [145]. Además de la capacidad de imagen tridimensional y su alta especificidad, la microscopía de fluorescencia confocal ofrece la ventaja de que el desplazamiento espectral de la señal de fluorescencia lo convierte en una herramienta de detección sin señal de fondo o *background*. De hecho, la microscopía de fluorescencia se ha convertido en una de las principales elecciones como método para la detección óptica de moléculas individuales [146-148]. El principal problema que se encuentra en la microscopía de fluorescencia, además de la necesidad de teñir la muestra, es el bajo tiempo de supervivencia promedio de un fluoróforo bajo condiciones típicas de excitación. La excitación electrónica en la región espectral visible siempre está acompañada por reacciones secundarias fotoquímicas que modifican el fluoróforo de tal manera que ya no absorbe ni produce fluorescencia. Este fenómeno de foto-blanqueamiento limita severamente el tiempo total de observación.

A pesar del éxito de la microscopía de fluorescencia confocal, los problemas causados por la foto-decoloración (*bleaching* en inglés) después de la excitación electrónica y la modificación de la muestra mediante el marcado, motivaron la búsqueda de nuevas técnicas de microscopía óptica que pudieran proporcionar señales con alta especificidad sin el proceso de marcado de la muestra previo. La relativa facilidad para generar pulsos láser con duraciones de centenas de femtosegundos (fs) a decenas de picosegundos (ps) hizo posible explorar efectos ópticos no lineales como medios de generación de contraste en microscopía sin marcado. El más sencillo de estos enfoques se basa en la detección del segundo armónico (SHG) [149-151] o la generación del tercer armónico (THG) del haz de excitación [152-154]. En ambos casos, el proceso de generación de la señal no suele ser resonante. Por lo tanto, aunque ambas técnicas

funcionan sin el uso de ningún marcador externo, no proporcionan contraste con la selectividad química. Esto último se puede obtener monitorizando los espectros vibracionales de las moléculas de la muestra. Tradicionalmente esto se ha logrado mediante el uso de la absorción infrarroja directa [155] o la microscopía de dispersión Raman [156]. Sin embargo, ambos métodos tienen ciertas limitaciones que limitan su uso en muchas aplicaciones. La microscopía IR sufre el hecho de que se utilizan longitudes de onda largas para la excitación (varios micrómetros), limitando la resolución óptica de las muestras. Un segundo problema de la microscopía IR es la amplia absorción del agua en el infrarrojo que hace que las investigaciones en soluciones acuosas y en muchas muestras biológicas sean difíciles o imposibles [157]. La microscopía de dispersión Raman espontánea evita estos problemas porque los láseres utilizados para la excitación emiten en longitudes de onda más cortas, típicamente en el rango visible. De hecho, la microscopía Raman se ha utilizado ampliamente para aplicaciones científicas y biológicas de materiales [156, 158]. El inconveniente de esta técnica está relacionado con la pequeña sección eficaz de la dispersión Raman, lo cual implica que se deban usar altas intensidades de excitación y largos tiempos de integración, algo que no es tolerado por muchas muestras. Además, la fluorescencia de fondo de la muestra causa problemas importantes debido a que se observa en el mismo rango espectral que la señal Raman (comúnmente mucho más débil). Todos los problemas descritos anteriormente en la microscopía Raman espontánea se pueden sortear mediante la microscopía vibracional multifotón basada en la dispersión Raman coherente anti-Stokes (CARS).

El primer estudio del fenómeno CARS se remonta a los años 60 del siglo pasado, cuando dos investigadores de la Ford Motor Company, publicaron un artículo sobre sus experimentos [159]. Casi diez años después, a mediados de los años 70, se demostraron las ventajas de CARS sobre la espectroscopia Raman y las primeras aplicaciones en muestras biológicas [160]. Desde entonces, el desarrollo de CARS ha sido inexorable, realizándose en 1999 la primera demostración de microscopía vibracional utilizando dispersión Raman coherente anti-Stokes [161], y en 2004 la técnica CARS ya había llegado al sector de las ciencias de la vida [162]. El objetivo de esta introducción es presentar la microscopía CARS como una herramienta muy potente para generar un contraste molecular específico basado en los espectros vibracionales de las moléculas de la muestra [163, 164]. Debido a la generación de contraste vibracional, no es necesaria la tinción de las muestras. A diferencia de la microscopía de dispersión Raman espontánea, la microscopía CARS, como técnica coherente, tiene la ventaja de que se obtienen señales más fuertes y, lo que es más importante, que las señales se observan a niveles de energías más altos en relación con las longitudes de onda de excitación. Por esta razón, el fondo de fluorescencia de la muestra no interfiere con la detección de la señal. Debido a estas ventajas, la microscopía CARS se ha convertido en una técnica muy atractiva para las investigaciones microscópicas de una amplia variedad de muestras.

4.2- Teoría básica del proceso CARS.

CARS es un proceso de mezcla de cuatro ondas en el que una señal de bombeo, una señal Stokes y una señal sonda con frecuencias ω_p , ω_s y ω_{pr} inducen una polarización $P^{(3)}$ en la muestra. Esta polarización inducida por oscilación da lugar a una radiación anti-Stokes, con una frecuencia $\omega_{as} = \omega_p + \omega_{pr} - \omega_s$. Comúnmente, los experimentos se realizan obteniendo la señal de bombeo y la señal sonda de un mismo láser refiriéndose a una degeneración en frecuencia, por lo que $\omega_{as} = 2\omega_p - \omega_s$.

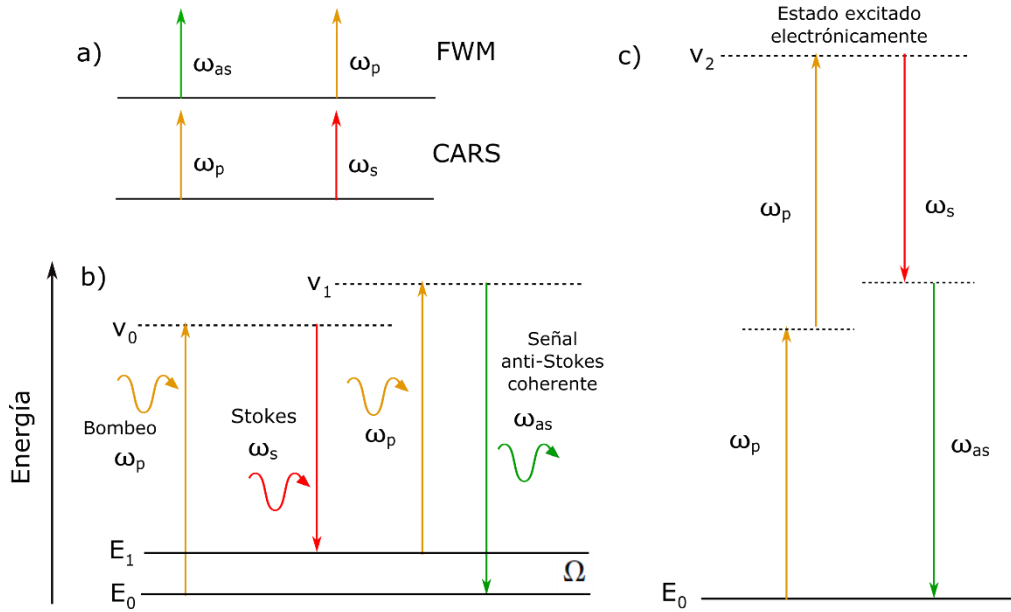


Fig. 4.1- a) Nomenclatura de las líneas generadas en FWM y su equivalencia en el proceso CARS, b) diagrama de energía del proceso de la dispersión Raman coherente anti-Stokes (CARS) y c) origen del fondo no resonante

La figura 4.1a) ilustra las diferentes líneas implicadas en el proceso de FWM y la nomenclatura que se le da a estas en el proceso CARS. Como se puede observar, la señal de bombeo y la señal *anti-Stokes* generadas en el proceso de FWM, pasan a llamarse señal *Stokes* y señal de bombeo, respectivamente, en el proceso CARS. El diagrama de energía mostrado en la figura 4.1b) ilustra el proceso CARS, donde un fotón de bombeo con mayor energía (en amarillo ω_p) y un fotón *Stokes* coincidente con menor energía (en rojo ω_s) causan la excitación estimulada de un enlace molecular, si la diferencia de frecuencia del fotón bombeo y el fotón *Stokes* coincide con la frecuencia vibracional Ω del enlace. Después, si se absorbe otro fotón de alta energía (otro fotón de bombeo ω_p) se producirá la relajación de este enlace molecular excitado y se liberará un fotón *anti-Stokes* (en verde ω_{as}). El diagrama de la figura 2.1.b) describe una ruta alternativa para generar una señal que se superpone con el fotón *anti-Stokes* sin necesidad de excitar un estado molecular. En este caso, dos fotones de bombeo se convierten en fotones *Stokes* y *anti-Stokes*, lo que causa un fondo no resonante para los fotones *anti-Stokes*.

En el proceso CARS, la intensidad de la componente *anti-Stokes* (señal CARS) es proporcional al módulo cuadrado de la polarización inducida $I_{CARS}(\omega_{as}) \propto |P^{(3)}|^2$. La magnitud de $P^{(3)}$ viene determinada por la intensidad de campo E de los campos de excitación y por la susceptibilidad óptica no lineal del material $\chi^{(3)}$. Es conveniente descomponer $\chi^{(3)}$ en una parte resonante y una parte no resonante, denominadas $\chi_R^{(3)}$ y $\chi_{NR}^{(3)}$ [13] como se muestra en la ecuación (4.1):

$$P^{(3)} = (\chi_R^{(3)} + \chi_{NR}^{(3)}) \cdot E_p \cdot E_p \cdot E_s^* \quad (4.1)$$

Por lo tanto, mientras que la parte no resonante $\chi_{NR}^{(3)}$ es puramente real e independiente de la frecuencia, la parte resonante $\chi_R^{(3)}$ es una función compleja que viene dado por la ecuación (2.2):

$$\chi_R^{(3)} = \sum_j \frac{R_j}{\Omega_j - (\omega_p - \omega_s) - i\Gamma_j} \quad (4.2)$$

Esta ecuación representa una suma compleja de todas las resonancias de vibración j -ésimas (modos Raman), con frecuencia Ω_j , intensidad de oscilación R_j y ancho de línea Γ_j . De ello se deduce la ecuación (4.3) que representa el comportamiento espectral de la componente *anti-Stokes* $I_{CARS}(\omega_{as})$:

$$I_{CARS}(\omega_{as}) \propto |\chi_R^{(3)} + \chi_{NR}^{(3)}|^2 = |\chi_R^{(3)}|^2 + 2\chi_{NR}^{(3)} \text{Re}[\chi_R^{(3)}] + |\chi_{NR}^{(3)}|^2 \quad (4.3)$$

En ausencia de resonancias electrónicas y para todas las condiciones de polarización, tanto CARS como la dispersión Raman espontánea proporcionan, en principio, la misma información [165]. De hecho, la dispersión Raman espontánea está estrechamente relacionada con la parte imaginaria de la susceptibilidad de tercer orden $\text{Im}[\chi^{(3)}]$, que describe la respuesta vibracional de CARS, aunque $\chi^{(3)}$ contiene términos que no contribuyen al proceso de emisión espontánea de Raman [166]. De hecho, la respuesta espectral de la dispersión Raman estimulada viene dada por la susceptibilidad efectiva de tercer orden $\chi_{ca}^{(3)}$, como en la ecuación (4.4):

$$I_{Raman}(\omega) \propto \sum_j |\chi_{ca}^{(3)}(\omega)|^2 = \sum_j \frac{R_j \Gamma_j}{(\Omega_j - \omega)^2 + \Gamma_j^2} \quad (4.4)$$

Por lo tanto, es obvio al comparar las ecuaciones (2) y (4) que tanto la parte imaginaria de la respuesta espectral CARS $\text{Im}[\chi_R^{(3)}]$, como la respuesta espectral Raman espontánea $\chi_{ca}^{(3)2}$ contiene la misma información espectral y son directamente comparables [167].

A tenor de lo descrito anteriormente, la respuesta no lineal del proceso CARS puede escribirse como la suma de: un término resonante $\chi_R^{(3)}$, un fondo no resonante $\chi_{NR}^{(3)}$ y un término de interferencia $2\chi_{NR}^{(3)} \text{Re}[\chi_R^{(3)}]$ [12]. La forma espectral se muestra en la figura 4.2.a), donde la línea azul representa la forma de la parte imaginaria de $\text{Im}[\chi_R^{(3)}]$, que es similar a la respuesta del proceso Raman espontáneo, y tiene una forma lorentziana. La intensidad se representa gráficamente frente a la diferencia de energía de los campos de excitación de bombeo y *Stokes* con respecto a la frecuencia de resonancia del enlace molecular (número de onda). La línea roja representa la parte real $\text{Re}[\chi^{(3)}]$, y tiene una forma dispersiva. La respuesta espectral resultante de la señal CARS es significativamente diferente en comparación con una línea Raman estrecha. En primer lugar, existe un fondo no resonante que contribuye a la radiación *anti-Stokes* (Fig.4.1b), y en segundo lugar, la forma difiere fuertemente ya que el término interferencia del proceso CARS causa una interferencia constructiva y destructiva de la parte real $\text{Re}[\chi^{(3)}]$ con el fondo no resonante. Por lo tanto, el contraste de la radiación *anti-Stokes* está limitado por la presencia del fondo no resonante. En la figura 4.2.b), donde el fondo no resonante es tan intenso como la parte resonante, el contraste espectral es muy débil. Para resonancias más fuertes o una radiación de fondo no resonante más débil, la respuesta espectral se vuelve a acercar rápidamente a la de Raman. Por lo tanto, CARS es muy adecuado para resonancias fuertes, pero se vuelve difícil de interpretar si las resonancias son débiles y están muy separadas.

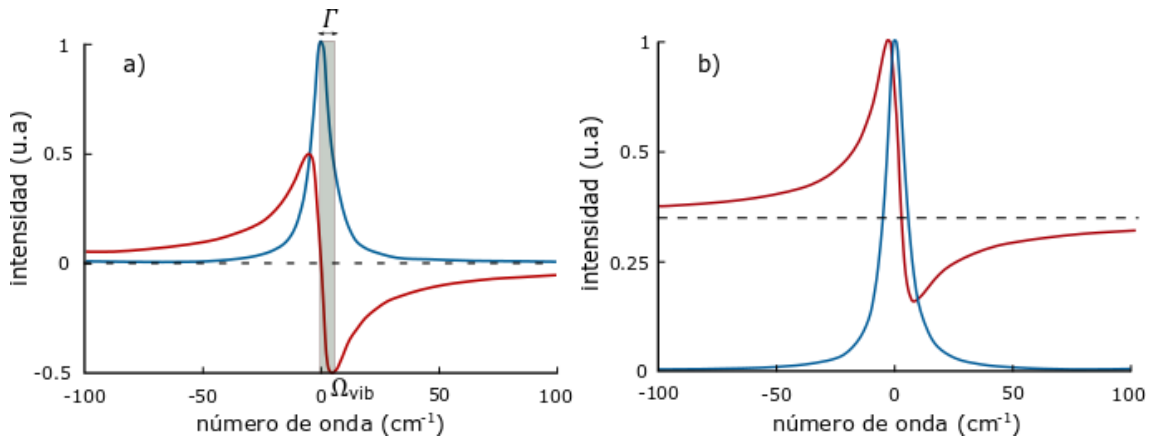


Fig. 4.2- a) Respuesta espectral del proceso CARS en una resonancia de frecuencia Ω y ancho de línea Γ y b) Respuesta espectral del proceso CARS con fondo no resonante (línea de puntos grises). La línea azul representa la parte imaginaria y la línea roja la parte real de $\chi_R^{(3)}$.

De esta breve descripción de los conceptos básicos del proceso CARS, se pueden derivar las principales características de la microscopía CARS. El mecanismo de contraste en la microscopía CARS es proporcionado por las resonancias vibracionales de $\chi^{(3)}$. Si la diferencia de frecuencia entre la componente de bombeo y la componente Stokes $\omega_p - \omega_s$, coincide con la frecuencia de una vibración molecular Ω_j de la muestra, entonces la resonancia $\chi_R^{(3)}$ conduce a una fuerte mejora de la señal CARS. Para mapear la distribución de un enlace molecular con una resonancia vibracional Ω_j , la diferencia de frecuencia $\omega_p - \omega_s$ se sintoniza con Ω_j , y la señal CARS se monitoriza mientras se escanean los haces láser sobre la muestra. Dado que la generación de esta señal es un proceso óptico no lineal de tercer orden, se necesitan altas intensidades de excitación para una generación eficiente de la señal CARS, que solo se obtienen haciendo uso de un haz láser pulsado muy focalizado. Además, en analogía con la microscopía de dos fotones [168], la microscopía CARS ofrece una capacidad de imagen tridimensional.

Una ventaja importante de la microscopía CARS sobre la microscopía de dispersión Raman espontánea es el hecho de que la fluorescencia de fondo de la muestra no interfiere con la detección de la señal CARS. Como $\omega_p > \omega_s$, se deduce que la frecuencia ω_{as} es mayor que todas las frecuencias de excitación. Esto también implica que todas las señales Raman espontáneas y la fluorescencia de fondo de la muestra se observarán a frecuencias más bajas en comparación con las de excitación. Sin embargo, a diferencia de la microscopía de fluorescencia, la señal en la microscopía CARS no se detecta sin señal de fondo. Este problema se atribuye a la parte no resonante de la susceptibilidad $\chi_{NR}^{(3)}$, que tiene un origen puramente electrónico. En ausencia de resonancias electrónicas, $\chi_{NR}^{(3)}$ casi no muestra dependencia de la frecuencia. Sin embargo, la señal aumenta si la resonancia electrónica del haz de bombeo coincide con una transición de dos fotones en la muestra [169]. La existencia de un fondo no resonante es el principal obstáculo que se encuentra en las aplicaciones prácticas de la microscopía CARS, ya que limita severamente la sensibilidad alcanzable. Por este motivo, la mayoría de los esfuerzos realizados durante los últimos años se han centrado en mitigar el efecto del fondo no resonante o convertirlo en una ventaja.

4.3- Especificaciones láser para la obtención de imágenes CARS.

Para la aplicación biomédica de rutina, la modalidad ideal para la obtención de imágenes debería permitir la visualización en tiempo real y sin marcadores de la composición molecular de tejidos con un tamaño de área de unos mm^2 . Las técnicas de obtención de imágenes CARS proporcionan un contraste molecular sin marcadores y una alta velocidad de adquisición de imágenes [170, 171]. Sin embargo, tanto la profundidad de penetración como el contraste molecular dependen fundamentalmente de la correcta adaptación de las características del láser a las propiedades ópticas del tejido y al método de obtención de imágenes. El contraste de CARS se basa en la dispersión Raman, es decir, los fotones se dispersan inelásticamente de una molécula al producirse la relajación de un enlace molecular excitado, denominada dispersión Raman *anti-Stokes*. Dado que las frecuencias de vibración dependen de la fuerza y la masa del enlace, y que el número de vibraciones moleculares depende del número de átomos por molécula, el espectro Raman es altamente específico de cada molécula. La Figura 4.3 muestra un espectro Raman de proteínas típico junto con la estructura del dipéptido fenilalanina-alanina. El espectro vibracional consiste en la región de la huella espectral que contiene vibraciones altamente específicas de la molécula y bandas características de ciertos grupos funcionales, por ejemplo, la vibración de deformación del anillo de benceno a 1000 cm^{-1} y la vibración de enlaces $\text{C}=\text{O}$ en 1650 cm^{-1} . La región entre 2700 y 3300 cm^{-1} se caracteriza por las vibraciones de enlaces $\text{C}-\text{H}$, como los metilenos a 2850 cm^{-1} o los grupos metil a 2930 cm^{-1} . Entre 1700 y 2700 cm^{-1} hay una región denominada zona de silencio espectral en la que solo se producen unas pocas vibraciones.

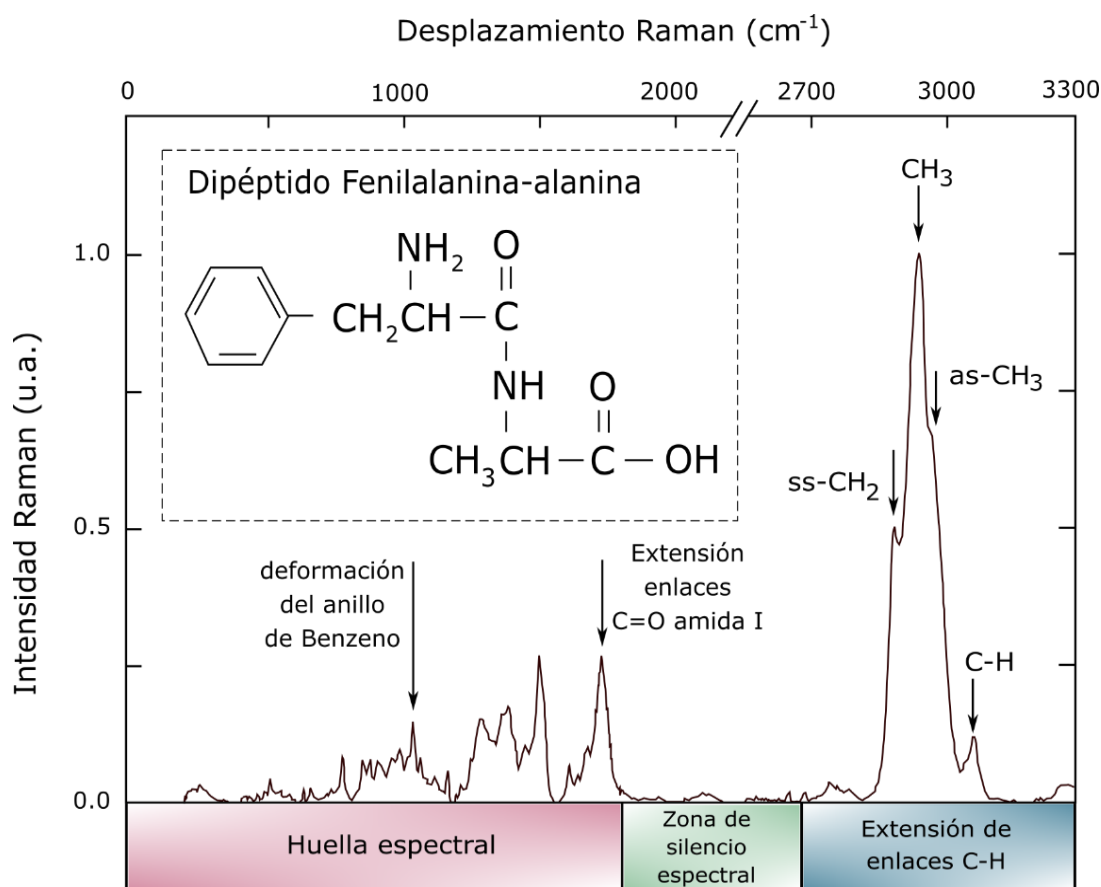


Fig. 4.3- Espectro Raman de una proteína caracterizada por las vibraciones específicas de los grupos funcionales de un dipéptido fenilalanina-alanina [172]

Las características de los espectros Raman de células y tejidos pueden asignarse a proteínas, lípidos, ácidos nucleicos y carbohidratos. Dado que cada anomalía patológica está acompañada por cambios en la composición y estructura bioquímicas de las moléculas, el espectro de Raman proporciona una huella sensible y específica del tipo y estado de la muestra. Si bien la ventaja de la espectroscopia Raman espontánea reside en su alta especificidad sin precedentes, adolece de una sensibilidad pobre que resulta en tiempos de adquisición bastante largos que no son adecuados para imágenes en tiempo real. Debido a su simplicidad y sus características, CARS se adapta mejor al uso rutinario en investigación clínica, por lo que es necesario describir las especificaciones láser necesarias para la obtención de imágenes CARS. Para discutir sobre los parámetros de la fuente de luz óptima para la toma de imágenes CARS, se deben distinguir dos enfoques: CARS multiplexado, donde se ilumina la muestra con un pulso de bombeo de banda estrecha, que determina la resolución espectral, y con un pulso de Stokes de banda ancha que cubre una parte o incluso el espectro Raman completo [23, 173, 174], y CARS de frecuencia única, en los que la muestra se ilumina con dos láseres de banda estrecha y la adquisición de espectros se realiza mediante el ajuste de la diferencia de frecuencia entre el láser de bombeo y el láser Stokes. Debido a la compleja respuesta espectral de CARS basada en la detección del módulo cuadrado del espectro de la susceptibilidad no lineal de tercer orden $\chi^{(3)}$ [175], el CARS multiplexado requiere la necesidad de un espectrógrafo, y el postprocesado de los resultados espectrales hace este método significativamente más difícil y lento. Por lo tanto, el enfoque más simple es el de CARS de frecuencia única, que además permite las tasas de adquisición más rápidas [24]. A continuación, se desglosan las características láser ideales para la obtención de imágenes CARS de frecuencia única.

4.3.1- Longitud de onda (profundidad de penetración)

Uno de los aspectos más importantes de las imágenes no lineales es la posibilidad de explorar el tejido tridimensionalmente como ya se ha comentado en la sección anterior. Para lograr la mayor profundidad de penetración en los tejidos muestreados, las pérdidas de absorción y dispersión deben minimizarse.

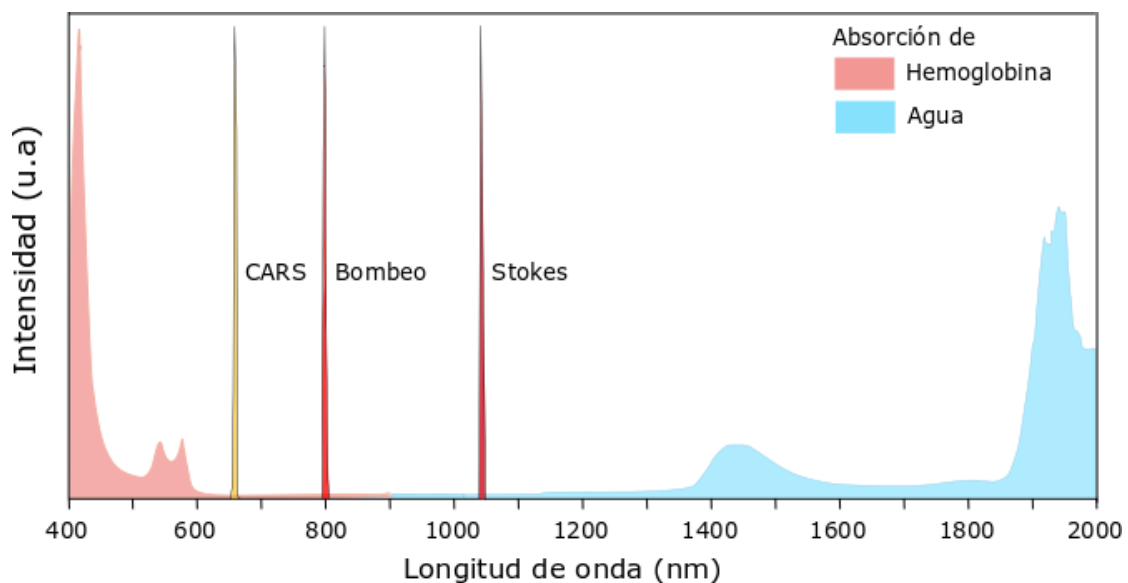


Fig. 4.4- Espectro CARS de frecuencia única en la ventana espectral de trabajo limitada por la hemoglobina y el agua [176]

Como se muestra en la figura 4.4, la ventana óptima para realizar imágenes biomédicas está limitada por la absorción de la hemoglobina y el agua. La zona de mayor transparencia de ambos materiales se encuentra en el rango de longitudes de onda entre 600 y 1400 nm y alrededor de 1700. Por lo tanto, todos los fotones deben estar en este rango, ya que, de lo contrario, el calentamiento causado por la absorción podría destruir la muestra. El rango espectral de 600 a 1400 nm abarca alrededor de 9500 cm^{-1} , lo que permite la generación y detección de los desplazamientos Raman relevantes bioquímicamente hablando. La figura 4.4 muestra a modo de ejemplo la señal de bombeo y de Stokes para una aplicación típica de CARS de frecuencia única. En este rango espectral, las pérdidas están dominadas por la dispersión de *Rayleigh*, y son inversamente proporcionales a λ^4 y, por lo tanto, los fotones con longitudes de onda más cortas se dispersan mucho más fuertemente que los fotones en el infrarrojo cercano. Además, la absorción no lineal multi-fotón conduce a una fuerte absorción en la región UV. Por lo tanto, las técnicas de imágenes no lineales, en las que la potencia de pico de la luz es lo suficientemente alta como para causar tal interacción no lineal, se benefician de longitudes de onda más largas. Sin embargo, esto conlleva el costo de una resolución espacial reducida y problemas técnicos derivados de la disponibilidad limitada de objetivos de microscopía de alta apertura numérica (NA) corregidos cromáticamente. Por lo tanto, el rango de longitud de onda de alrededor de $1\text{ }\mu\text{m}$ es una compensación entre bajas pérdidas de dispersión, absorción no lineal, resolución espacial y la disponibilidad de lentes y componentes ópticos.

