



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ



FACULTAD DE CIENCIAS

FUENTE DE LUZ DE ESPECTRO SUPERCONTINUO
IMPLEMENTANDO UNA FIBRA ÓPTICA DE CRISTAL
FOTÓNICO COMO MEDIO NO LINEAL

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA:

YARELI NAVARRO MARTÍNEZ

DIRECTORES DE TESIS:

DR. MIGUEL ÁNGEL BELLO JIMÉNEZ

DRA. ROSA ELVIA LÓPEZ ESTOPIER

SAN LUIS POTOSÍ, SLP

JULIO 2022

TESIS DE MAESTRÍA

Fuente de luz de espectro supercontinuo implementando una fibra de cristal fotónico como medio no lineal

NOMBRE DEL ALUMNO:
YARELI NAVARRO MARTÍNEZ

COMITÉ QUE ACEPTA LA TESIS

SINODAL

DR. RAÚL E. BALDERAS NAVARRO

Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DR. ALFONSO LASTRAS MARTÍNEZ

Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DR. ANDREI YU GORBATCHEV

Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DIRECTORES DE TESIS

DR. MIGUEL ANGEL BELLO JIMENEZ

Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DRA. ROSA ELVIA LÓPEZ ESTOPÍER

Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DECLARACIÓN DE AUTORÍA Y ORIGINALIDAD DE LA TESIS

Yo, Yareli Navarro Martínez, estudiante del Posgrado en Ciencias Aplicadas de la Facultad de Ciencias de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, como autora de la tesis "*Fuente de luz de espectro supercontinuo implementando una fibra óptica de cristal fotónico como medio no lineal*", declaro que la tesis es una obra original, inédita, auténtica, personal, que se han citado las fuentes correspondientes y que en su ejecución se respetaron las disposiciones legales vigentes que protegen los derechos de autor y de propiedad intelectual e industrial. Las ideas, doctrinas, resultados y conclusiones a los que he llegado son de mi absoluta responsabilidad.

*Decidamos el camino
que queremos tomar para nuestra vida,
y tratemos de sembrarlo de flores.*

– *Émilie du Châtelet*

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, quiero agradecer al Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez y la Dra. Rosa Elvia López Estopier, quienes fungieron como directores y asesores de este trabajo de tesis. Gracias por todo el tiempo, la disposición y la orientación brindada.

A mis sinodales, Dr. Raúl E. Balderas Navarro, Dr. Alfonso Lastras Martínez y Dr. Andrei Yu Gorbachev por sus comentarios y correcciones durante la redacción de este trabajo.

A mi familia, mis padres Leticia Carolina y Juan José, y a mi hermano, Juan José, por haberme brindado su apoyo y amor incondicional a lo largo de toda mi vida, además de sus consejos y la paciencia en los días más difíciles.

A mi chiqui, Uge, por todo su apoyo y comprensión. Gracias por siempre animarme a seguir adelante en todo momento, escucharme y abrazarme siempre que lo necesito, por acompañarme y procurarme cada día. Gracias por todas las alegrías, el amor y las aportaciones que traes cada día a mi vida, me tomaría una vida enlistarlas todas.

Agradezco infinitamente a mis compañeros de laboratorio, los mejores amigos que la vida me pudo haber otorgado, Luz y Andrés. Gracias por todas las enseñanzas que me han brindado dentro del laboratorio y sus consejos para mejorar. Gracias por convertirse en personas tan importantes en mi vida, por todas las risas que hemos compartido, las lágrimas y su apoyo constante tanto fuera como dentro del instituto.

De manera general, gracias a todas las personas que me han acompañado a lo largo de estos años, dentro y fuera del instituto.

Finalmente, agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por financiar este proyecto de tesis a través de la beca asignada al número de CVU 1077539.

RESUMEN

La óptica no lineal se encarga de estudiar los fenómenos que ocurren cuando las características ópticas de un medio dependen de la intensidad de un haz luminoso. Esta rama de la óptica se vio impulsada por el desarrollo de láseres pulsados y la invención de la fibra óptica. Los láseres pulsados proporcionan pulsos con la suficiente potencia para conseguir que se ponga de manifiesto la naturaleza no lineal de un material. Las fibras ópticas permiten confinar dichos pulsos ofreciendo bajas pérdidas, permitiendo que la interacción luz-materia se mantenga a lo largo de grandes distancias. Las fibras de cristal fotónico (PCF, Photonic Crystal Fiber) son un tipo de fibra óptica que se caracteriza por guiar la luz dentro de su revestimiento microestructurado.

Una de las aplicaciones más importantes de las PCFs es el fenómeno conocido como generación de supercontinuo (SC). Cuando un pulso intenso de luz se propaga en un material transparente, es posible que se presente un conjunto de fenómenos no lineales que modifican sus características temporales y espectrales, experimentando un ensanchamiento espectral que produce una salida con un ancho de banda espectral muy amplio.

El presente trabajo de tesis propone y desarrolla experimentalmente una fuente de luz de SC utilizando una PCF como medio no lineal. La PCF se bombea con una fuente de bombeo cuya longitud de onda de operación se encuentra dentro del rango de dispersión anómala de la PCF. Como resultado, fue posible obtener una fuente de SC estable, con un espectro muy amplio y de gran planicidad, presentando un ancho de banda espectral de 1657 nm a -30 dB, cubriendo una región espectral que abarca desde el ultravioleta cercano (~400 nm) hasta el infrarrojo cercano (~2000 nm).

ABSTRACT

Nonlinear optics studies the phenomena associated to the optical properties of a medium by the presence of intense optical fields. This branch of optics was boosted by the development of pulsed laser sources and the invention of fiber optics. To date, pulsed laser sources can be designed to produce high enough output power levels to give rise to a nonlinear response of the material, while the optical fibers allow these pulses to be confined in small cross-sectional area along the core (typically around $80 \mu\text{m}^2$ in single mode fibers), offering low losses and, light-matter interaction over long distances. Among the different types of optical fibers. The photonic crystal fiber (PCF) is a kind of fiber characterized by light guiding within a microstructured cross-section. With a proper design, this type of optical fiber can be fabricated to optimize the nonlinear phenomena.

One of the most important applications of PCFs is the process known as supercontinuum (SC). This process is originated when an intense optical field propagates through an optical medium and generates a set of nonlinear phenomena that interact and change the spectral properties of the input light. The SC spectrum is evidenced by a very wide spectral bandwidth on the order of hundreds of nanometers.

In this thesis work, a SC source is proposed and experimentally developed using a PCF as a nonlinear medium. This fiber is pumped by a Q-switched source with central wavelength at 1064 nm, falling within the anomalous dispersion region of the PCF. As a result, it was possible to obtain a stable SC light source with characteristics of broad and flat spectrum, exhibiting a spectral bandwidth of 1657 nm at -30 dB and spectral region extending from the ultraviolet (~ 400 nm) to the near infrared region (~ 2000 nm).

ÍNDICE GENERAL

Declaración de autoría	I
Agradecimientos	III
Resumen	IV
Abstract	V
Índice general	VI
Lista de figuras	VIII
Lista de acrónimos	XI
Capítulo 1 Introducción general	1
1.1 Introducción	1
1.2 Objetivo	4
1.3 Estructura del trabajo	4
1.4 Referencias	6
Capítulo 2 Generación de supercontinuo	7
2.1 Elementos de una fuente de supercontinuo	7
2.2 Antecedentes y técnicas para la generación de supercontinuo	8
2.3 Conceptos básicos en la generación de supercontinuo	12
2.3.1 Dispersión cromática	12
2.3.2 Efectos no lineales	15
2.4 Conclusiones	15
2.5 Referencias	16
Capítulo 3 Efectos no lineales en la propagación en fibra óptica	19
3.1 Efectos no lineales en fibra óptica	19
3.2 Auto-modulación de fase (SPM, Self Phase Modulation)	22
3.3 Modulación de fase cruzada (XPM, Cross Phase Modulation)	24

3.4	Mezcla de cuatro ondas (FWM, Four Wave Mixing)	26
3.5	Dispersión estimulada Raman (SRS, Stimulated Raman Scattering)	27
3.6	Auto sesgado (SS, Self-steepening)	29
3.7	Conclusiones	30
3.8	Referencias	31

Capítulo 4 Elementos para caracterizar una fuente de luz supercontinua implementando una fibra de cristal fotónico 32

4.1	Fuente de bombeo	32
4.2	Lentes y objetivo de microscopio	34
4.3	Placa retardadora de media onda	35
4.4	Fibra de cristal fotónico	41
4.5	Conclusiones	50
4.6	Referencias	51

Capítulo 5 Generación de supercontinuo a través de una fibra de cristal fotónico 53

5.1	Introducción	53
5.2	Sistema experimental	54
5.3	Espectro de emisión de fuente de luz supercontinua	55
5.4	Caracterización de supercontinuo dependiente de la rotación de la placa retardadora ...	58
5.5	Estabilidad temporal de la fuente de supercontinuo	60
5.6	Conclusiones	62
5.7	Referencias	63

Capítulo 6 Conclusiones y trabajo a futuro 65

6.1	Conclusiones	65
6.2	Trabajo a futuro	

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1

- 1.1 Comparación entre diferentes fuentes de espectro amplio [17].

CAPÍTULO 2

- 2.1 Elementos para la generación de un espectro SC.
- 2.2 Espectro observado por Alfano y Shapiro en el año de 1970 [29].
- 2.3 Espectro supercontinuo observado por Lin y Stolen en el año de 1976 [33].
- 2.4 a) Dispersión de la velocidad de grupo de la fibra microestructurada utilizada (cuadros) y una fibra estándar (círculos) b) Espectro supercontinuo observado por Ranka en el año 2000 [49].
- 2.5 Ensanchamiento en el tiempo de un pulso al propagarse por una fibra óptica.
- 2.6 Respuesta del parámetro D dependiente de la longitud de onda para una fibra óptica monomodo [57].

CAPÍTULO 3

- 3.1 Generación de nuevas frecuencias para un pulso arbitrario [8].
- 3.2 Ensanchamiento espectral de un pulso Gaussiano debido a la SPM para un máximo en el valor absoluto del cambio de fase de a) 1.5π , b) 2.5π , c) 3.5π y d) 4.5π [11].
- 3.3 Respuesta espectral teórica para dos pulsos con diferente longitud de onda. Cada gráfica representa un desfase que a su vez corresponde a una diferencia temporal de a) 0 ps, b) 2 ps y c) 4 ps. [17].
- 3.4 Generación de nuevas componentes de frecuencias gracias a la DFWM.
- 3.5 Ilustración de la dispersión espontánea de Raman desde el punto de vista de la mecánica cuántica. Un fotón se genera espontáneamente, después de que un fotón de bombeo excita la molécula a un estado virtual (banda gris).
- 3.6 a) Evolución temporal y b) espectral de un pulso gaussiano en el régimen de dispersión anómala. El efecto dominante es el esparcimiento Raman intrapulso [13].
- 3.7 Distorsión a causa de SS en el dominio del tiempo de un pulso gaussiano propagándose en una fibra óptica [13].

CAPÍTULO 4

- 4.1 Láser del tipo Q-switch. Durante el ciclo activo de la señal rectangular existe una mayor pérdida en la cavidad, y consecuentemente la energía se acumula en el medio activo. Al generar las condiciones y satisfacer que la ganancia sea mayor a las pérdidas, la energía se libera de la cavidad en forma de pulso [6].
- 4.2 Tamaño de cinturilla de un haz monocromático colimado que pasa a través de una lente convergente.
- 4.3 Un haz de luz con componentes ortogonales en su polarización incide en un cristal de calcita, obteniendo un rayo ordinario y uno extraordinario.
- 4.4 Corte de un cristal de calcita de manera que dos caras opuestas sean perpendiculares al eje óptico del cristal.
- 4.5 Un haz de luz polarizado linealmente a un ángulo θ que viaja en dirección z separado en dos componentes ortogonales x (azul) y y (verde), para un valor de z fijo.
- 4.6 Dirección de polarización resultante al hacer incidir un haz de luz polarizado linealmente en una placa retardadora de media onda.
- 4.7 Una placa retardadora rotada un ángulo θ respecto al eje z . Los ejes e y o corresponden a los ejes extraordinario y ordinario, respectivamente.
- 4.8 Esquema ideal de la sección transversal de la primera PCF con estructura de cristal fotónico de patrón hexagonal ideal de huecos y un núcleo sólido [18].
- 4.9 Microscopía de barrido electrónico del corte transversal de un extremo de la primer PCF de núcleo hueco [19].
- 4.10 a) Índice de grupo y b) dispersión (rojo) de una PCF de núcleo sólido amablemente proporcionada por el laboratorio de fibras ópticas de la Universidad de Valencia.
- 4.11 Microscopía del núcleo de una PCF altamente no lineal, caracterizada por un núcleo pequeño y agujeros grandes [25].
- 4.12 Esquema de la sección transversal de una fibra estándar de doble revestimiento con índice escalonado.
- 4.13 Esquema de la sección transversal de una PCF donde el núcleo activo monomodo está incrustado en una estructura LMA de sílice-aire.

CAPÍTULO 5

- 5.1 Arreglo experimental utilizado para la generación de una fuente de luz SC.
- 5.2 Fotografía del arreglo experimental montado.

- 5.3 Espectro de emisión de fuente de SC (negro) y señal de ruido de los aparatos utilizados para medir dicho espectro (rojo). Se muestran los anchos de banda espectrales medidos a -3 dB, -10 dB, -20 dB y -30 dB.
- 5.4 Fotografías de la fuente de SC a) tras una rejilla de difracción, b) la PCF y c) vista directa del conector.
- 5.5 Dependencia de la rotación en la placa retardadora. a) Respuesta espectral. b) Ancho de banda espectral. c) Potencia de salida.
- 5.6 Estabilidad temporal: a) Respuesta espectral. b) Ancho de banda espectral. c) Potencia de salida.

LISTA DE ACRÓNIMOS

DFWM	Degenerate Four-Wave Mixing, (mezcla de cuatro ondas degenerada)
FWM	Four-Wave Mixing, (mezcla de cuatro ondas)
HWP	Half-Wave Plate, (placa de media onda)
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, (luz amplificada por emisión de radiación estimulada)
LMA	Large Mode Area, (area modal grande)
MSF	Micro Structured Fiber, (fibra microestructurada)
NA	Numerical Aperture, (apertura numérica)
NLSE	Nonlinear Schrödinger Equation, (ecuación no lineal de Schrödinger)
PBG	Photonic Bandgap, (banda fotónica prohibida)
PCF	Photonic Crystal Fiber, (fibra de cristal fotónico)
SMF	Single Mode Fiber, (fibra monomodo)
SPM	Self-Phase Modulation, (automodulación de fase)
SRS	Stimulated Raman Scattering, (dispersión estimulada Raman)
SS	Self-steepening, (auto sesgado)
TIR	Total Internal Reflection, (reflexión interna total)
XPM	Cross-Phase Modulation, (modulación de fase cruzada)

CAPÍTULO 1

Introducción general

Este capítulo es una introducción al trabajo de investigación realizado en la presente tesis de maestría, la cual lleva por título “Fuente de luz de espectro supercontinuo implementando una fibra óptica de cristal fotónico como medio no lineal”, escrita por Yareli Navarro Martínez bajo la asesoría del Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez y la Dra. Rosa Elvia López Estopier en el Laboratorio de Fibras Ópticas del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica perteneciente a la Universidad Autónoma de San Luis Potosí.