4.3.2- Ancho de banda espectral (resolución espectral)

La resolución espectral del proceso CARS está determinada por el ancho de banda espectral de los pulsos láser de bombeo y de Stokes [177]. En el caso de CARS de frecuencia única, la convolución de ambos anchos de banda determina la resolución espectral de la medición. Por lo tanto, ambos pulsos (bombeo y Stokes) tienen que ser de banda estrecha para alcanzar una alta resolución espectral (y con ello una alta resolución química). En la figura 4.5 se comparan diferentes mediciones de un proceso CARS en el rango de los enlaces CH de 2750 a 3000 cm^{-1} con una resolución espectral simulada de 1 , 5 y 10 cm^{-1} . Se puede observar claramente que el contraste entre las diferentes líneas es mucho mejor en la resolución más alta. Por este motivo, son preferibles las resoluciones espectrales por debajo de 5 cm^{-1} , especialmente en la región de la huella espectral donde las bandas Raman están mucho más juntas. Para líneas Raman aisladas, el fondo no resonante en una medición CARS aumenta linealmente con el ancho espectral de los pulsos que generan la señal CARS. Debido a esto, para aumentar el contraste con el fondo no resonante, el ancho de banda de los láseres tiene que ser lo más estrecho posible [178].

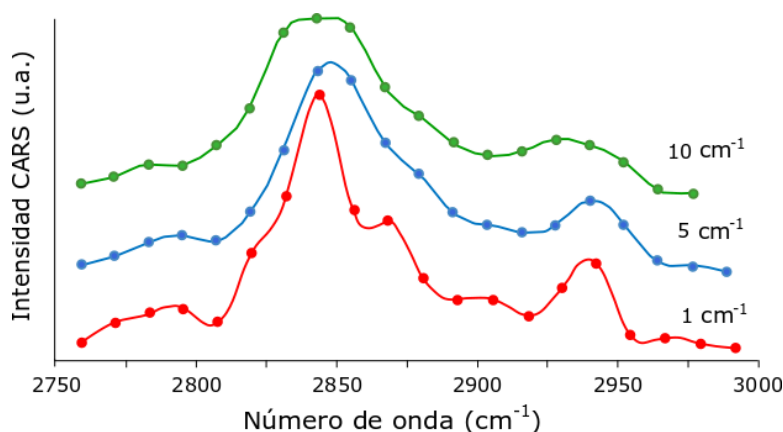


Fig. 4.5- Espectro de la señal CARS para diferentes resoluciones

Por lo tanto, se puede concluir que las imágenes de alta resolución espectral dan como resultado un límite de detección más bajo y una mejor discriminación de los marcadores moleculares, por ejemplo, proteínas y lípidos. Una resolución espectral de 1 cm^{-1} corresponde a pulsos gaussianos limitados por su transformada de Fourier de aproximadamente 15 ps en la región de longitudes de onda en torno a $1 \mu\text{m}$.

4.3.3- Potencia de pico/promedio, duración de pulso y tasa de repetición (fotodañado)

El principal factor limitante para lograr la mayor relación señal a ruido durante una medición, o para lograr la tasa de adquisición más rápida, es el fotodañado de la muestra. Este factor debe ser considerado al elegir la longitud de onda, la tasa de repetición, la potencia de pico y la potencia promedio de la fuente láser. Se han realizado muchos estudios destinados a descubrir la naturaleza del fotodañado en las células vivas y su dependencia de la potencia del láser [179, 180]. El umbral de fotodañado a partir del cual es probable que se produzca la destrucción foto-inducida de la muestra, está relacionado con los parámetros que determinan la intensidad de la señal CARS a través de la ecuación (4.5):

$$D = P_{\Lambda}^n \cdot f_{Rep} \cdot \tau \quad (4.5)$$

donde P_{Λ} es la potencia de pico, f_{Rep} la frecuencia de repetición del pulso y τ la duración de los pulsos. El exponente n tiene una dependencia no lineal del fotodañado y está relacionada con la potencia de pico y la duración de pulso (varía en el rango de 1 a 2 para duraciones de pulso de picosegundos, y hasta 2.5 para duraciones de pulso por debajo de los picosegundos y altas potencias de pico como se ha observado experimentalmente [181]). Para discutir la importancia de la frecuencia de repetición de los pulsos del láser, debemos considerar la foto-toxicidad y la generación de la señal CARS. La intensidad del proceso CARS viene definida como:

$$P_{CARS} = P_{Bombeo}^2 \cdot P_{\Lambda \text{ Stokes}} \cdot f_{Rep} \cdot \tau \quad (4.6)$$

Este valor es proporcional a la intensidad de la señal esperada en el fotodetector del microscopio de barrido láser. La intensidad real de la señal solo depende de la óptica del microscopio y de la superposición temporal y espacial de los haces de bombeo y de Stokes. Según la ecuación (4.6), para lograr altas intensidades de señal, los pulsos de bombeo y de Stokes deben tener una potencia de pico alta. Sin embargo, para evitar el foto-dañado de la muestra durante la medición, tanto la potencia promedio como la de pico deben estar limitadas. Como se puede observar, la potencia de la señal CARS es dependiente de la potencia de pico con $n=3$ (y el fotodañado suele ocurrir para un $1 < n < 2$), por lo tanto, la única forma de maximizar la intensidad de la señal para un determinado umbral de daño D es disminuir la frecuencia de repetición f_{Rep} y la duración del pulso τ [182, 183], mientras aumenta la potencia de pico de la señal de bombeo y/o la de Stokes. Como muestran los estudios, reducir la duración del pulso no es muy efectivo ya que también aumenta el exponente n en la ecuación (4.5) de umbral de fotodañado. Para la microscopía CARS, la duración del pulso juega un papel crucial, ya que es inversamente proporcional al ancho de banda mínimo que puede tener un pulso. Esta relación se llama producto del ancho de banda con el tiempo (TBP del inglés *Time-Bandwidth Product*) y viene dado por: $\tau \geq 0.44/(\Delta\nu \cdot c)$ para pulsos gaussianos con un ancho de banda $\Delta\nu$. Si la duración del pulso se vuelve muy corta, el ancho de banda espectral aumenta hasta un punto en el que es más ancho que las bandas de Raman. En consecuencia, el ancho del pulso del láser de excitación define la

resolución espectral máxima y el contraste que se puede conseguir entre dos líneas Raman en microscopía CARS. En contraste, la reducción de la tasa de repetición permite mayores potencias de bombeo y Stokes, lo que finalmente conduce a mayores intensidades de señal en el mismo nivel del fotodañado D. La figura 4.6 muestra la potencia de señal P_{CARS} en el caso de la microscopía CARS con un umbral de fotodañado constante D para diferentes resoluciones y tasas de repetición de CARS para pulsos limitados por su transformada de Fourier.

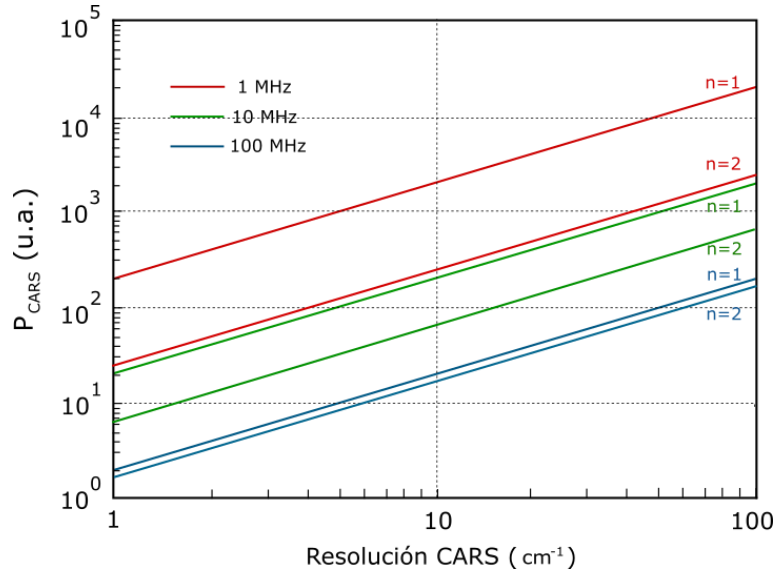


Fig. 4.6- Dependencia de la intensidad de la señal utilizada en el proceso CARS para diferentes tasas de repetición y resoluciones CARS con un umbral de foto-dañado D con exponente $n=1$ y $n=2$.

Dado que la resolución en microscopía CARS debe ser mejor que 10 cm^{-1} para detectar resonancias muy separadas con un alto contraste, la duración del pulso debe ser de al menos unos pocos picosegundos. Dependiendo del exponente n en la ecuación del umbral de fotodañado (que puede variar entre 1 y 2 trabajando en el rango de unidades o decenas de picosegundos), la diferencia en la potencia de señal P_{CARS} de un proceso CARS bombeado por un láser con una tasa de repetición de 100MHz a 1MHz varía en un orden de magnitud (de 10 a 100) como se muestra en la figura 4.6. Esto significa que, para potencias de pico moderadas, siempre es mejor elegir la tasa de repetición de láser más baja posible para alcanzar al mismo tiempo, potencias de señal alta y resolución espectral elevada. Por supuesto, para imágenes de alta velocidad, la tasa de repetición también define la tasa mínima de adquisición de píxeles. A medida que la longitud del pulso aumenta, el exponente n en la ecuación del umbral de daño también disminuye. Por lo tanto, al utilizar pulsos del orden de decenas de picosegundos, se pueden usar pulsos de bombeo y de Stokes con potencias de pico más altas sin causar destrucción fotoinducida del tejido. Al final, la tasa de repetición óptima y la duración del pulso se determinan por la tasa de adquisición de píxeles y la resolución química deseada.

Por otro lado, la frecuencia de repetición del tren de pulsos del láser es importante para permitir la obtención rápida de imágenes, ya que se requiere al menos un disparo láser por cada píxel de la imagen. La velocidad de adquisición de imágenes de video es de aproximadamente 8 millones de píxeles por segundo (resolución 640×480 píxeles², 24 frames por segundo), por lo tanto, se requieren tasas de repetición $> 8\text{ MHz}$. Para microscopios de escaneo láser estándar con tiempo de espera por píxel de $1\text{ }\mu\text{s}$, se requieren láseres con una tasa de repetición de 1 MHz.

4.3.4- Resumen de los parámetros óptimos de la fuente láser para la obtención de imágenes CARS.

Tras haber realizado una descripción detallada de la influencia de los parámetros de la fuente de luz en la microscopia CARS de frecuencia única, se resumen los parámetros óptimos para la obtención de imágenes CARS en la tabla 4.1.

Parámetro	Valor
Rango de longitud de onda de la señal de bombeo y Stokes	750 – 1500 nm
Rango de desplazamiento Raman	0 – 3500 cm^{-1}
Duración de pulso (para una resolución de 1 cm^{-1})	>15 ps
Tasa de repetición para adquisición de imágenes estándar/video	1 MHz/10 MHz
Potencia de pico en la muestra	~300 W
Potencia promedio en la muestra	~30 mW

Tabla. 4.1-Parámetros óptimos para la obtención de imágenes en microscopía CARS de frecuencia única.

Se ha analizado la influencia de la longitud de onda, el ancho de banda espectral, la frecuencia de repetición y la duración del pulso en el proceso de imagen de CARS. Estos valores influyen directamente en la velocidad de imagen, la resolución CARS y la calidad de la imagen, y están directamente relacionados a través de las limitaciones impuestas por la potencia promedio y la potencia de pico total que se pueden irradiar sobre la muestra biológica sin dañarla. Tal y como se ilustra en la Fig. 4.7, se puede ver que tanto las bajas tasas de repetición con una potencia promedio constante, como los pulsos cortos con una energía de pulso constante aumentan la intensidad de la señal CARS general, mientras que las duraciones de pulso que implican una anchura espectral del láser por encima del ancho espectral de la resonancia Raman reducen el contraste de la imagen.

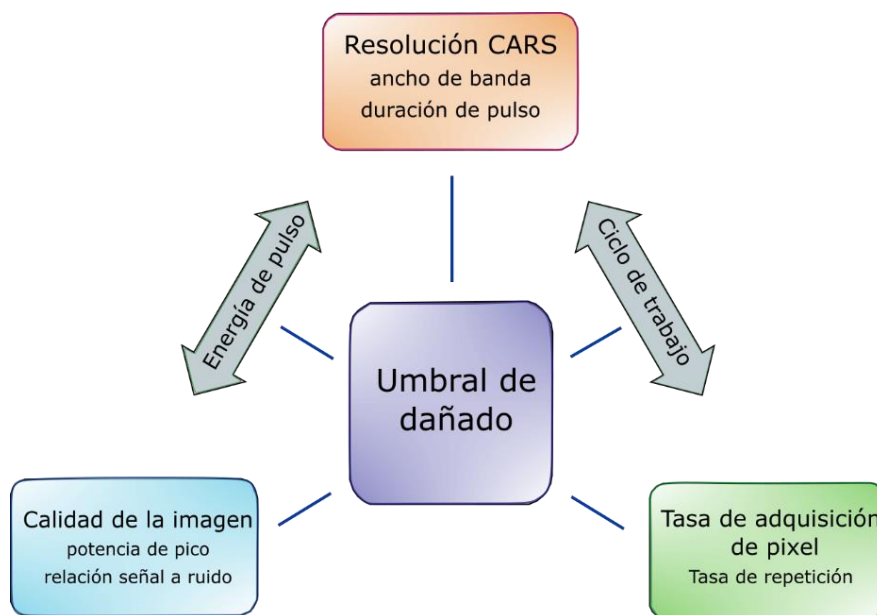


Fig. 4.7- Visualización de la dependencia de los parámetros de pulso de un láser CARS

Además, uno de los mayores desafíos en este contexto, es la obtención de una alta resolución química combinada con una alta velocidad de adquisición de imágenes de video, hasta ahora solo posible con imágenes CARS de frecuencia única. A continuación, se presentarán las fuentes láser para microscopía CARS de banda única, antes de revisar en profundidad los conceptos y fundamentos de los componentes basados en fibra para la obtención de imágenes CARS.

4.4 - Fuentes láser en fibra basadas en FWM aplicadas a microscopía CARS

Como ya se ha explicado con anterioridad, la mezcla de cuatro ondas es un proceso paramétrico óptico no lineal de $\chi^{(3)}$ que implica la interacción de cuatro ondas electromagnéticas o fotones. En el caso de la mezcla degenerada de cuatro ondas, dos fotones tienen la misma frecuencia. Para convertir la luz a través de un proceso paramétrico se debe cumplir la condición de coincidencia de fase, es decir, la conservación de la energía y el momento. Dado que la luz se genera exclusivamente en las longitudes de onda emparejadas en fase, FWM genera luz con alto contraste y apenas señal de fondo. Dependiendo del perfil de dispersión de la fibra, que puede ajustarse mediante los parámetros geométricos de la PCF, es posible la conversión directa de frecuencia que abarque todo el espectro Raman. La sintonización espectral y el ancho de banda de la ventana de ganancia espectral dependen de la longitud de onda de bombeo y la potencia del mismo [184]. En esta sección se presentan las diferentes configuraciones de fuentes basadas en FWM aplicadas a microscopía CARS. Primero, se describe un sistema completamente en fibra basado en FWM sin semilla también denominada generación óptica paramétrica (OPG del inglés *Optical Parametric Generation*). Con el fin de disminuir el ancho de banda espectral (mejorando así la resolución CARS) de estos sistemas, se desarrollan dos conceptos para estrechar espectralmente las señales generadas en el proceso de FWM: por un lado, utilizar una semilla de la componente *anti-Stokes* o *Stokes* (que por razones históricas, en este proceso son conocidas como *signal* e *idler* respectivamente) a través de una fuente externa (amplificación óptica paramétrica, OPA del inglés *Optical Parametric Amplification*), y por otro, utilizar parte de la componente *signal* o *idler* generada para retroalimentar directamente el proceso de FWM (oscilador óptico paramétrico, OPO del inglés *Optical Parametric Oscillator*).

4.4.1- Fuente láser basada en la generación óptica paramétrica

La generación óptica paramétrica (OPG), es decir, la generación de una señal a partir de ruido cuántico, es la forma más sencilla de realizar la conversión de frecuencia basada en FWM. En este caso, el ancho de banda de las componentes *idler* y *signal* representan aproximadamente el ancho de banda de ganancia del proceso FWM [185]. Para potencias de pico de la señal de bombeo en el rango de unos pocos kW, las fibras de conversión con longitudes de unas pocas decenas de centímetros son óptimas para alcanzar potencias de pico altas con anchos de banda razonablemente estrechos para las componentes generadas paraméricamente [24]. Como puede verse en la figura 4.8, el pulso *signal* resultante puede ser significativamente más corto que la duración del pulso de bombeo, ya que solo la parte más intensa del pulso de bombeo se convierte de manera eficiente, lo que resulta en una eficiencia de conversión de potencia promedio del 10% aproximadamente.

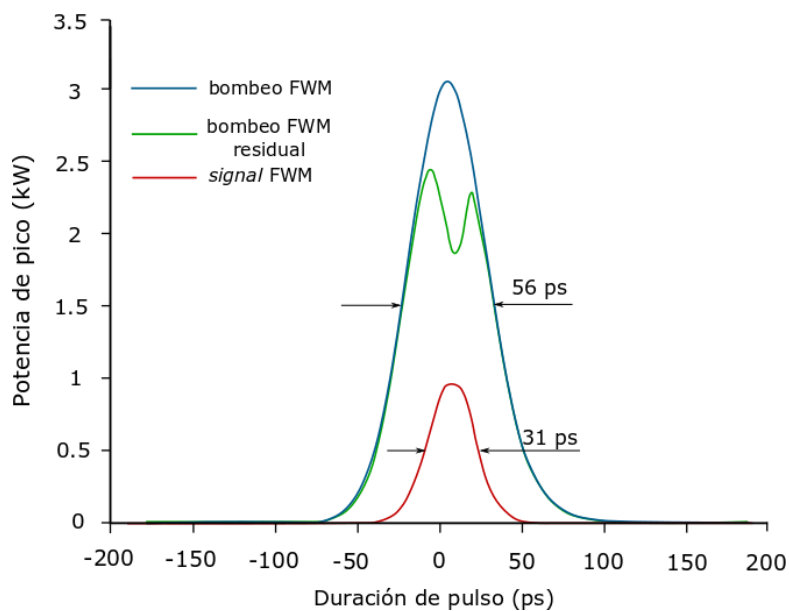


Fig. 4.8- Acortamiento de los pulsos tras la conversión paramétrica basada en FWM en fibra PCF [186]

El ancho de banda de las componentes *signal* e *idler* es más amplio que el ancho de banda ideal requerido para la microscopía CARS de resonancias estrechas. Sin embargo, la OPG basada en FWM ofrece un enfoque extremadamente simple para una fuente CARS completamente en fibra y es adecuado para muchas aplicaciones, por ejemplo, en la región de vibraciones C–H. Los pulsos de las componentes paramétricas y el bombeo residual salen de la fibra de conversión, superpuestos temporal y espacialmente, por lo que no se requiere ninguna configuración adicional para combinar los pulsos. Teniendo en cuenta el desfase temporal que se produce entre las señales en el proceso de conversión de frecuencia debido a las distintas velocidades de grupo de las componentes, hay que acotar la longitud máxima de la fibra de conversión para que la eficiencia de conversión no se vea muy limitada. Por ejemplo, para una fibra de conversión de 1 m, donde el desfase entre los pulsos de la componente *signal* y el bombeo es del orden de 10 ps/m, se podría considerar despreciable dicho desfase siempre que la duración de los pulsos implicados sea del orden de unas decenas de picosegundos. Los principales inconvenientes de esta fuente son sus limitadas capacidades de sintonización y su resolución espectral moderada. Este problema se agrava aún más si se requieren resonancias Raman de número de onda menor (en el rango por debajo de 1000 cm^{-1}), ya que la resolución espectral disminuye cerca de la longitud de onda de dispersión cero debido a los anchos de banda de ganancia más altos.

4.4.2- Fuente láser basada en la amplificación óptica paramétrica

Con el fin de mejorar la resolución química del proceso CARS, el ancho de banda de las componentes *signal* e *idler* debe reducirse, por ejemplo, utilizando una semilla de una de las dos componentes en el proceso de FWM. Una fuente de onda continua como láser semilla implica la sincronización de la misma con los pulsos de bombeo como se puede ver en la figura 4.9 [187].

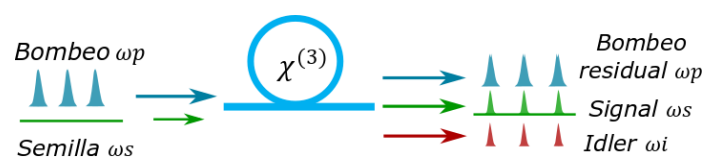


Fig. 4.9- Proceso de amplificación óptica paramétrica basado en FWM en fibra PCF

El uso de una semilla en el proceso de FWM reduce tanto el ruido como el ancho espectral, ya que la señal se amplifica desde una semilla bien definida en lugar de generarse a partir del ruido cuántico, lo que se conoce como amplificación óptica paramétrica. En el caso de utilizar una semilla espectralmente estrecha, el ancho de banda de las componentes *signal* o *idler* depende de la anchura espectral del pulso de bombeo [188]. La utilización de pulsos de bombeo con una duración de pulso larga, de varias decenas de picosegundos, favorece una anchura espectral estrecha, lo que se traduce en una mejora significativa de la resolución química. En diferentes experimentos se han utilizado como señal de bombeo y señal Stokes para el proceso CARS, la componente *signal* y la componente de bombeo, así como la componente *signal* y la componente *idler*. De esta manera, se aumenta el rango del espectro Raman de frecuencias vibracionales mediante la sintonización de la longitud de onda de la semilla y se mejora la resolución espectral, ya que el ancho de banda de las componentes generadas en el proceso de FWM es más estrecho que el bombeo residual que sale de la fibra de conversión. El rango de sintonización puede ampliarse aún más mediante la sintonización adicional del láser de bombeo. La alta resolución espectral proporcionada por el ancho de banda estrecho de las componentes *signal* o *idler* da lugar a un alto contraste químico, por ejemplo, en la región de enlaces C – H, donde se observan dos resonancias Raman adyacentes y parcialmente superpuestas a 2845 y 2930 cm^{-1} como en la figura 4.5.

Si bien la resolución espectral de este concepto es ideal para CRS, el enfoque no es aplicable de manera general debido a la necesidad de un láser sintonizable de onda continua y el rendimiento está limitado por la eficiencia de conversión, que es de aproximadamente el 15%.

4.4.3 - Oscilador óptico paramétrico en fibra

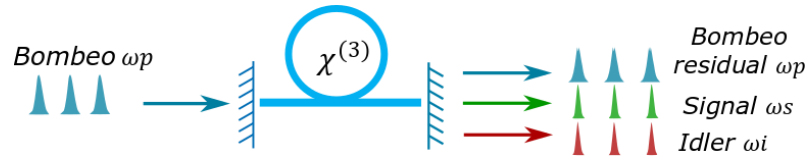


Fig. 4.10- Oscilador óptico paramétrico en fibra

La tercera configuración (Fig. 4.10) es un oscilador óptico paramétrico en fibra. En este tipo de estructura se genera una retroalimentación haciendo uso de una parte de la componente de bombeo, o de una de las componentes paramétricas (configuración de resonancia única) o de las dos componentes paramétricas simultáneamente (configuración de doble resonancia) [189-191]. La configuración de doble resonancia no es popular en la práctica, ya que la alimentación simultánea de tres ondas (bombeo, *Stokes* y *anti-Stokes*) en la cavidad conduce a una generación inestable a la salida del FOPO porque el proceso es sensible a las fases de las ondas. Para evitar tal situación, una de las componentes paramétricas debe eliminarse de la cavidad, bien utilizando un interferómetro Fabry Perot o una configuración lineal o en anillo (basada en elementos de fibra o en lentes) como cavidad FOPO. En consecuencia, la longitud de la cavidad debe adaptarse a la tasa de repetición f_{Rep} del láser de bombeo o múltiplos de dicha tasa de repetición:

$$f_{Rep} = \frac{c_0}{2n_g \cdot L} \quad (4.7)$$

Siendo L la longitud de cavidad, n_g el índice de grupo y c_0 la velocidad de la luz en el vacío. Para un valor determinado de L y n_g , la cavidad generalmente es resonante para un solo pulso de cierta longitud de onda.

Los FOPOs ofrecen dos ventajas respecto a la OPG. Primero, la retroalimentación disminuye el umbral de generación, y segundo, la resolución química obtenida es muy alta, ya que es posible reducir sustancialmente la anchura espectral de la radiación paramétrica generada a la salida FOPO. El alto contraste químico resultante de esta fuente se ha demostrado al sondear las resonancias Raman parcialmente superpuestas ubicadas en 2845 y 2930 cm^{-1} para distinguir entre estructuras de proteínas y lípidos [192]. Las múltiples ventajas de este enfoque son: una alta eficiencia de conversión bombeo-*signal* de más del 30%, una resolución espectral alta ($<1 \text{ cm}^{-1}$) y un rango de sintonización amplio desde 700 a 3200 cm^{-1} . Además, se puede llegar a obtener una relación de intensidad ideal 2:1 entre la componente *signal* y bombeo (nombradas como bombeo y Stokes en el proceso CARS), con potencias de pico extremadamente altas de varios kW y una potencia promedio suficiente para compensar las pérdidas en experimentos ópticos complejos y permitir la penetración profunda de tejidos. Por lo tanto, el concepto del FOPO basado en FWM en fibras PCF es el más prometedor para la realización de láseres completamente en fibra, compactos y estables para su aplicación en microscopía CARS.

CAPÍTULO 5

FUENTES DE LUZ PARA MICROSCOPIA CARS

Como se ha planteado a lo largo de la tesis, el objetivo principal de este trabajo es desarrollar una fuente de luz realizada íntegramente en fibra óptica capaz de cumplir los requisitos de los parámetros del láser aplicado a microscopía CARS, que han sido explicados en el capítulo 4. A pesar de que otras fuentes basadas en óptica de espacio libre ya han sido capaces de proporcionar dichos parámetros, han demostrado ser muy poco prácticas para aplicaciones fuera de los laboratorios especializados. Este capítulo muestra el desarrollo de un conjunto de experimentos en los que el elemento central es un láser de fibra óptica en régimen pulsado con bloqueo de modo y una fibra microestructurada para generar paraméricamente las señales necesarias para su aplicación en microscopía CARS mediante el proceso de FWM.

5.1- Láser de fibra óptica de longitud de onda única basado en FWM para microscopía CARS

A continuación, se analiza en profundidad el desarrollo experimental de la primera versión del láser de fibra óptica basado en FWM para su aplicación en microscopía CARS. Este láser se define como un láser de frecuencia única puesto que el oscilador (también llamado láser semilla porque es el encargado de excitar el proceso de FWM) emite en una sola longitud de onda sin capacidad de sintonización amplia, lo que implica que la generación paramétrica de las bandas *anti-Stokes* y *Stokes* (*signal e idler*) llevada a cabo en la etapa de conversión basada en PCF está limitada por dicha longitud de onda.

La figura 5.1 muestra un diseño esquemático conceptual que describe la estructura láser desarrollada. Como se puede apreciar, el sistema está compuesto por cuatro secciones: el láser semilla, la etapa de pre-amplificación, la etapa de amplificación de potencia y la etapa de conversión paramétrica. A continuación, se detallan las características de cada parte de la estructura.

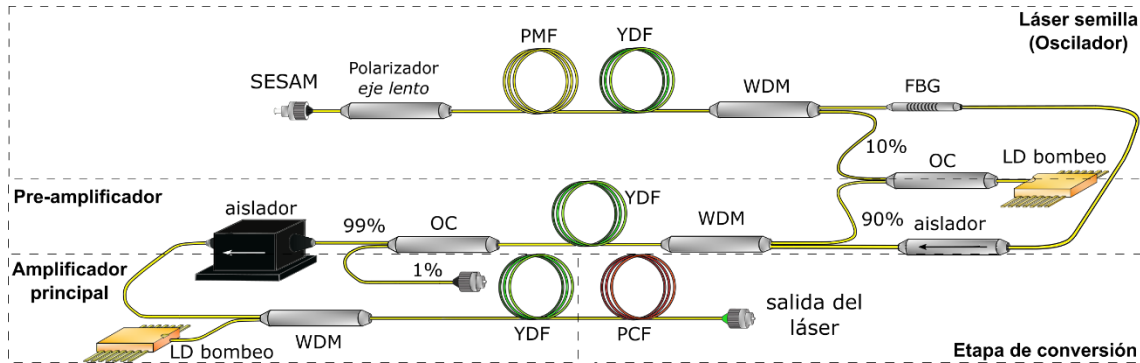


Fig. 5.1- Esquema de la estructura láser basada en FWM aplicada a microscopía CARS

5.1.1- El oscilador

Como se puede observar en la figura 5.1, se ha utilizado como base de la fuente, el oscilador desarrollado experimentalmente descrito en el capítulo 3 con algunas modificaciones para optimizar su rendimiento. Todas las fibras y componentes ópticos utilizados están basados en fibras mantenedoras de polarización. Se ha utilizado un SESAM (*Batop GmbH*), con una absorción del 40%, una profundidad de modulación del 29%, una fluencia de saturación de $90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, una pérdida no saturable del 11% y un tiempo de relajación de 9 ps, acoplado en fibra como modulador pasivo para realizar el bloqueo de modo y como espejo de banda ancha, un polarizador lineal acoplado en el eje lento para trabajar con un solo modo de polarización y estabilizar la señal generada, un rollo de fibra de 30 metros de fibra mantenedora de polarización para generar una línea de retardo y ajustar la tasa de repetición del láser (*Nufern PM980*), 1 metro de fibra dopada con iterbio con una absorción de 80 dB/m en el núcleo a 976 nm (*Nufern PM-YSF-LO*) como medio activo, un WDM 976/1030 para acoplar el bombeo a la cavidad lineal y la señal generada en la misma, y una FBG con una reflectividad del 90% utilizada en transmisión como puerto de salida del láser y con una longitud de onda central de 1031.5 nm para fijar la longitud de onda de emisión del láser pulsado. La fibra activa ha sido bombeada a través del puerto de un acoplador óptico (OC del inglés *Optical Coupler*) que desacopla el 10% de la potencia entregada por un diodo láser semiconductor con salida en fibra monomodo mantenedora de polarización, que proporciona una potencia máxima de 750 mW (75 mW en este puerto), mientras que el otro puerto se utilizará en la etapa de pre-amplificación. Como se ha mencionado, la cavidad Fabry-Perot del láser está definida básicamente por el SESAM y la FBG, y a la salida del láser se ha acoplado un aislador para evitar posibles reflexiones generadas en las etapas de amplificación que puedan volver a la cavidad, generando inestabilidades que perturben el funcionamiento por bloqueo de modo del láser y se pierda el régimen pulsado.

La configuración experimental del láser semilla, representada en la figura 5.1, permite la formación de pulsos basados en bloqueo de modo a través del bombeo propagante por el núcleo de la YDF en la cavidad lineal del oscilador. La FBG, que determina la emisión de longitud de onda de la fuente, se ha utilizado además para estabilizar el régimen pulsado y generar pulsos

espectralmente estrechos, que es una necesidad para cumplir con los requisitos del proceso de FWM y, por ende, de la resolución CARS, como se ha explicado en el capítulo anterior. Además, en base a las simulaciones y cálculos numéricos realizados, a la longitud de onda central elegida se genera una diferencia frecuencial de 2850 cm^{-1} entre la componente de bombeo y la anti-Stokes generada, que es la frecuencia de resonancia del grupo de enlaces C-H. El polarizador lineal selecciona la polarización de eje lento que suprime el campo óptico polarizado a lo largo del eje rápido, asegurando un régimen de operación estable ante la interacción de los modos transversales polarizados. Por otro lado, como ya se ha mostrado en el capítulo 2 y 4, se requieren pulsos con potencias de pico del orden de unidades de kW para generar FWM de manera eficiente, por lo que la introducción de una línea de retardo basada en fibra PM980 se debe básicamente a la necesidad de reducir al máximo la tasa de repetición del láser sin perder la capacidad de auto-iniciarse y sin utilizar ningún tipo de modulador opto-acústico externo como un selector de pulsos (en inglés *pulse-picker*) [193]. Como ya se ha explicado en el capítulo 3, la frecuencia de repetición del láser con bloqueo de modo viene determinada por el tiempo de ida y vuelta en la cavidad. Para una cavidad Fabry-Perot, $f_{rep} = c/(2 \cdot L \cdot n_g)$ donde L es la longitud total de fibra de la cavidad y n_g es el índice de grupo. De esta manera, se pueden conseguir tasas de repetición en torno a las unidades de MHz que, junto a una duración de pulso de decenas de picosegundos, permiten alcanzar una potencia de pico de unidades de kW con un diseño de una etapa de amplificación sencilla basada en fibras monomodo, simplificando mucho la estructura láser.

El oscilador pulsado presentado emite de manera automática una vez sobrepasado cierto umbral de emisión. Cabe destacar que se ha estudiado el ciclo de histéresis del láser puesto que, debido a la baja tasa de repetición de los pulsos, la cavidad es mucho más larga que en el oscilador implementado en el capítulo 3, lo que implica una acumulación de ganancia suficiente para que el láser se inicie de manera automática en el régimen de múltiple pulso, como se muestra en la figura 5.2. Debido a este motivo y a la histéresis mencionada, una vez alcanzado el umbral de auto-inicio es necesario disminuir la potencia de bombeo hasta conseguir el régimen de operación estable de un solo pulso. En este régimen, se ha medido tanto la anchura espectral como la duración de pulso a diferentes potencias de bombeo, desde el mínimo (justo por encima de la potencia en la que el oscilador pierde su carácter pulsado), hasta el máximo (justo por debajo de la potencia requerida para generar de nuevo el régimen de múltiple pulso). Estas medidas experimentales han permitido establecer que los pulsos son más cortos temporalmente y más anchos espectralmente cuanto mayor es la potencia de bombeo, debido a que la saturación del SESAM se alcanza más rápidamente.

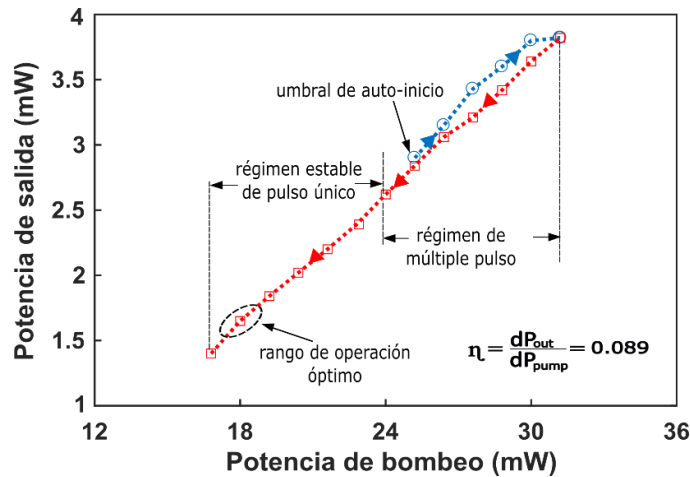


Fig. 5.2- Ciclo de histéresis de la emisión del láser en régimen pulsado por bloqueo de modo

En relación con lo expuesto en la figura 5.2, el oscilador tiene una potencia de salida que varía entre 1.5 y 2.6 mW, una duración de pulso entre 47 y 55 ps y una anchura espectral entre 100 y 120 pm para una potencia de bombeo entre 17 y 24 mW (régimen estable de pulso único). El rango de operación óptimo del láser se establece en base a las necesidades expuestas en el capítulo 4, lo que determina trabajar en el rango donde el espectro de salida del láser es más estrecho, es decir, donde la potencia de bombeo está cerca del mínimo establecido, aunque manteniéndola siempre un poco por encima para evitar perder el carácter pulsado ante cualquier fluctuación o perturbación al estar demasiado cerca de dicho mínimo.

En la figura 5.3 se muestra la caracterización de este oscilador que genera un tren de pulsos muy estable con una tasa de repetición de 2.4 MHz, una anchura espectral de 100 pm, una potencia promedio de 1.6 mW y una duración de pulso de 55 ps para un umbral de potencia de bombeo de 18 mW. La energía de pulso es de 6.67 nJ y la potencia de pico a la salida del oscilador es de 12.12 W.

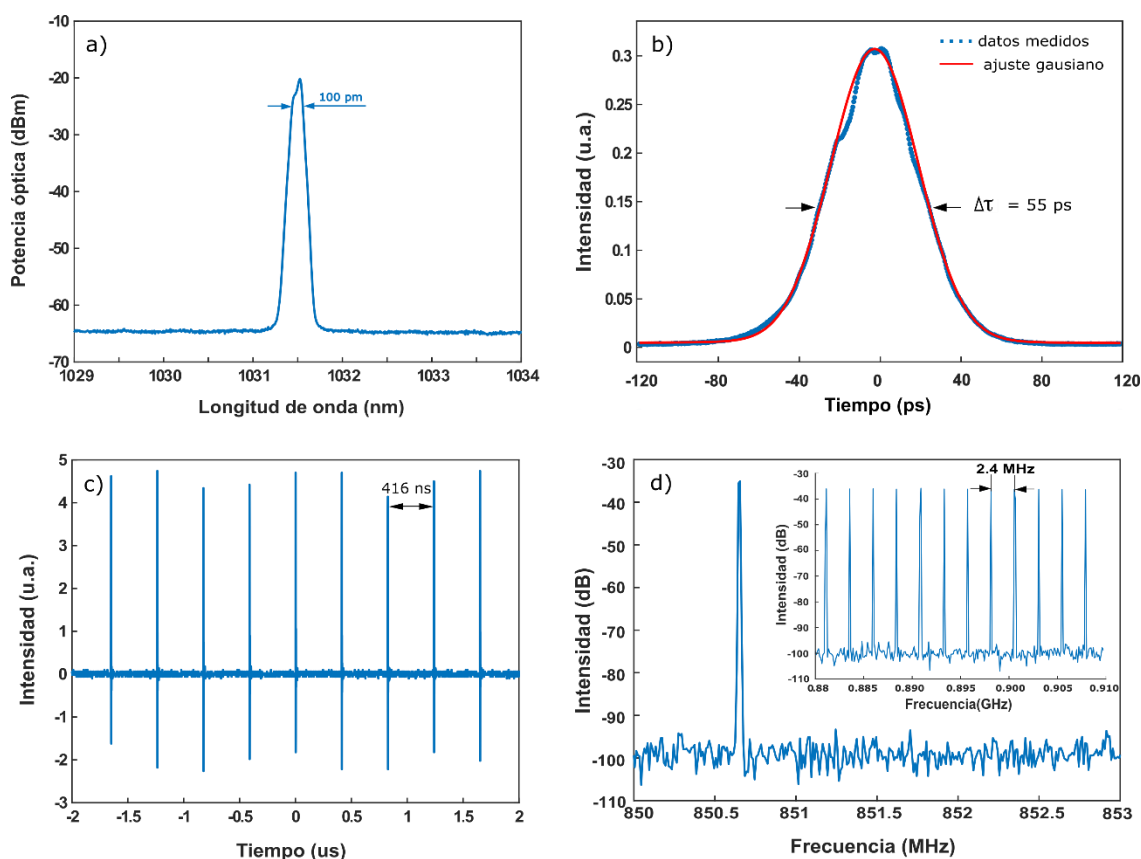


Fig. 5.3- a) Espectro óptico, b) traza temporal autocorrelada, c) tren de pulsos y d) espectro de radio-frecuencia del láser pulsado con bloqueo de modo.

Por otro lado, para corroborar la alta estabilidad de emisión del oscilador que se desprende del estudio en RF mostrado en la figura 5.3d) (donde se puede observar una SNR de más de 60 dB), se ha realizado un estudio de estabilidad durante 5 horas con más de 1500 muestras (figura 5.4). Para este estudio, se ha calculado la desviación estándar para analizar las variaciones en la potencia de salida del láser, mostrando un valor del 0.89% para una potencia promedio de 1.5 mW, lo que indica una gran estabilidad.

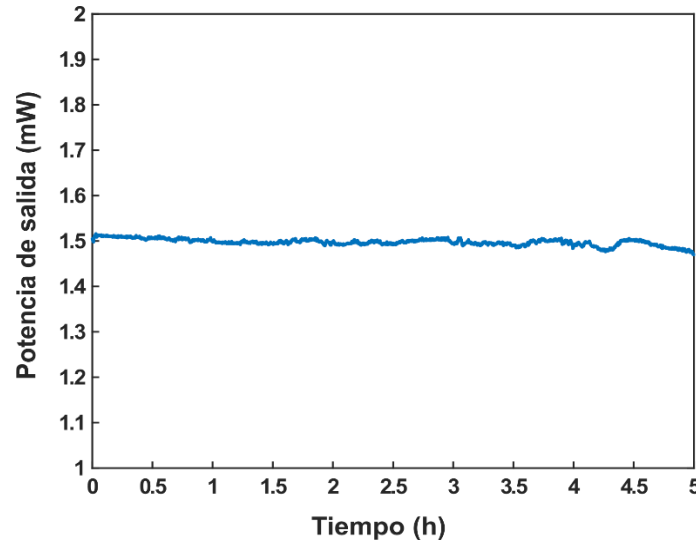


Fig. 5.4- Variaciones de la potencia de salida del láser durante 5 horas

5.1.2- Etapa de pre-amplificación y etapa de amplificación de potencia

Como se puede observar en la figura 5.1, previo a la etapa de conversión en la fibra PCF, el láser es amplificado en dos etapas, una de pre-amplificación y otra de amplificación en potencia. Esto es debido a que la potencia requerida para generar FWM en la fibra microestructurada es “moderada” y, por lo tanto, se ha optado por una etapa de doble amplificación basada en fibra dopada con iterbio y bombeada por el núcleo en ambos casos. Implementar la amplificación de esta manera, supone una simplificación considerable del propio sistema ya que el bombeo de la fibra activa se realiza mediante diodos de bombeo en configuración de mariposa, sin recurrir a alta potencia, y la inyección de la señal se ha realizado mediante WDMs de fibra monomodo convencionales, por lo que no es necesario la inclusión de combinadores de potencia en fibra multimodo, que supondrían una complejidad mucho mayor. Como resultado, se obtiene un sistema construido íntegramente de fibra óptica monomodo en el que todos los componentes están unidos por empalmes de fusión, y donde los núcleos de las fibras son muy similares, lo que facilita la eficiencia de acoplo entre las diferentes fibras utilizadas.

Para el preamplificador se ha utilizado 1.1 m de fibra activa dopada con iterbio con una absorción en el núcleo de 200 dB/m (*Nufern* PM-YSF-HI), un WDM 976/1030 de alta potencia que soporta hasta 1 W de potencia en ambos puertos, un acoplador óptico con una relación de acoplo 99/1 que desacopla el 1% de la señal pre-amplificada para monitorizar el funcionamiento pulsado del láser, y un aislador de alta potencia para proteger esta etapa y el propio oscilador de las reflexiones que pueden sucederse en la etapa de amplificación de potencia y que podrían dañar el SESAM o perturbar el régimen pulsado por bloqueo de modo. La fibra activa de la etapa pre-amplificadora se ha bombeado a través del puerto del acoplador óptico que desacopla el 90% de la potencia entregada por el diodo de bombeo utilizado para alimentar el oscilador. De esta manera se consigue minimizar el coste, ya que implica no tener que utilizar otro diodo láser, lo que supone otra montura y controlador adicional. Además, como el oscilador apenas requiere potencia de bombeo, se puede emplear la gran mayoría en la amplificación. Este pre-amplificador proporciona una ganancia de más de 20 dB, alcanzando a la salida una potencia promedio de 22 mW, con una tasa de repetición de 2.4 MHz y una anchura temporal de 53 ps, similar a la que presentaban los pulsos a la salida del oscilador.

El amplificador de potencia se ha montado con una fibra de 45 cm de fibra dopada con una alta concentración de iones de iterbio (*Liekki Yb1200-6/125DC-PM*), un WDM 876/1030 de alta potencia y un diodo de bombeo en 976 nm con una potencia máxima de 750 mW. La fibra activa utilizada en esta etapa es una fibra de doble revestimiento utilizada normalmente para amplificación de potencia siendo bombeada por el revestimiento en lugar de hacerlo por el núcleo. En este caso, como el tamaño de núcleo es compatible con las fibras convencionales utilizadas en la estructura láser, ha sido bombeada por el núcleo donde presenta una absorción de 1200 dB/m a 976 nm. En esta etapa no se ha incluido un aislador de potencia entre la fibra activa y la fibra microestructurada utilizada en la etapa de conversión para evitar perder potencia de pico en la conversión paramétrica debido a las pérdidas de inserción del aislador.

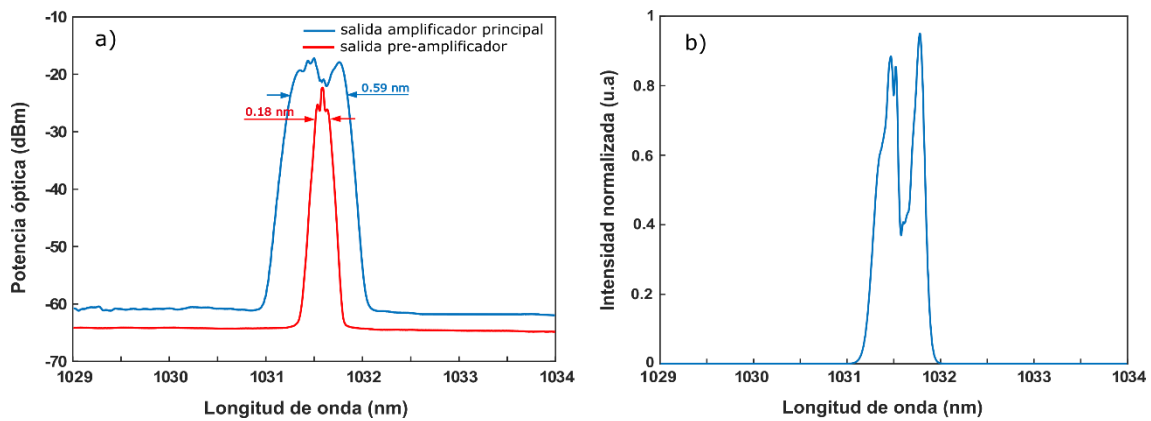


Fig. 5.5- a) Espectro de salida del pre-amplificador y del amplificador de potencia y b) espectro en escala lineal a la salida del amplificador de potencia donde se pueden observar los efectos de la SPM

En la figura 5.5a) se muestra el espectro de salida tanto del pre-amplificador como del amplificador principal, donde la potencia de bombeo inyectada en cada etapa es de 300 mW y 750 mW respectivamente. Como se puede observar, los espectros se han deformado apareciendo las típicas trazas en las bandas laterales por efecto de la auto-modulación de fase, aumentando la anchura espectral a 0.18 nm a la salida del pre-amplificador y 0.59 nm a la salida del amplificador de potencia. En la figura 5.5b) se observa el espectro a la salida del amplificador de potencia en escala lineal donde se visualizan mejor las trazas típicas de la SPM. La salida de las etapas amplificadoras entrega un tren de pulsos con una duración de 52 ps, una tasa de repetición de 2.4 MHz y una potencia promedio máxima de 470 mW, por lo que la potencia de pico es de 3.9 kW.

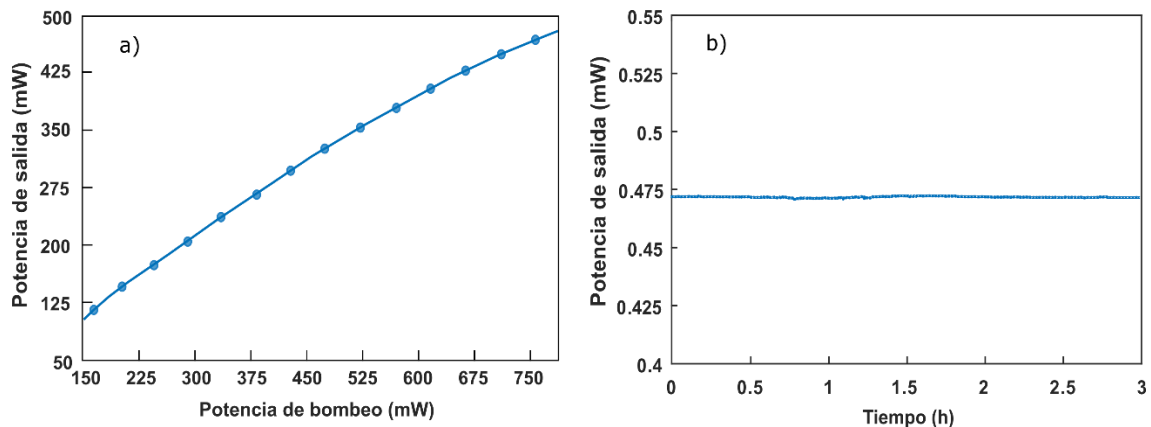


Fig. 5.6- a) Potencia promedio respecto a la potencia de bombeo a la salida del amplificador de potencia y b) variaciones de potencia del láser amplificado durante 3 horas.

En la figura 5.6a) se observa la potencia promedio obtenida a la salida del amplificador de potencia con respecto a la potencia de bombeo del diodo láser utilizado en esta etapa. Esta potencia promedio, junto a la duración del pulso y la tasa de repetición del láser, determinan la potencia de pico que se entrega a la etapa de conversión basada en una PCF. En este caso, y teniendo en cuenta que el pre-amplificador tiene una potencia de bombeo de 300 mW, limitada por la potencia entregada al oscilador al compartir el mismo diodo de bombeo (algo que se puede modificar como ya se verá más adelante), se obtiene una potencia máxima de salida de ~500 mW. Por otro lado, se ha llevado a cabo un estudio de estabilidad idéntico al realizado a la salida del oscilador, donde se ha estudiado durante 3 horas la desviación estándar con un resultado de 0.16%, lo que indica una estabilidad muy alta ideal para la conversión paramétrica basada en FWM.

5.1.3- Generación paramétrica basada en FWM

Una vez desarrollada y caracterizada la etapa de amplificación de la fuente láser pulsada, se ha procedido a la generación paramétrica de las bandas *anti-Stokes* y *Stokes* (*signal e idler*) mediante FWM en la fibra microestructurada LMA-5 seleccionada (capítulo 2). Para lograr este propósito se ha unido la fibra activa proveniente de la etapa de amplificación de potencia con la fibra PCF mediante un empalme de fusión, ya que el diámetro de campo modal es de 6 μm en la fibra activa y de 4.4 μm en la PCF, lo que las hace compatibles. En un principio, la PCF era también mantenedora de polarización (*NKT Photonics LMA-5-PM*) pero la fusionadora utilizada (*Fujikura FSM-100P*) no permite el alineamiento automático de este tipo de fibras, por lo que se llevaron a cabo diversas pruebas realizando el alineado manual y el empalme de la fibra por fusión. Para ello se posicionaba la fibra en un soporte para mantener la fibra fijada y se analizaba la cara final de la misma con un microscopio óptico, analizando el ángulo de las barras de estrés propias de las fibras PM como se puede ver en la figura 5.7. Después se rotaban las fibras de manera manual calculando la diferencia de ángulos y realizando la fusión, aunque sin éxito a la hora de obtener FWM. En un principio, la conclusión aparente es pensar que no se obtenía FWM porque el alineado no era correcto y el proceso se resentía, pero al utilizar la versión no mantenedora (*NKT Photonics LMA-5*) tampoco se obtenía FWM. El problema estaba relacionado con el rango de trabajo de la fuente y no con la etapa de conversión. Debido a que no se dispone de más fibra LMA-5-PM, y que realmente la fuente no sufre apenas despolarización con el uso de la fibra LMA-5, se ha optado por seguir utilizándola (aunque no se descarta volver a realizar pruebas con la versión PM). En el siguiente apartado, se explica el proceso seguido para realizar este empalme puesto que es el punto crítico de la fuente. Tras varias pruebas y una vez optimizado el proceso de fusión, se han obtenido empalmes con unas pérdidas de acoplo en torno al 25%, con la robustez necesaria para soportar niveles de torsión y tracción aceptables.

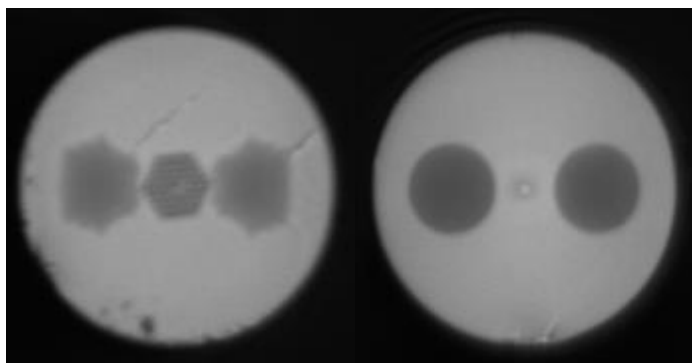


Fig. 5.7- Imágenes obtenidas de la PCF LMA-5-PM y la fibra activa Liekki Yb1200-6/125DC-PM

Una vez fusionadas las fibras, se han realizado varias pruebas experimentales con la longitud de la fibra PCF establecida en 3 m inicialmente. Con esta longitud de fibra, se ha llegado a obtener un principio de generación de supercontinuo desde 750 a 1600 nm, como se observa en la figura 5.8 (no se tomaron espectros de la generación de SC, pero sí una foto del OSA).



Fig. 5.8- Generación de SC visualizado en el OSA a la salida de la fibra microestructurada.

Tras varias pruebas, y adquiriendo un compromiso entre la longitud de la fibra (no se disponía de más fibra, lo que suponía un problema si se seguía acortando y se perdía eficiencia) y la generación paramétrica de las bandas, se optó por dejar una longitud de 1.6 m. La figura 5.9 muestra las bandas *anti-Stokes* y *Stokes* generadas mediante FWM. Estas bandas están centradas en 796 nm y 1466 nm respectivamente, y teniendo en cuenta que la longitud de onda de emisión del láser es 1031.5 nm, la diferencia de frecuencia entre el bombeo residual y la banda *anti-Stokes* (señales del proceso CARS) es de 2877.1 cm^{-1}

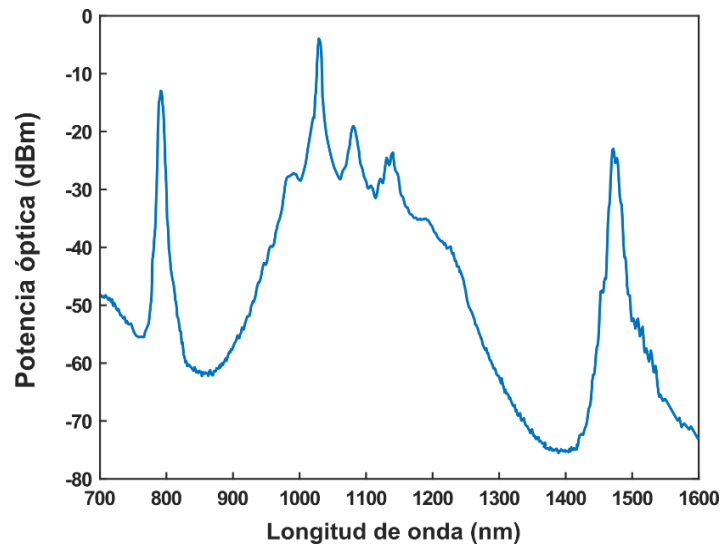


Fig. 5.9- Generación paramétrica basada en FWM en la fibra microestructurada LMA-5

Cabe destacar, a modo de comentario, que el espectro a la salida de la fibra microestructurada presenta los rasgos típicos de la generación de FWM con otros efectos no lineales presentes alrededor de la señal de bombeo (SRS fundamentalmente), que pueden deberse al uso de un conector FC/APC que está fusionado a la salida de la fibra PCF para poder realizar

las medidas de caracterización, y que para esta aplicación concreta pueden ser posibles fuentes de ruido. El objetivo propuesto es utilizar la propia salida de la fibra PCF para colimar el haz, colapsando el final de la misma, realizando un corte en ángulo y su posterior pulido, evitando de esta manera posibles reflexiones indeseadas y/o la generación de estos efectos no lineales indeseados.

Los datos obtenidos a partir de las medidas espectrales, permite ajustar el desplazamiento frecuencial entre la componente *anti-Stokes* (*signal*) y el bombeo, obtenido mediante simulación de la PCF (resultados mostrados en el capítulo 2). En la figura 5.10 se muestra el diagrama de coincidencia de fase con el desplazamiento en frecuencia esperado.

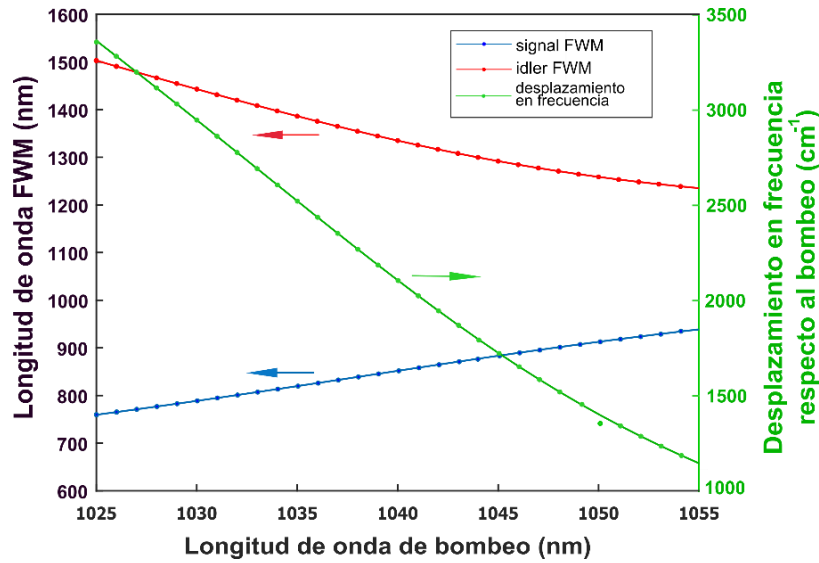


Fig. 5.10- Diagrama de coincidencia de fase simulado para la fibra LMA-5.

En la figura 5.11a) se ilustra la relación de potencia promedio de la componente *anti-Stokes* (*signal*) del proceso FWM en función de la potencia promedio total (bombeo residual + Stokes + *anti-Stokes*) a la salida de la fibra PCF. Para una potencia máxima del láser de bombeo de la etapa de amplificación de potencia (780 mW), se obtienen 71 mW de potencia de la banda *anti-Stokes* del proceso FWM y 320 mW de potencia total a la salida de la PCF. La figura 5.11b) muestra la forma espectral de la señal *anti-Stokes* generada con una anchura espectral de 3.6 nm, que es la anchura típica de la ganancia paramétrica no lineal.