1.1 Introducción

La luz es una forma de energía radiante. Si definimos a la radiación como la emisión o propagación de energía a través del espacio en forma de ondas electromagnéticas, o paquetes de energía indivisible, entonces la luz puede definirse como parte de la radiación que es detectable por el ojo, aunque esta definición generalmente se extiende hasta incluir las regiones del ultravioleta y el infrarrojo [1,2].

A su vez, la óptica es la ciencia dedicada a la generación, transmisión, detección, control y manipulación de luz [3]. La óptica ha jugado un papel preponderante en el desarrollo de la física contemporánea, ya que la luz ha sido de vital importancia para el ser humano desde tiempos remotos.

En la prehistoria, la luz del sol era la principal fuente de calor y es gracias al fuego que el ser humano se da cuenta de que es posible manipular fuentes de luz para obtener provecho de estas. Los avances tecnológicos que permitieron los primeros pasos de la industria destinada a la iluminación fueron un punto clave en la evolución de las fuentes de luz desarrolladas por el hombre, un área de vital importancia para el desarrollo experimental de la óptica en general. De esta evolución surgieron tecnologías como las lámparas eléctricas de arco eléctrico, fluorescentes, de vapor y

bombillas incandescentes, entre otras. Estas fuentes emiten luz en todas direcciones, normalmente en un rango amplio de colores, formando un tipo de luz conocida como luz blanca o cálida.

Años más tarde, como resultado de aproximadamente cuatro décadas de investigación, en 1960 se construye el primer láser [4]. Los láseres son dispositivos que han revolucionado la vida cotidiana debido a las innumerables aplicaciones que han sido desarrolladas en campos como: medicina, telecomunicaciones e industria, entre otros. La palabra láser es un acrónimo de Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación (LASER, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) y como su nombre lo indica, es un dispositivo que toma como base un amplificador óptico, el cual es un elemento capaz de magnificar la intensidad de la luz [5]. Las propiedades que destacan a la luz láser son su coherencia temporal y espacial. Desde la aparición del primer láser, se ha ampliado repentina y gradualmente los horizontes de la óptica [6], lo que ha potenciado de manera impresionante la investigación y desarrollo de diversos campos de la óptica, contribuyendo significativamente en un número inimaginable de tecnologías y aplicaciones.

Con la invención del láser, nació la óptica moderna. Entiéndase por óptica moderna al estudio de la óptica basada en fuentes de luz láser, mientras que la óptica tradicional se caracteriza por el uso de fuentes de luz basadas en radiación espontánea. En la segunda mitad del siglo XX, la óptica moderna se desarrolló rápidamente, rodeó la investigación y la aplicación del láser para generar varias subdisciplinas de la óptica moderna, entre las que destacan la física de láser y la óptica no lineal [7].

Las leyes de la interacción de radiación láser de alta energía con una sustancia o material son sumamente diferentes a la interacción de la luz de baja intensidad producida por fuentes ordinarias. En el campo de las fuentes de luz no láser, las propiedades ópticas de una sustancia normalmente no dependen de la intensidad de la radiación, las características ópticas (índice de refracción, grado de absorción, dispersión, etc.) permanecen constantes; en este caso se habla de óptica lineal. Por otro lado, si existe una dependencia en la naturaleza de la aparición de fenómenos ópticos derivados de la intensidad de radiación se trata de efectos no lineales [8]. En otras palabras, la óptica no lineal se encarga de estudiar los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material por la presencia de la luz. Típicamente, solo la luz láser es lo suficientemente intensa para modificar las propiedades ópticas de un sistema de esta manera [9].

La óptica no lineal se estableció poco después de la invención del láser. Su desarrollo tiene más de medio siglo de historia; su campo de investigación se ha desarrollado constantemente en profundidad y amplitud. Recientemente, la óptica no lineal ha ganado un papel central en diversas

aplicaciones [7]. Específicamente, su desarrollo se vio impulsado por el láser pulsado, ya que estas fuentes proporcionan haces de luz con suficiente potencia para obtener una elevada intensidad óptica en un material.

Otro hecho importante que impulsó el desarrollo de la óptica no lineal fue la invención de la fibra óptica, debido, por un lado, a que proporciona una forma de conseguir una alta intensidad óptica debido al confinamiento de la luz en el núcleo y, por otro lado, debido a que sus propiedades de propagación con bajas pérdidas permiten una interacción luz-materia a lo largo de grandes distancias [10-12].

Las fibras de cristal fotónico (PCF, *Photonic Crystal Fiber*) son un tipo de fibra óptica que se caracteriza por guiar la luz dentro de su revestimiento microestructurado [13]. Estas fibras contienen un núcleo de sílice rodeado por un arreglo periódico de agujeros que conforman el revestimiento [14]. Estos agujeros de aire reducen la efectividad del índice de refracción del revestimiento, permitiendo que la luz se propague en el núcleo de la fibra. La microestructura del revestimiento puede variar para modificar las propiedades ópticas de la fibra [15].

Una de las aplicaciones más importantes de las PCFs, es la generación de supercontinuo (SC). Cuando una PCF altamente no lineal se bombea con pulsos láser intensos, puede ocurrir un ensanchamiento espectral pronunciado, a lo que se conoce como SC. Este tipo de luz multicolores cuenta con muchas de las propiedades deseables en la luz láser, altamente intensa y colimada. Además, una fuente de SC combina una alta intensidad con un gran ancho espectral [16], una combinación que no es característica de otras fuentes de espectro ancho, tal como lámparas incandescentes, diodos superluminiscentes, entre otras, como se ilustra la Figura 1.1.

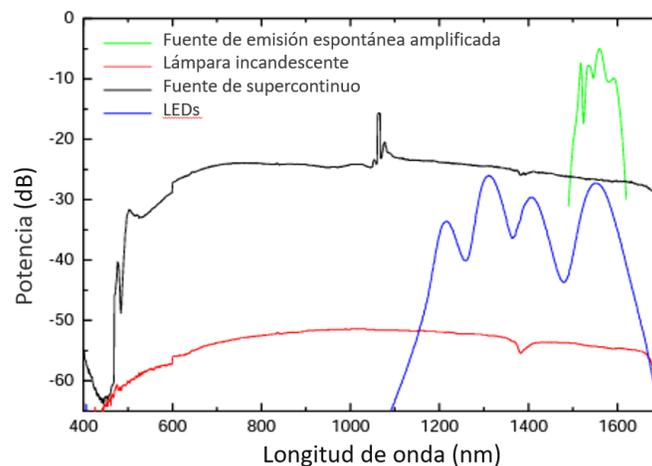


Figura 1.1. Comparación entre diferentes fuentes de espectro amplio [17].

El presente trabajo de tesis describe la propuesta y desarrollo de un sistema láser con un espectro de emisión SC utilizando una fibra de cristal fotónico, el cual es bombeado por una fuente de alta intensidad del tipo Q-switch centrada a una longitud de onda de 1064 nm.

1.2 Objetivo

Las fuentes de SC tienen múltiples aplicaciones en diversos campos de la fotónica; en un laboratorio de fibras ópticas es de gran importancia para la caracterización de múltiples dispositivos hechos enteramente de fibra. Por este motivo, el objetivo principal de este proyecto de tesis es implementar un arreglo que permita obtener una fuente eficiente de SC que pueda cumplir un amplio rango espectral que vaya desde la región visible hasta el infrarrojo cercano (400 – 2000 nm).

Para este fin, se propone utilizar una PCF como medio no lineal y para el bombeo un láser pulsado de alta potencia; con el fin de propiciar los efectos ópticos no lineales que lleven al ensanchamiento espectral esperado.

1.3 Estructura del trabajo

El trabajo de tesis se organiza en seis capítulos, comenzando con el presente capítulo introductorio, se describe el contexto en el que está ubicado el trabajo de investigación, así como los objetivos que se han perseguido.

El capítulo 2 expone brevemente el panorama general de los elementos que son indispensables en una fuente de SC, así como el marco histórico del desarrollo y las técnicas correspondientes utilizadas para la generación de SC, resaltando tres periodos clave. Además, se presentan algunos fundamentos básicos de los fenómenos que interactúan en la propagación de pulsos en fibras ópticas, para así, obtener un marco teórico sobre la generación de SC.

El capítulo 3 se enfoca en presentar los fundamentos teóricos de los fenómenos no lineales descritos en el capítulo 2. La breve descripción de estos fenómenos se lleva a cabo considerando un pulso que se propaga a lo largo de una fibra óptica. El efecto en conjunto de estos fenómenos permite el ensanchamiento espectral de un espectro SC.

El capítulo 4 presenta los elementos utilizados en el arreglo experimental para el desarrollo de nuestra fuente de SC. De manera general, se describen las diversas características o propiedades que puede presentar cada elemento, haciendo un énfasis especial en las propiedades de las PCFs y mostrando las propiedades específicas de una PCF en particular.

El capítulo 5 presenta el sistema experimental para la fuente de SC. Se analiza el espectro de emisión que se obtuvo de la fuente de SC y se realiza una caracterización en función del estado de polarización de la luz incidente a la PCF, el cual es controlado mediante la rotación de una placa retardadora de media onda, y se mide la estabilidad temporal de la fuente de SC.

Por último, el capítulo 6 destaca los resultados más significativos donde se presentan las conclusiones generales de la tesis y se exponen algunas propuestas para la mejora del trabajo como un proyecto a futuro.

1.4 Referencias

1. Freeman, M. H. (1990). *Optics*. Butterworth-Heinemann.
2. Laufer, G. (1996). *Introduction to optics and lasers in engineering*. Cambridge University Press.
3. Padilla, M. L. C., Guzmán, A., & Torner, L. (2007). Óptica y Fotónica: contexto iberoamericano. *Transatlántica de educación*, (3), 128-140.
4. Maiman, T. H. (1960). Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Physical review letters*, 4(11), 564.
5. Campoy Quiles, M., & Sewell, R. (2010). ¡ Y se hizo la luz!... láser.
6. Malacara, D. (2015). *Óptica básica*. Fondo de cultura económica.
7. Li, C. (2017). Nonlinear optics. *Principles and Applications*.
8. Akhmanov, S. A. (1970). *Nonlinear Optics*. FOREIGN TECHNOLOGY DIV WRIGHT-PATTERSON AFB OHIO.
9. Boyd, R. W. (2020). *Nonlinear optics*. Academic press.
10. Van Heel, A. C. (1954). A new method of transporting optical images without aberrations. *Nature*, 173(4392), 39-39.
11. Hirschowitz, B. I., Curtiss, L. E., Peters, C. W., & Pollard, H. M. (1958). Demonstration of a new gastroscope, the "fiberscope". *Gastroenterology*, 35(1), 50-53.
12. Kapany, N. S. (1959). Fiber optics. VI. image quality and optical insulation. *JOSA*, 49(8), 779-787.
13. Kaiser, P., Marcatili, E. A. J., & Miller, S. E. (1973). BSTJ brief: a new optical fiber. *The Bell System Technical Journal*, 52(2), 265-269.
14. Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., & Atkin, D. M. (1996). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics letters*, 21(19), 1547-1549.
15. Russell, P. (2003). Photonic crystal fibers. *science*, 299(5605), 358-362.
16. Dorsinville, R., Ho, P. P., Manassah, J. T., & Alfano, R. R. (2006). *The Supercontinuum Laser Source: Fundamentals With Updated References*.
17. NKT Photonics. (2009). *Supercontinuum Generation in Photonics Crystal Fibers*.

CAPÍTULO 2

Generación de supercontinuo

Un haz de luz con un espectro óptico inicialmente estrecho (unidades de nanómetro o menos) puede experimentar un ensanchamiento espectral extremo cuando se propaga en un medio no lineal, este fenómeno se conoce espectro supercontinuo (SC) y se caracteriza por tener un ancho espectral de al menos 100 nanómetros. Este capítulo se centra en explicar el papel de los elementos indispensables en una fuente de SC, además de presentar los antecedentes de estas fuentes y las diversas técnicas utilizadas, haciendo un énfasis especial en el uso de la fibra de cristal fotónico (PCF, Photonic Crystal Fiber). Además, se mencionan los principales fenómenos que se presentan cuando la luz se propaga a través de una fibra óptica y que propician el ensanchamiento espectral de un SC.

2.1 Elementos fundamentales de una fuente de supercontinuo

El proceso conocido como generación de SC ocurre cuando un pulso lo suficientemente intenso se propaga en un material transparente, de tal forma que el comportamiento no lineal del material se pone de manifiesto y en respuesta, un conjunto de fenómenos no lineales modifica las características temporales y espectrales del haz de luz, el cual experimenta un ensanchamiento espectral no lineal que abarca de cientos a miles de nanómetros. Una característica inherente de los espectros de SC es que son suaves y continuos [1]. La Figura 2.1 ilustra los elementos fundamentales para la generación de un espectro SC: un láser intenso que funciona como fuente de bombeo y un medio no lineal transparente donde incide y se propaga la luz láser.

Como elemento inicial, es necesario contar con una fuente de bombeo; comúnmente se utilizan fuentes pulsadas, que van del orden de los fs [2-4], ps [5,6] e incluso ns [7,8], con potencias pico de unos cuantos kW. Sin embargo, también ha sido posible utilizar láseres de fibra de onda continua con suficiente potencia [9,10]. De manera general, se requiere que estas fuentes permitan alcanzar grandes intensidades para la generación de SC.