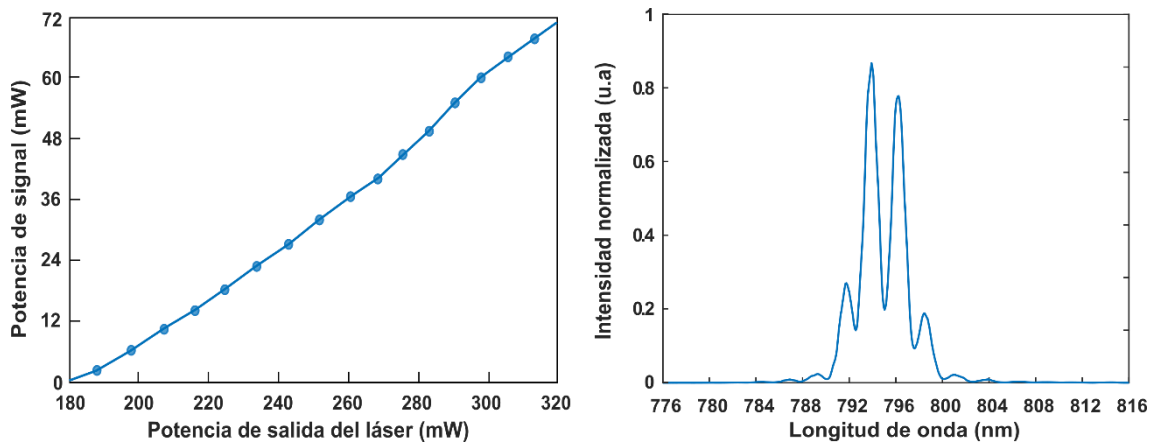


Fig. 5.11- a) Potencia promedio de la componente *anti-Stokes* generada (*signal*) respecto a la potencia promedio total a la salida de la PCF y b) espectro óptico en escala lineal de la componente *anti-Stokes*

Por último, se ha medido la anchura temporal de las componentes espectrales implicadas en el proceso CARS a la salida de la fibra PCF de manera aislada, tanto de la señal de bombeo como de la componente *anti-Stokes*, siendo la duración de pulso de 52 y 34 ps respectivamente. Esta diferencia temporal en la duración de los pulsos se debe a que la conversión paramétrica no se produce para todo el pulso de bombeo debido a las bajas intensidades de pico que presentan las colas. Es importante señalar que va a existir un determinado retardo temporal entre ambas señales ya que sus longitudes de onda de emisión están muy separadas en el espectro. Este retardo entre ambas componentes espectrales se debe al perfil de velocidad de grupo de la PCF utilizada y a la longitud de la misma. De esta manera, se puede dar la situación en la que no se produce el solapamiento temporal de los pulsos generados y, por lo tanto, no incidan de manera sincronizada sobre la muestra. Por este motivo, y como se explica más adelante, es necesario calcular la velocidad de grupo para el rango de longitudes de onda del proceso FWM. Teniendo en cuenta las características de la fibra, se ha obtenido un desfase temporal entre las señales de 1031.5 nm y 796 nm de 9.8 ps/m, y puesto que la duración del pulso de bombeo es de 53 ps, se garantiza el solapamiento temporal de las señales a la salida de la PCF.

5.1.4.- Empalmes de fusión con fibras microestructuradas

Una fusionadora de fibra óptica es un dispositivo cuya función principal es unir dos fibras ópticas, que pueden ser de diferentes tipos, mediante la aproximación de los extremos enfrentados de ambas fibras y su posterior calentamiento hasta el punto de fusión de la sílice. Cuando se realiza un empalme entre fibras convencionales de tipo comercial se utilizan los modos programados en la propia fusionadora preestablecidos por el fabricante, que cuentan con las condiciones que se consideran óptimas para realizar dicho empalme. Sin embargo, cuando alguna de las fibras que se va a fusionar es una PCF, se debe realizar una calibración previa para adecuar la intensidad del arco y el tiempo de exposición al tipo de fibra microestructurada. Durante el desarrollo experimental de las fuentes de luz presentadas en esta tesis, se han usado dos tipos de fusionadora de arco (*Fujikura* FS-45 y FSM-100P). La primera ha sido utilizada para realizar los empalmes entre la fibra activa mantenedora de polarización (Liekki Yb1200-6/125-DC/PM) del amplificador de potencia y la fibra microestructurada (*NKT Photonics* LMA-5) de la etapa de conversión, y la segunda para realizar el mismo empalme, pero con una fibra microestructurada mantenedora de polarización (*NKT Photonics* LMA-5-PM).

Fibra microestructurada no PM

Para realizar un empalme entre una fibra convencional (PM o no PM) y una PCF no PM se debe proceder al alineamiento manual de los núcleos de ambas fibras buscando el mayor acoplo de potencia, es decir, donde la transmitancia es máxima. El método utilizado en esta tesis se basa en medir la potencia inyectada por el extremo de una de las fibras a la salida de ésta, y después intentar maximizar esa potencia a la salida de la otra fibra mediante el alineamiento manual. La parte crítica en este tipo de empalmes corresponde a las características del arco eléctrico aplicado. Es necesario realizar varios empalmes para optimizar el proceso, buscando un compromiso entre una intensidad y un tiempo de exposición del arco eléctrico suficientes para fundir la sílice y unir ambas fibras y, por otra parte, que el arco no sea demasiado intenso para producir el colapso de los agujeros de aire de la PCF, ya que la tensión superficial generada en estos hace que tiendan a cerrarse cuando se funde la sílice. Esto puede producir consecuencias indeseadas en la generación de los efectos no-lineales o la desaparición del guiado introduciendo altas pérdidas en el empalme. Como se muestra en la figura 5.12, una vez se han aproximado y se

han alineado las fibras para conseguir la transmitancia máxima, se desplazan ambas en un sentido de manera que el arco eléctrico se aplica en la fibra no PCF. Esta es una de las claves a la hora de lograr este tipo de empalmes, ya que las fibras PM convencionales no sufren deformaciones cuando se aplica un arco eléctrico con tiempos de exposición e intensidades moderadas. Con este método es posible realizar la fusión de las fibras de manera eficiente, con unas pérdidas en torno al 25%. En la figura 5.13 se muestra un empalme de este tipo realizado durante el desarrollo experimental de la fuente.

Fibra microestructurada PM

Cuando se realiza un empalme entre una fibra PM convencional y una PCF PM, además de alinear el núcleo de las dos fibras, se han de orientar de manera adecuada para que los ejes de polarización coincidan. Como ya se ha explicado anteriormente, las fibras se analizan fuera de la empalmadora con un microscopio óptico, calculando la diferencia de ángulos entre los ejes de polarización para realizar la rotación manual en la empalmadora. Con esta técnica se pueden lograr empalmes resistentes a torsión y tracción con errores de ángulo moderados por debajo del 5%, y una eficiencia de acoplo del 75%.

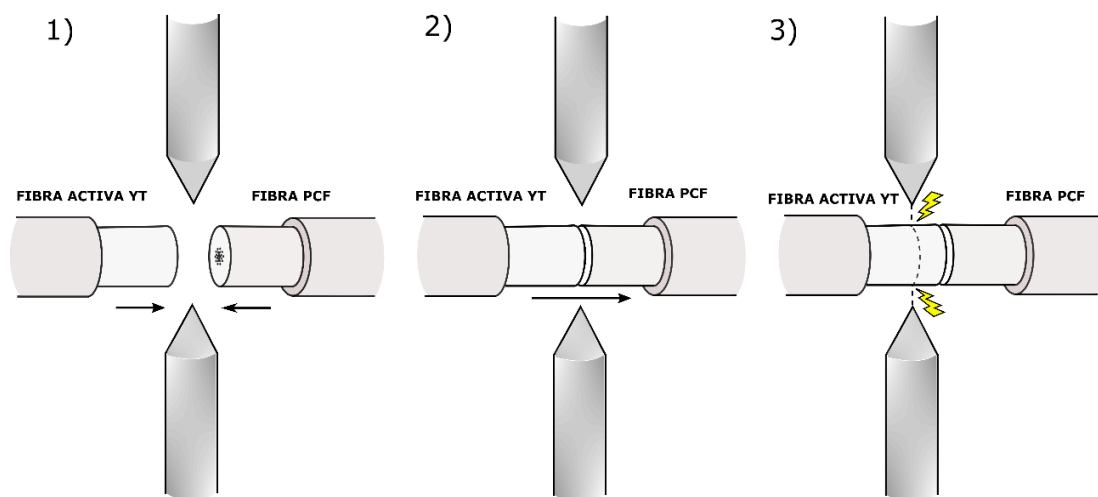


Fig. 5.12- Pasos seguidos en el proceso de empalme de fibras por fusión: 1) aproximación de las fibras y alineado de los núcleos, 2) con transmitancia máxima, desplazamiento de las fibras situando la fibra no PCF entre los electrodos y 3) empalme por fusión mediante aplicación de arco eléctrico.

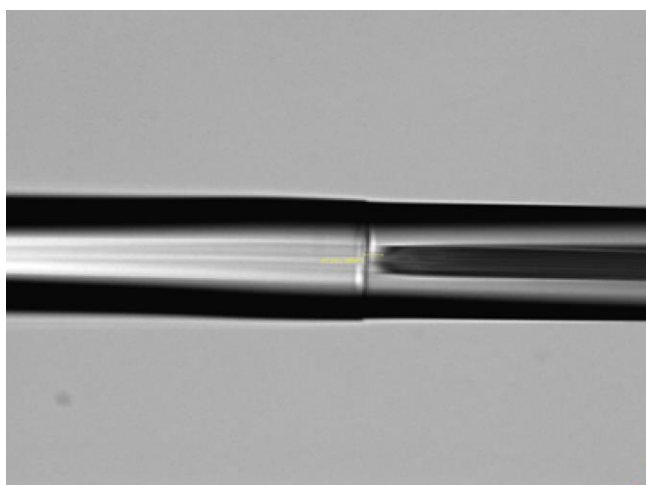


Fig. 5.13- Empalme de fusión entre la fibra activa Liekki Yb1200-6/125-DC/PM y la fibra PCF LMA-5.

5.1.5- Desfase temporal de las señales durante la conversión

La ganancia paramétrica durante el proceso de conversión viene determinada por:

$$G=1+\left(\frac{\gamma \cdot P_p}{g}\right)^2 \sinh^2(g \cdot L) \quad (5.1)$$

donde g y γ vienen definidos por las ecuaciones 2.30 y 3.13 respectivamente, y por lo tanto:

$$G=1+\sinh^2(\gamma \cdot P_0 \cdot L) = 1+ \sinh^2(B) \quad (5.2)$$

La ecuación 5.2 indica que la ganancia de pequeña señal del proceso FWM solo depende del factor B dentro de la fibra ESM. Por lo tanto, si $B = \gamma \cdot P_0 \cdot L$ se mantiene constante, la ganancia de FWM también debe conservarse. El parámetro no lineal γ depende solo de los parámetros de fibra y de la longitud de onda central. Por lo tanto, la longitud de la fibra de conversión se puede cambiar si, en consecuencia, la potencia de bombeo también se modifica. Por supuesto, otros parámetros, como el ancho de banda de ganancia, dependen principalmente de la potencia máxima de bombeo y, por lo tanto, no serán constantes. Si la eficiencia de conversión es constante, sería sencillo maximizar la energía de la señal utilizando una pequeña pieza de PCF y aumentando la potencia de bombeo. Por otro lado, si la potencia máxima del pulso está limitada por el sistema amplificador, lo ideal sería simplemente aumentar la longitud de la fibra de conversión para alcanzar el valor de ganancia FWM necesario. Aquí es donde el desfase temporal de la componente *signal* con respecto a la señal de bombeo juega un papel importante. Este problema se debe a las diferentes velocidades de grupo de las componentes de bombeo y de *signal* como se muestra en la figura 5.13. El desfase temporal respecto al tiempo de tránsito a través de la PCF en relación con el mínimo (obtenido en la longitud de onda de dispersión cero) se representa en la tabla 5.1. Si se toma como ejemplo 1 m de PCF para la conversión con el bombeo centrado en 1031.5 nm, se produce un desplazamiento de unos 8 ps entre el bombeo y la componente *signal* generada. Si la duración del pulso de bombeo es del orden de este retraso, la longitud efectiva de la fibra de conversión se reduce por debajo de su longitud física.

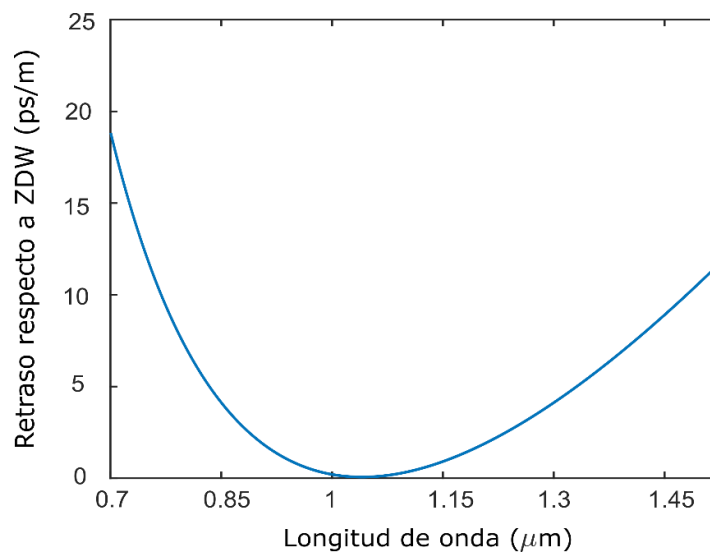


Fig. 5.13- Retraso temporal de la componente *signal* respecto a la velocidad de grupo de la ZDW

Longitud de onda de bombeo (nm)	Longitud de onda <i>signal</i> (nm)	Desfase temporal (ps/m)
1025	766	10.8
1030	782	9.4
1035	812	7.2
1040	841	4.9
1045	875	3.1
1050	913	1.6

Tabla. 5.1-Desfase temporal entre la señal de bombeo y *signal*.

Como se puede ver en la figura 5.14, donde se muestran los espectros de bombeo y *signal* obtenidos a la salida de la PCF de la configuración experimental, existe una diferencia de eficiencia de conversión para diferentes longitudes de la fibra microestructurada. Para 2.5 m de PCF y una longitud de onda de bombeo de 1031.5 nm, hay una disminución de la señal de 10 dB en comparación con la conversión en 1.6 m de longitud de PCF. Esta diferencia es causada por el cambio en el desfase temporal. En consecuencia, la elección de la longitud de la fibra de conversión en una fuente basada en FWM depende en gran medida de la anchura del pulso de bombeo. Si los pulsos de bombeo son cortos, solo pueden convertirse de manera eficiente en longitudes de fibra proporcionalmente más cortas para evitar el efecto perjudicial (provocado por el desfase temporal) en la eficiencia de conversión. Por lo tanto, al final se requiere una cantidad mínima de energía y adaptar la anchura de pulso de bombeo a la longitud de PCF para poder convertir la luz en un amplio rango espectral. Por otro lado, longitudes más cortas de PCF requieren más potencia de pico para generar la misma ganancia de FWM y, por lo tanto, pulsos más cortos para aumentar dicha potencia. Al final, no importa cuánto tiempo duren los pulsos de bombeo, siempre hay una cierta cantidad de energía de pulso de la señal de bombeo para evitar pérdidas de ganancia en el proceso FWM, inducidas por el fuerte desfase temporal entre señales dentro de la longitud de fibra de conversión. Este hecho puede generar graves consecuencias cuando se trabaja con componentes de fibra y con energías de bombeo limitadas. Si la aplicación requiere una cierta frecuencia de repetición de pulsos, el sistema amplificador debe proporcionar una cantidad de potencia promedio que está limitada técnicamente por el ancho de banda de la ganancia y la ganancia de saturación de la propia fibra, por lo que la fuente láser aplicada a microscopía CARS está limitada por la amplificación.

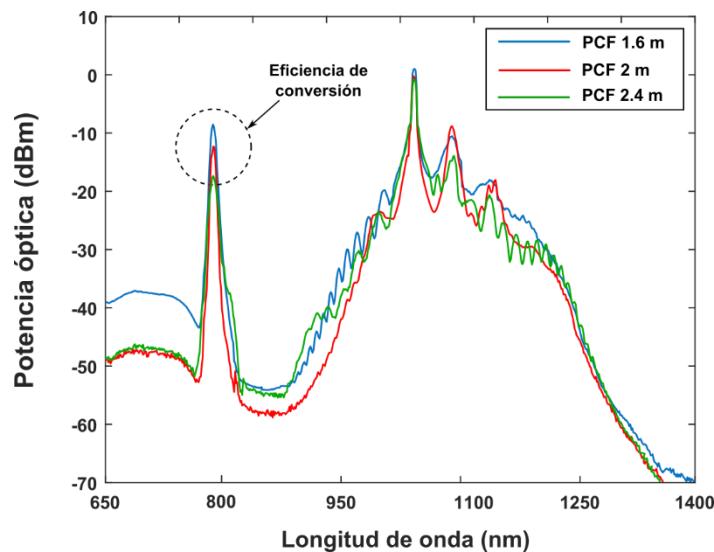


Fig. 5.14- Espectro de la componente de bombeo y de la componente *signal* generada por FWM para diferentes longitudes de fibra de conversión PCF.

Para finalizar, cabe comentar que el desfase temporal entre las señales es muy importante no solo desde el punto de vista de la eficiencia de conversión sino también de la generación CARS, ya que es muy importante que tanto el bombeo residual (señal Stokes en el proceso CARS) como la componente anti-Stokes (bombeo CARS) experimenten el mayor solapamiento temporal posible, puesto que de ello depende la eficiencia del proceso CARS y el sincronismo de las señales que llegan a la muestra.

5.1.5- Influencia de la SPM en el ensanchamiento de los pulsos de bombeo en el proceso FWM

Como el objetivo principal de esta tesis es la construcción de una fuente láser fabricada íntegramente en fibra para su aplicación en microscopía CARS, la generación y amplificación del pulso de bombeo está acompañada de una propagación significativa a través de fibra óptica monomodo. En la sección anterior, se ha establecido que la generación ampliamente sintonizable de las componentes paramétricas requiere una cierta cantidad de energía del pulso. Por lo tanto, debido a esta energía de pulso y como ya he explicado en los capítulos 2 y 4, la SPM puede ensanchar los pulsos de bombeo significativamente antes de que lleguen a la entrada de la PCF. A tenor de lo expuesto en el capítulo 2, ya se sabe que la automodulación de fase se debe a un cambio no lineal del índice de refracción efectivo $\Delta n = n_2 \cdot |E|^2(t)$ dependiente del valor absoluto de la amplitud del campo eléctrico E del láser pulsado incidente. Considerando esta respuesta como instantánea, el máximo cambio temporal de fase tras la propagación a través de una fibra de longitud L es:

$$\Delta\phi(0) = B = \gamma \cdot P_0 \cdot L \quad (5.3)$$

donde $\gamma = \frac{4 \cdot n_2 \cdot \omega_0}{\pi \cdot c} d_{eff}^2$, con d_{eff} como el diámetro efectivo de campo modal. Debido al rápido cambio de fase experimentado en el pulso (por efecto del cambio temporal en la intensidad), se generan nuevas componentes frecuenciales. Por lo tanto, el ancho de banda resultante para un pulso limitado por su transformada tras su propagación en una fibra con una longitud L es:

$$\Delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\omega_0}{c} L \cdot n_2 |E|^2(t) \right] \quad (5.4)$$

Para un pulso con perfil gaussiano, se produce un ensanchamiento del pulso de magnitud:

$$|\Delta\omega_{max}| = \Delta\phi_{max} \frac{2}{\tau} e^{-0.5} = \Delta\phi_{max} \frac{1.21}{\tau} \quad (5.5)$$

En una fibra óptica monomodo estándar y a una $\lambda = 1031.5$ nm, el parámetro no lineal es $\gamma = 0.008 \frac{1}{W \cdot m}$, y con la ayuda de la ecuación 5.5 es posible calcular el ensanchamiento del pulso de bombeo generado. En base a lo explicado, se puede entender que, en el proceso de conversión frecuencial, cada tramo espectral del pulso de bombeo ensanchado coincide en fase a una longitud de onda de componente *signal* diferente. Además, a medida que se produce el ensanchamiento por SPM, la coincidencia de fase ocurre en diferentes secciones temporales del pulso. Este proceso es bastante complejo a nivel explicativo y conduce a una evolución de pulso temporal y espectral aún más compleja durante el estado estacionario, como el del bombeo residual medido a la salida de la PCF mostrado en la figura 5.15 o el de la componente *signal* en la figura 5.11b).

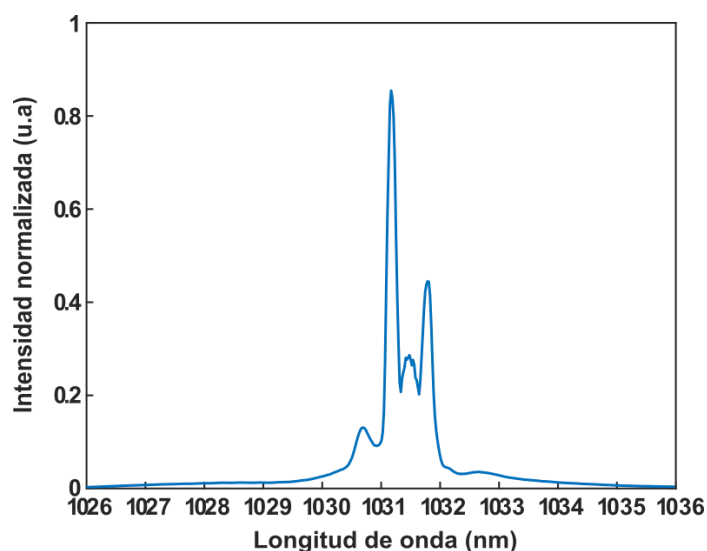


Fig. 5.15- Espectro de la señal de bombeo residual deformado por la fuerte SPM experimentada.

Como ya se ha explicado en el capítulo 4, con el aumento en la fase acumulada de los pulsos de bombeo, los pulsos de la componente *signal* generados por FWM, se acortan y la eficiencia de conversión disminuye. Este efecto se ve claramente cuando se considera la coincidencia de fase limitada por el ancho de banda de los pulsos de bombeo. Esto resulta en pulsos más cortos y de banda más estrecha en comparación con los pulsos de la componente *signal* que se generan a partir de pulsos de bombeo limitados por su transformada, pero también en una disminución en la eficiencia de conversión ya que una gran parte del pulso de bombeo no participa en el proceso de conversión. Por otro lado, la disminución en el ancho de banda de la componente *signal* y el ligero aumento de la potencia de pico de esta son beneficiosos para su aplicación en la obtención de imágenes CARS.

5.1.5- Métodos de caracterización

En este apartado se desglosan los diferentes métodos de caracterización del láser utilizados en esta tesis, haciendo especial hincapié en el método utilizado en espacio libre para caracterizar las distintas componentes espectrales generadas mediante FWM de manera aislada, ya que se propagan conjuntamente en la PCF y a la salida de la misma. El oscilador y el pre-amplificador han sido caracterizados a través de la salida de los mismos con un conector FC/PC o FC/APC, haciendo uso de un OSA *Yokogawa* AQ6373B para las medidas espectrales, un fotodetector de 1 GHz *Thorlabs* DET02AFC junto a un osciloscopio *Tektronix* TBS1052B para medir la tasa de repetición del láser, un auto-correlador *Femtochrome* FR-103XL para las mediciones temporales de duración de pulso, un ESA (*R&S* FPS) para las medidas en RF y un medidor de potencia *Thorlabs* PM100D para medir la potencia de salida del láser en las diferentes etapas. Para la etapa de amplificación de potencia se ha realizado un montaje en espacio libre (una versión simplificada del montaje utilizado a la salida de la PCF) debido a la potencia promedio de salida.

A continuación, se muestran los montajes utilizados para la caracterización de las señales a la salida de la etapa de conversión. Para ello, se han utilizado una serie de elementos de óptica de volumen para colimar la salida del láser y realizar el filtrado de las señales generadas. Como se muestra en la figura 5.16, la salida de la PCF se realiza a través de un conector FC/APC como se ha explicado anteriormente. La luz a la salida del conector debe ser colimada para poder realizar las medidas pertinentes, por lo que se ha utilizado una lente microscópica de baja apertura

numérica alineada con el conector mediante un micro-posicionador XYZ. Una vez colimado el haz, se han utilizado dos elementos de filtrado para separar las señales de bombeo y *anti-Stokes*, implicadas en el proceso CARS. El primer elemento de filtrado es un espejo dicróico que trabaja por debajo de 1000 nm en reflexión y por encima de 1000 nm en transmisión, separando la señal *anti-Stokes* del bombeo y de la señal *Stokes*, como se muestra en la propia figura. El segundo elemento es un filtro paso banda que permite eliminar la componente *Stokes*, quedando aislada la señal de bombeo residual. Una vez realizado este proceso, las componentes del proceso CARS están aisladas y listas para ser caracterizadas mediante diferentes dispositivos de medida.

Caracterización en potencia

Para realizar las medidas de potencia se ha utilizado un calorímetro *Thorlabs S142C* (que permite medir potencias de hasta 5 W) donde se focaliza el haz de luz filtrado como se muestra en la figura 5.16. Este cabezal sensor se conecta al medidor de potencia *Thorlabs PM100D* donde, además de visualizar la potencia medida, se han realizado estudios de estabilidad.

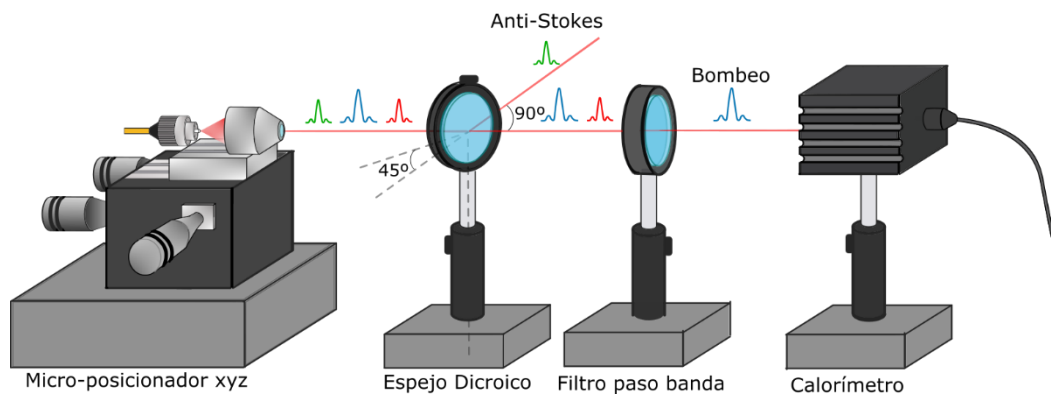


Fig. 5.16- Montaje experimental en espacio libre para la medida de la potencia a la salida de la PCF.

Caracterización espectral

Para las medidas espectrales, se ha acoplado la luz filtrada a una fibra multimodo debido a su diámetro de núcleo mucho mayor, que permite focalizar la luz para medir espectralmente sin dañar el OSA. Como el OSA está limitado a unos 10 mW de potencia de entrada, se ha medido la potencia a la salida de la fibra multimodo para trabajar en ese rango y se ha ajustado mediante el alineamiento del haz colimado y la propia fibra, como se muestra en la figura 5.17.

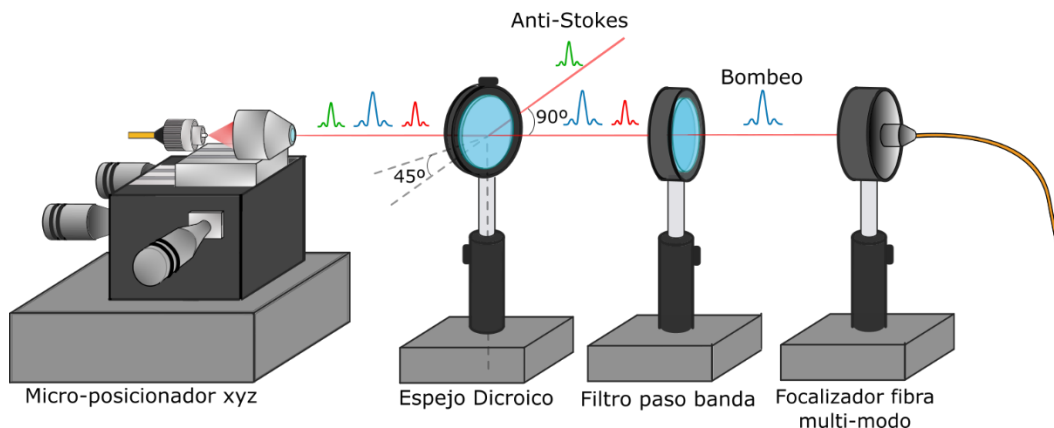


Fig. 5.17- Montaje experimental en espacio libre para la caracterización espectral de las señales generadas mediante FWM.

Caracterización temporal

En lo que se refiere a las medidas de duración de pulso de las distintas componentes generadas, se ha utilizado el auto-correlador *Femtochrome* FR-103XL mediante la entrada de espacio libre y previa atenuación de las señales para no saturar la propia medida de auto-correlación. En la figura 5.18 se muestra el atenuador variable utilizado, que es una lente con mayor o menor transmitancia en función del punto de focalización del haz. De esta manera, se puede rotar la lente para variar la atenuación y posteriormente medir la duración de pulso.