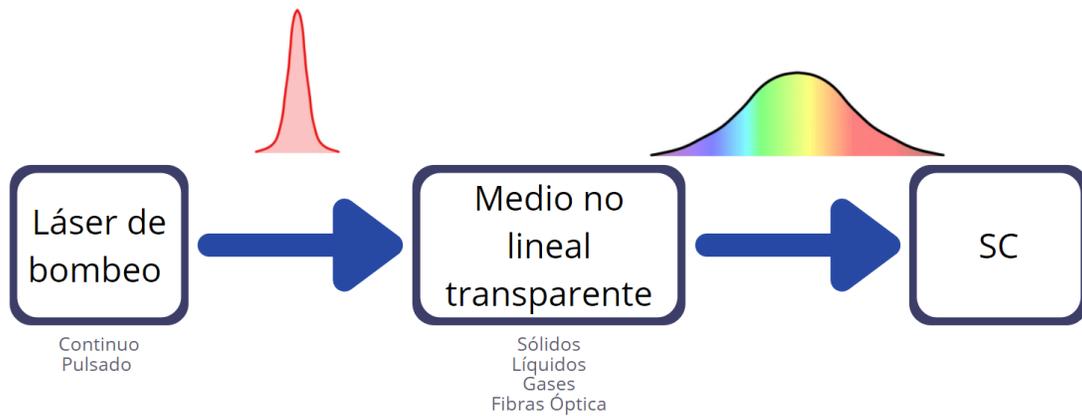


Figura 2.1. Elementos para la generación de un espectro SC.

Para lograr obtener el ensanchamiento espectral que se busca en una fuente de SC, se requiere además de un medio no lineal transparente. Este puede ser un elemento líquido [11-13], gaseoso [14,15] o sólido, como cristales [16-18], semiconductores [19-21] y una amplia variedad de fibras ópticas [22-27].

2.2 Antecedentes y técnicas para la generación de SC

El ensanchamiento espectral y la generación de nuevos componentes en frecuencia son aspectos de la óptica no lineal que han sido estudiados intensamente en diversos materiales y fibras ópticas desde los primeros años de la década de 1970. Sin embargo, no fue hasta principios de la década de 1870 que estos mecanismos se aplicaron ampliamente para proporcionar una fuente de luz blanca con un espectro extendido para espectroscopía resuelta en el tiempo, lo que dio origen al término de SC por el grupo de los doctores Alfano y Shapiro [28].

Desde entonces, la generación de SC ha sido un tema de investigación constante, tanto desde el punto de vista teórico como experimental; de modo que los resultados han ido evolucionando en forma continua gracias a los avances en el desarrollo de nuevos láseres y a la fabricación de medios no lineales más eficientes. Dentro de los antecedentes en el desarrollo de este fenómeno, es posible recalcar 3 periodos importantes en función de su medio no lineal: (i) primeros resultados de 1970 a 1975, (ii) SC en fibra óptica de 1976 a 1999 y (iii) SC en fibra óptica microestructurada (MSF, *Micro Structured Fiber*) del año 2000 a 2010.

- i. Primeros resultados (1970 a 1975)

Inicia en 1970 con el primer registro de generación de SC por el equipo del Dr. Robert R. Alfano y Dr. Stanley Shapiro (Figura 2.2), reportando una fuente de luz blanca que cubría el espectro visible, de 400 a 700 nm, usando como medio no lineal una muestra de vidrio borosilicato bombeado con pulsos de ~ 6 ps de duración temporal y energía de ~ 5 mJ provenientes de un láser de Neodimio (Nd) con una longitud de onda central de 530 nm [29]. En esa época, se aprovecharon los primeros láseres de pulsos cortos e intensos para generar ensanchamientos espectrales en algunos materiales transparentes.

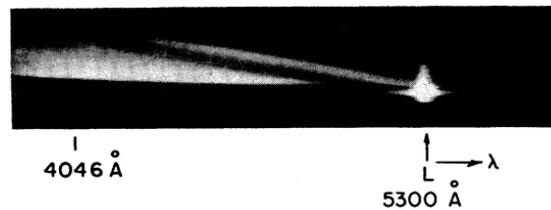


Figura 2.2. Espectro observado por Alfano y Shapiro en el año de 1970 [29].

Durante esta etapa se obtuvieron resultados importantes en medios sólidos [30,31] y líquidos [32], sin embargo, la exigencia de potencias pico excesivamente altas, la baja interacción no lineal por un confinamiento energético ineficiente y la baja frecuencia de repetición de los láseres disponibles, limitaron la eficiencia en fuentes de luz SC de este periodo. La principal aplicación que recibían estas fuentes era para espectroscopía resuelta en el tiempo; no obstante, esta tecnología permanecía en los laboratorios debido principalmente a la naturaleza bastante extensa de los arreglos experimentales que los hacía poco prácticos.

ii. SC en fibra óptica (1976 a 1999)

Tras el nacimiento de las fibras ópticas de bajas pérdidas, en conjunto con la aparición de láseres más potentes y rápidos, se tienen las herramientas necesarias para desarrollar una nueva etapa en la emisión de espectros SCs. El año de 1976 da evidencia de este periodo, cuando Lin y Stolen reportaron por primera vez la generación experimental de SC en una fibra óptica (Figura 2.3). El experimento utilizó como fuente de bombeo un láser de colorante (Dye laser) que emitía pulsos de 10 ns de duración y 20 kW de potencia pico, a una longitud de onda de ~ 580 nm, el haz láser se propagó por 19.5 m de fibra óptica convencional con un núcleo de $7 \mu\text{m}$ de diámetro y una longitud de onda de cero dispersión

cercana a $1.3 \mu\text{m}$. Como resultado se observó un ensanchamiento espectral de aproximadamente 180 nm en la zona del visible, lo que constituyó la primera demostración de la generación de SC en fibras convencionales en dispersión normal [33].



Figura2.3. Espectro supercontinuo observado por Lin y Stolen en el año de 1976 [33].

La generación de SC utilizando fibras ópticas como medio no lineal fue realmente efectiva, pues permitió superar muchos de los inconvenientes presentes en muestras de materiales utilizados anteriormente. El tamaño del núcleo de la fibra (típicamente entre 5 y $10 \mu\text{m}$), permite un nivel de confinamiento energético muy elevado, además de poder disponer de longitudes de interacción de grandes distancias, logrando así interacciones no lineales más eficientes con potencias pico mucho más bajas, del orden de kW.

Durante este periodo fue posible la generación de SC en fibras monomodo [34,35], fibras multimodo [36,37], fibras que mantienen la polarización [38,39], fibras de dispersión desplazada [40,41] y fibras dopadas [42-44]. Sin embargo, no poder reducir la longitud de onda del cero de dispersión de las fibras ópticas por debajo de 1270 nm limitó la posibilidad de obtener ensanchamientos importantes en la zona del visible, aunque se demostró que era posible [45,46]. Esta desventaja confinó su uso a la zona del infrarrojo, lo que restringió su empleo en espectroscopía y microscopía no lineal

iii. SC en MSF (2000 a 2010)

Las fibras ópticas convencionales consisten típicamente de dos cilindros de vidrio concéntricos con diferentes índices de refracción. Si el índice de refracción del núcleo es más grande que el del revestimiento, el guiado de la luz ocurre mediante la reflexión total interna en la frontera del núcleo y el revestimiento. La posibilidad de modificar las propiedades de guiado al introducir una microestructura en el perfil de índice de refracción

en las fibras ópticas fue sugerida en 1974 [47], pero hasta 1996 la fabricación de MSF, se volvió común tras el trabajo de Russell y sus compañeros [48].

En el año 2000, Ranka demostró la primera generación de SC en fibras, utilizando un láser de titanio-zafiro (Ti:zafiro) que emitía pulsos de 100 fs de duración y 8 kW de potencia pico a una longitud de onda de 790 nm. El experimento utilizó una MSF de 75 cm de longitud con núcleo de 1.7 μm de diámetro y una longitud de cero dispersión en 767 nm microestructuradas (Figura 2.4 a)); como resultado observaron un ensanchamiento espectral del láser de entrada que cubría desde 390 a 1600 nm microestructuradas (Figura 2.4 b)) [49]. Esta demostración abrió las puertas a una gran cantidad de experimentos de generación de SC que aprovecharían las propiedades novedosas de la MSF.

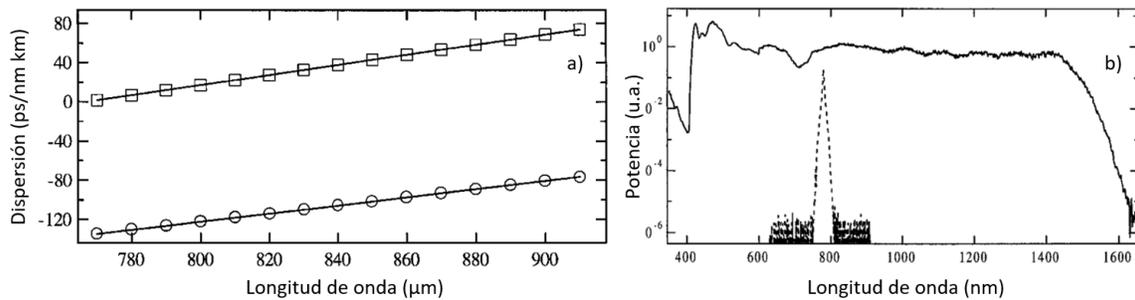


Figura 2.4. a) Dispersión de la velocidad de grupo de la fibra microestructurada utilizada (cuadrados) y una fibra estándar (círculos) b) Espectro supercontinuo observado por Ranka en el año 2000 [49].

Las posibilidades en cuanto a la fabricación de MSF con perfiles de dispersión determinados, imposibles de conseguir en las fibras convencionales, hizo posible realizar experimentos de SC en fibras con curvas de dispersión ultraplanas y ubicadas totalmente en la zona de dispersión normal [50], en fibras con dos ceros de dispersión muy cercanos en longitud de onda [51] e inclusive en fibras en las que la dispersión varía de forma gradual a lo largo de las mismas [52].

Tras la idea de fabricar fibra óptica que confinara y guiara la luz a través de un efecto fotónico de banda prohibida [53], surge el término de fibra de cristal fotónico, que es ahora el término más común con el que se nombra a las MSF.

En el caso de las PCF con núcleo sólido al centro de la estructura, de manera que la fibra consiste en una región de vidrio sólido rodeado de un arreglo de agujeros de aire que se extienden a lo largo de la fibra, el guiado de luz ocurre mediante reflexión total interna como

en el caso de la fibra estándar; sin embargo, los grados de libertad que poseen las PCFs al modificar el tamaño de los agujeros y su periodicidad abrieron las puertas para el diseño de propiedades en guías de onda en formas que simplemente no existían en la fibra estándar. Durante este periodo, se demostró que las PCF, son un medio versátil para generar SC.

Los diversos procesos que conducen a la generación de SC dependen tanto de los parámetros del bombeo (potencia pico, ancho temporal para el caso de fuentes pulsadas), como de los parámetros del medio no lineal (perfil de dispersión, área efectiva, birrefringencia). Impulsado por sus aplicaciones en diversas áreas de medicina, biología, química, ingeniería y física, y con el fin de controlar diversos parámetros en una fuente de SC, el uso de las MSF como medio no lineal para la generación de SC es objeto de estudio, modificando sus parámetros, adelgazándolas, dopándolas o infiltrando en ella diversos líquidos como agua, etanol, etc.

2.3 Conceptos básicos en la generación de SC en una PCF

En esta sección se brindará un resumen de los fundamentos de los fenómenos ópticos lineales y no lineales, que pueden ser utilizados para explicar cómo ocurre el ensanchamiento espectral que lleva a obtener un SC utilizando fibra óptica como medio no lineal.

2.3.1 Dispersión

La dispersión juega un papel fundamental por su influencia en el carácter de las interacciones no lineales en una fibra óptica, por lo que es una de las propiedades más importantes a considerar en la aplicación de fibra óptica para la generación de SC [54].

Durante la propagación de pulsos en una fibra óptica, diferentes componentes espectrales asociados con el pulso viajan a velocidades distintas dadas por $c/n(\omega)$, donde c es la velocidad de propagación de la luz en el vacío y $n(\omega)$ es el índice de refracción del material dependiente de la frecuencia de onda ω . La diferencia en la velocidad de propagación para cada ω puede producir que la forma de un pulso cambie al propagarse en un medio dispersivo [55]. La Figura 2.5 ilustra el ensanchamiento de un pulso debido al fenómeno de dispersión, tras propagarse en una fibra óptica.

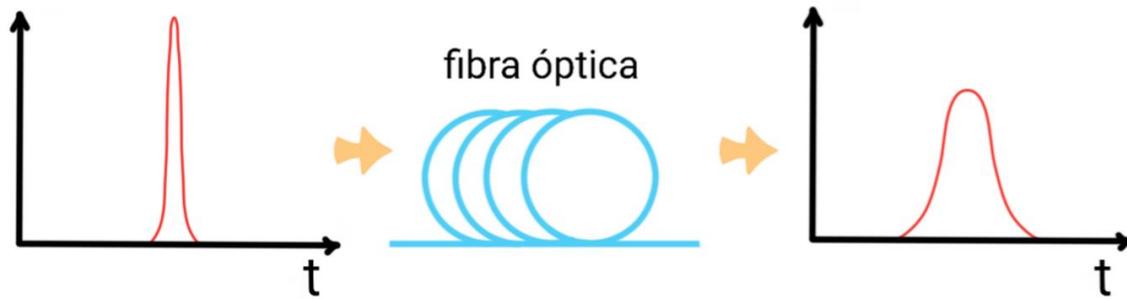


Figura 2.5. Ensanchamiento en el tiempo de un pulso al propagarse por una fibra óptica.

Un pulso óptico se compone de un grupo de frecuencias cercanas entre sí en torno a una frecuencia central ω_0 . La ecuación 2.1 expresa el efecto de la dispersión en la propagación de un pulso en fibra como una expansión en series de Taylor de la constante de propagación modal β alrededor de ω_0 .

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega_0}{c} = \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{\beta_m (\omega - \omega_0)^m}{m!}, \quad (2.1)$$

donde:

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad \text{con } m = 1, 2, \dots \quad (2.2)$$

Cada coeficiente que es posible obtener mediante la ecuación 2.2 representa una aportación distinta al fenómeno de dispersión. El coeficiente β_1 indica el retardo de grupo y es igual a $1/v_g$, donde v_g , es la velocidad de grupo y representa la velocidad con que se mueve la envolvente del pulso. El coeficiente β_2 representa la dispersión de la velocidad de grupo y es responsable por el ensanchamiento de un pulso que se propaga en una fibra.