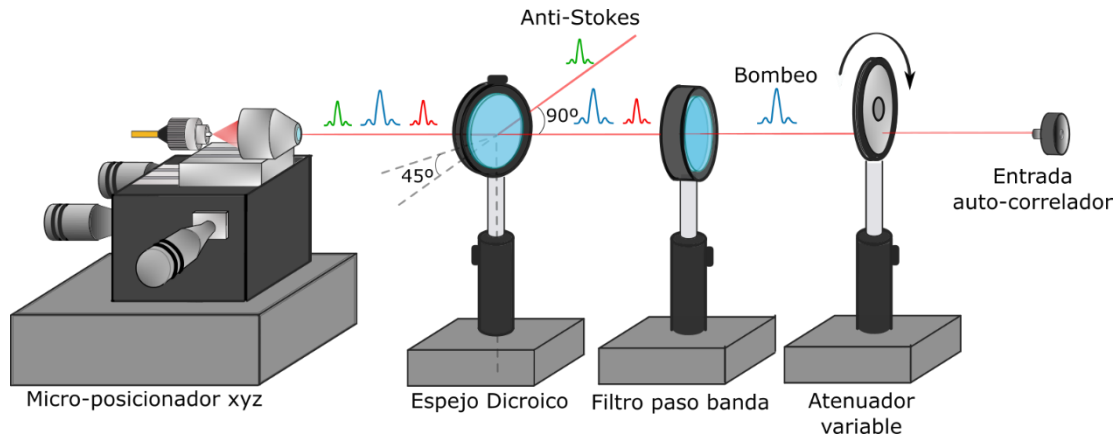


Fig. 5.18- Montaje experimental para la medida de la duración de pulso de las diferentes componentes espectrales del proceso FWM.

A modo de anexo, se describe el funcionamiento del autocorrelador de intensidad utilizado para medir los pulsos, el cual se representa mediante un diagrama en la figura 5.19. Para obtener la traza de autocorrelación, se generan dos réplicas del pulso incidente a través de un divisor de haz. Una de las réplicas se propaga por un camino de longitud variable, lo que implica controlar el retardo entre ambos pulsos al incidir en el cristal no lineal [276, 277]. Este cristal no lineal es utilizado para la generación de segundo armónico (SGH del inglés *Second-Harmonic Generation*) que luego es detectado por un tubo fotomultiplicador (PMT del inglés *Photo Multiplier Tube*). Si el retardo generado entre ambas réplicas del pulso es cero, la señal de auto-correlación es máxima, mientras que la introducción de un cierto retardo da lugar a una señal de auto-correlación menor. Una vez obtenido la traza de autocorrelación, se puede obtener la duración del pulso Δt a través de la siguiente relación:

$$\Delta t = \Delta T \cdot 15.5 \cdot PS \quad (5.3)$$

donde ΔT representa el ancho temporal de la traza de autocorrelación y PS es el llamado factor de corrección que varía en función del perfil temporal del pulso a medir. En el caso de que el pulso tenga un perfil gaussiano (como es el caso de las fuentes diseñadas para microscopía CARS) el factor de corrección es 0.707, mientras que para un perfil de tipo secante hiperbólica (como en el caso de la fuente de solitones experimental descrita en el capítulo 3) es 0.648.

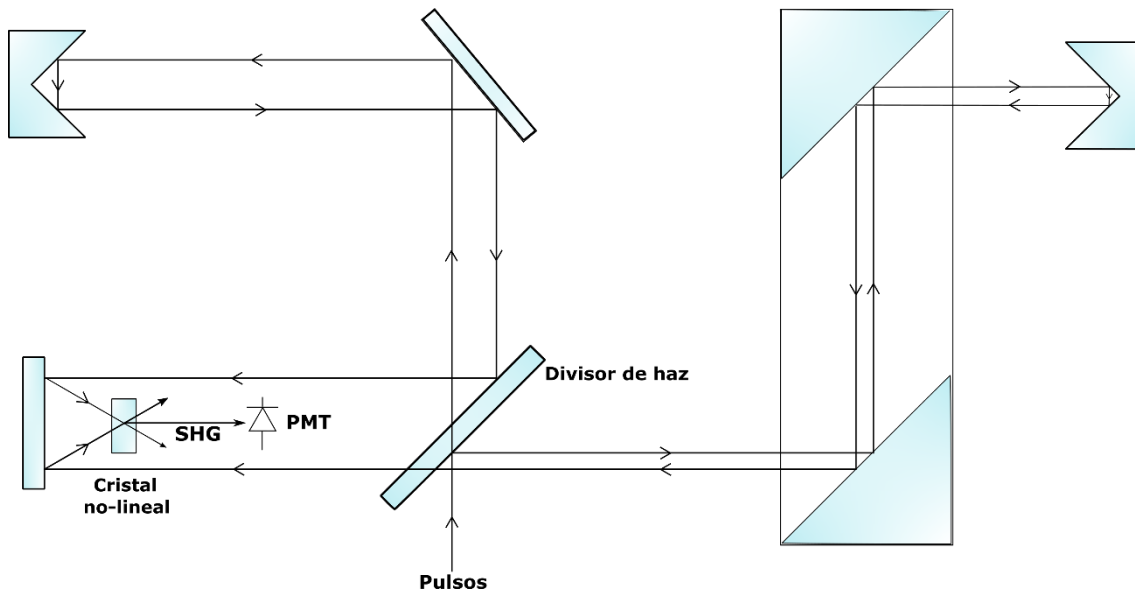


Fig. 5.19- Diagrama esquemático del autocorrelador Femtochrome FE-103XL.

5.1.6- Montaje en laboratorio de la fuente basada en FWM para microscopía CARS

Para finalizar el apartado concerniente al láser en fibra óptica basado en FWM de longitud de onda única presentado, se adjuntan algunas fotos explicativas del montaje realizado en el laboratorio de I+D+i del Grupo de Ingeniería Fotónica de la Universidad de Cantabria. Como se puede apreciar en la figura 5.20, el sistema está concebido y montado íntegramente en fibra (uno de los principales objetivos planteados en la tesis) y se han delimitado las diferentes etapas que conforman la fuente, explicadas a lo largo de este capítulo, mediante líneas punteadas.

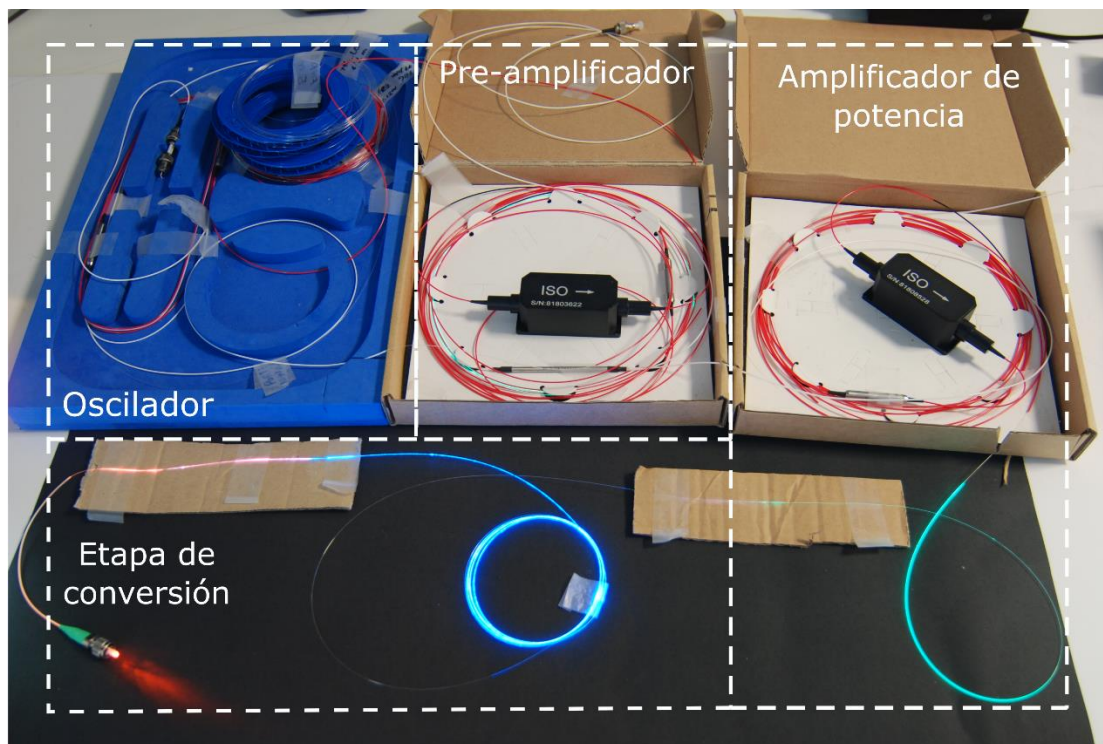


Fig. 5.20- Foto del montaje experimental de la fuente aplicada a CARS realizada en el laboratorio.

En este caso, se ha realizado cada etapa en módulos separados para facilitar el montaje del sistema completo y para realizar modificaciones puntuales sin que conlleve una complejidad elevada debido a la cantidad de fibras y componentes utilizados. Además, se han diseñado e implementado diferentes osciladores, por lo que es una forma sencilla y eficiente para realizar modificaciones en este tipo de fuentes experimentales. En el caso de tener una versión final del láser de fibra óptica aplicado a microscopía CARS, es asumible montar la estructura en un solo módulo aumentando la compacidad del sistema y minimizando el tamaño para su aplicación industrial en entornos fuera de un laboratorio especializado.

Para finalizar y como curiosidad, se ha incluido en la figura 5.21 una imagen con muy poca iluminación para resaltar los diferentes efectos de radiación que suceden en el láser de fibra desarrollado cuando éste está emitiendo. En primer lugar, se pueden observar las tres fibras activas dopadas con iterbio (oscilador, pre-amplificador y amplificador de potencia) emitiendo luz verde en el visible con menor o mayor intensidad. Esta luz verde se genera por la absorción de dos fotones (TPA del inglés *Two-Photon Absorption*) que es un proceso en el que dos fotones se absorben simultáneamente excitando un ion a un estado energético superior, con un nivel de energía equivalente a la suma de las energías de los fotones. En este caso dos fotones emitiendo a 1030 nm son absorbidos generando radiación en torno a 515 nm (banda de luz verde visible). Este es un proceso no lineal que ocurre a altas intensidades ópticas porque el coeficiente de absorción es proporcional a la intensidad óptica. Como se puede ver en la imagen, las fusiones entre diferentes fibras son bastante visibles en la transición entre unas radiaciones y otras. El segundo efecto visible, es la radiación de Cherenkov en la PCF. Esta generación de luz azul es una radiación de tipo electromagnético producida por el paso de partículas cargadas eléctricamente en el núcleo de la fibra óptica viajando más rápido que la luz en la propia fibra. Por último, en el tramo final se puede observar luz visible en el rango del rojo generada por niveles de continuo de baja energía en torno a 650-680 nm.

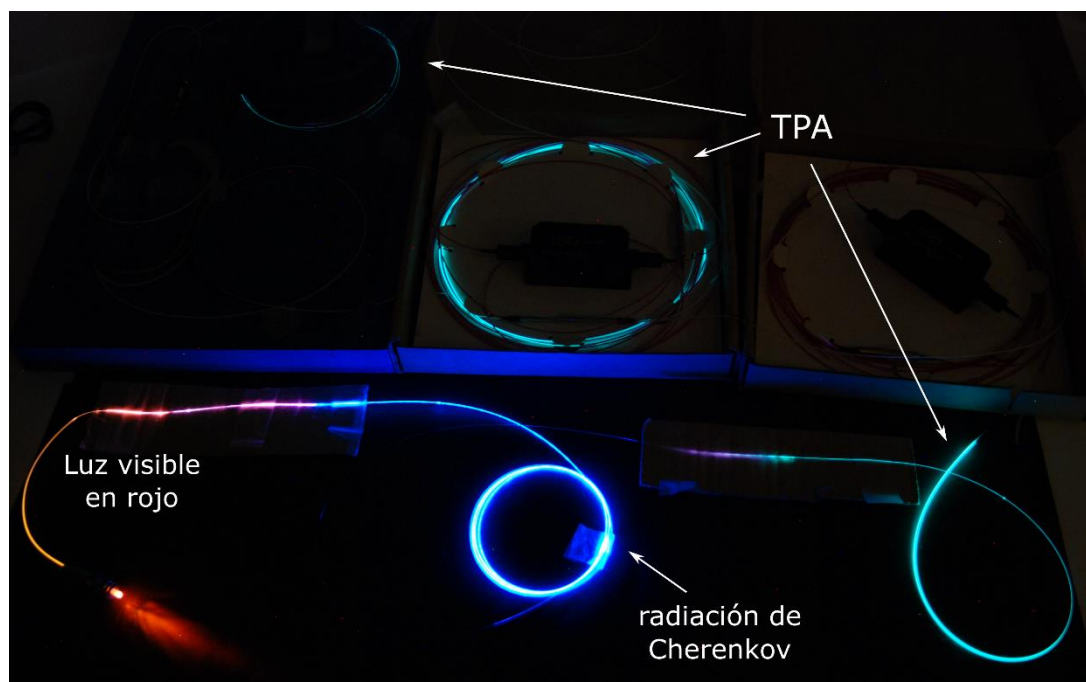


Fig. 5.21- Foto del montaje experimental con el láser de fibra óptica basado en FWM emitiendo y donde se resaltan los principales efectos de radiación.

5.2- Láser de fibra óptica conmutable en dos longitudes de onda basado en FWM para microscopía CARS

A continuación, se describe la configuración experimental llevada a cabo de un láser de fibra conmutable en dos longitudes de onda, usado como oscilador para la fuente de luz CARS. Tanto las etapas de pre-amplificación y amplificación de potencia, como la etapa de conversión no han sido modificadas respecto a la anterior configuración, por lo que la novedad de la fuente estriba únicamente en el oscilador pulsado. El láser de fibra con bloqueo de modo conmutable de doble longitud de onda se muestra esquemáticamente en la figura 5.22. El diseño del oscilador está basado en una cavidad lineal compuesta de dos FBGs en conexión paralela a través de un acoplador óptico 50:50, una fibra dopada con Yb de 1 metro de largo (Nufern PM-YSF-LO) como medio de ganancia, una línea de retardo de unos 25 metros de fibra PM (Nufern 980XP), un polarizador en línea y un SESAM (Batop GmbH) que está acoplado en fibra y tiene una absorción del 40%, una profundidad de modulación del 29%, una fluencia de saturación de $90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, unas pérdidas no saturables del 11% y un tiempo de relajación de 9 ps. Los FBG están colocados en un Peltier y tienen una longitud de onda central de 1031.5 nm y 1049.7 nm, con un ancho de banda de 0.31 nm y 0.29 nm, y una reflectividad de 89% y 92% respectivamente. Las fibras en las que están inscritas las FBGs se han colocado alrededor de dos montajes tubulares que funcionan como atenuadores ópticos variables (VOA del inglés *Variable Optical Attenuator*) mediante la fijación a tornillos micrométricos de las propias fibras [194, 195]. Este método simple permite un ajuste de las pérdidas cambiando el radio de curvatura de las fibras, mientras se evitan las pérdidas de inserción que supondría la inserción de componentes de atenuación variable [49]. Se ha utilizado un acoplador óptico 90:10 para proporcionar una salida de láser a través del puerto del 10%, mientras que el puerto del 90% retroalimenta la cavidad lineal. La fibra dopada con Yb es bombeada de la misma manera que en la configuración anterior, con un diodo láser de 976 nm con una potencia óptica de 750 mW que está acoplado a un acoplador óptico 90:10 que entrega el 10% de la potencia de entrada al oscilador a través de un WDM 976/1030. La salida del oscilador está conectada a un aislador antes de la amplificación de doble etapa para suprimir posibles reflexiones indeseadas, protegiendo el oscilador y la operación por bloqueo de modo.

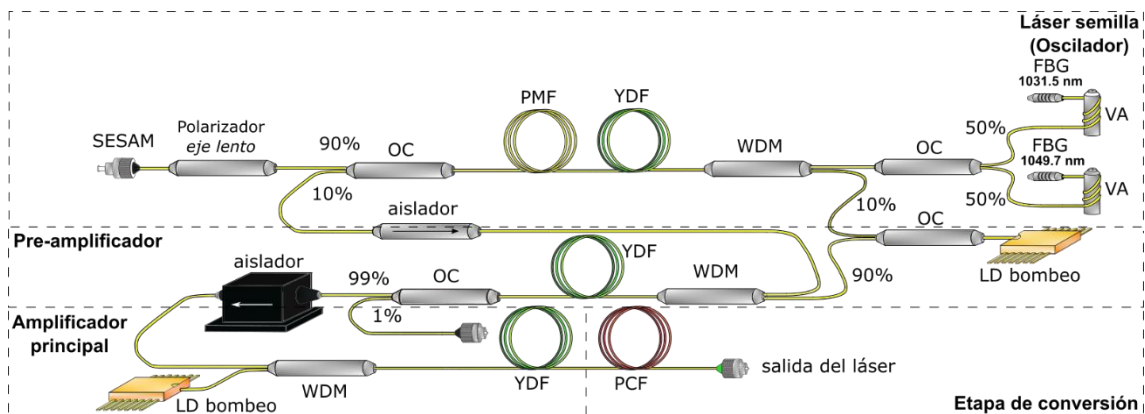


Fig. 5.22- Esquema de la configuración experimental del láser basado en FWM.

El arranque automático del régimen pulsado por bloqueo de modo se obtiene fácilmente con una potencia de bombeo baja debido a la configuración de la cavidad, sobre todo al evitar las pérdidas de inserción de los atenuadores ópticos. Los FBGs conmutables determinan la emisión de longitud de onda de la fuente y cada una se selecciona ajustando las pérdidas en fibra a través

de los VOA. Además, en esta configuración se ha conseguido sintonizar la longitud de onda de emisión de la fuente láser mediante la aplicación de temperatura controlada a las FBGs con un dispositivo Peltier [196]. De esta manera, la frecuencia de emisión del oscilador se puede sintonizar con precisión en un pequeño rango para generar una diferencia frecuencial ajustable entre la señal *anti-Stokes* y el propio bombeo, es decir, controlas las condiciones de generación en el proceso de FWM para la excitación de enlaces C-H alrededor de 2850 cm^{-1} (enlaces moleculares CH₃-O) y 1475 cm^{-1} (enlaces moleculares CH₂ δ).

En esta configuración experimental, se logra el inicio automático en régimen pulsado cuando la potencia de bombeo excede el umbral de 31 mW y 34 mW a longitudes de onda de 1031.5 nm y 1049.7 nm respectivamente. El uso de un SESAM con una banda espectral de reflectancia amplia y el rango de operación de los componentes comerciales sensibles a la longitud de onda utilizados, permiten la selección de emisión de longitud de onda conmutable con una diferencia de 18 nm sin un incremento considerable de la potencia de bombeo. De la misma manera que en la configuración anterior, el láser arranca en régimen de múltiple pulso y es necesario reducir el bombeo para funcionar en el régimen de pulso único. El oscilador emitiendo en 1031.5 nm proporciona un tren de pulsos de 32.2 a 37.5 ps, dependiendo del nivel de bombeo. Con una potencia de bombeo de 28.5 mW, se generan pulsos con una potencia promedio de 1.85 mW, una duración de 32.2 ps, una anchura espectral de 0.19 nm, una energía de pulso de 0.53 nJ y una tasa de repetición de 3.112 MHz como se muestra en la figura 5.23.

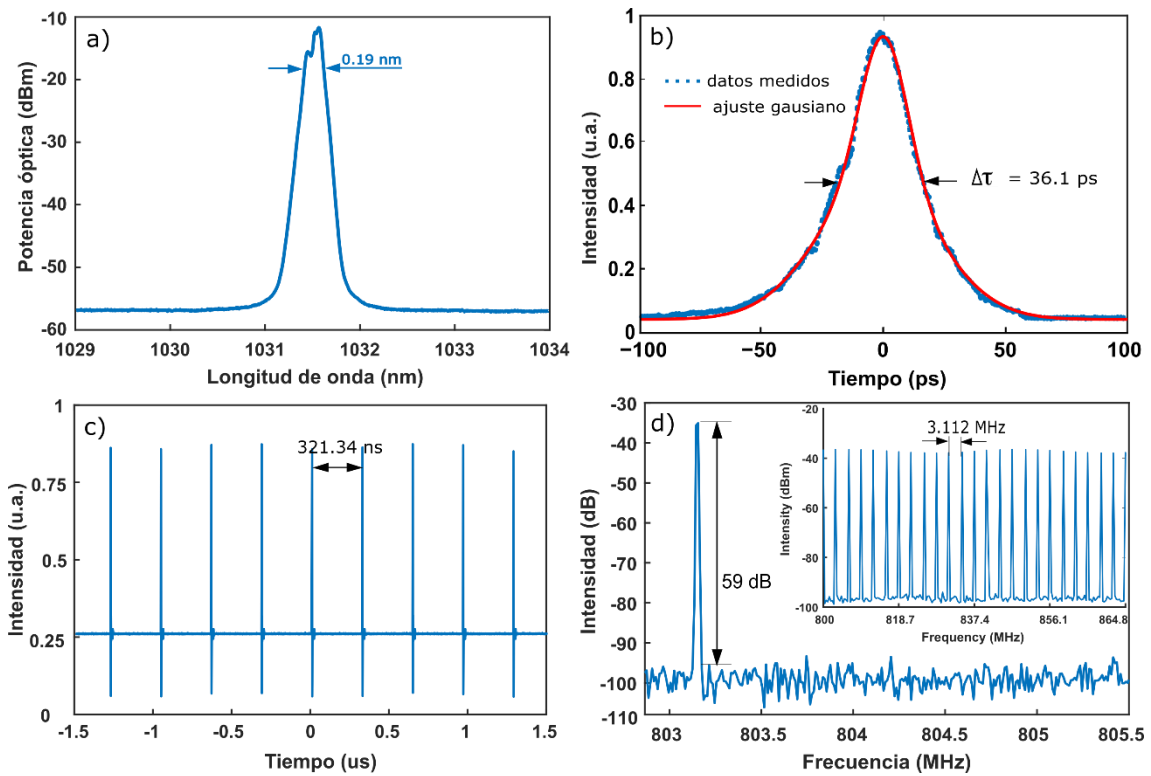


Fig. 5.23- a) Espectro óptico, b) traza temporal autocorrelada, c) tren de pulsos y d) espectro de radio-frecuencia del láser pulsado emitiendo en 1031.5 nm.

La figura 5.24 muestra los pulsos generados en 1049.7 nm con una potencia de bombeo de 30.2 mW, produciendo una duración de pulso de 33.1 ps, un ancho espectral de 0.17 nm, una energía de pulso de 0.49 nJ, una tasa de repetición de 3.167 MHz y una potencia de salida de 1.6 mW. La diferencia insignificante entre ambas tasas de repetición radica en la variación de la longitud de

la fibra de las FBG y los puertos del acoplador. La longitud total de la cavidad se estima en más de 33 metros de largo, con una línea de retraso de 28 m de fibra PM-980 para fijar la tasa de repetición.

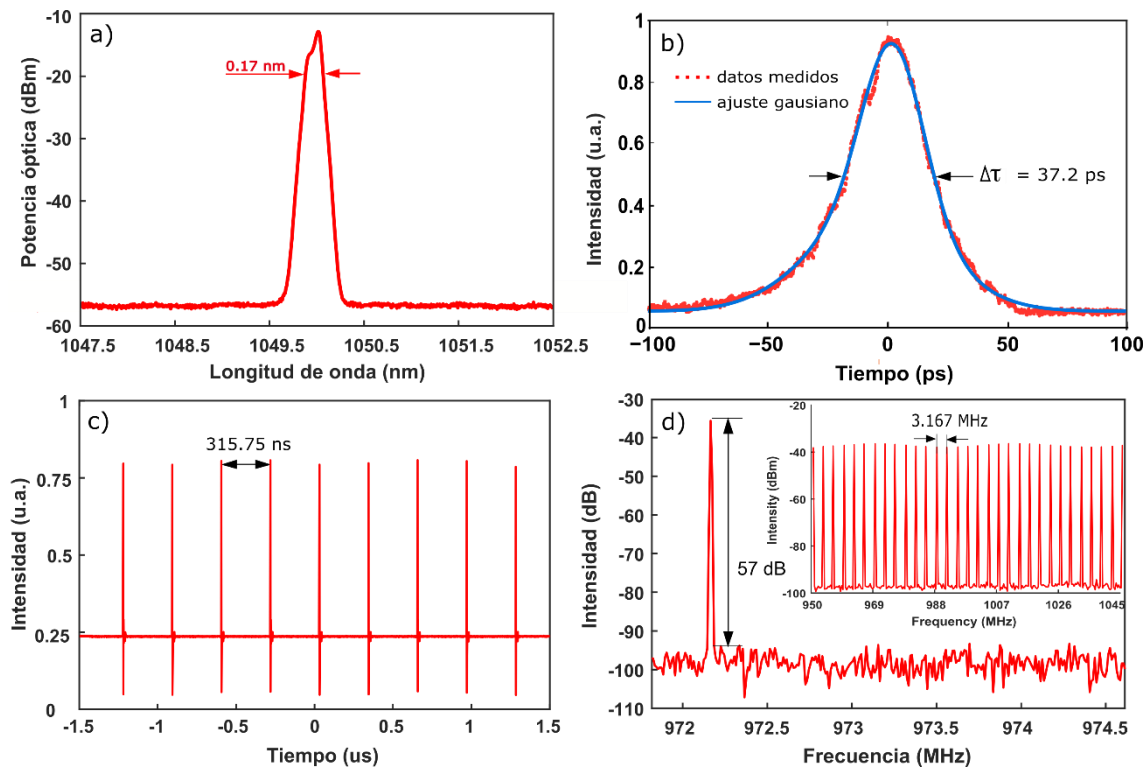
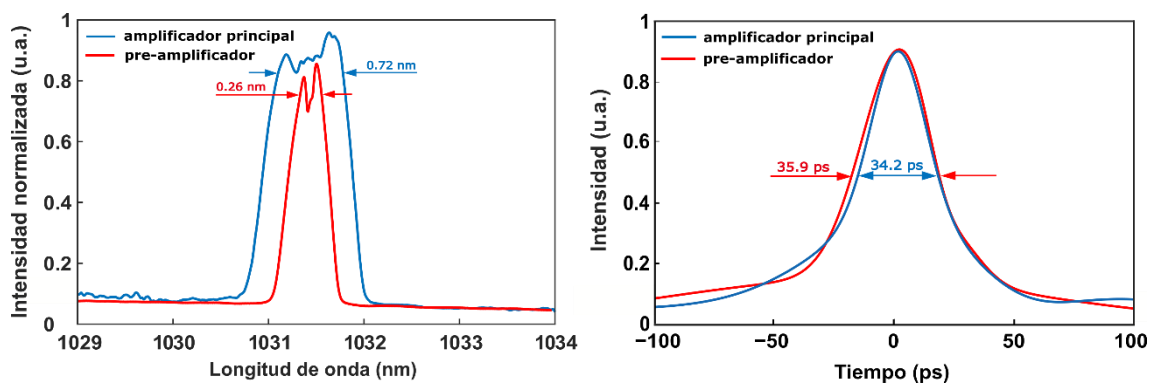


Fig. 5.24- a) Espectro óptico, b) traza temporal autocorrelada, c) tren de pulsos y d) espectro de radiofrecuencia del láser pulsado emitiendo en 1049.7 nm.

La relación señal a ruido del espectro de RF que se muestra en la figura 5.23d) y 5.24d) es de casi 60 dB, lo que indica una alta estabilidad en ambas longitudes de onda de emisión. El estudio de estabilidad del oscilador en ambas emisiones de longitud de onda muestra una desviación estándar por debajo del 1.5%.

El láser semilla generado es amplificado en la doble etapa amplificadora. En este caso la potencia óptica total bombeada en el preamplificador es de unos 500 mW, entregando una semilla con una potencia de salida de ~ 50 -60 mW (apenas hay variaciones en ambas longitudes de onda debido al perfil de ganancia del iterbio). Después de la etapa de amplificación de potencia, se obtiene un tren de pulsos con una potencia promedio máxima de 650 mW, lo que resulta en una potencia de pico de hasta 6 kW. Los espectros de salida y la anchura de pulso a la salida de cada etapa de amplificación (pre-amplificación y amplificación principal) del láser semilla emitiendo en 1031.5 nm se muestran en la figura 5.25a) y 5.25b). El ancho de pulso temporal de la fuente del láser permanece casi constante respecto al oscilador. Las trazas de autocorrelación medidas a la salida del amplificador de potencia arrojan una duración de pulso de 34.2 ps y 35.3 ps a 1031.5 nm y 1049.7 nm respectivamente, que apenas difiere de las medidas en la salida del oscilador. Sin embargo, los pulsos se amplían espectralmente por el efecto de la SPM como ya se ha comentado anteriormente, mostrando las estructuras laterales típicas. El espectro óptico tiene una anchura de 0,72 nm en 1031.5 nm y 0,69 nm en 1049.7 nm a la salida del amplificador de potencia.



Además, en la figura 5.26 se muestra un estudio de estabilidad con un valor de desviación estándar de 0.12% y 0.23% con una potencia promedio de 653 mW y 648 mW a 1031.5 nm y 1049.7 nm respectivamente. El estudio se realizó con un nivel de confianza del 100% y más de 10000 muestras para cada emisión de longitud de onda (mediciones de 3.5 horas de duración). Estos resultados experimentales otorgan una estabilidad muy alta con variaciones de potencia insignificantes, lo cual es ideal para la generación de las bandas paramétricas a través de FWM en la PCF.

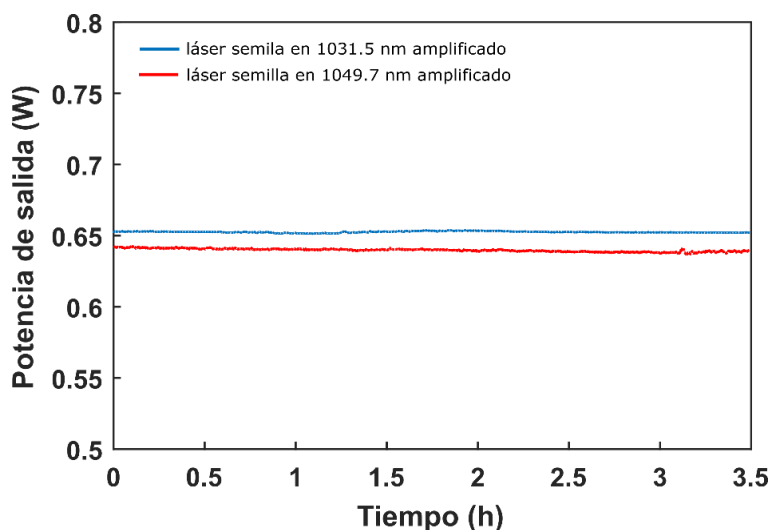


Fig. 5.25- Potencia promedio del láser a la salida del amplificador de potencia medida durante 3.5 horas para ambas longitudes de onda de emisión.

Para ilustrar la generación de la componente *anti-Stokes* para cada longitud de onda de emisión y la diferencia frecuencial respecto al bombeo que se produce, se muestra el diagrama de coincidencia de fase calculado para una potencia de pico máxima de 6 kW en la figura 5.26. La diferencia de frecuencia entre ambas señales debe coincidir con las resonancias CARS de 2850 cm^{-1} (enlaces moleculares $\text{CH}_3\text{-O}$) a 1031.5 nm y 1475 cm^{-1} (enlaces moleculares $\text{CH}_2\text{ }\delta$) a 1049.7 nm.

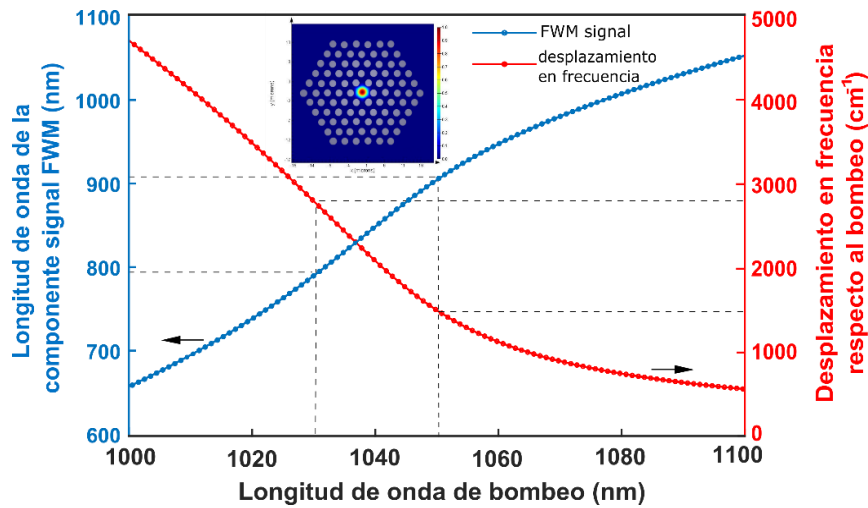


Fig. 5.26- Diagrama de coincidencia de fase para la componente signal generada y desplazamiento en frecuencia respecto al bombeo correspondiente a ambas longitudes de onda de emisión del oscilador.

En la figura 5.27, se muestran los espectros obtenidos de las señales generadas en el proceso FWM y el propio bombeo residual cuando el láser está emitiendo en ambas longitudes de onda. Los resultados experimentales muestran una diferencia de potencia de aproximadamente 10 dB entre el bombeo y la señal anti-Stokes generada. En este caso, los espectros anti-Stokes generados se centran en 794 nm (longitud de onda de bombeo en 1031.5 nm) y 903 nm (longitud de onda de bombeo en 1049.7 nm) que coinciden con las separaciones de frecuencia de 2899 cm^{-1} y 1550 cm^{-1} respectivamente. La anchura espectral del bombeo residual ha aumentado a 1.3 nm debido a la alta potencia de pico y a la SPM, y la señal anti-Stokes generada tiene una anchura espectral de 4 nm a 794 nm y 4.3 nm a 903 nm. Las mediciones temporales arrojan unos resultados respecto a la duración de pulso de 23.1 ps a 794 nm y 24.4 ps a 903 nm. En el peor de los casos, la duración del pulso de las señales asegura una buena superposición para el proceso CARS, teniendo en cuenta el desfase temporal entre las señales causada por la velocidad del grupo (menos de 0.1 ps/cm en el peor caso). Las mediciones de potencia al final de la salida de la fuente láser muestran más de 60 mW de señal *anti-Stokes* en ambas longitudes de onda de bombeo. Debido a las necesidades de CARS, el nivel de potencia de decenas de mW de las señales generadas es más que suficiente para esta aplicación.

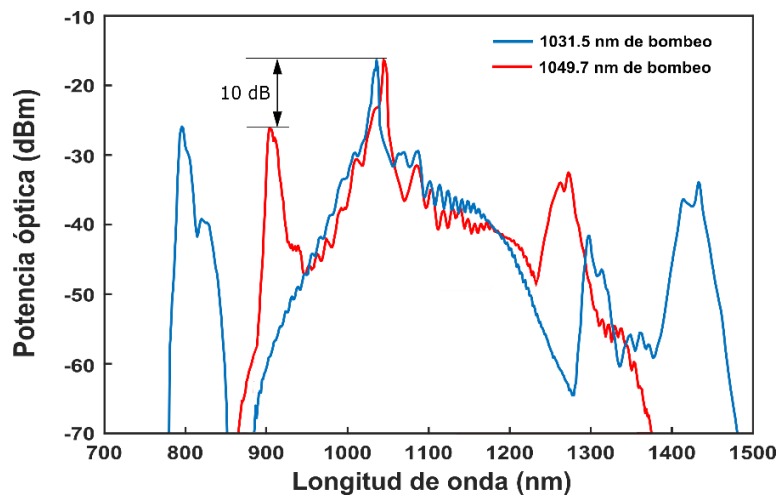


Fig. 5.27- Espectros ópticos generados mediante FWM para amabas longitudes de onda de bombeo.

Además, para controlar con precisión la generación de las bandas paramétricas en el proceso FWM, el oscilador se puede sintonizar en ambas longitudes de onda a través de la variación de temperatura de las FBGs, lograda con el dispositivo Peltier mencionado anteriormente. El rango sintonizable de la emisión del oscilador de 1031.5 nm se muestra en la Fig. 5.28. Como se puede ver, el control de temperatura permite la selección de la longitud de onda en un pequeño rango de 0.6 nm con una variación de 10 pm/°C, lo que proporciona un ajuste preciso para que coincida perfectamente con la generación de señal FMW. De hecho, este ajuste es crucial para obtener la máxima SNR en imágenes de microscopía CARS, asegurando un contraste general de mayor calidad.

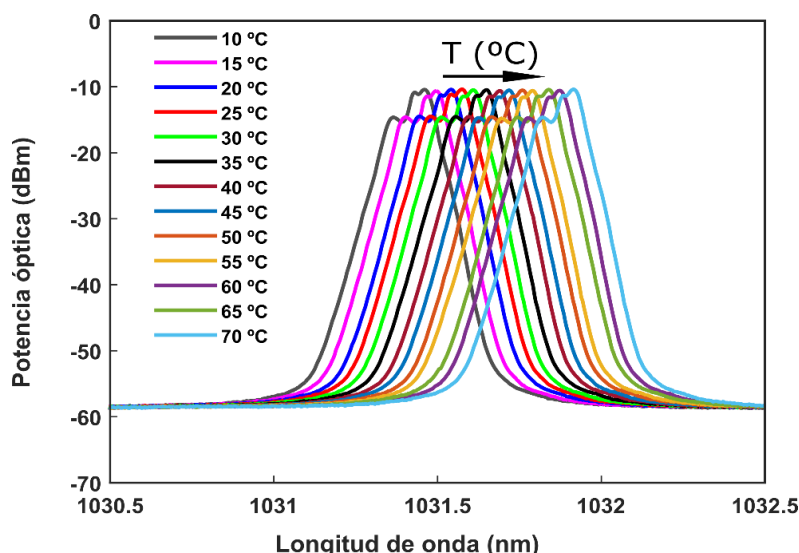


Fig. 5.28- Variación de la longitud de onda de emisión del oscilador mediante el control de la temperatura aplicada en el Peltier.

5.2- Láser de fibra óptica sintonizable de banda ancha basado en FWM para microscopía CARS

En este último apartado del capítulo 5 de la tesis, se describe lo que supone la parte más novedosa de la tesis a nivel experimental, la cual se postula como la base del FOPO sintonizable que se quiere desarrollar en un futuro cercano. Se presenta un láser de fibra óptica sintonizable en banda ancha basado en FWM para su aplicación en microscopía CARS. De la misma manera que en el caso anterior, la única modificación realizada en la estructura ha sido el oscilador, preservando tanto las etapas de amplificación como la de conversión en PCF. En este caso, y a diferencia de las otras fuentes de luz desarrolladas, se ha utilizado una configuración de cavidad lineal con el SESAM en contra-propagación. Esto es debido básicamente al foto-dañado que sufre el SESAM al incrementar la potencia de bombeo para obtener el régimen pulsado, ya que el umbral de auto-inicio del láser ha aumentado de ~20 mW a ~80 mW al generarse mayores pérdidas en la cavidad por la inclusión de dos componentes: el circulador óptico de banda ancha y el filtro óptico sintonizable en fibra, los cuales tienen unas pérdidas de inserción considerables. Por este motivo, el SESAM situado en propagación sufre un foto-dañado irreversible perdiendo la capacidad de generar el bloqueo de modo. Este hecho se ha comprobado experimentalmente quemando dos SESAM acoplados en fibra (los cuales tienen un coste bastante elevado), por lo que se ha dispuesto el SESAM en una configuración en contra-propagación para protegerlo del bombeo directo, y además se ha encontrado un método (ilustrado en la figura 5.29) para poder reutilizarlo en caso de que se genere foto-dañado.

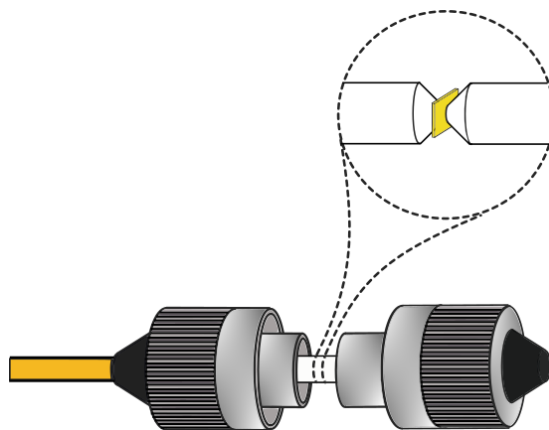


Fig. 5.29- Representación esquemática de la situación de un SESAM entre dos conectores FC/PC mediante el método descrito en este apartado.

Como ya se ha explicado en el capítulo 3, el SESAM está formado por un absorbente saturable y un espejo, y tiene un tamaño de 1mm x 1mm aproximadamente. Este dispositivo se puede adquirir de manera comercial acoplado en el extremo de una fibra mediante la aplicación de un pegamento especial en la punta de un conector FC/PC, o se puede adquirir con un coste mucho menor sin el acoplo en fibra. En este caso, y como se muestra en la figura 5.29, se ha utilizado un SESAM situado entre dos conectores FC/PC. Para ello se utiliza una manga cerámica de acoplamiento, que permite aproximar la punta de ambos conectores fijando el SESAM entre ellos. Si se utiliza gel adaptador de índice para evitar posibles reflexiones indeseadas o la formación de micro-cavidades, el SESAM funciona perfectamente sin necesidad de utilizar pegamento para fijarlo. La gran ventaja de este método es la reutilización del SESAM en caso de foto-dañado ya que este dispositivo es un espejo en toda su superficie, por lo que la zona afectada es solo un punto de dicho espejo donde se focaliza el haz que proviene de la cavidad. Teniendo esto en cuenta y que el SESAM no está fijado con pegamento al conector, se puede recolocar entre las puntas de los conectores focalizando el haz de nuevo en una zona “sana” y alargando considerablemente la vida útil del mismo, ya que es con diferencia la parte más frágil de todo el sistema.

Una vez explicado esto, se procede a describir el láser desarrollado e ilustrado esquemáticamente en la figura 5.30. El láser semilla está compuesto por un filtro óptico sintonizable de fibra (con una ancho de banda FWHM de 100 pm, una resolución de 0.02 nm y un rango de 60 nm entre 1015 y 1075 nm) que está colocado dentro de un espejo de bucle de fibra (FLM del inglés *Fiber Loop Mirror*) basado en un circulador de banda ancha, una línea de retardo de 32 metros de fibra PM (Nufern 980XP), una fibra dopada con iterbio de 90 cm de largo (Nufern PM-YSF-HI) como medio de ganancia activo, un polarizador lineal de banda ancha acoplado en el eje lento de polarización y un SESAM (Batorp GmbH) con una profundidad de modulación del 29%, un tiempo de relajación de 9 ps y una fluencia de saturación de $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. La salida del oscilador se logra a través de un acoplador óptico 90:10 utilizando el puerto que desacopla el 10% de la potencia, y se ha conectado a un aislador óptico para protegerlo de posibles reflexiones indeseadas en las etapas de amplificación. La cavidad del láser semilla es bombeada por un diodo láser de 976 nm a través de un WDM 976/1030. En este caso, el diodo láser tiene una potencia máxima de 750 mW y está conectado a un acoplador 80:20 (a diferencia del acoplador 90:10 utilizado en las anteriores configuraciones por el incremento del umbral de auto-inicio) entregando una potencia al oscilador de unos 130 mW a través del puerto del OC que desacopla el 20% de la potencia de entrada.

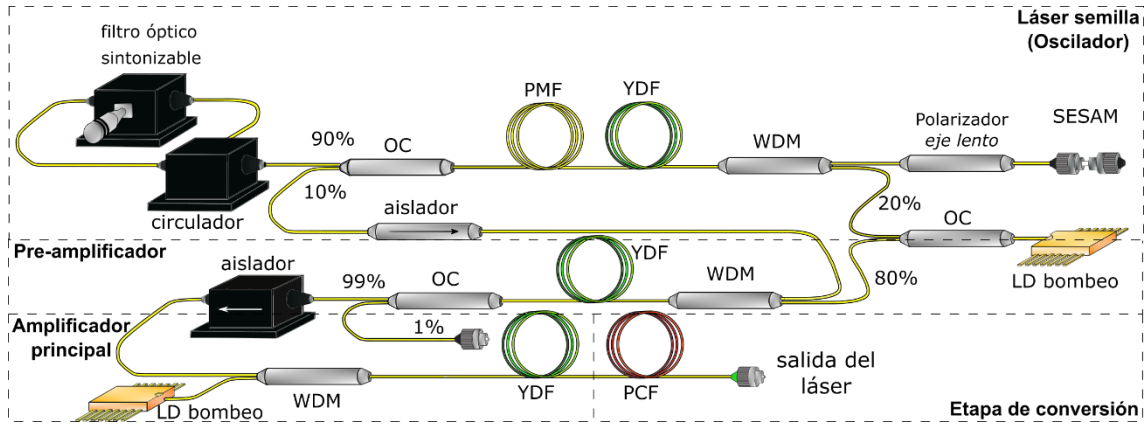
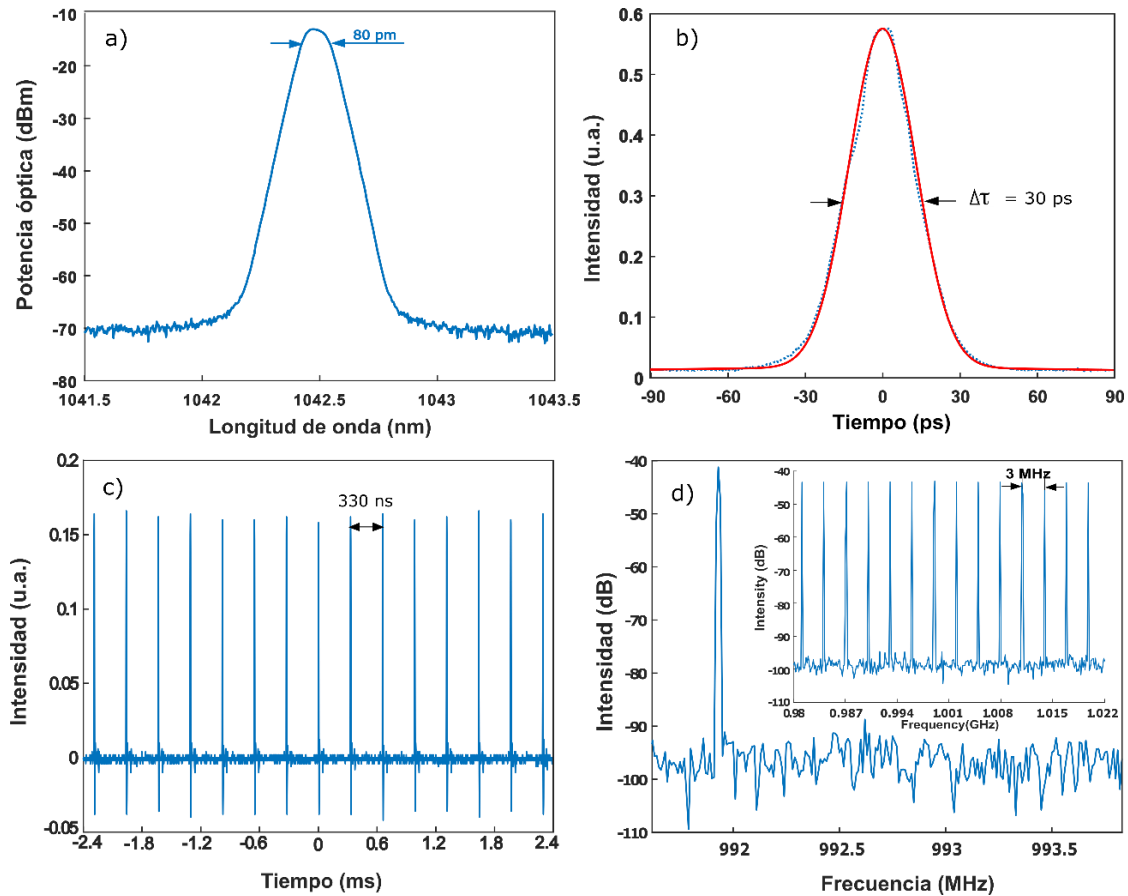


Fig. 5.30- Esquema de la fuente sintonizable basada en FWM para microscopía CARS.

El oscilador descrito entrega un tren de pulsos sintonizable en longitud de onda a la doble etapa de amplificación, donde se alcanza la potencia de pico necesaria para realizar la conversión de frecuencia paramétrica mediante FWM en PCF. En esta estructura, la diferencia frecuencial se puede ajustar cambiando la longitud de onda de emisión del bombeo mediante el potenciómetro del filtro óptico sintonizable con una resolución de 0.02 nm , cubriendo una banda de resonancias entre 1500 y 3300 cm^{-1} . Como ya se ha explicado, la sincronización de los pulsos de bombeo y los pulsos *anti-Stokes* es inherente al proceso FWM, y ambas componentes se solapan a la salida de la fibra (espacial y temporalmente). El láser de fibra óptica diseñado es una opción de bajo coste y de fácil manejo, donde las señales generadas se pueden emitir a través de una salida de fibra colimada que podría aplicarse para imágenes *in vivo*.


 Fig. 5.31- a) Espectro óptico, b) traza temporal autocorrelada, c) tren de pulsos y d) espectro de radiofrecuencia del oscilador emitiendo a 1042.5 nm .

La figura 5.31 muestra la caracterización espectral, temporal y de RF del láser semilla sintonizado a una longitud de onda de 1042.5 nm para una potencia de bombeo de 74 mW. El tren de pulsos tiene una frecuencia de repetición de 3 MHz, una energía de pulso de 0,74 nJ, un ancho espectral de 80 pm y una duración de pulso de 30 ps. La anchura espectral y la duración de pulso del láser varía de 80 a 100 pm y de 28 a 34 ps respectivamente, en función de la potencia de bombeo. Como se puede observar, la forma espectral es totalmente simétrica gracias al uso del filtro óptico sintonizable. El rango de sintonización del oscilador cubre la banda espectral desde 1024 nm a 1062 nm, con una potencia promedio de salida entre 1.5 y 2.5 mW, como se ilustra en la figura 5.32.

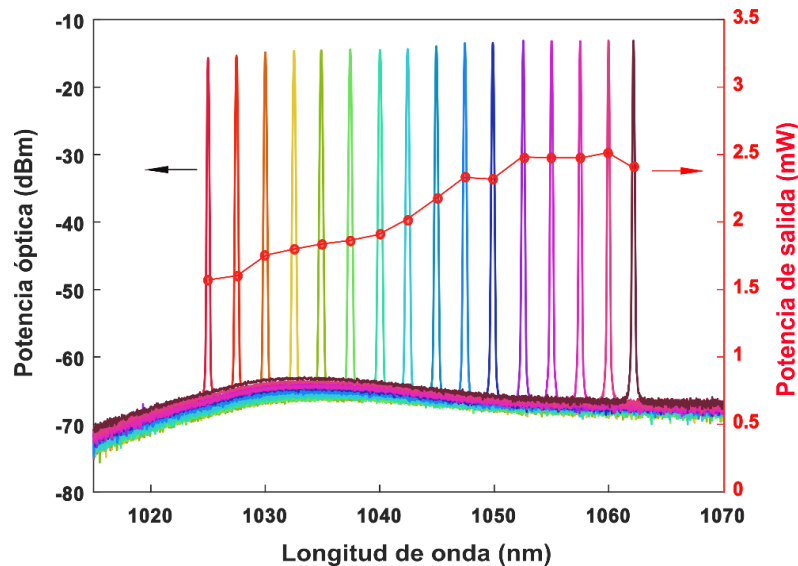


Fig. 5.32- Espectro sintonizable y potencia promedio medida a la salida del oscilador.

La etapa de pre-amplificación se usa para amplificar los pulsos obteniendo una potencia promedio entre 20 y 30 mW antes del amplificador principal, donde se alcanza los 450-500 mW. La figura 5.33 muestra el espectro sintonizable medido a la salida del pre-amplificador donde se observa la emisión amplificada estimulada (ASE del inglés *Amplified Stimulated Emission*) y la limitación en longitud de onda impuesta por el ancho de banda de ganancia del propio amplificador, disminuyendo de 1062 a 1055 nm.

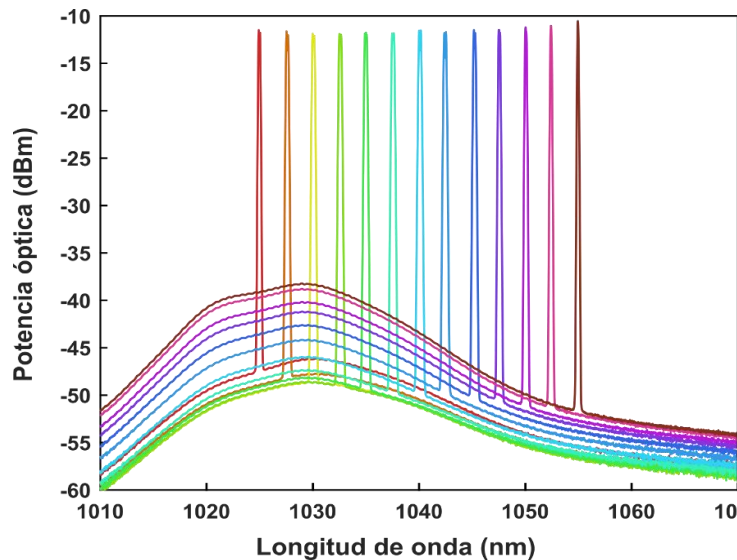


Fig. 5.33- Espectro sintonizable a la salida del pre-amplificador.

Tras la doble etapa de amplificación, el rango sintonizable se ha limitado de 1062 a 1050 nm debido a las restricciones del ancho de banda de ganancia del amplificador de potencia. En la figura 5.34a) se muestra el espectro óptico de un pulso pre-amplificado emitiendo en 1042.5 nm, y en la figura 5.34b) el mismo pulso tras la amplificación en potencia, mostrando una anchura espectral de 0.25 nm y 0.7 nm respectivamente debido al ensanchamiento causado por la SPM. Como se puede observar, ambos espectros comparten la simetría comentada anteriormente por el uso del filtro óptico sintonizable de fibra. En cuanto a la duración de pulso, se producen variaciones poco significativas como hemos visto en las anteriores configuraciones.

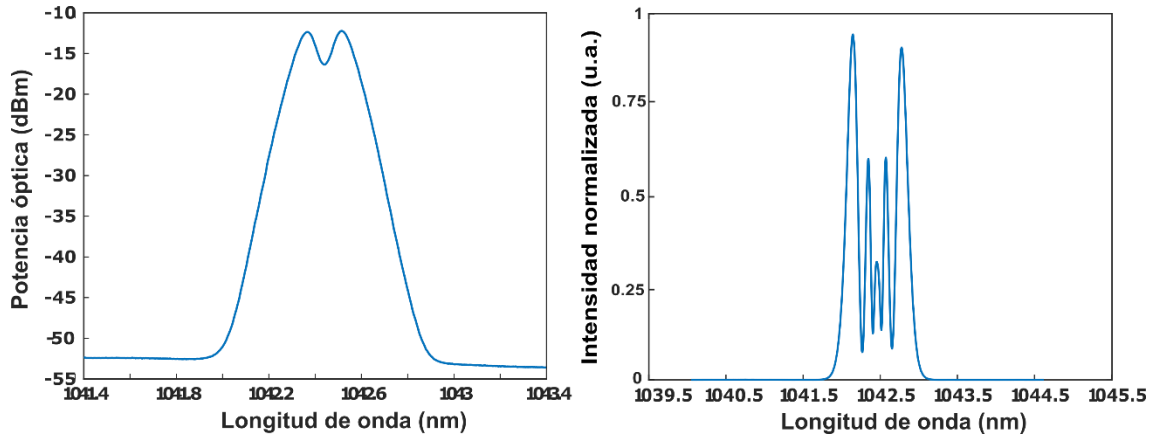


Fig. 5.34- Espectro óptico medido a) en la salida del pre-amplificador y b) en la salida del amplificador de potencia (escala lineal) cuando el oscilador emite a 1042.5 nm.

En la figura 5.35 se muestran los espectros de las componentes *Stokes* y *anti-Stokes* generadas en el proceso de FWM para una longitud de onda de bombeo sintonizada en 1031.5 nm (para poder realizar una comparativa espectral con las anteriores fuentes) medidos a la salida de la PCF. La diferencia entre la señal *anti-Stokes* y la de bombeo es de aproximadamente 10 dB, lo que garantiza una eficiencia de conversión bastante alta partiendo desde ruido cuántico.

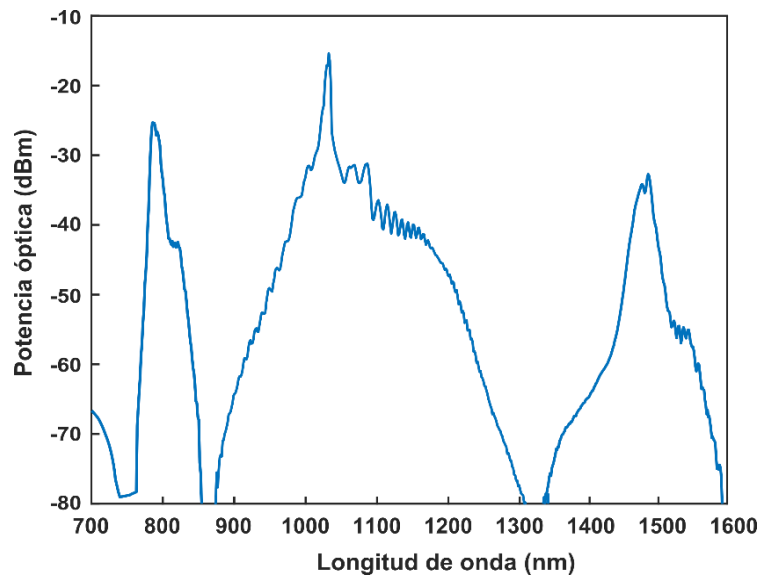


Fig. 5.35- Espectro óptico de las señales generadas en el proceso FWM medido a la salida de la PCF.

En la figura 5.36 se muestran los espectros de salida de la componente *anti-Stokes* generada para diferentes longitudes de onda de bombeo. La potencia promedio de la componente

anti-Stokes se encuentra en el rango de 30 a 60 mW en función de la potencia y de la longitud de onda de bombeo y los anchos de banda FWHM están entre 30 y 35 cm^{-1} , lo que equivale a un rango entre 2.5 y 3.5 nm. La duración de pulso de las diferentes componentes generadas se encuentra entre 17-22 ps (en función de la longitud de onda de bombeo), mostrando una eficiencia de conversión bastante alta. Respecto al solapamiento temporal de las señales, en el peor de los casos (señal de bombeo 1025 nm y anti-Stokes 780 nm) se produce un desfase temporal de 16 ps.