La ecuación 2.3 muestra la relación existente entre la velocidad de grupo, el denominado índice de grupo n_g y el índice de refracción del material dependiente de ω .

$$n_g = \frac{c}{v_g} = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}. \quad (2.3)$$

A su vez, la ecuación 2.4 muestra la relación directa de estos parámetros con el denominado coeficiente de dispersión cromática

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = - \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \beta_2. \quad (2.4)$$

Para las fibras ópticas, dependiendo del valor de D , la dispersión se clasifica en las siguientes regiones:

- iv. Dispersión normal: ($D < 0$)
- v. Dispersión cero: ($D = 0$)
- vi. Dispersión anómala: ($D > 0$)

En el régimen de dispersión normal, la velocidad de grupo decrece conforme incrementa la frecuencia óptica, debido a que las frecuencias altas (desplazadas hacia el azul) viajan con una velocidad menor que las componentes de frecuencias bajas (desplazadas hacia el rojo), generalmente se presenta en medios transparentes en la región espectral visible. Por otra parte, en el régimen de dispersión anómala ocurre lo contrario, las frecuencias altas viajan con una velocidad mayor que las bajas y se presenta generalmente para la región espectral correspondiente al infrarrojo. La región en la que $D = 0$, se conoce como régimen de dispersión cero y la longitud de onda correspondiente a este punto se llama longitud de onda de cero dispersión (λ_D).

El régimen de dispersión anómala es de considerable interés para el estudio de los efectos no lineales debido a que en este régimen las fibras ópticas son capaces de propagar solitones a través de un balance entre los efectos dispersivos y los efectos no lineales [56].

La Figura 2.6 muestra el perfil de variación del parámetro de dispersión D para una fibra óptica monomodo. Podemos apreciar que la longitud de onda de dispersión cero corresponde a $1.31 \mu\text{m}$, a las longitudes de onda menores a este valor les corresponderá un valor de $D < 0$, que a su vez corresponde al régimen de dispersión normal, mientras que, para las longitudes de onda mayores, les corresponde un valor $D > 0$ y un régimen de dispersión anómala.

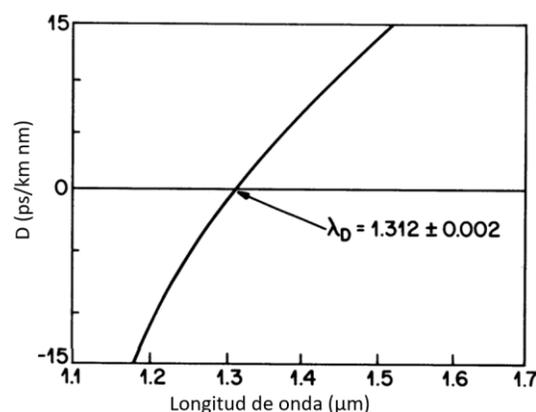


Figura 2.6. Respuesta del parámetro de dispersión D dependiente de la longitud de onda para una fibra óptica monomodo [57].

2.3.2 Efectos no lineales

La óptica no lineal es el estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de modificar las propiedades ópticas de un sistema óptico por la presencia de luz de alta intensidad. Generalmente, solo la luz láser es lo suficientemente intensa para modificar las propiedades de un sistema de esta manera. Los fenómenos de la óptica no lineal son “no lineales” en el sentido en que ocurren cuando la respuesta de un material a un campo óptico aplicado depende en una manera no lineal de la intensidad del campo óptico [58].

Dentro de los efectos físicos no lineales que se llevan a cabo en la generación de SC, generalmente se considera la auto-modulación de fase (*SPM, Self-Phase Modulation*), modulación de fase cruzada (*XPM, Cross-Phase Modulation*), mezcla de cuatro ondas (*FWM, Four-Wave Mixing*), dispersión estimulada Raman (*SRS, Stimulated Raman Scattering*) y auto sesgado (*SS, self steepening*); estos pueden contribuir individualmente o en conjunto.

2.4 Conclusiones

Este capítulo presentó de manera general una introducción sobre el panorama acerca de la generación de SC. Para comenzar, se presentaron los elementos fundamentales para poder obtener una fuente de SC, estos son un medio no lineal y una fuente de bombeo altamente intensa. Además, muestra una perspectiva histórica desde el primer registro de un espectro SC en 1970, mencionando cómo se utilizaron diversos materiales como medio no lineal. Entre estos materiales cabe destacar la fibra óptica y las PCFs; la principal ventaja que proporcionaron las fibras ópticas fue la capacidad de poder confinar un espectro de SC mientras que las PCFs, además de contar con esta propiedad permitieron modificar los parámetros de la fibra al cambiar el arreglo de agujeros de aire que la conforman. Por último, se mencionaron los principales fenómenos ópticos, tanto lineales como no lineales, a los que generalmente se atribuye el ensanchamiento espectral que permite obtener un espectro SC.

2.5 Referencias

1. Dudley, J. M., Genty, G., & Coen, S. (2006). *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*. *Reviews of modern physics*, 78(4), 1135.
2. Huang, C., Liao, M., Bi, W., Li, X., Hu, L., Zhang, L., ... & Gao, W. (2018). Ultraflat, broadband, and highly coherent supercontinuum generation in all-solid microstructured optical fibers with all-normal dispersion. *Photonics research*, 6(6), 601-608.
3. Wang, Y., Fang, Y., Geng, W., Jiang, J., Wang, Z., Zhang, H., ... & Yue, Y. (2020). Beyond Two-Octave Coherent OAM Supercontinuum Generation in Air-Core As₂S₃ Ring Fiber. *IEEE Access*, 8, 96543-96549.
4. Kibler, B., Lemière, A., Gomes, J. T., Gaponov, D., Lavoute, L., Désévéday, F., & Smektala, F. (2021). Octave-spanning coherent supercontinuum generation in a step-index tellurite fiber and towards few-cycle pulse compression at 2 μ m. *Optics Communications*, 488, 126853.
5. Coen, S., Chau, A. H. L., Leonhardt, R., Harvey, J. D., Knight, J. C., Wadsworth, W. J., & Russell, P. S. J. (2001). White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber. *Optics letters*, 26(17), 1356-1358.
6. Cheng, Y., Yuan, J., Mei, C., Li, F., Kang, Z., Yan, B., ... & Farrell, G. (2020). Self-similar picosecond pulse compression for supercontinuum generation at mid-infrared wavelength in silicon strip waveguides. *Optics Communications*, 454, 124380.
7. Dudley, J. M., Provino, L., Grossard, N., Maillotte, H., Windeler, R. S., Eggleton, B. J., & Coen, S. (2002). Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping. *JOSA B*, 19(4), 765-771.
8. Bi, W., Li, X., Liao, M., Wang, T., Kuan, P., Chen, L., ... & Gao, W. (2020). Ultraviolet-extended supercontinuum generation in zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers. *IEEE Photonics Journal*, 12(6), 1-8.
9. Avdokhin, A. V., Popov, S. V., & Taylor, J. R. (2003). Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers. *Optics Letters*, 28(15), 1353-1355.
10. Dehnen, S., Schreiner, P. R., Chatterjee, S., Volz, K., Rosemann, N. W., Pilgrim, W. C., ... & Sanna, S. (2021). Amorphous Molecular Materials for Directed Supercontinuum Generation. *ChemPhotoChem*, 5(12), 1033-1041.
11. Liu, J., Schröder, H., Chin, S. L., Li, R., & Xu, Z. (2005). Nonlinear propagation of fs laser pulses in liquids and evolution of supercontinuum generation. *Optics express*, 13(25), 10248-10259.
12. Wang, L., Fan, Y. X., Yan, Z. D., Wang, H. T., & Wang, Z. L. (2010). Flat-plateau supercontinuum generation in liquid absorptive medium by femtosecond filamentation. *Optics letters*, 35(17), 2925-2927.
13. Li, H., Shi, Z., Wang, X., Sui, L., Li, S., & Jin, M. (2017). Influence of dopants on supercontinuum generation during the femtosecond laser filamentation in water. *Chemical Physics Letters*, 681, 86-89.
14. Corkum, P. B., Rolland, C., & Srinivasan-Rao, T. (1986). Supercontinuum generation in gases. *Physical review letters*, 57(18), 2268.
15. Glowina, J. H., Arjavalingam, G., Sorokin, P. P., & Rothenberg, J. E. (1986). Amplification of 350-fsec pulses in XeCl excimer gain modules. *Optics letters*, 11(2), 79-81.
16. Kartazhev, V., & Alfano, R. R. (2007). Supercontinuum generated in calcite with chirped femtosecond pulses. *Optics letters*, 32(22), 3293-3295.

17. Šuminas, R., Tamošauskas, G., Jukna, V., Couairon, A., & Dubietis, A. (2017). Second-order cascading-assisted filamentation and controllable supercontinuum generation in birefringent crystals. *Optics express*, 25(6), 6746-6756.
18. Kryukov, I. V., Petrov, N. K., & Alfimov, M. V. (2020). A Supercontinuum Generator with Pumping by Pulses of Chromium–Forsterite-Based Femtosecond Laser in Transparent Condensed Media. *Instruments and Experimental Techniques*, 63(6), 846-852.
19. Corkum, P. B., Ho, P. P., Alfano, R. R., & Manassah, J. T. (1985). Generation of infrared supercontinuum covering 3–14 μm in dielectrics and semiconductors. *Optics letters*, 10(12), 624-626.
20. Maji, P. S., & Chaudhuri, P. R. (2014). Supercontinuum generation in ultra-flat near zero dispersion PCF with selective liquid infiltration. *Optik*, 125(20), 5986-5992.
21. Pigeon, J. J., Tochitsky, S. Y., Gong, C., & Joshi, C. (2014). Supercontinuum generation from 2 to 20 μm in GaAs pumped by picosecond CO₂ laser pulses. *Optics letters*, 39(11), 3246-3249.
22. Raja, R. V. J., Porsezian, K., & Nithyanandan, K. (2010). Modulational-instability-induced supercontinuum generation with saturable nonlinear response. *Physical Review A*, 82(1), 013825.
23. Harun, S. W., Akbari, R., Arof, H., & Ahmad, H. (2011). Mode-locked bismuth-based erbium-doped fiber laser with stable and clean femtosecond pulses output. *Laser Physics Letters*, 8(6), 449.
24. Zhang, B., Guo, W., Yu, Y., Zhai, C., Qi, S., Yang, A., ... & Luther-Davies, B. (2015). Low loss, high NA chalcogenide glass fibers for broadband mid-infrared supercontinuum generation. *Journal of the American Ceramic Society*, 98(5), 1389-1392.
25. Dai, S., Wang, Y., Peng, X., Zhang, P., Wang, X., & Xu, Y. (2018). A review of mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide glass fibers. *Applied Sciences*, 8(5), 707.
26. Feng, Z., Wang, J., Wu, G., Wang, J., Liang, X., Xu, T., ... & Wang, R. (2021). Arsenic-free low-loss sulfide glass fiber for mid-infrared supercontinuum generation. *Infrared Physics & Technology*, 113, 103618.
27. Junaid, S., Bierlich, J., Hartung, A., Meyer, T., Chemnitz, M., & Schmidt, M. A. (2021). Supercontinuum generation in a carbon disulfide core microstructured optical fiber. *Optics Express*, 29(13), 19891.
28. Dudley, J. M., & Taylor, J. R. (Eds.). (2010). *Supercontinuum generation in optical fibers*. Cambridge University Press.
29. Alfano, R. R., & Shapiro, S. L. (1970). Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass. *Physical Review Letters*, 24(11), 584.
30. Alfano, R. R., Hope, L. L., & Shapiro, S. L. (1972). Electronic mechanism for production of self-phase modulation. *Physical Review A*, 6(1), 433.
31. Yu, W., Alfano, R. R., Sam, C. L., & Seymour, R. J. (1975). Spectral broadening of picosecond 1.06 μm pulse in KBr. *Optics Communications*, 14(3), 344-347.
32. Werncke, W., Lau, A., Pfeiffer, M., Lenz, K., Weigmann, H. J., & Thuy, C. D. (1972). An anomalous frequency broadening in water. *Optics Communications*, 4(6), 413-415.
33. Lin, C., & Stolen, R. H. (1976). New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 28(4), 216-218.
34. Lin, C., Cohen, L. G., Stolen, R. H., Tasker, G. W., & French, W. G. (1977). Near-infrared sources in the 1–1.3 μm region by efficient stimulated Raman emission in glass fibers. *Optics Communications*, 20(3), 426-428.
35. Baldeck, P. L. (1989). -and Cross-Phase Modulation Effects on the Nonlinear Propagation of Ultrashort Pulses in Optical Fibers. *Ph. D. Thesis*.
36. Lin, C., Nguyen, V. T., & French, W. G. (1978). Wideband near-ir continuum (0.7–2.1 μm) generated in low-loss optical fibres. *Electronics Letters*, 14(25), 822-823.
37. Grigor'yants, V. V., Smirnov, V. I., & Chamorovskii, Y. K. (1982). Generation of wide-band optical continuum in fiber waveguides. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 12(7), 841.

38. Islam, M. N., Sucha, G., Bar-Joseph, I., Wegener, M., Gordon, J. P., & Chemla, D. S. (1989). Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers. *Optics Letters*, 14(7), 370-372.
39. Chaffee, P. H., Patterson, F. G., & Hennesian, M. A. (1989). *Temporally smooth broadband pulses obtained by cross phase modulation in an optical fiber* (No. UCRL-99999; CONF-890423-8). Lawrence Livermore National Lab., CA (USA).
40. Lou, J. W., Xia, T. J., Boyraz, O., Shi, C. X., Nowak, G. A., & Islam, M. N. (1997, February). Broader and flatter supercontinuum spectra in dispersion-tailored fibers. In *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference* (pp. 32-34). IEEE.
41. Okuno, T., Onishi, M., & Nishimura, M. (1998). Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(1), 72-74.
42. Morioka, T., Mori, K., Kawanishi, S., & Saruwatari, M. (1994). Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers. *IEEE photonics technology letters*, 6(3), 365-368.
43. Chernikov, S. V., Zhu, Y., Taylor, J. R., & Gapontsev, V. P. (1997). Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser. *Optics letters*, 22(5), 298-300.
44. Nowak, G. A., Kim, J., & Islam, M. N. (1999). Stable supercontinuum generation in short lengths of conventional dispersion-shifted fiber. *Applied Optics*, 38(36), 7364-7369.
45. Baldeck, P., & Alfano, R. (1987). Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers. *Journal of lightwave technology*, 5(12), 1712-1715.
46. Osborne, R. (1994). Near-infrared continuum generation with upconversion into the visible in SiO₂ single-mode fiber. *Optics letters*, 19(23), 1955-1957.
47. Kaiser, P., Marcatili, E. A. J., & Miller, S. E. (1973). A new optical fiber. *Bell System Technical Journal*, 52(2), 265-269.
48. Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., & Atkin, D. M. (1996). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics letters*, 21(19), 1547-1549.
49. Ranka, J. K., Windeler, R. S., & Stentz, A. J. (2000). Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics letters*, 25(1), 25-27.
50. Yamamoto, T., Kubota, H., Kawanishi, S., Tanaka, M., & Yamaguchi, S. (2003). Supercontinuum generation at 1.55 μm in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Optics Express*, 11(13), 1537-1540.
51. Hilligsøe, K. M., Andersen, T. V., Paulsen, H. N., Nielsen, C. K., Mølmer, K., Keiding, S., ... & Larsen, J. J. (2004). Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths. *Optics Express*, 12(6), 1045-1054.
52. Kudlinski, A., George, A. K., Knight, J. C., Travers, J. C., Rulkov, A. B., Popov, S. V., & Taylor, J. R. (2006). Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation. *Optics Express*, 14(12), 5715-5722.
53. Russell, P. (2009, March). Photonic crystal fibres. In *Optical Fiber Communication Conference* (p. OTuC1). Optical Society of America.
54. Ferreira, M. F. (2011). *Nonlinear effects in optical fibers* (Vol. 2). John Wiley & Sons.
55. Kumar, A., & Ghatak, A. K. (2011). *Polarization of light with applications in optical fibers* (Vol. 246). Washington, USA: SPIE press.
56. Agrawal, G. P. (2000). Nonlinear fiber optics. In *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century* (pp. 195-211). Springer, Berlin, Heidelberg.
57. Li, T. (Ed.). (2012). *Optical fiber communications: fiber fabrication*. Elsevier.
58. Boyd, R. W. (2020). *Nonlinear optics*. Academic press.

CAPÍTULO 3

Efectos no lineales en la propagación en fibra óptica

En el vacío, un pulso puede propagarse sin sufrir alteraciones, por ejemplo, la luz no se ve afectada por pérdidas en su transmisión y no experimenta dispersión. Sin embargo, al propagarse por un medio existe una interacción con sus átomos de tal forma que experimenta intercambios de energía y se ve afectada por la dispersión del medio. Estos efectos, puesto que no dependen de la intensidad de la luz, se consideran efectos de la respuesta lineal del medio. Por otro lado, si el pulso es lo suficientemente intenso, es posible que el medio presente una respuesta no lineal. El conjunto de efectos lineales y no lineales modifican la fase, amplitud y la composición espectral del campo eléctrico. El presente capítulo describe los efectos ópticos no lineales en una fibra óptica que propician el ensanchamiento espectral que se presenta en la generación de un espectro supercontinuo (SC).

3.1 Efectos no lineales en fibra óptica

La propagación de un pulso láser dentro de una fibra óptica se puede analizar como la interacción de un campo electromagnético con un medio, por lo que se rige por las ecuaciones de Maxwell. Las ecuaciones 3.1 a 3.4 muestran la forma diferencial de las ecuaciones de Maxwell [1]

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f, \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.4)$$

donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son los vectores de campo eléctrico y magnético, respectivamente, \mathbf{D} es la densidad de flujo eléctrico también llamado desplazamiento eléctrico, \mathbf{B} es la densidad de flujo magnético o

inducción magnética, \mathbf{J} es el vector de densidad de corriente y ρ_f la densidad de carga. En un medio tal como las fibras ópticas, con ausencia de cargas libres, $\mathbf{J} = 0$ y $\rho_f = 0$

En respuesta a la propagación del campo eléctrico y magnético dentro del medio, surgen las densidades de flujo \mathbf{D} y \mathbf{B} que se vinculan a través de las relaciones constitutivas mostradas en las ecuaciones 3.5 y 3.6:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (3.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}. \quad (3.6)$$

donde ε_0 es la permitividad eléctrica del vacío, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío, \mathbf{P} es la polarización eléctrica inducida y \mathbf{M} es la polarización inducida magnética. Debido a que la sílice es un material dieléctrico, no presenta propiedades magnéticas, por lo que $\mathbf{M} = 0$.

A partir de las ecuaciones de Maxwell es posible obtener la ecuación de onda que describe la propagación de la luz en fibras ópticas. Aplicando el rotacional a la ecuación 3.1 y utilizando las ecuaciones 3.2, 3.5, 3.6 y la relación $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$, se pueden eliminar \mathbf{B} y \mathbf{D} a favor de \mathbf{E} y \mathbf{P} , obteniendo

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.7)$$

La ecuación 3.7 presenta la ecuación diferencial de onda que permite describir la evolución del campo electromagnético en un medio dieléctrico sin carga ni corrientes libres [2]. Cuando se tiene radiación intensa, como el caso de los pulsos láser, la respuesta del medio se vuelve no lineal y la polarización inducida consta de una parte lineal y otra no lineal. Las Ecuaciones 3.8 y 3.9 presentan la relación en aproximación escalar del campo electromagnético con la parte lineal y no lineal de la polarización inducida, respectivamente [3-5]:

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(j)} \mathbf{E}^j \quad \text{y} \quad (3.8)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \sum_{j \geq 2} \chi^{(j)} \mathbf{E}^j, \quad (3.9)$$

donde $\chi^{(j)}$ es el j -ésimo orden de susceptibilidad del medio. Generalmente, las fibras ópticas no presentan efectos no lineales de segundo orden y las susceptibilidades de un orden mayor a 3, son insignificantes [6]. Por lo tanto, los efectos no lineales relevantes en las fibras ópticas son ocasionados por $\chi^{(3)}$, es decir, son efectos no lineales de tercer orden. Los procesos ópticos no lineales pueden ser clasificados en dos categorías: elásticos e inelásticos. Los procesos elásticos

corresponden a las interacciones fotón-fotón, donde no ocurre un intercambio de energía entre el campo eléctrico y el medio. Entre estos efectos se incluye la automodulación de fase (SPM, *Self Phase Modulation*), modulación de fase cruzada (XPM, *Cross-Phase Modulation*) y mezcla de cuatro ondas (FWM, *Four-Wave Mixing*). Por otro lado, los procesos inelásticos corresponden a las interacciones fotón-fonón, lo que conduce a un intercambio de energía entre el campo eléctrico y el medio no lineal. Estos efectos incluyen la dispersión estimulada Raman (SRS, *Stimulated Raman Scattering*).

Tratando la parte no lineal de la polarización como una perturbación en la ecuación 3.7 y asumiendo que el campo eléctrico tiene la forma mostrada en la ecuación 3.10, es posible obtener la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, *Nonlinear Schrödinger Equation*):

$$\mathbf{E}(z, T) = A(z, T)e^{i(\beta z - \omega_0 t)} . \quad (3.10)$$

La función $A(z, T)$ se conoce comúnmente como la envolvente del campo eléctrico. La NLSE modela de manera precisa la propagación dentro de una fibra óptica de un pulso. La ecuación 3.11 presenta la NLSE desde un marco de referencia que se desplaza a la velocidad de grupo del pulso:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{m \geq 2} i^{k+1} \frac{\beta_m}{k!} \frac{\partial^m A}{\partial T^m} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T}\right) \left[A(z, T) \int_0^\infty R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right], \quad (3.11)$$

donde α representa las pérdidas de la fibra y β_m representa a los coeficientes de la ecuación 2.2 [7]. La ecuación 3.12 muestra la definición del coeficiente efectivo no lineal (γ), un parámetro comúnmente utilizado para cuantificar la no linealidad de una fibra óptica, que considera la dependencia del índice de refracción con la intensidad:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (3.12)$$

donde A_{eff} es el área modal efectiva, λ es la longitud de onda de bombeo y n_2 es el índice de refracción no lineal del material. La derivada en el tiempo que aparece en el lado derecho de la ecuación 3.11 es responsable del efecto de auto sesgado e incluye la pérdida no lineal de energía resultante de la dispersión Raman.

El parámetro conocido como función de respuesta de la no linealidad $R(t)$, debe incluir las contribuciones electrónicas y vibratorias (Raman); suponiendo que la contribución electrónica es casi instantánea, su forma funcional adquiere la forma mostrada en la ecuación 3.13:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \quad (3.13)$$

donde f_R representa la contribución fraccionaria de la respuesta Raman retardada a la polarización no lineal P_{NL} .

3.2 Auto-modulación de fase (SPM, Self-Phase Modulation)

El efecto de la SPM prácticamente se autodefine: un haz de luz que a su paso se induce a sí mismo un cambio de fase. Cuando un haz atraviesa un medio, puede interactuar con el medio e incidir un cambio en el índice de refracción, que a su vez afectará al propio haz cambiando su fase. Una de las consecuencias más notables de la SPM es la aparición de nuevas frecuencias, ya que se produce un ensanchamiento espectral no uniforme [8].

La SPM se origina del índice de refracción dependiente de la intensidad, el cual se puede presentar como la ecuación 3.14:

$$n = n_L + n_2 |A(z, t)|^2, \quad (3.14)$$

donde n_L es la parte lineal del índice de refracción, $|A(z, T)|^2$ es la intensidad óptica y n_2 el coeficiente de índice no lineal relacionado con $\chi^{(3)}$, como se muestra en la ecuación 3.15:

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}(\chi^{(3)}), \quad (3.15)$$

donde Re representa la parte real y se asume un campo óptico linealmente polarizado [9]. La ecuación 3.16 presenta el cambio de fase no lineal autoinducido que experimenta un pulso óptico a medida que se propaga a lo largo de la fibra, al que hace referencia la SPM:

$$\phi_{NL}^{SPM} = \frac{2\pi L}{\lambda} n_2 |A(z, t)|^2, \quad (3.16)$$

donde L es la longitud de la fibra óptica. Debido a su dependencia en el tiempo, este cambio de fase no lineal resulta en el ensanchamiento espectral a medida que el pulso óptico viaja a lo largo de la fibra. La forma temporal del pulso no se ve afectada.

A su vez, la ecuación 3.17 muestra un parámetro útil llamado longitud no lineal L_{NL} corresponde a la distancia de propagación efectiva a la cual el máximo cambio de fase equivale a 1:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_p}, \quad (3.17)$$

donde P_p representa la potencia pico del pulso de entrada.

Durante la SPM ocurre la aparición de nuevas frecuencias. Para ver cómo se produce este ensanchamiento espectral, se puede considerar la frecuencia instantánea del pulso, la cual se define en la ecuación 3.18:

$$\omega_{inst} = -\frac{\partial\phi}{\partial t}, \quad (3.18)$$

donde ϕ es la fase del pulso. En el presente análisis, según la ecuación 3.10, $\phi = \beta z - \omega_0 t$, recordando las ecuaciones 2.1 y 3.13, se obtiene la relación mostrada la ecuación 3.19

$$\omega_{inst} = \omega_0 - n_2 \frac{\omega_0}{c} z \frac{\partial |A(z,t)|^2}{\partial t}. \quad (3.19)$$

Gracias a la derivada temporal de la intensidad, pueden aparecer nuevas frecuencias, como se muestra en la Figura 3.1.

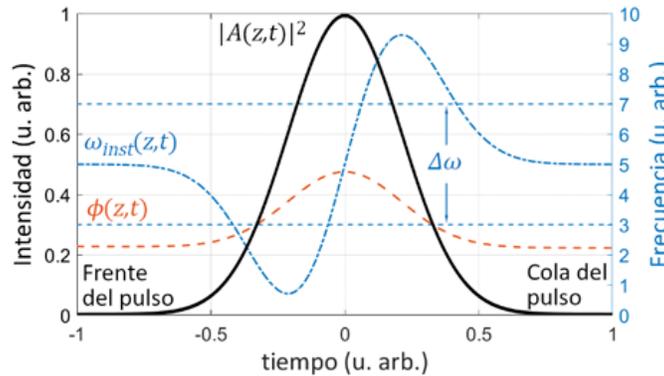


Figura 3.1. Generación de nuevas frecuencias para un pulso arbitrario [8].

Cabe destacar que este ensanchamiento espectral debido a la SPM no es uniforme; debido al signo de la derivada, en la parte frontal del pulso aparecen frecuencias desplazadas hacia el rojo y en la cola hacia el azul, adquiriendo trino (*chirp*) negativo.

Debido a la SPM, cada parte del pulso sufrirá un desplazamiento de fase diferente, dependiendo de la amplitud de cada una de estas partes. Los espectros (a-d) de la Figura 3.2 ilustra el ensanchamiento resultante que sufre el pulso para diversos valores correspondientes al máximo valor absoluto del desplazamiento de fase en el pulso. Es posible que experimentalmente se observen espectros asimétricos que pueden atribuirse a un pulso asimétrico de entrada [10].

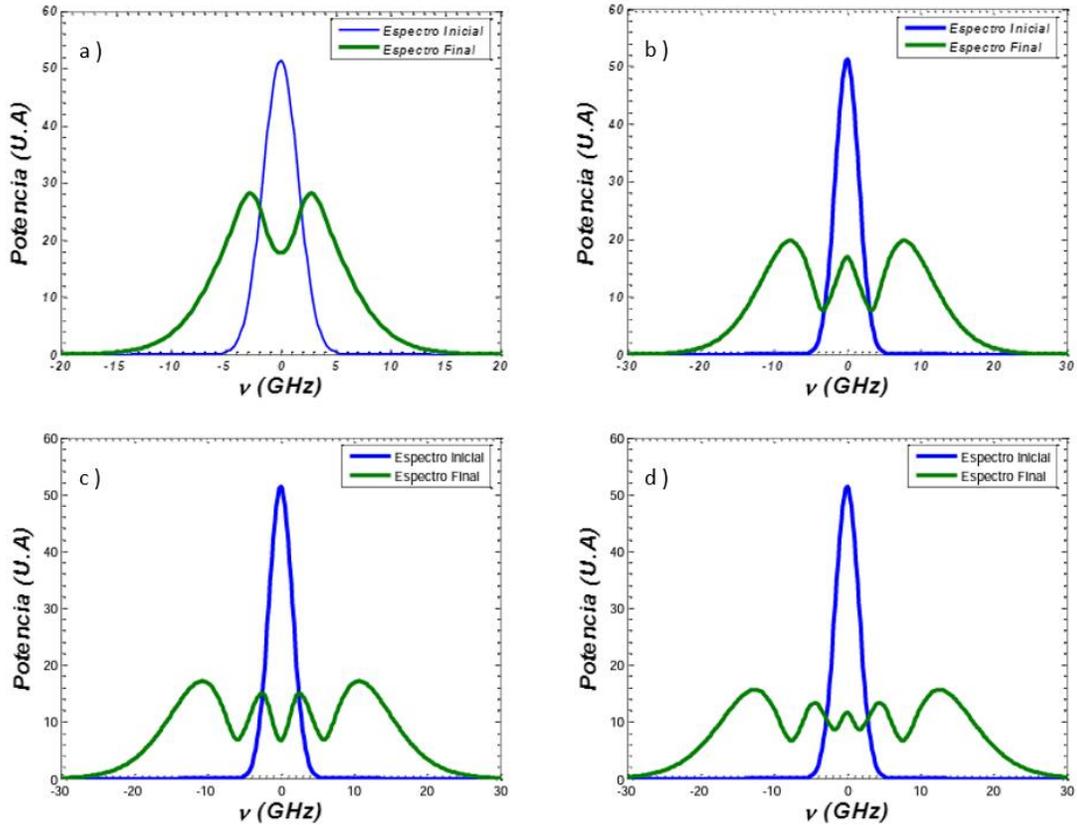


Figura 3.2. Ensanchamiento espectral de un pulso Gaussiano debido a la SPM para un máximo en el valor absoluto del cambio de fase de a) 1.5π , b) 2.5π , c) 3.5π y d) 4.5π [11].