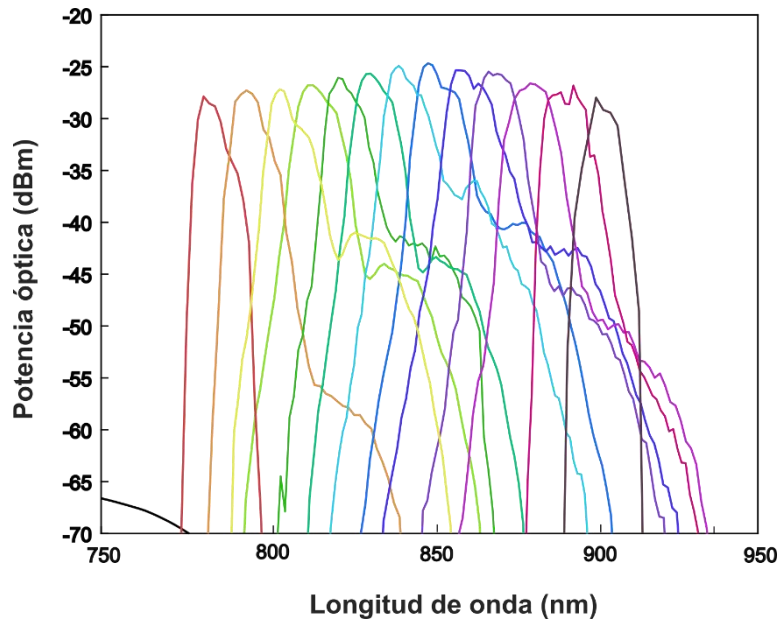


Fig. 5.36- Espectros ópticos de la componente anti-Stokes generados en el proceso FWM para todo el rango sintonizable de la señal de bombeo.

En la tabla 5.2 se recogen los parámetros de caracterización (duración de pulso, ancho de banda, longitud de onda de emisión y potencia promedio) de la banda *anti-Stokes* generada para cada longitud de onda de bombeo. Se ha de tener en cuenta que debido a la limitación que supone el ancho de banda de ganancia de los amplificadores, se debe ajustar la potencia de bombeo de los mismos cuando se emite lejos del pico de ganancia del iterbio, para generar potencias promedio similares y obtener líneas relativamente ecualizadas.

	λ_{AS} (nm)	Duración de pulso (ps)	Anchura espectral (nm)	Potencia promedio (mW)
$\lambda_{Bombeo} = 1025$ nm	776	20	2.9	35
$\lambda_{Bombeo} = 1030$ nm	789	23	3.4	42
$\lambda_{Bombeo} = 1035$ nm	814	24	3.6	53
$\lambda_{Bombeo} = 1040$ nm	845	23	3.7	61
$\lambda_{Bombeo} = 1045$ nm	875	22	3.2	46
$\lambda_{Bombeo} = 1050$ nm	904	21	3.1	31

Tabla 5.2- Parámetros de caracterización de la señal anti-Stokes generada en la PCF.

Como ya se ha explicado en anteriores apartados, es importante remarcar que la componente *anti-Stokes* generada y la señal residual de bombeo usadas como la señal de bombeo y de Stokes respectivamente en el proceso CARS, por lo que la potencia promedio que llega a la muestra es importante. Por este motivo, se ilustra en la tabla 5.2 la potencia promedio obtenida de la componente *anti-Stokes* generada, ya que el bombeo residual supera en todos los casos los 200 mW. En relación a esto, en el capítulo 4 se ilustra la potencia promedio en la muestra para el proceso CARS, la cual es relativamente baja y se encuentra en torno a los 20-30 mW (siendo necesarios ~10 mW para cada señal aproximadamente) por lo que esta condición se cumple sin problema.

Una de las grandes ventajas de esta fuente es la sintonización continua en longitud de onda sin perder en ningún momento el régimen pulsado y sin necesidad de controlar el estado de polarización para cada longitud de onda, lo que la hace ideal para su manejo fuera de un laboratorio especializado. Esto se debe al diseño de la cavidad con componentes sensibles al rango de sintonización de la fuente y al uso del filtro óptico junto al polarizador lineal de banda ancha, consiguiendo la sintonización continua en todo el rango establecido a través del control del potenciómetro variable del filtro.

También cabe destacar que esta fuente láser está diseñada de manera óptima para trabajar con una tasa de repetición de pulsos de 10 MHz, pero en la configuración experimental llevada a cabo se ha rebajado a 3 MHz para alcanzar la potencia de pico necesaria, excitando el efecto no lineal de FWM y comprobando la correcta conversión en frecuencia. Con una tasa de repetición de 10 MHz, la fuente se auto-inicia en régimen de un solo pulso fácilmente y con un umbral más bajo. La idea principal de este diseño, es la introducción en la estructura de un modulador opto-acústico (selector de pulsos) para tener un control variable de la tasa de repetición del láser, pudiendo rebajarlo desde 10 MHz hasta un mínimo de 500 KHz y consiguiendo potencias de pico de varios kW sin necesidad de introducir una línea de retardo basada en fibra para disminuir la tasa de repetición, con el consiguiente arranque del oscilador en régimen de múltiple pulso y con lo que ello implica a nivel funcional. Además, esta mejora del rendimiento del láser semilla encaja perfectamente con el diseño requerido para el FOPO, y gracias a la variación de la tasa de repetición se puede controlar la generación de las componentes FWM mediante la adaptación de la potencia de pico en cada longitud de onda.

Para finalizar, en la figura 5.37 se muestra el montaje real del oscilador sintonizable de fibra óptica para poder entender de una manera gráfica la relación de tamaño de los componentes utilizados. Además del circulador de banda ancha y el filtro óptico sintonizable de fibra óptica resaltados en blanco, se puede observar el SESAM montado con el método descrito anteriormente e ilustrado en la figura 5.29. Con esta configuración de cavidad, es asumible realizar un montaje compacto, debido a la capacidad de posicionar las fibras en torno a los dos componentes que realmente ocupan volumen (circulador y filtro) y reproducible (el oscilador sintonizable fue montado en dos ocasiones diferentes, obteniendo resultados casi idénticos). Como ya se explicó en la primera fuente de frecuencia única al comienzo del presente capítulo, no solo se asume la compactidad del oscilador sino de toda la estructura que conforma el láser, ya que todas las fibras y componentes se pueden situar en un mismo módulo si se distribuyen de manera idónea, ocupando el tamaño equivalente a una caja de zapatos.

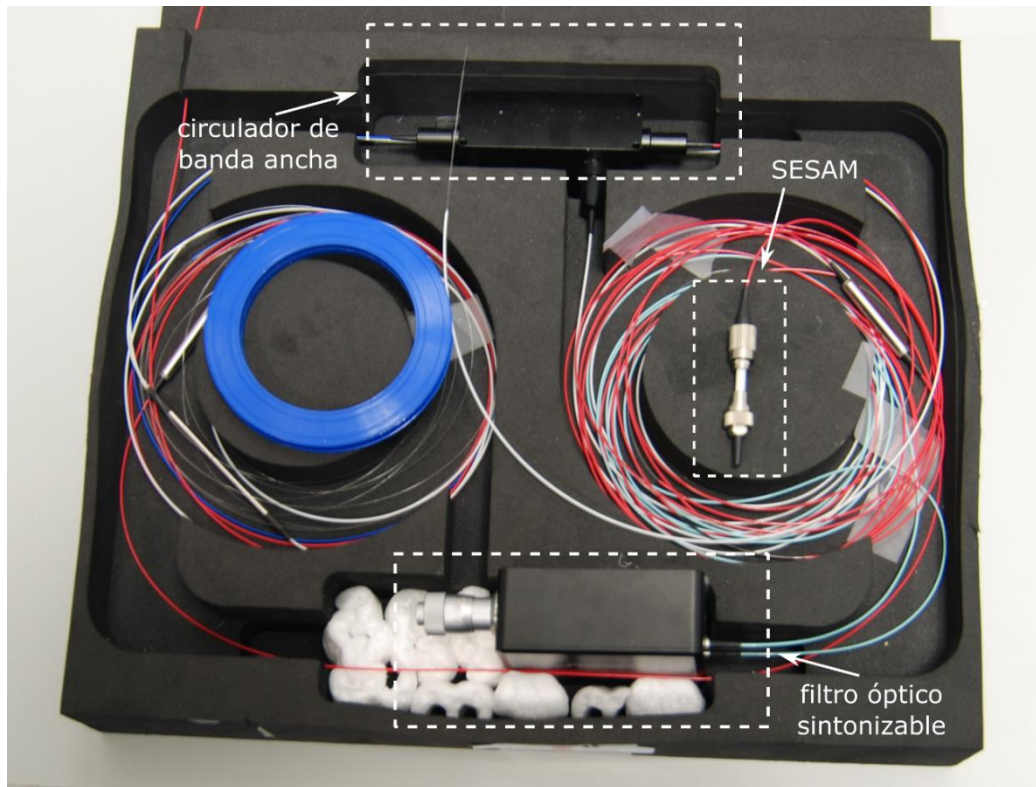


Fig. 5.37- Foto del montaje experimental del oscilador sintonizable utilizado.

En resumen, esta fuente de luz es una primera aproximación que determina el camino a seguir en la consecución de un oscilador óptico paramétrico sintonizable para su aplicación en microscopía CARS. De hecho, esta configuración entrega trenes sincronizados de pulsos que pueden ser usados directamente en un microscopio CARS sin necesidad de generar un FOPO, sin insertar un modulador externo para disminuir la tasa de repetición o combinar ópticas de volumen que aumenten la complejidad del sistema, aunque con las limitaciones expuestas en este capítulo y en el capítulo 4.

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES

El objetivo planteado al comienzo de esta tesis doctoral era contribuir al desarrollo de láseres de fibra óptica aplicados a microscopía CARS, con características de emisión de interés práctico haciendo uso de las propiedades no lineales de las fibras microestructuradas y en concreto, explotando el proceso de FWM. Algunos de los desarrollos realizados en este trabajo están relacionados con distintos efectos no lineales como la generación de solitones. En cualquier caso, el objetivo marcado como meta desde el principio ha sido el de desarrollar este tipo de fuentes de luz íntegramente en fibra óptica con componentes disponibles comercialmente.

Como ya se ha expuesto con anterioridad, una parte importante del trabajo llevado a cabo se ha basado en la excitación de diferentes efectos no lineales en fibra óptica. Por este motivo, se han estudiado las fibras microestructuradas como plataforma para la generación de estos efectos resumidos en el capítulo 2, poniendo especial interés en la mezcla de cuatro ondas (FWM) por la capacidad para generar componentes separadas espectralmente para su aplicación en microscopía CARS. Además, se han seleccionado diferentes tipos de fibras microestructuradas comerciales para su análisis mediante simulación, obteniendo así los diferentes parámetros de caracterización de estas fibras. Este proceso ha permitido establecer los criterios para seleccionar la PCF adecuada para la correcta generación del efecto de FWM en la consecución de un láser de fibra óptica para su aplicación en microscopía CARS.

A nivel experimental, la primera parte del proyecto de tesis se ha basado en el estudio y desarrollo de una fuente pulsada por bloqueo de modo haciendo uso de espejo absorbente saturable basado en semiconductor denominado SESAM. Este tipo de fuente, que tiene unas

características espectrales y temporales muy concretas, se ha generado en la región de emisión del iterbio y es una de las claves para el desarrollo de una estructura de fibra óptica capaz de excitar efectos no lineales en una fibra microestructurada debido a la generación de potencias de pico de kW, previa amplificación de los pulsos generados, en un sistema construido íntegramente con fibra monomodo. Es por ello que una buena parte del trabajo preliminar al desarrollo de la fuente CARS, se ha centrado en el montaje experimental de este oscilador en régimen pulsado por bloqueo de modo descrito en el capítulo 3. Este oscilador emite un tren de pulsos con una tasa de repetición de 10 MHz, 0.2 nm de anchura espectral, 38 ps de duración de pulso y una energía de pulso de 0.39 nJ a una longitud de onda de 1032.5 nm, y ha sido la base del primer oscilador utilizado como láser semilla para la conversión paramétrica basada en FWM en una PCF, ya que se ha empleado el mismo diseño de cavidad aplicando ciertas modificaciones en los componentes utilizados para introducir mejoras en las características de emisión.

En el mismo capítulo y paralelamente al desarrollo del oscilador pulsado basado en iterbio, se ha llevado a cabo una fuente de solitones como mecanismo para generar pulsos ultracortos que no se vean afectados por los efectos dispersivos o efectos no lineales como la automodulación de fase. Esta fuente está basada en erbio y se ha utilizado el mismo método de pulsado (bloqueo de modo) para generar un tren de “cuasi-solitones” en una cavidad con una dispersión neta anómala muy cercana a cero. El láser de solitones tiene una tasa de repetición de 8.2 MHz, 0.14 nm de anchura espectral, 18.9 ps de duración de pulso y una energía de pulso de 89 pJ con una potencia de bombeo de 40 mW. El producto tiempo por ancho de banda (TBP) tiene un valor de 0.327, muy cercano al límite de la transformada de Fourier (0.315), lo que indica que está casi libre de gorjeo debido a la baja dispersión anómala que presenta la cavidad.

En el capítulo 4 se ha presentado el proceso CARS desde un punto de vista físico, y se ha realizado un análisis en profundidad de las características óptimas que ha de presentar un láser de fibra óptica aplicado a microscopía CARS. Para ello, se ha analizado la influencia de la longitud de onda, la anchura espectral, la frecuencia de repetición y la duración del pulso del láser en el proceso de obtención de imágenes CARS, y su relación con la resolución CARS y la velocidad de adquisición y calidad de las imágenes. Todos estos parámetros están directamente relacionados entre ellos a través de las limitaciones impuestas por la potencia promedio y la potencia de pico total que se pueden irradiar sobre la muestra biológica sin dañarla. Para acotar todas las características de emisión de la fuente aplicada a microscopía CARS, se han establecido los valores óptimos de los diferentes parámetros del láser: un rango de longitud de onda de la señal de bombeo y Stokes entre 750 y 1350 nm con un rango de desplazamiento Raman entre 0-3500 cm^{-1} , una duración de pulso mayor de 15 ps, una tasa de repetición de los pulsos de 1 MHz para imágenes estándar y de 10 MHz para video, y una potencia promedio y de pico en la muestra de ~30 mW y ~300 W respectivamente.

El capítulo 5 aúna los diferentes montajes realizados experimentalmente de la estructura láser aplicada a microscopía CARS. Se han presentado tres tipos de configuraciones diferentes, todas construidas completamente con fibra óptica. En primer lugar, se ha ilustrado el montaje y caracterización de un láser basado en FWM de frecuencia única, es decir que la fuente que bombea la PCF no tiene la capacidad de sintonización y emite en una sola longitud de onda que define la generación paramétrica basada en FWM. El oscilador utilizado como láser semilla emite en 1031.5 nm con una tasa de repetición de 2.4 MHz, una anchura espectral de 100 pm, una potencia promedio de 1.6 mW y una duración de pulso de 55 ps a la salida del mismo, llegando a una potencia promedio de 470 mW y unos 4 kW de potencia de pico a la salida de la doble etapa de

amplificación. Los parámetros del tren de pulsos permiten excitar el proceso FWM en la PCF utilizada en la etapa de conversión en frecuencia, obteniendo las componentes *anti-Stokes* y *Stokes* en 796 nm y 1466 nm con una anchura espectral de 3.6 nm. La diferencia frecuencial obtenida entre la componente de bombeo y la señal *anti-Stokes* (señal *Stokes* y bombeo respectivamente en el proceso CARS) es de 2877 cm^{-1} , equivalente a la resonancia en la región de enlaces C-H (enlaces moleculares CH₃-O). Las señales utilizadas para el proceso CARS superan en ambos casos los 30 mW esperados en la muestra.

La segunda configuración propuesta se trata de un láser para CARS conmutable en dos longitudes de onda cuya selección se realiza en el láser semilla a través dos FBGs, utilizando unos atenuadores variables de fibra para seleccionar uno u otro FBG. Esta fuente de luz entrega trenes de pulsos emitiendo en 1031.5 y 1049.7 nm con una potencia promedio máxima de hasta 650 mW y potencias de pico de hasta 6 kW. En este caso la anchura espectral de los FBGs utilizados es mayor que en la primera configuración y se encuentra en torno a 0.2 nm y la duración de pulso sobre 35 ps. Los espectros *anti-Stokes* generados se centran en 794 nm (longitud de onda de bombeo en 1031.5 nm) y 903 nm (longitud de onda de bombeo en 1049.7 nm) que coinciden con las separaciones de frecuencia de 2899 cm^{-1} y 1550 cm^{-1} respectivamente. La anchura espectral del bombeo residual ha aumentado a 1.3 nm debido a la alta potencia de pico y a la SPM, y la señal *anti-Stokes* generada tiene una anchura espectral de 4 nm a 794 nm y 4.3 nm a 903 nm. Las mediciones temporales arrojan unos resultados respecto a la duración de pulso de 23.1 ps a 794 nm y 24.4 ps a 903 nm. En el peor de los casos, la duración del pulso de las señales asegura una buena superposición para el proceso CARS, teniendo en cuenta el desfase temporal entre las señales causada por la velocidad del grupo.

En la tercera configuración se ha llevado a cabo una fuente de luz CARS sintonizable en un amplio rango y se postula como la piedra angular del proyecto desarrollado en la tesis para su continuidad en la mejora de las prestaciones alcanzadas. El oscilador utilizado como láser semilla entrega un tren de pulsos sintonizable en longitud de onda desde 1024 a 1062 nm, con una diferencia máxima de 2 dB en la potencia promedio de salida en todo el rango de sintonización. La anchura espectral y la duración de pulso del láser varía de 80 a 100 pm y de 28 a 34 ps respectivamente, en función de la potencia de bombeo. Tras la doble etapa de amplificación, el rango sintonizable se ha limitado de 1062 a 1050 nm sobre todo debido a las restricciones del ancho de banda de ganancia del amplificador de potencia. En cuanto a las componentes generadas en el proceso FWM en la PCF, se ha obtenido una señal *anti-Stokes* en el rango de 771 a 904 nm, con una potencia promedio entre 30 y 60 mW, una duración de pulso entre 17 y 22 ps, y una anchura espectral entre 2.9 y 3.6 nm. Esta fuente de luz es capaz de sintonizar resonancias entre $1500\text{ y }3300\text{ cm}^{-1}$.

Líneas futuras de trabajo

Esta tesis deja varias líneas de trabajo pendientes de concluir, ya que se han abierto varios frentes de gran interés práctico. Además, existe un plan de trabajo creado a posteriori con las ideas para realizar las mejoras en la estructura de la fuente sintonizable desarrollada experimentalmente, y que no ha sido llevado a cabo por falta de tiempo y/o materiales. Entre las tareas pendientes, cabe destacar:

- 1- Mejorar el oscilador sintonizable mediante el rediseño de la cavidad y la modificación de algunos componentes utilizados en la misma.

- 2- Establecer una tasa de repetición de 10 MHz en el láser semilla sintonizable para mejorar la eficiencia de pulsado e introducir un modulador opto-acústico en fibra como selector de pulsos. De esta manera se puede reducir la tasa de repetición para ajustar la potencia de pico generada en cada longitud de onda, consiguiendo una ecualización en potencia para la generación paramétrica.
- 3- Reconfigurar las etapas de amplificación para no limitar el rango de longitudes de onda de emisión del láser semilla sintonizable con el estrechamiento del rango espectral de ganancia del iterbio, sobre todo en el amplificador de potencia.
- 4- Modificar la longitud de la fibra microestructurada en la etapa de conversión, acortándola por debajo del metro de longitud y aumentando consecuentemente la potencia del láser semilla mediante las etapas de amplificación, para conseguir una generación paramétrica más eficiente y un mejor solapamiento temporal de las señales a la salida de la PCF.
- 5- Construcción de un oscilador óptico paramétrico en fibra mediante la generación de una cavidad óptica haciendo uso de la fibra microestructurada en conjunción con una serie técnicas y elementos de fibra óptica. De esta manera se pueden generar señales espectralmente más estrechas (al no generar las bandas paramétricas desde el ruido), incrementar la eficiencia de conversión y el rango de sintonización de las señales generadas, mejorando la calidad y resolución en la obtención de las imágenes CARS.

Alguna de estas tareas conlleva un gran reto a nivel experimental puesto que supone aplicar una serie de modificaciones que requieren de gran pericia en la fusión de las fibras ópticas, especialmente con las fibras microestructuradas, y una selección cuidadosa y estudiada de los componentes a utilizar. Todas las tareas enumeradas han sido ya analizadas en profundidad, se ha estudiado su viabilidad y la forma de proceder en cada una de ellas, lo que alienta a conseguir los objetivos marcados con bastante certeza.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] M. Müller and A. Zumbusch, "Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy," *ChemPhysChem*, vol. 8, pp. 2156-2170, 2007.
- [2] B. G. Saar, Y. Zeng, C. W. Freudiger, Y. S. Liu, M. E. Himmel, X. S. Xie, *et al.*, "Label-free, real-time monitoring of biomass processing with stimulated Raman scattering microscopy," *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 49, pp. 5476-5479, 2010.
- [3] C. W. Freudiger, M. B. Roeffaers, X. Zhang, B. G. Saar, W. Min, and X. S. Xie, "Optical heterodyne-detected Raman-induced Kerr effect (OHD-RIKE) microscopy," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 115, pp. 5574-5581, 2011.
- [4] L. Opilik, T. Schmid, and R. Zenobi, "Modern Raman imaging: vibrational spectroscopy on the micrometer and nanometer scales," *Annual Review of Analytical Chemistry*, vol. 6, pp. 379-398, 2013.
- [5] L. Li, "Imaging of lipid membrane organization and internalization pathways of cell penetrating peptides," Purdue University, 2008.
- [6] L. Wei, Y. Yu, Y. Shen, M. C. Wang, and W. Min, "Vibrational imaging of newly synthesized proteins in live cells by stimulated Raman scattering microscopy," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110, pp. 11226-11231, 2013.
- [7] E. Kang, H. Wang, I. K. Kwon, J. Robinson, K. Park, and J.-X. Cheng, "In situ visualization of paclitaxel distribution and release by coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy," *Analytical chemistry*, vol. 78, pp. 8036-8043, 2006.
- [8] J.-X. Cheng, Y. K. Jia, G. Zheng, and X. S. Xie, "Laser-scanning coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy and applications to cell biology," *Biophysical journal*, vol. 83, pp. 502-509, 2002.
- [9] T. T. Le, T. B. Huff, and J.-X. Cheng, "Coherent anti-Stokes Raman scattering imaging of lipids in cancer metastasis," *BMC cancer*, vol. 9, p. 42, 2009.
- [10] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," 1960.
- [11] M. Ebrahim-Zadeh and I. T. Sorokina, *Mid-infrared coherent sources and applications*: Springer, 2007.
- [12] A. M. Tang, *Fundamentals of optical parametric processes and oscillations* vol. 20: CRC Press, 1996.
- [13] Y.-R. Shen, "The principles of nonlinear optics," *New York, Wiley-Interscience*, 1984, 575 p., 1984.
- [14] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," *Physical review*, vol. 127, p. 1918, 1962.
- [15] M. Ebrahim-Zadeh, "Continuous-wave optical parametric oscillators," in *Handbook of Optics*. vol. 4, ed: McGraw-Hill, 2010, pp. 1-33.
- [16] K. Goda, K. Tsia, and B. Jalali, "Serial time-encoded amplified imaging for real-time observation of fast dynamic phenomena," *Nature*, vol. 458, p. 1145, 2009.
- [17] M. Marhic, K.-Y. Wong, L. Kazovsky, and T.-E. Tsai, "Continuous-wave fiber optical parametric oscillator," *Optics letters*, vol. 27, pp. 1439-1441, 2002.
- [18] Y. Zhou, K. K. Cheung, S. Yang, P. Chui, and K. K. Wong, "Widely tunable picosecond optical parametric oscillator using highly nonlinear fiber," *Optics letters*, vol. 34, pp. 989-991, 2009.
- [19] J. E. Sharping, M. Fiorentino, P. Kumar, and R. S. Windeler, "Optical parametric oscillator based on four-wave mixing in microstructure fiber," *Optics letters*, vol. 27, pp. 1675-1677, 2002.
- [20] C. De Matos, J. Taylor, and K. Hansen, "Continuous-wave, totally fiber integrated optical parametric oscillator using holey fiber," *Optics letters*, vol. 29, pp. 983-985, 2004.
- [21] Y. Deng, Q. Lin, F. Lu, G. P. Agrawal, and W. H. Knox, "Broadly tunable femtosecond parametric oscillator using a photonic crystal fiber," *Optics letters*, vol. 30, pp. 1234-1236, 2005.

- [22] J. E. Sharping, J. R. Sanborn, M. A. Foster, D. Broaddus, and A. L. Gaeta, "Generation of sub-100-fs pulses from a microstructure-fiber-based optical parametric oscillator," *Optics express*, vol. 16, pp. 18050-18056, 2008.
- [23] T. Gottschall, M. Baumgartl, A. Sagnier, J. Rothhardt, C. Jauregui, J. Limpert, *et al.*, "Fiber-based source for multiplex-CARS microscopy based on degenerate four-wave mixing," *Optics express*, vol. 20, pp. 12004-12013, 2012.
- [24] M. Baumgartl, M. Chemnitz, C. Jauregui, T. Meyer, B. Dietzek, J. Popp, *et al.*, "All-fiber laser source for CARS microscopy based on fiber optical parametric frequency conversion," *Optics express*, vol. 20, pp. 4484-4493, 2012.
- [25] M. Baumgartl, T. Gottschall, J. Abreu-Afonso, A. Díez, T. Meyer, B. Dietzek, *et al.*, "Alignment-free, all-spliced fiber laser source for CARS microscopy based on four-wave-mixing," *Optics express*, vol. 20, pp. 21010-21018, 2012.
- [26] C. Krafft, B. Dietzek, J. Popp, and M. Schmitt, "Raman and coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy for biomedical applications," *Journal of biomedical optics*, vol. 17, p. 040801, 2012.
- [27] M. Baumgartl, J. Abreu-Afonso, A. Díez, M. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Environmentally stable picosecond Yb fiber laser with low repetition rate," *Applied Physics B*, vol. 111, pp. 39-43, 2013.
- [28] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, ed: Springer, 2000, pp. 195-211.
- [29] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*: Elsevier, 2003.
- [30] A. Newell, *Nonlinear optics*: CRC Press, 2018.
- [31] O. Aso, S.-i. Arai, T. Yagi, M. Tadakuma, Y. Suzuki, and S. Namiki, "Broadband four-wave mixing generation in short optical fibres," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 709-711, 2000.
- [32] R. Gattass, *Femtosecond-laser interactions with transparent materials: applications in micromachining and supercontinuum generation*: Harvard University, 2006.
- [33] A. Kobaykov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Advances in optics and photonics*, vol. 2, pp. 1-59, 2010.
- [34] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. S. J. Russell, "Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber," *Science*, vol. 298, pp. 399-402, 2002.
- [35] S. D. Personick, *Fiber optics: technology and applications*: Springer Science & Business Media, 2013.
- [36] I. Kaminow, "Polarization in optical fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 15-22, 1981.
- [37] Y. Fujii and K. Sanos, "Polarization transmission characteristics of optical fibers with elliptical cross section," *Electronics and Communications in Japan (Part I: Communications)*, vol. 63, pp. 87-93, 1980.
- [38] A. Kumar, R. Varshney, and K. Thyagarajan, "Birefringence calculations in elliptical-core optical fibres," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 112-113, 1984.
- [39] M. J. Digonnet, *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded*: CRC press, 2001.
- [40] L. Dong and X. Peng, "Rare earth doped and large effective area optical fibers for fiber lasers and amplifiers," ed: Google Patents, 2013.
- [41] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 33, pp. 1049-1056, 1997.
- [42] J. Limpert, F. Roser, T. Schreiber, and A. Tunnermann, "High-power ultrafast fiber laser systems," *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 233-244, 2006.
- [43] S. Kobtsev, S. Kukarin, and S. Smirnov, "All-fiber high-energy supercontinuum pulse generator," *Laser Physics*, vol. 20, pp. 375-378, 2010.
- [44] G. Jang and T. H. Yoon, "Environmentally-stable all-normal-dispersion picosecond Yb-doped fiber laser with an achromatic quarter-wave-plate," *Laser Physics*, vol. 20, pp. 1463-1468, 2010.

-
- [45] S. W. Harun, M. Moghaddam, K. Dimyati, and H. Ahmad, "The performance of double-clad ytterbium-doped fiber laser with different pumping wavelengths," *Laser Physics Letters*, vol. 6, p. 458, 2009.
 - [46] J. Knight, T. Birks, P. S. J. Russell, and D. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics letters*, vol. 21, pp. 1547-1549, 1996.
 - [47] J. C. Knight, "Photonic crystal fibres," *nature*, vol. 424, p. 847, 2003.
 - [48] R. Cregan, B. Mangan, J. Knight, T. Birks, P. S. J. Russell, P. Roberts, *et al.*, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air," *science*, vol. 285, pp. 1537-1539, 1999.
 - [49] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, and E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion," *Optics Express*, vol. 11, pp. 843-852, 2003.
 - [50] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Optics letters*, vol. 22, pp. 961-963, 1997.
 - [51] G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, P. S. J. Russell, L. Farr, B. Mangan, *et al.*, "Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength," *Optics Express*, vol. 11, pp. 1613-1620, 2003.
 - [52] P. Russell, "Photonic crystal fibers," *science*, vol. 299, pp. 358-362, 2003.
 - [53] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. S. J. Russell, and P. De Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1347-1348, 1998.
 - [54] D. Derickson, "Fiber optic test and measurement," in *Fiber optic test and measurement/edited by Dennis Derickson*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, c1998., 1998.
 - [55] O. Shulika, I. Sukhoivanov, S. Iakushev, I. Guryev, J. Andrade-Lucio, O. Ibarra-Manzano, *et al.*, "Numerical study of few-cycle pulses generation from supercontinuum in ANDi-PCF," *Acta Universitaria*, vol. 23, pp. 40-44, 2013.
 - [56] S. Martin-Lopez, L. Abrardi, P. Corredera, M. Gonzalez-Herraez, and A. Mussot, "Spectrally-bounded continuous-wave supercontinuum generation in a fiber with two zero-dispersion wavelengths," *Optics express*, vol. 16, pp. 6745-6755, 2008.
 - [57] W. H. Reeves, J. Knight, P. S. J. Russell, and P. Roberts, "Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers," *Optics express*, vol. 10, pp. 609-613, 2002.
 - [58] G. Prabhakar, A. Peer, A. Kumar, and V. Rastogi, "Finite element analysis of solid-core photonic crystal fiber," in *2012 Students Conference on Engineering and Systems*, 2012, pp. 1-5.
 - [59] C. Multiphysics and C. M. H. T. Module, "COMSOL multiphysics user's guide," *Version: COMSOL Multiphysics*, vol. 3, 2014.
 - [60] K. Saitoh and M. Koshiba, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers," *Optics express*, vol. 13, pp. 267-274, 2005.
 - [61] M. D. Nielsen, C. Jacobsen, N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, and H. R. Simonsen, "Low-loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties," *Optics Express*, vol. 12, pp. 1372-1376, 2004.
 - [62] K. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Applied physics letters*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.
 - [63] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. Johnson, and J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask," *Applied Physics Letters*, vol. 62, pp. 1035-1037, 1993.
 - [64] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, and I. Bennion, "Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser," *Electronics Letters*, vol. 40, pp. 1170-1172, 2004.
 - [65] T. Geernaert, K. Kalli, C. Koutsides, M. Komodromos, T. Nasilowski, W. Urbanczyk, *et al.*, "Point-by-point fiber Bragg grating inscription in free-standing step-index and photonic crystal fibers using near-IR femtosecond laser," *Optics letters*, vol. 35, pp. 1647-1649, 2010.

-
- [66] A. D. Kersey, T. Berkoff, and W. Morey, "Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry–Perot wavelength filter," *Optics letters*, vol. 18, pp. 1370-1372, 1993.
- [67] M. Xu, H. Geiger, and J. Dakin, "Fibre grating pressure sensor with enhanced sensitivity using a glass-bubble housing," *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 128-129, 1996.
- [68] S. E. Kanellopoulos, V. A. Handerek, and A. J. Rogers, "Simultaneous strain and temperature sensing with photogenerated in-fiber gratings," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 333-335, 1995.
- [69] R. Kashyap, *Fiber bragg gratings*: Academic press, 2009.
- [70] J. Mora, A. Diez, M. V. Andres, P.-Y. Fonjallaz, and M. Popov, "Tunable dispersion compensator based on a fiber Bragg grating written in a tapered fiber," *IEEE photonics technology letters*, vol. 16, pp. 2631-2633, 2004.
- [71] A. Campion and P. Kambhampati, "Surface-enhanced Raman scattering," *Chemical society reviews*, vol. 27, pp. 241-250, 1998.
- [72] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, pp. 2665-2673, 1989.
- [73] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 25, pp. 2297-2306, 1989.
- [74] O. Martinez, R. Fork, and J. P. Gordon, "Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion," *Optics letters*, vol. 9, pp. 156-158, 1984.
- [75] R. Stolen and C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," *Physical Review A*, vol. 17, p. 1448, 1978.
- [76] G. Genty, T. Ritari, and H. Ludvigsen, "Supercontinuum generation in large mode-area microstructured fibers," *Optics Express*, vol. 13, pp. 8625-8633, 2005.
- [77] J. Travers, A. Rulkov, B. Cumberland, S. Popov, and J. Taylor, "Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400W continuous wave fiber laser," *Optics Express*, vol. 16, pp. 14435-14447, 2008.
- [78] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Reviews of modern physics*, vol. 78, p. 1135, 2006.
- [79] P. Domachuk, N. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. Cordeiro, *et al.*, "Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs," *Optics Express*, vol. 16, pp. 7161-7168, 2008.
- [80] A. G. Mignani, L. Ciaccheri, H. Ottevaere, H. Thienpont, L. Conte, M. Marega, *et al.*, "Visible and near-infrared absorption spectroscopy by an integrating sphere and optical fibers for quantifying and discriminating the adulteration of extra virgin olive oil from Tuscany," *Analytical and bioanalytical chemistry*, vol. 399, pp. 1315-1324, 2011.
- [81] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, p. 233, 2002.
- [82] D. M. Owen, E. Auksoorius, H. B. Manning, C. B. Talbot, P. A. de Beule, C. Dunsby, *et al.*, "Excitation-resolved hyperspectral fluorescence lifetime imaging using a UV-extended supercontinuum source," *Optics letters*, vol. 32, pp. 3408-3410, 2007.
- [83] E. Auksoorius, B. R. Boruah, C. Dunsby, P. M. Lanigan, G. Kennedy, M. A. Neil, *et al.*, "Stimulated emission depletion microscopy with a supercontinuum source and fluorescence lifetime imaging," *Optics letters*, vol. 33, pp. 113-115, 2008.
- [84] A. D. Aguirre, N. Nishizawa, J. G. Fujimoto, W. Seitz, M. Lederer, and D. Kopf, "Continuum generation in a novel photonic crystal fiber for ultrahigh resolution optical coherence tomography at 800 nm and 1300 nm," *Optics Express*, vol. 14, pp. 1145-1160, 2006.
- [85] W. G. Telford, F. V. Subach, and V. V. Verkhusha, "Supercontinuum white light lasers for flow cytometry," *Cytometry Part A: The Journal of the International Society for Advancement of Cytometry*, vol. 75, pp. 450-459, 2009.

-
- [86] A. Shabat and V. Zakharov, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Soviet physics JETP*, vol. 34, p. 62, 1972.
 - [87] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Applied Physics Letters*, vol. 23, pp. 142-144, 1973.
 - [88] J. S. Russell, *Report on Waves: Made to the Meetings of the British Association in 1842-43*, 1845.
 - [89] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Physical Review Letters*, vol. 45, p. 1095, 1980.
 - [90] P. Knight and A. Miller, *Optical solitons: theory and experiment* vol. 10: Cambridge University Press, 1992.
 - [91] A. V. Husakou and J. Herrmann, "Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers," *JOSA B*, vol. 19, pp. 2171-2182, 2002.
 - [92] D. Nodop, C. Jauregui, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large-mode-area photonic-crystal fiber," *Optics letters*, vol. 34, pp. 3499-3501, 2009.
 - [93] R. Stolen, "Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 100-103, 1975.
 - [94] D. K. Mynbaev and L. L. Scheiner, *Fiber-optic communications technology*: Prentice Hall, 2001.
 - [95] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, *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*, vol. 2, pp. 435-453, 1996.
 - [96] J. J. Zayhowski and C. Dill, "Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers," *Optics letters*, vol. 19, pp. 1427-1429, 1994.
 - [97] R. J. Williams, N. Jovanovic, G. D. Marshall, and M. J. Withford, "All-optical, actively Q-switched fiber laser," *Optics express*, vol. 18, pp. 7714-7723, 2010.
 - [98] H. A. Haus, "Mode-locking of lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 1173-1185, 2000.
 - [99] D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 694-708, 1970.
 - [100] D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part II: Experimental results in a Nd: YAG laser with internal FM modulation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 709-715, 1970.
 - [101] S. Li and T. Chan, "Electrical wavelength-tunable actively mode-locked fiber ring laser with a linearly chirped fiber Bragg grating," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 799-801, 1998.
 - [102] R. Paschotta, *Field guide to laser pulse generation* vol. 14: SPIE press Bellingham, 2008.
 - [103] H. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 736-746, 1975.
 - [104] A. DeMaria, D. Stetser, and H. Heynau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers," *Applied Physics Letters*, vol. 8, pp. 174-176, 1966.
 - [105] T. Brabec, C. Spielmann, P. Curley, and F. Krausz, "Kerr lens mode locking," *Optics letters*, vol. 17, pp. 1292-1294, 1992.
 - [106] R. Ramaswami, K. Sivarajan, and G. Sasaki, *Optical networks: a practical perspective*: Morgan Kaufmann, 2009.
 - [107] O. Okhotnikov, A. Grudinin, and M. Pessa, "Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications," *New journal of physics*, vol. 6, p. 177, 2004.

-
- [108] M. Rusu, R. Herda, and O. G. Okhotnikov, "Passively synchronized erbium (1550-nm) and ytterbium (1040-nm) mode-locked fiber lasers sharing a cavity," *Optics letters*, vol. 29, pp. 2246-2248, 2004.
- [109] Q. Wang, J. Geng, T. Luo, and S. Jiang, "Mode-locked 2 μm laser with highly thulium-doped silicate fiber," *Optics letters*, vol. 34, pp. 3616-3618, 2009.
- [110] J. Herrmann and B. Wilhelmi, "Lasers for ultrashort light pulses," 1987.
- [111] F. Kurtner, J. A. Der Au, and U. Keller, "Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what's the difference?," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 4, pp. 159-168, 1998.
- [112] U. Keller, T. Chiu, and J. Ferguson, "Self-starting and self-Q-switching dynamics of passively mode-locked Nd: YLF and Nd: YAG lasers," *Optics letters*, vol. 18, pp. 217-219, 1993.
- [113] M. Lederer, B. Luther-Davies, H. H. Tan, C. Jagadish, M. Haiml, U. Siegner, *et al.*, "Nonlinear optical absorption and temporal response of arsenic-and oxygen-implanted GaAs," *Applied physics letters*, vol. 74, pp. 1993-1995, 1999.
- [114] U. Keller, "Ultrafast Solid-state Lasers, ed. by G. Herziger, H. Weber, R. Proprawe," ed: Springer, Berlin, 2007.
- [115] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers," *Applied Physics B*, vol. 79, pp. 331-339, 2004.
- [116] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," *JOSA B*, vol. 8, pp. 2068-2076, 1991.
- [117] J.-H. Lee, "Analysis and characterization of fiber nonlinearities with deterministic and stochastic signal sources," Virginia Tech, 2000.
- [118] X. Hu, P. Xu, and S. Zhu, "Engineered quasi-phase-matching for laser techniques," *Photonics Research*, vol. 1, pp. 171-185, 2013.
- [119] F. DeMartini, C. Townes, T. Gustafson, and P. Kelley, "Self-steepening of light pulses," *Physical Review*, vol. 164, p. 312, 1967.
- [120] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*: John Wiley & Sons, 2019.
- [121] J.-C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, and F. Simoni, "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," *Applied Optics*, vol. 24, pp. 1270-1282, 1985.
- [122] I. Duling, "Subpicosecond all-fibre erbium laser," *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 544-545, 1991.
- [123] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, "Erratum: The soliton laser [Opt. Lett. 9, 14-16 (1984)," *Optics Letters*, vol. 9, p. 105, 1984.
- [124] D. Richardson, R. Laming, D. Payne, M. Phillips, and V. Matsas, "320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 730-732, 1991.
- [125] R. Weill, A. Bekker, V. Smulakovsky, B. Fischer, and O. Gat, "Spectral sidebands and multipulse formation in passively mode-locked lasers," *Physical Review A*, vol. 83, p. 043831, 2011.
- [126] Y. Ge, Q. Guo, J. Shi, X. Chen, Y. Bai, J. Luo, *et al.*, "Revision on fiber dispersion measurement based on Kelly sideband measurement," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 58, pp. 242-245, 2016.
- [127] B. Oktem, C. Ülgüdür, and F. Ö. Ilday, "Soliton-similariton fibre laser," *Nature Photonics*, vol. 4, p. 307, 2010.
- [128] L. Liu, J.-H. Liao, Q.-Y. Ning, W. Yu, A.-P. Luo, S.-H. Xu, *et al.*, "Wave-breaking-free pulse in an all-fiber normal-dispersion Yb-doped fiber laser under dissipative soliton resonance condition," *Optics express*, vol. 21, pp. 27087-27092, 2013.
- [129] M. E. Fermann and I. Hartl, "Ultrafast fibre lasers," *Nature photonics*, vol. 7, p. 868, 2013.
- [130] S. Smirnov, S. Kobtsev, S. Kukarin, and A. Ivanenko, "Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation," *Optics express*, vol. 20, pp. 27447-27453, 2012.

-
- [131] Y.-H. Lin, C.-Y. Yang, J.-H. Liou, C.-P. Yu, and G.-R. Lin, "Using graphene nano-particle embedded in photonic crystal fiber for evanescent wave mode-locking of fiber laser," *Optics express*, vol. 21, pp. 16763-16776, 2013.
 - [132] C. Zeng, X. Liu, and L. Yun, "Bidirectional fiber soliton laser mode-locked by single-wall carbon nanotubes," *Optics express*, vol. 21, pp. 18937-18942, 2013.
 - [133] L. Zhang, J. Zhou, Z. Wang, X. Gu, and Y. Feng, "SESAM mode-locked, environmentally stable, and compact dissipative soliton fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, pp. 1314-1316, 2014.
 - [134] Y. Cui, X. Liu, and C. Zeng, "Conventional and dissipative solitons in a CFBG-based fiber laser mode-locked with a graphene-nanotube mixture," *Laser Physics Letters*, vol. 11, p. 055106, 2014.
 - [135] K. Krzempek, G. Sobon, P. Kaczmarek, and K. M. Abramski, "A sub-100 fs stretched-pulse 205 MHz repetition rate passively mode-locked Er-doped all-fiber laser," *Laser Physics Letters*, vol. 10, p. 105103, 2013.
 - [136] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser," *Physical Review A*, vol. 82, p. 021805, 2010.
 - [137] M. Zhang, E. Kelleher, S. Popov, and J. Taylor, "Ultrafast fibre laser sources: examples of recent developments," *Optical Fiber Technology*, vol. 20, pp. 666-677, 2014.
 - [138] I. A. Litago, R. A. Pérez-Herrera, M. Á. Quintela, M. López-Amo, and J. M. López-Higuera, "Tunable dual-wavelength random distributed feedback fiber laser with bidirectional pumping source," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, pp. 4148-4153, 2016.
 - [139] D. Han and X. Liu, "Sideband-controllable mode-locking fiber laser based on chirped fiber Bragg gratings," *Optics express*, vol. 20, pp. 27045-27050, 2012.
 - [140] A. Cabasse, B. Ortac, G. Martel, A. Hideur, and J. Limpert, "Highly normal dispersion Er-doped fiber laser mode-locked with a SESAM," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2008, p. CTuFF4.
 - [141] D. Mao, X. Liu, D. Han, and H. Lu, "Compact all-fiber laser delivering conventional and dissipative solitons," *Optics letters*, vol. 38, pp. 3190-3193, 2013.
 - [142] B.-E. Olsson, P. Öhlén, and D. J. Blumenthal, "Noise in sliced self-phase modulation broadened spectrum," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2000, p. CTuG5.
 - [143] Z.-K. Wang, F. Zou, Z.-W. Wang, S.-T. Du, and J. Zhou, "Tunable and switchable narrow bandwidth semiconductor-saturable absorber mirror mode-locked Yb-doped fiber laser delivering different pulse widths," *Chinese Physics Letters*, vol. 33, p. 034202, 2016.
 - [144] J. Pawley, *Handbook of biological confocal microscopy*: Springer Science & Business Media, 2010.
 - [145] R. Y. Tsien, "The green fluorescent protein," ed: Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, 1998.
 - [146] W. Moerner, "A dozen years of single-molecule spectroscopy in physics, chemistry, and biophysics," ed: ACS Publications, 2002.
 - [147] P. Tinnefeld and M. Sauer, "Branching out of single-molecule fluorescence spectroscopy: Challenges for chemistry and influence on biology," *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 44, pp. 2642-2671, 2005.
 - [148] P. Tamarat, A. Maali, B. Lounis, and M. Orrit, "Ten years of single-molecule spectroscopy," *The Journal of Physical Chemistry A*, vol. 104, pp. 1-16, 2000.
 - [149] P. J. Campagnola and L. M. Loew, "Second-harmonic imaging microscopy for visualizing biomolecular arrays in cells, tissues and organisms," *Nature biotechnology*, vol. 21, p. 1356, 2003.
 - [150] G. Boyd, Y. Shen, and T. Hänsch, "Continuous-wave second-harmonic generation as a surface microprobe," *Optics letters*, vol. 11, pp. 97-99, 1986.
 - [151] R. Gauderon, P. Lukins, and C. Sheppard, "Three-dimensional second-harmonic generation imaging with femtosecond laser pulses," *Optics letters*, vol. 23, pp. 1209-1211, 1998.

-
- [152] L. Canioni, S. Rivet, L. Sarger, R. Barille, P. Vacher, and P. Voisin, "Imaging of Ca²⁺ intracellular dynamics with a third-harmonic generation microscope," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 515-517, 2001.
- [153] Y. Barad, H. Eisenberg, M. Horowitz, and Y. Silberberg, "Nonlinear scanning laser microscopy by third harmonic generation," *Applied Physics Letters*, vol. 70, pp. 922-924, 1997.
- [154] J. A. Squier, M. Müller, G. Brakenhoff, and K. R. Wilson, "Third harmonic generation microscopy," *Optics express*, vol. 3, pp. 315-324, 1998.
- [155] H. J. Humecki, *Practical guide to infrared microspectroscopy*: CRC Press, 1995.
- [156] G. Turrell and J. Corset, *Raman microscopy: developments and applications*: Academic Press, 1996.
- [157] N. Jamin, P. Dumas, J. Moncuit, W.-H. Fridman, J.-L. Teillaud, G. L. Carr, *et al.*, "Highly resolved chemical imaging of living cells by using synchrotron infrared microspectrometry," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 95, pp. 4837-4840, 1998.
- [158] K. E. Shafer-Peltier, A. S. Haka, M. Fitzmaurice, J. Crowe, J. Myles, R. R. Dasari, *et al.*, "Raman microspectroscopic model of human breast tissue: implications for breast cancer diagnosis in vivo," *Journal of Raman Spectroscopy*, vol. 33, pp. 552-563, 2002.
- [159] P. Maker and R. Terhune, "Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength," *Physical Review*, vol. 137, p. A801, 1965.
- [160] R. Begley, A. Harvey, and R. L. Byer, "Coherent anti-Stokes Raman spectroscopy," *Applied Physics Letters*, vol. 25, pp. 387-390, 1974.
- [161] A. Zumbusch, G. R. Holtom, and X. S. Xie, "Three-dimensional vibrational imaging by coherent anti-Stokes Raman scattering," *Physical review letters*, vol. 82, p. 4142, 1999.
- [162] E. O. Potma and X. S. Xie, "CARS microscopy for biology and medicine," *Optics and photonics news*, vol. 15, pp. 40-45, 2004.
- [163] J.-X. Cheng and X. S. Xie, "Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy: instrumentation, theory, and applications," ed: ACS Publications, 2004.
- [164] A. Volkmer, "Vibrational imaging and microspectroscopies based on coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 38, p. R59, 2005.
- [165] H. A. Rinia, M. Bonn, M. Müller, and E. M. Vartiainen, "Quantitative CARS spectroscopy using the maximum entropy method: the main lipid phase transition," *ChemPhysChem*, vol. 8, pp. 279-287, 2007.
- [166] S. Mukamel, *Principles of nonlinear optical spectroscopy* vol. 29: Oxford university press New York, 1995.
- [167] G. W. Wurpel, J. M. Schins, and M. Müller, "Direct measurement of chain order in single phospholipid mono-and bilayers with multiplex CARS," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 108, pp. 3400-3403, 2004.
- [168] W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "Two-photon laser scanning fluorescence microscopy," *Science*, vol. 248, pp. 73-76, 1990.
- [169] H. Lotem, R. Lynch Jr, and N. Bloembergen, "Interference between Raman resonances in four-wave difference mixing," *Physical Review A*, vol. 14, p. 1748, 1976.
- [170] S. Begin, E. Belanger, S. Laffray, R. Vallee, and D. Cote, "In vivo optical monitoring of tissue pathologies and diseases with vibrational contrast," *Journal of biophotonics*, vol. 2, pp. 632-642, 2009.
- [171] B. G. Saar, L. R. Contreras-Rojas, X. S. Xie, and R. H. Guy, "Imaging drug delivery to skin with stimulated Raman scattering microscopy," *Molecular pharmaceuticals*, vol. 8, pp. 969-975, 2011.
- [172] L. Wei, F. Hu, Y. Shen, Z. Chen, Y. Yu, C.-C. Lin, *et al.*, "Live-cell imaging of alkyne-tagged small biomolecules by stimulated Raman scattering," *Nature methods*, vol. 11, p. 410, 2014.
- [173] E. R. Andresen, H. N. Paulsen, V. Birkedal, J. Thøgersen, and S. R. Keiding, "Broadband multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy employing photonic-crystal fibers," *JOSA B*, vol. 22, pp. 1934-1938, 2005.

-
- [174] C. Pohling, T. Buckup, A. Pagenstecher, and M. Motzkus, "Chemoselective imaging of mouse brain tissue via multiplex CARS microscopy," *Biomedical optics express*, vol. 2, pp. 2110-2116, 2011.
- [175] Y. Liu, Y. J. Lee, and M. T. Cicerone, "Broadband CARS spectral phase retrieval using a time-domain Kramers–Kronig transform," *Optics letters*, vol. 34, pp. 1363-1365, 2009.
- [176] T. Meyer, M. Chemnitz, M. Baumgartl, T. Gottschall, T. r. Pascher, C. Matthäus, *et al.*, "Expanding multimodal microscopy by high spectral resolution coherent anti-Stokes Raman scattering imaging for clinical disease diagnostics," *Analytical chemistry*, vol. 85, pp. 6703-6715, 2013.
- [177] G. Krauss, T. Hanke, A. Sell, D. Träutlein, A. Leitenstorfer, R. Selm, *et al.*, "Compact coherent anti-Stokes Raman scattering microscope based on a picosecond two-color Er: fiber laser system," *Optics letters*, vol. 34, pp. 2847-2849, 2009.
- [178] M. Chemnitz, M. Baumgartl, T. Meyer, C. Jauregui, B. Dietzek, J. Popp, *et al.*, "Widely tuneable fiber optical parametric amplifier for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy," *Optics express*, vol. 20, pp. 26583-26595, 2012.
- [179] P. Theer, M. T. Hasan, and W. Denk, "Two-photon imaging to a depth of 1000 μm in living brains by use of a Ti: Al 2 O 3 regenerative amplifier," *Optics letters*, vol. 28, pp. 1022-1024, 2003.
- [180] N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C. G. Clark, F. W. Wise, C. B. Schaffer, *et al.*, "In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain," *Nature photonics*, vol. 7, p. 205, 2013.
- [181] A. Hopt and E. Neher, "Highly nonlinear photodamage in two-photon fluorescence microscopy," *Biophysical journal*, vol. 80, pp. 2029-2036, 2001.
- [182] K. König, T. Becker, P. Fischer, I. Riemann, and K.-J. Halbhüser, "Pulse-length dependence of cellular response to intense near-infrared laser pulses in multiphoton microscopes," *Optics letters*, vol. 24, pp. 113-115, 1999.
- [183] V. Yakovlev, "Advanced instrumentation for non-linear Raman microscopy," *Journal of Raman Spectroscopy*, vol. 34, pp. 957-964, 2003.
- [184] J. E. Sharping, M. A. Foster, A. L. Gaeta, J. Lasri, O. Lyngnes, and K. Vogel, "Octave-spanning, high-power microstructure-fiber-based optical parametric oscillators," *Optics express*, vol. 15, pp. 1474-1479, 2007.
- [185] L. Lavoute, J. C. Knight, P. Dupriez, and W. J. Wadsworth, "High power red and near-IR generation using four wave mixing in all integrated fibre laser systems," *Optics Express*, vol. 18, pp. 16193-16205, 2010.
- [186] M. Baumgartl, M. Chemnitz, C. Jauregui, T. Meyer, B. Dietzek, J. Popp, *et al.*, "Fiber optical parametric frequency conversion: Alignment and maintenance free all-fiber laser concept for CARS microscopy," in *CLEO: Science and Innovations*, 2012, p. CF1B. 4.
- [187] C. Homann, M. Breuer, F. Setzpfandt, T. Pertsch, and E. Riedle, "Seeding of picosecond and femtosecond optical parametric amplifiers by weak single mode continuous lasers," *Optics express*, vol. 21, pp. 730-739, 2013.
- [188] P. J. Mosley, S. A. Bateman, L. Lavoute, and W. J. Wadsworth, "Low-noise, high-brightness, tunable source of picosecond pulsed light in the near-infrared and visible," *Optics express*, vol. 19, pp. 25337-25345, 2011.
- [189] Y.-H. Zhai, C. Goulart, J. E. Sharping, H. Wei, S. Chen, W. Tong, *et al.*, "Multimodal coherent anti-Stokes Raman spectroscopic imaging with a fiber optical parametric oscillator," *Applied physics letters*, vol. 98, p. 191106, 2011.
- [190] J. E. Sharping, "Microstructure fiber based optical parametric oscillators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, pp. 2184-2191, 2008.
- [191] E. Zlobina and S. Kablukov, "Fiber optical parametric oscillators," *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, vol. 49, pp. 363-382, 2013.
- [192] T. Meyer, M. Schmitt, B. Dietzek, and J. Popp, "Accumulating advantages, reducing limitations: Multimodal nonlinear imaging in biomedical sciences—the synergy of multiple contrast mechanisms," *Journal of biophotonics*, vol. 6, pp. 887-904, 2013.
- [193] P. Wan, L.-M. Yang, and J. Liu, "High pulse energy 2 μm femtosecond fiber laser," *Optics Express*, vol. 21, pp. 1798-1803, 2013.

- [194] E. Achaerandio, S. Jarabo, S. Abad, and M. López-Amo, "New WDM amplified network for optical sensor multiplexing," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 1644-1646, 1999.
- [195] L. Talaverano, S. Abad, S. Jarabo, and M. Lopez-Amo, "Multiwavelength fiber laser sources with Bragg-grating sensor multiplexing capability," *Journal of lightwave technology*, vol. 19, pp. 553-558, 2001.
- [196] X.-D. Wu, C. Schmidt-Hattenberger, K. Krüger, and J. Chen, "Temperature-controlled fiber Bragg grating dynamic strain detection system," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 119, pp. 68-74, 2005.

PUBLICACIONES

- Revistas internacionales

1. Litago, I. A., Pérez-Herrera, R. A., Quintela, M. Á., López-Amo, M., & López-Higuera, J. M. (2016). Tunable dual-wavelength random distributed feedback fiber laser with bidirectional pumping source. *Journal of Lightwave Technology*, 34(17), 4148-4153.
2. Litago, I. A., Leandro, D., Quintela, M. Á., Pérez-Herrera, R. A., López-Amo, M., & López-Higuera, J. M. (2017). Tunable SESAM-based mode-locked soliton fiber laser in linear cavity by axial-strain applied to an FBG. *Journal of Lightwave Technology*, 35(23), 5003-5009.
3. Aporta, I., Quintela, M. A., & Higuera, L. (2019). Switchable dual-wavelength mode-locked fiber laser source for in-PCF parametric frequency conversion applied to CARS microscopy. *Journal of Lightwave Technology*.

- Congresos internacionales

1. Aporta, I., Quintela, M. A., Rodríguez-Cobo, L., & López-Higuera, J. M. (2015, September). Ultra-long and high-stability random laser based on EDF gain-media and Rayleigh scattering distributed mirror. In *24th International Conference on Optical Fibre Sensors* (Vol. 9634, p. 96345D). International Society for Optics and Photonics.
2. Aporta, I., Quintela, M. Á., Roufael, H. S. G., & López-Higuera, J. M. (2015, November). Stability study of ultra-long Random distributed feedback fiber laser based on Erbium fiber. In *Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications* (pp. WT4A-18). Optical Society of America.
3. Lomer, M., Rodriguez-Cobo, L., Aporta, I., & Lopez-Higuera, J. M. (2015, November). Specklegram interference fiber sensing. In *Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications* (pp. WT4A-20). Optical Society of America.

- Congresos nacionales

1. Aporta, I., Abre-Afonso J., Pérez-Millán P., Quintela M.A., López-Higuera J.M. (Junio 2018) Láser “mode-locked” sintonizable por temperatura para aplicación CARS en banda C-H publicado en la *Reunión Nacional de Óptica XII (RNO18)*
2. Aporta, I., Quintela M.A., López-Higuera J.M. (Julio 2019) Fuente láser en fibra óptica de modo bloqueado sintonizable y de banda ancha basada en SESAM para su integración en un FOPO aplicado a microscopía CARS publicado en la *Reunión española de Optoelectrónica XI (OPTOEL2019)*