El signo del desplazamiento de fase debido a la SPM es negativo, por lo tanto, el pico del pulso sufre el máximo desplazamiento de fase en valor absoluto, y los bordes sufren unos desplazamientos de fase cada vez menores. Ya que la frecuencia es la derivada de la fase, el borde de atrás del pulso sufre un desplazamiento de frecuencia negativo y el de adelante uno positivo.

3.3 Modulación de fase cruzada (XPM, Cross-Phase Modulation)

La XPM hace referencia al cambio no lineal de fase de un campo óptico inducido por otro campo con diferente longitud de onda, dirección o estado de polarización. Cuando dos campos ópticos con diferente longitud de onda se propagan en conjunto en un medio no lineal, el índice de refracción que afecta a uno de los campos no solo depende de su intensidad, también se ve afectado por la intensidad del otro campo [12]. La ecuación 3.20 presenta el cambio no lineal de fase que

experimenta el campo óptico con longitud de onda central λ_i inducido por la co-propagación del campo óptico con longitud de onda central λ_j :

$$\phi_{NL}^{XPM} = \frac{4\pi L}{\lambda_i} n_2 |A_j(z, T)|^2, \quad (3.20)$$

donde $|A_j(z, T)|^2$ representa la intensidad del campo co-propagado y L es la longitud de interacción entre los campos [13]. Este cambio de fase no lineal es lo que se conoce comúnmente como XPM y requiere que los campos ópticos se superpongan temporalmente.

A diferencia de la SPM, XPM provoca un ensanchamiento asimétrico del campo óptico, debido a que el cambio de fase no lineal incluye el desequilibrio de las velocidades de grupo y las diferencias de potencia. El cambio de fase que inducen en conjunto la SPM y la XPM, genera continuamente nuevos componentes de frecuencia a medida que el pulso se propaga por la fibra, lo que significa que el espectro inicial sufre un ensanchamiento y la eficiencia del ensanchamiento depende críticamente del perfil de intensidad en el dominio del tiempo.

Ante la presencia de dispersión, diferentes componentes espectrales de un pulso viajan con velocidades de grupo ligeramente distintas y en conjunto con SPM y XPM, cambian la forma del pulso y su espectro.

Un caso de gran interés desde el punto de vista del efecto de la XPM en el espectro del pulso es el de dos pulsos polarizados idénticamente en diferentes longitudes de onda [14-16]. Es posible distinguir dos casos. En uno de ellos, dos pulsos con diferente longitud de onda inciden a la entrada de una fibra óptica e interactúan mediante XPM sin transferencia de energía entre ellos. En el otro caso, el segundo pulso se genera internamente mediante la ganancia resultante de la SRS.

Las Figuras 3.3 a) - c) ilustran la respuesta espectral tras los efectos de la XPM de un pulso a la salida de una fibra óptica considerando dos pulsos ópticos que viajan a través de ella con la misma polarización y diferente longitud de onda, para tres valores de desfase inicial entre los pulsos. Se observa que el espectro resultante presenta diferentes características dependiendo del valor del desfase.

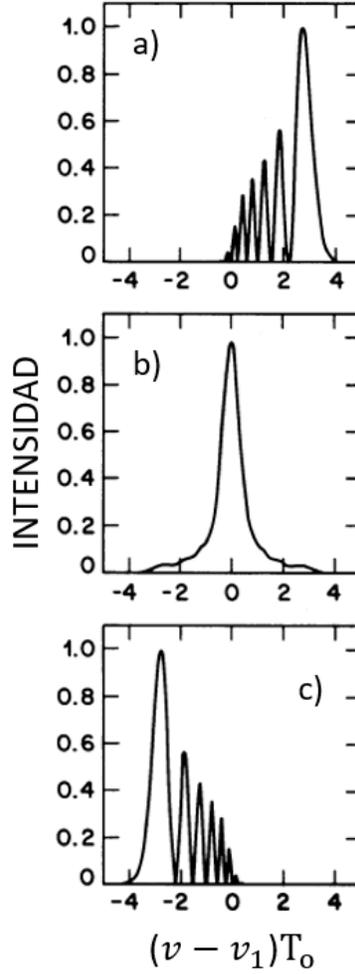


Figura 3.3. Respuesta espectral teórica para dos pulsos con diferente longitud de onda. Cada gráfica representa un desfase que a su vez corresponde a una diferencia temporal de a) 0 ps, b) 2 ps y c) 4 ps. [17].

3.4 Mezcla de cuatro ondas (FWM, Four-Wave Mixing)

FWM es un proceso no lineal de recombinación de fotones de diferentes energías a través de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, dos fotones de bombeo con frecuencias ω_1 y ω_2 se desvanecen con la creación simultánea de dos nuevos fotones con frecuencias ω_3 y ω_4 . La conservación del momento da como resultado que se cumpla la condición de coincidencia de fase que muestra en la ecuación 3.21, para que el proceso sea eficiente:

$$\Delta\phi = \left(\frac{n_1\omega_1 + n_2\omega_2 - n_3\omega_3 - n_4\omega_4}{c} + (1 - f_R)\gamma_1(\omega_1)P_{p1} + (1 - f_R)\gamma_2(\omega_2)P_{p2} \right) L = 0, \quad (3.21)$$

donde n_j , γ_j y P_{pj} representan el índice no lineal, el coeficiente no lineal de la fibra y la potencia pico del campo óptico para la frecuencia ω_j . L es la longitud de la fibra óptica [18].

Un caso especial, conocido como mezclas degeneradas de cuatro ondas (DFWM, *Degenerate Four-Wave Mixing*) ocurre cuando $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$. Los nuevos fotones generados son llamados fotones Stokes y anti-Stokes. Este caso es de especial interés porque cuando únicamente un pulso intenso se propaga a lo largo de una fibra óptica, ondas Stokes y anti-Stokes se generan a partir del ruido y posteriormente, se amplifican a través de FWM. La ecuación 3.22 expresa la condición de coincidencia de fase para DFWM, en términos de la constante de propagación:

$$\sum_{k \geq 1} \frac{\beta_{2k}}{(2k)!} (\omega_s - \omega_p)^{2k} + (1 - f_R) \gamma(\omega_p) P_p = 0, \quad (3.22)$$

donde ω_p y ω_s representan la frecuencia de bombeo y de las ondas Stokes, respectivamente, mientras que P_p es la potencia pico de bombeo. La Figura 3.4 ilustra el patrón de frecuencias representativo de la DFWM tras generar las nuevas componentes.

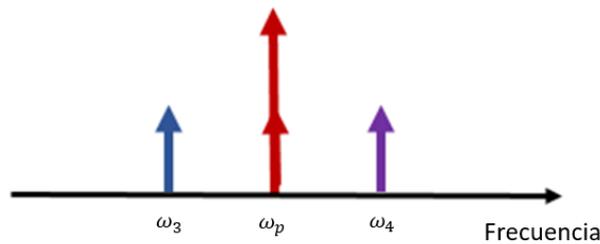


Figura 3.4. Generación de nuevas componentes de frecuencias gracias a la DFWM.

La condición de fase de la FWM se presenta cerca de la longitud de dispersión cero en las fibras ópticas [13]. En el espectro visible, se ha conseguido llegar a esta condición mediante una combinación de SPM y XPM [19] y se ha demostrado FWM en fibra óptica microestructurada (MSF, *Micro Structured Fiber*) [20].

3.5 Dispersión estimulada Raman (SRS, Stimulated Raman Scattering)

La SRS es un proceso de dos fotones [21]. Fundamentalmente, la SRS es diferente a los efectos no lineales elásticos como SPM, XPM y FWM, en los que no hay intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio no lineal, en estos casos cuando la fibra óptica es utilizada como medio no lineal juega un papel pasivo. La SRS es un efecto no lineal resultante de la dispersión inelástica

estimulada, en el que el campo óptico trasfiere parte de su energía al medio no lineal, en este caso, la fibra óptica jugaría un papel activo.

En cualquier medio molecular, la SRS puede transferir una pequeña fracción de potencia de un campo óptico a otro, cuya frecuencia se reduce en una cantidad determinada por los modos de vibración del medio. Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, un fotón con energía $\hbar\omega_p$ se dispersa como un fotón de menor energía $\hbar\omega_s$ a través de una molécula. Durante este proceso, la molécula hace una transición a un estado vibracional mayor, como se muestra en la Figura 3.5. La luz incidente funciona como bombeo y genera la radiación de frecuencia desplazada, la onda de Stokes. Para campos de bombeo intensos, una vez que se genera la onda de Stokes espontánea, inicia este proceso y puede ocurrir el fenómeno no lineal de SRS, en el que la onda de Stokes crece rápidamente dentro del medio de tal manera que la mayor parte de la energía de bombeo se transfiere a él. La SRS se deriva de la propiedad de respuesta retardada de $\chi^{(3)}$.

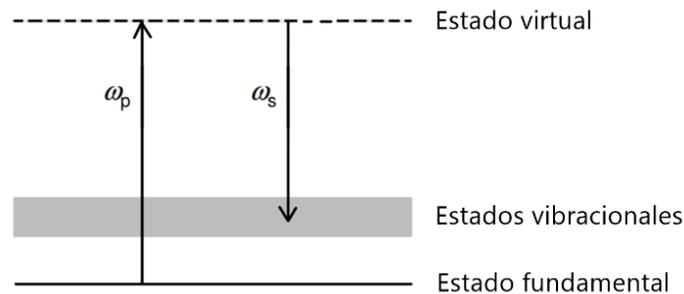


Figura 3.5. Ilustración de la dispersión espontánea de Raman desde el punto de vista de la mecánica cuántica. Un fotón se genera espontáneamente, después de que un fotón de bombeo excita la molécula a un estado virtual (banda gris).

El coeficiente de ganancia Raman (g_R) es la cantidad más importante para describir la SRS. La característica más significativa de la ganancia Raman en fibras ópticas estándar es que se extiende sobre un amplio rango de frecuencias (hasta 40 THz), con un amplio pico ubicado cerca de los 13 THz. Este comportamiento se debe a la naturaleza no cristalina del vidrio de sílice.

Dado que un pulso ultracorto puede tener un ancho de banda amplio, que abarque el ancho de banda de ganancia Raman, el pulso en sí mismo puede bombear y originar el proceso de SRS. La SRS que tiene lugar en un pulso de este tipo, se denomina esparcimiento Raman intrapulso, que induce un desplazamiento en el espectro del pulso hacia longitudes de onda mayores.

Este desplazamiento hacia el rojo puede entenderse en términos de la SRS. Los pulsos ultracortos tienen un ancho de banda lo suficientemente grandes para que la ganancia Raman pueda amplificar las componentes espectrales de baja frecuencia (rojo) del pulso, con componentes de alta frecuencia (azul) del mismo pulso que actúan como bombeo. Este proceso continúa a lo largo de la fibra y la energía de los componentes azules se transfiere continuamente a los componentes rojos. Esta transferencia de energía incrementa con la distancia, como se puede observar en la Figura 3.6, donde a pesar de considerar el efecto de dispersión, se observa un pequeño pico en longitudes de onda largas, que corresponde al corrimiento de frecuencias del esparcimiento Raman intrapulso.

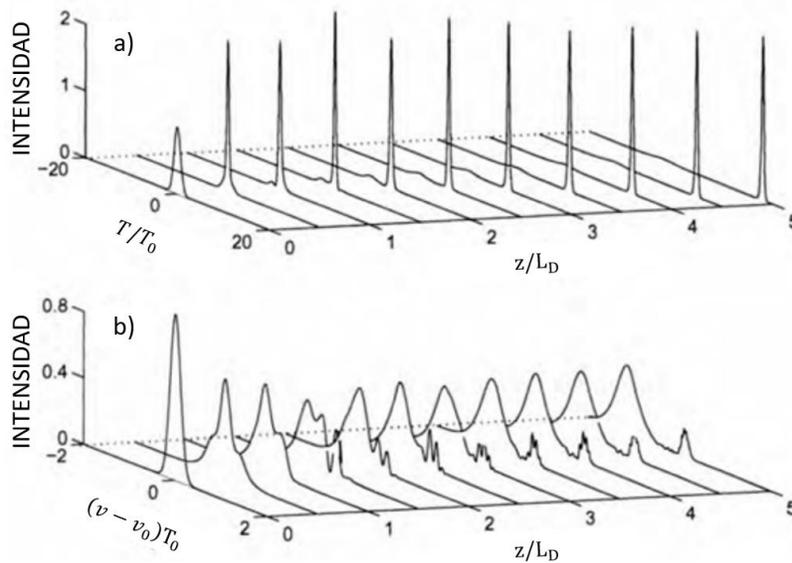


Figura 3.6. a) Evolución temporal y b) espectral de un pulso gaussiano en el régimen de dispersión anómala. El efecto dominante es el esparcimiento Raman intrapulso [13].

3.6 Auto sesgado (SS, Self-steepening)

SS resulta de la dispersión de la susceptibilidad de tercer orden, es decir, los componentes de frecuencia rojos experimentan en menor cantidad la no linealidad que los componentes de frecuencia azules. En el dominio del tiempo, SS puede pensarse como la dependencia de la intensidad de la velocidad de grupo: el pico del pulso se mueve a una velocidad más lenta que los extremos, lo que induce que el borde posterior del pulso se vaya inclinando a medida que el pulso se propaga [22,23], como se muestra en la Figura 3.7. En conjunto con la SPM, SS da como resultado

un ensanchamiento más pronunciado de los componentes de frecuencia azules en comparación con los rojos.

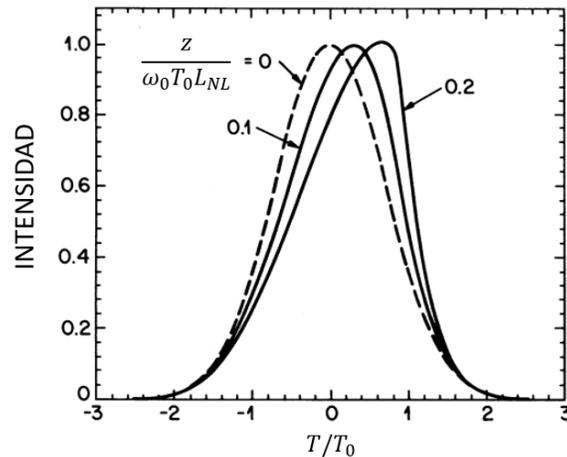


Figura3.7. Distorsión a causa de SS en el dominio del tiempo de un pulso gaussiano propagándose en una fibra óptica [13].

3.7 Conclusiones

Este capítulo se centró en describir brevemente los principales efectos no lineales que se presentan cuando un pulso corto lo suficientemente intenso se propaga a lo largo de una fibra óptica. Para analizar el efecto de cada fenómeno, se parte de las ecuaciones de Maxwell para obtener la ecuación no lineal de Schrödinger, que representa la propagación de un pulso dentro de una fibra óptica. se analiza la contribución lineal y no lineal de la polarización inducida, tomando en cuenta los parámetros correspondientes a una fibra óptica.

En conjunto con los fenómenos lineales descritos anteriormente, estos efectos se retroalimentan entre sí, afectando su fase, la amplitud de su campo eléctrico y su composición espectral, siendo así, los responsables del ensanchamiento espectral de un SC

3.8 Referencias

1. Diamant, P. (1990) Wave Transmission and Fiber Optics. Macmillan, New York.
2. Fedotov, A. B., Zheltikov, A. M., Tarasevitch, A. P., Alfimov, M. V., Ivanov, A. A., Golovan, L. A., ... & von der Linde, D. (2001). Controlled light localisation and nonlinear-optical interactions of short laser pulses in holey fibres. *Quantum Electronics*, 31(5), 387.
3. Shen, Y. R. (1984). Principles of nonlinear optics.
4. Schubert, M., & Wilhelmi, B. (1986). Nonlinear optics and quantum electronics. *New York*.
5. Butcher, P. N., & Cotter, D. (1990). *The elements of nonlinear optics* (No. 9). Cambridge university press.
6. Agrawal, G. P. (2011). Nonlinear fiber optics: its history and recent progress. *JOSA B*, 28(12), A1-A10.
7. Dudley, J. M., & Taylor, J. R. (Eds.). (2010). *Supercontinuum generation in optical fibers*. Cambridge University Press.
8. Staels, V. W. S. Automodulación de fase.
9. Weber, M. J., Milam, D., & Smith, W. L. (1978). Nonlinear refractive index of glasses and crystals. *Optical Engineering*, 17(5), 175463.
10. Stolen, R. H., & Lin, C. (1978). Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Physical Review A*, 17(4), 1448.
11. García, A. G. (2007). Análisis de Atenuación, Dispersión y Automodulación de Fase en Sistemas de Comunicaciones de Único Canal por Fibra Óptica a 10 Gb/s. *Centro de Investigaciones en Optica, AC*, Guanajuato, México.
12. Akhmanov, S. A., Khokhlov, R. V., & Sukhorukov, A. P. (1972). Laser Handbook, vol. 2. *Eds FT Arecchi, EO Schulz-Dubois, Amsterdam: North-Holland*.
13. Agrawal, G. P. (2000). Nonlinear fiber optics. In *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century* (pp. 195-211). Springer, Berlin, Heidelberg.
14. Chraplyvy, A. R., & Stone, J. (1984). Measurement of crossphase modulation in coherent wavelength-division multiplexing using injection lasers. *Electronics letters*, 20(24), 996-997.
15. Alfano, R. R., Li, Q. X., Jimbo, T., Manassah, J. T., & Ho, P. P. (1986). Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse. *Optics letters*, 11(10), 626-628.
16. Islam, M. N., Mollenauer, L. F., Stolen, R. H., Simpson, J. R., & Shang, H. T. (1987). Cross-phase modulation in optical fibers. *Optics letters*, 12(8), 625-627.
17. Agrawal, G. P., Baldeck, P. L., & Alfano, R. R. (1989). Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers. *Physical Review A*, 40(9), 5063.
18. Sauter, E. G. (1996). *Nonlinear optics* (Vol. 44). John Wiley & Sons.
19. Zhang, J., Li, Q., Pan, W., Luo, S. Y., & Chen, Y. L. (2001). Self-induced phase matching in stimulated four-wave mixing in a nonbirefringent single-mode optical fiber. *Optics Letters*, 26(4), 214-216.
20. Sharping, J. E., Fiorentino, M., Coker, A., Kumar, P., & Windeler, R. S. (2001). Four-wave mixing in microstructure fiber. *Optics letters*, 26(14), 1048-1050.
21. Shen, Y. R. (1984). *Principles of nonlinear Optics*, John Wiley, New York, 1984.
22. Ghosh, R., Kumar, A., & Meunier, J. P. (1999). Waveguiding properties of holey fibres and effective-V model. *Electronics Letters*, 35(21), 1873-1875.
23. Tzoar, N., & Jain, M. (1981). Self-phase modulation in long-geometry optical waveguides. *Physical Review A*, 23(3), 1266.

CAPÍTULO 4

Elementos para caracterizar una fuente de luz supercontinua implementando una fibra de cristal fotónico

La implementación de la fuente de supercontinuo (SC) que proponemos en el proyecto requiere de diversos elementos que demandan satisfacer ciertos criterios de operación para obtener resultados óptimos, estos componentes son: una fuente de bombeo con alta intensidad, una lente u objetivo de microscopio para focalizar el haz de la fuente en la fibra óptica, una placa retardadora para manipular la polarización y una fibra de cristal fotónico que se utiliza como medio no lineal. En este capítulo se estudian las características y el papel que juega cada uno de estos elementos en la generación de SC.

4.1 Fuente de bombeo

Como se mencionó en el capítulo 2, para para la generación de SC es necesario contar con una fuente de bombeo altamente intensa, es decir, cuya potencia pico sea muy grande. Un láser nos permite obtener un haz de luz colimado con una gran intensidad.

Cualquier láser contiene al menos tres elementos fundamentales: un medio activo, un sistema de bombeo y una cavidad. El medio activo es el material (sólido, líquido o gaseoso) que emite la luz. Para que emita luz el medio activo hay que excitarlo de alguna manera, del mismo modo que el filamento de una bombilla necesita de una corriente eléctrica que pase por él; ese es el papel del sistema de bombeo, el cual puede consistir de otro láser, una corriente (o descarga eléctrica) o una reacción química, dependiendo del tipo de láser. El medio activo se coloca entre dos espejos que forman una cavidad resonante, esto es, la luz se refleja entre dos espejos y se amplifica cada vez que pasa por el medio activo. Uno de los espejos es semi-reflectante, por lo que parte de la luz amplificada se transmite fuera de la cavidad resonante en forma de haz [1-3].

De acuerdo al tipo de operación de los láseres, estos se pueden clasificar de la siguiente forma:

- Láser de onda continua: el láser se bombea continuamente y emite luz de forma continua, es decir, que tiene una potencia de haz media estable.
- Láser pulsado: emiten luz en forma de pulsos ópticos de cierta duración temporal, presentando patrones periódicos de repetición.

Para una obtener fuente pulsada, existen diversos métodos a considerar que influyen en las propiedades del pulso a generar, como su duración temporal, energía, frecuencia de repetición y longitud de onda de operación, por lo que existen diferentes tipos de láseres pulsados. De forma muy general, a los láseres pulsados podemos clasificarlos en dos tipos, Q-switch y amarre de modos. Los láseres de Q-switch se caracterizan por emitir pulsos intensos de luz del orden de nanosegundos, mientras que los de amarre de modos, se caracterizan por generar pulsos cortos y ultracortos de luz, del orden de picosegundos o femtosegundos.

El tipo de láser utilizado en nuestro esquema experimental es del tipo Q-switch, el cual produce pulsos intensos de luz al modular el factor Q de la cavidad [4]. Este factor es una cantidad que mide la capacidad de una cavidad óptica para almacenar energía electromagnética dentro de ella, es proporcional a la relación entre la cantidad de energía almacenada como ondas estacionarias, y la energía perdida de la onda durante el viaje entre los espejos del láser [5]. La Figura 4.1 muestra como ilustración el tipo de modulación y las condiciones requeridas para la emisión de pulsos en los láseres de Q-switch.

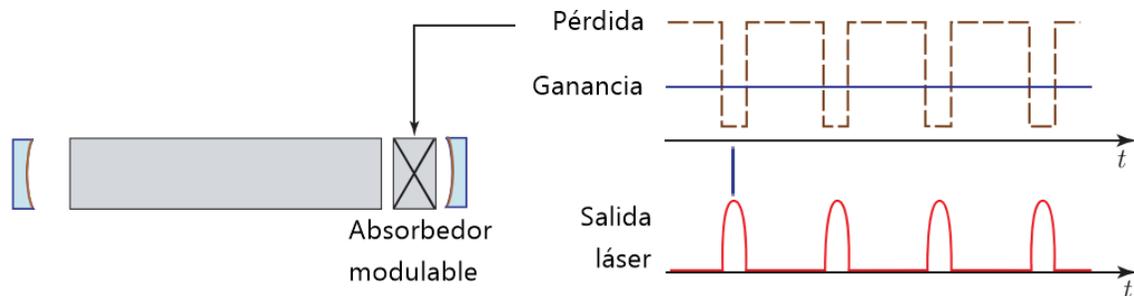


Figura 4.1. Láser del tipo Q-switch. Durante el ciclo activo de la señal rectangular existe una mayor pérdida en la cavidad, y consecuentemente la energía se acumula en el medio activo. Al generar las condiciones y satisfacer que la ganancia sea mayor a las pérdidas, la energía se libera de la cavidad en forma de pulso [6].

4.2 Lentes y objetivo de microscopio

Una lente óptica consta de un medio transparente, donde la luz atraviesa el material sin problema afectando únicamente su dirección de propagación. El propósito de la lente es modificar la trayectoria de la luz incidente, de manera que posterior a la lente esta se enfoque (lentes convergentes) o se disperse (lentes divergentes). Las lentes convergentes suelen ser utilizadas en diversas aplicaciones, incluyendo colimar un haz, filtrado espacial y para el acoplamiento de la luz en una fibra óptica [7-10].

Si un haz de luz colimado llega a una lente delgada, la distancia focal f es la distancia desde el centro de la lente hasta el punto focal detrás de ella. Según la óptica geométrica, este foco es un punto donde toda la luz se encuentra acumulada; sin embargo, la difracción determina que dicho foco es en realidad una mancha, cuyo diámetro generalmente se conoce como tamaño de la cintura o tamaño de la mancha (*Spot size*). La Figura 4.2 ilustra el tamaño de cintura de un haz colimado al cruzar por una lente convergente.

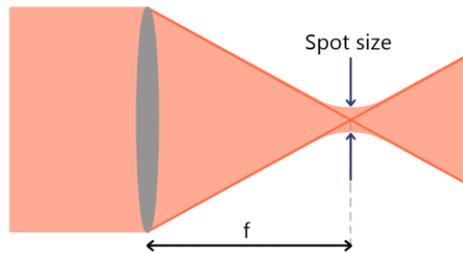


Figura 4.2. Tamaño de cinturilla de un haz monocromático colimado que pasa a través de una lente convergente.

El tamaño mínimo de la cintura que puede tener un haz en el punto focal, el cual es limitado por difracción y su ecuación corresponde a la siguiente expresión:

$$\phi_{spot} = \frac{4\lambda f}{\pi D}, \quad (4.1)$$

donde D es el diámetro del haz colimado incidente en la lente, λ la longitud de onda del haz de entrada y f la distancia focal de la lente.

Un componente óptico que puede contener una lente o una combinación de lentes con otros elementos ópticos es el objetivo de microscopio, y su uso se puede extender al acoplamiento de un haz de luz láser en una fibra óptica. Generalmente se utiliza en un microscopio, para formar una

imagen real, invertida y magnificada de un objeto pequeño [11]. Sin embargo, también encuentran aplicaciones en telescopios, cámaras fotográficas y proyectores.

Como en el caso de las lentes, cuando se utiliza un objetivo de microscopio para focalizar un haz de luz, se obtiene un tamaño de cinturilla, en lugar de un foco puntual. Durante el desarrollo de este proyecto, se analizaron los valores para el tamaño de cinturilla de tres lentes distintas y un objetivo de microscopio utilizando la ecuación 4.1. La tabla 4.1 muestra los resultados obtenidos para dicho análisis considerando una longitud de onda (λ) de 1064 nm y el valor máximo de diámetro de haz colimado que puede ingresar en cada lente como D .

Nombre lente u objetivo de microscopio	Distancia focal f (mm)	Diámetro máximo de haz colimado (mm)	Tamaño de mancha (μm)
Lente A260TM-C (Thorlabs)	15.44	5.00	4.18
Lente A110TM-C (Thorlabs)	6.30	5.00	1.71
Lente A397TM-C	11.18	6.59	2.30
Objetivo de microscopio RMS20x-PF (Olympus)	9.00	9.00	1.35

Tabla 4.1. Valores obtenidos para el tamaño de mancha de distintas lentes.

4.3 Placa retardadora de media onda

Los elementos ópticos conocidos como retardadores permiten cambiar el estado de polarización de una onda incidente. En principio, el modo de operación de un retardador es sencillo, un nuevo estado de polarización es causado por un retardo de fase de un componente de polarización respecto al otro [12]. Al transmitirse la luz por el retardador, la fase relativa de las dos componentes de polarización es diferente al de su fase inicial y, por lo tanto, el campo resultante también es diferente, por lo que cambia el estado de polarización [13]. Gracias a los retardadores, es posible manipular el estado de polarización de la luz incidente y con un arreglo adecuado de retardadores, es posible generar cualquier estado de polarización.

Cuando una onda monocromática plana incide sobre un cristal uniaxial, como la calcita, generalmente se divide en dos, emergiendo un haz ordinario y otro extraordinario, como se muestra en la Figura 4.3. Este efecto, llamado birrefringencia, se debe a que las propiedades del material, no

son iguales en todas direcciones, por lo tanto, la velocidad de la luz depende de su plano de polarización y de su dirección de propagación a través del material [14,15]. Un cristal uniaxial cuenta con un eje óptico, el cual hace referencia a la dirección de propagación en la que los haces resultantes de la birrefringencia siguen el mismo camino.

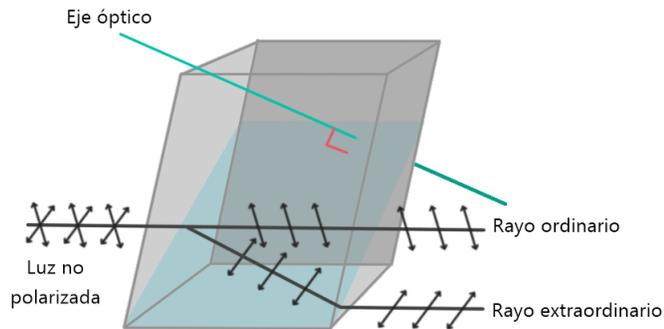


Figura 4.3. Un haz de luz con componentes ortogonales en su polarización incide en un cristal de calcita, obteniendo un rayo ordinario y uno extraordinario.

El haz ordinario resultante de la birrefringencia sigue las leyes normales de la refracción y propaga las componentes de polarización del haz de entrada perpendiculares al eje óptico, mientras que el haz extraordinario tiene una velocidad y un índice de refracción variables y propaga las componentes paralelas al eje óptico.

Es posible entonces, cortar y pulir un cristal de calcita para que su eje óptico sea perpendicular a las superficies frontal y posterior para obtener una placa, como ilustra la Figura 4.4. De manera que al incidir una onda dicho cristal, las componentes ortogonales del haz se vean desfasadas mientras siguen la misma dirección, debido a la diferencia de propagación entre los haces ordinario y extraordinario.

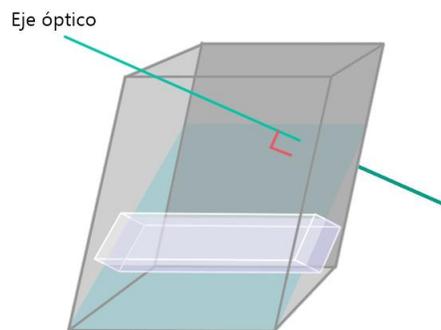


Figura 4.4. Corte de un cristal de calcita de manera que dos caras opuestas sean perpendiculares al eje óptico del cristal.

Tras viajar por una placa de espesor l , el haz resultante es la superposición de los rayos ordinario y extraordinario, que ahora tienen una diferencia de fase relativa $\Delta\phi$, de ahí proviene que a estas placas se les llame placas retardadoras. La ecuación 4.2 presenta la diferencia de fase relativa entre el rayo ordinario y extraordinario, a partir de su diferencia en camino óptico:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} l(|n_o - n_e|), \quad (4.2)$$

donde n_o y n_e son los índices de refracción del haz ordinario y extraordinario, respectivamente.

El estado de polarización de la luz emergente depende evidentemente de las amplitudes de los componentes del campo entrante y, por supuesto, de $\Delta\phi$.

Una placa que provoca una diferencia de fase relativa de π radianes o 180° (que equivale a un cambio de $\lambda/2$ en el camino óptico) entre el rayo ordinario y extraordinario se conoce como placa retardadora de media onda o placa de $\lambda/2$ (HWP, *Half-Wave Plate*).

La Figura 4.5 ilustra un haz con polarización lineal separado en componentes ortogonales x y y , propagándose en dirección z .

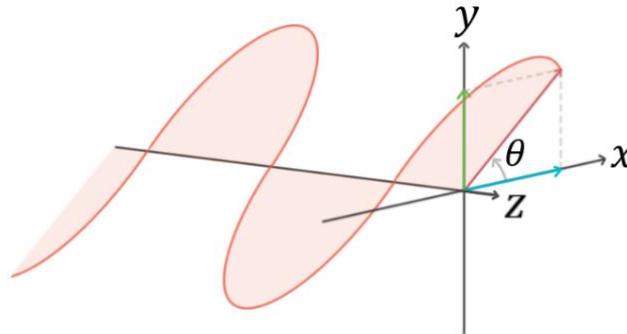


Figura 4.5. Un haz de luz polarizado linealmente a un ángulo θ que viaja en dirección z separado en dos componentes ortogonales x (azul) y y (verde), para un valor de z fijo.

Las componentes x y y pueden representar las componentes en que se descompone un haz al incidir en una placa retardadora. Si relacionamos el haz ordinario con la componente x y el haz extraordinario con y , a la salida de la placa retardadora, la componente y sufre un desfase relativo de π . En la Figura 4.6 se muestra el vector que corresponde al cambio de fase que presenta el componente y respecto al componente x , además del vector resultante de estas componentes, que indica el cambio que sufre la polarización al salir de la placa. Podemos notar que la polarización sufre una rotación de 2θ respecto a su estado inicial.

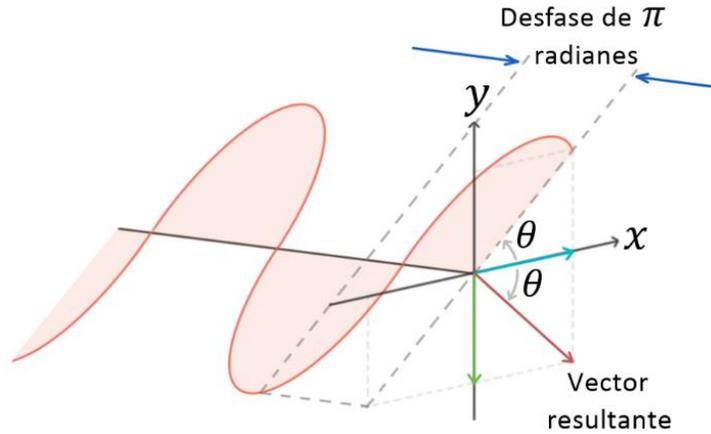


Figura 4.6. Dirección de polarización resultante al hacer incidir un haz de luz polarizado linealmente en una placa retardadora de media onda.

Otra manera de analizar el efecto de una HWP es haciendo uso de la representación de Jones, que permite describir el estado de la polarización de la luz. Para conocer la representación de Jones es necesario partir de las ecuaciones 4.3 y 4.4, ya que una onda plana se puede representar de la forma:

$$E_x(z, t) = E_{0x}e^{i(\omega t - kz + \phi_x)}, \quad (4.3)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y}e^{i(\omega t - kz + \phi_y)}. \quad (4.3)$$

Acomodando las ecuaciones 4.3 y 4.4 en una matriz de tamaño 2x1 se obtiene:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i(\omega t - kz + \phi_x)} \\ E_{0y}e^{i(\omega t - kz + \phi_y)} \end{pmatrix} = e^{i(\omega t - kz)} \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\phi_x} \\ E_{0y}e^{i\phi_y} \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

La matriz que contiene los términos $E_{0x}e^{i\phi_x}$ y $E_{0y}e^{i\phi_y}$ es llamada la matriz columna de Jones o vector de Jones, representa la amplitud y la fase del campo eléctrico en las direcciones x y y [16,17].

En el cálculo de Jones, para representar un elemento óptico se utiliza una matriz 2x2 y la matriz de transferencia general para un sistema se obtiene multiplicando todas las matrices de elementos individuales y el estado de polarización de la luz transmitida se calcula multiplicando el vector que representa el haz de entrada por la matriz general de transferencia [18].

Como ya describimos anteriormente, cuando un haz de luz se propaga en un cristal birrefringente, se presenta una superposición de haces ortogonalmente polarizadas que viajan en el eje ordinario y extraordinario. Las placas retardadoras se cortan de manera que la luz incidente sea perpendicular al eje óptico (como Figura 4.4).

El estado de polarización de un haz se puede modificar utilizando una placa retardadora. La Figura 4.7 muestra un haz de luz que incide normalmente en una placa retardadora y se propaga a lo largo del eje z con un estado de polarización general que se puede representar como:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

donde V_x y V_y son dos números complejos que representan las amplitudes del campo complejo a lo largo de x y y .

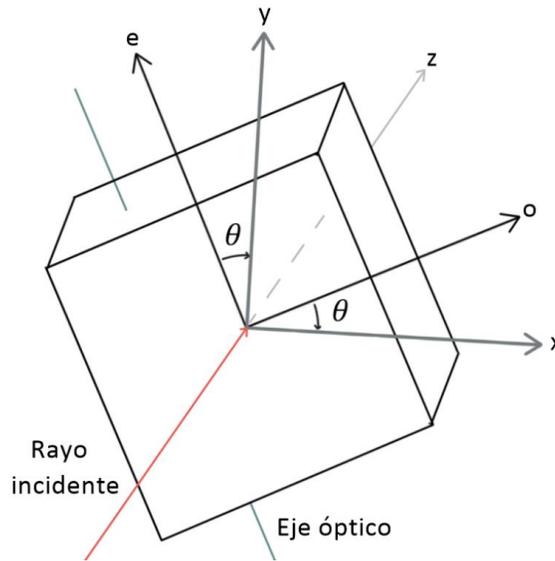


Figura 4.7. Una placa retardadora rotada un ángulo θ respecto al eje z . Los ejes e y o corresponden a los ejes extraordinario y ordinario, respectivamente.

Para determinar cómo se propaga el haz a través de la placa retardadora, es necesario hacer una transformación de coordenadas que nos permita obtener una combinación lineal de los haces ordinario y extraordinario:

$$\begin{pmatrix} V_o \\ V_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

donde V_o y V_e son los componentes ordinario y extraordinario del vector de polarización \mathbf{V} , respectivamente. Debido a que estas componentes se propagan con distinta velocidad de fase, presentan una diferencia de fase conforme se propagan en el cristal birrefringente. Este desfase cambia la polarización del haz de salida.

El estado de polarización del haz de salida en el sistema de coordenadas del cristal está dado entonces por:

$$\begin{pmatrix} V_o' \\ V_e' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-\frac{in_o 2\pi l}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{in_e 2\pi l}{\lambda}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_o \\ V_e \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Considerando que la expresión 4.8 representa el cambio de fase medio:

$$\phi = (n_o + n_e) \frac{\pi l}{\lambda}. \quad (4.8)$$

Es posible reescribir la expresión 4.7 de la forma:

$$\begin{pmatrix} V_o' \\ V_e' \end{pmatrix} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\Delta\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\phi/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_o \\ V_e \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

Para obtener el vector de Jones del estado de polarización del haz de salida en el sistema de coordenadas x y es necesario realizar nuevamente una transformación de coordenadas:

$$\begin{pmatrix} V_x' \\ V_y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_o' \\ V_e' \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Combinando las expresiones 4.6, 4.9 y 4.10, se obtiene la matriz de Jones de una placa retardadora:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\Delta\phi}{2}} \cos^2 \theta + e^{\frac{i\Delta\phi}{2}} \text{sen}^2 \theta & -i \text{sen} \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \text{sen}(2\theta) \\ -i \text{sen} \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \text{sen}(2\theta) & e^{-\frac{i\Delta\phi}{2}} \text{sen}^2 \theta + e^{\frac{i\Delta\phi}{2}} \cos^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

El factor de fase general $e^{-i\phi}$ solo es importante cuando el haz de salida se combina coherentemente con otro campo, por lo que no se considera [19].

Una HWP presenta una diferencia de fase relativa de $\Delta\phi=\pi$. Sustituyendo en 4.11 y dejando fuera los factores irrelevantes, se obtiene que la matriz de Jones de una HWP tiene la forma:

$$\mathbf{W}_{HWP} = \begin{pmatrix} \cos(2\theta) & \text{sen}(2\theta) \\ \text{sen}(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{pmatrix}. \quad (4.12)$$

La expresión 4.13 presenta una forma en la que se puede representar un haz polarizado linealmente:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

El vector de Jones resultante al hacer incidir un haz polarizado linealmente en una HWP se obtiene multiplicando las expresiones 4.12 y 4.13:

$$\mathbf{V}' = \begin{pmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\theta) \\ \sin(2\theta) \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Considerando que el ángulo del vector resultante estará dado por:

$$\theta' = \tan^{-1} \left(\frac{V'_y}{V'_x} \right) = 2\theta, \quad (4.15)$$

Como en el análisis anterior, podemos notar que la polarización sufre una rotación de 2θ respecto a su estado inicial.

La característica más importante de la HWP es que rota el estado de polarización de la luz incidente de tal forma que una polarización lineal con orientación arbitraria puede ajustarse para coincidir con una orientación específica al rotar la HWP. En el arreglo experimental de la fuente de SC, el láser de Q-switch emite un haz de luz con polarización lineal, y la HWP será utilizada para orientar la dirección de la polarización lineal del láser y hacerla coincidir con el eje óptico de operación de la fibra microestructurada.

4.4 Fibra óptica de cristal fotónico

Las fibras ópticas permiten transmitir información en forma de pulsos ópticos a lo largo de grandes distancias a velocidades excepcionalmente altas, son uno de los principales éxitos tecnológicos del siglo XX [20]. Esta tecnología se ha desarrollado a un ritmo increíble, desde las primeras guías de onda monomodo con bajas pérdidas en 1970, a ser componentes clave de la sofisticada red mundial de telecomunicaciones. Sin embargo, las fibras ópticas también encuentran aplicaciones en campos no relacionados con las telecomunicaciones, como la medicina y la ingeniería, entre otras. Las fibras ópticas modernas representan un equilibrio cuidadoso entre pérdidas ópticas, no linealidad, dispersión de velocidad de grupo y efectos de polarización. Tras cincuenta años de investigación, se han mejorado las capacidades del sistema y la tecnología de fabricación de fibras casi al máximo.

El interés de investigadores e ingenieros en diversos laboratorios, desde los años 80, se vio atraído por la capacidad de generar estructuras en materiales a una escala comparable con la longitud de onda óptica, es decir, una fracción de micrómetros o menos, para desarrollar un nuevo medio óptico, conocido como cristal fotónico. Los cristales fotónicos se basan en una microestructura morfológica regular, incorporada en el material, la cual afecta radicalmente sus propiedades ópticas [21]. Representan una extensión de los resultados obtenidos para semiconductores en la óptica. De

hecho, la estructura de banda de los semiconductores es el resultado de las interacciones entre electrones y las variaciones periódicas de potencial creadas por la red cristalina. Resolviendo la ecuación de onda de Schrödinger para un potencial periódico, se obtienen estados de energía de los electrones separados por bandas prohibidas. Se pueden obtener bandas fotónicas prohibidas (PBG, *Photonic Bandgap*) en cristales fotónicos, donde la variación periódica en la constante dieléctrica, es decir, en el índice de refracción, sustituyen las variaciones en el potencial eléctrico, así como la ecuación de onda clásica para el campo magnético reemplaza la ecuación de Schrödinger [22].

En 1991 surgió la idea de que la luz podría quedar atrapada dentro de un núcleo hueco de una fibra óptica, mediante la creación de un cristal fotónico bidimensional en el revestimiento. Con un diseño correcto, el revestimiento de cristal fotónico que se extiende a lo largo de la fibra óptica puede evitar el escape de la luz del núcleo hueco. Estas fibras ópticas fueron llamadas fibras de cristal fotónico (PCF, *Photonic Crystal Fiber*), ya que se basan en las propiedades inusuales de los cristales fotónicos.

La primera fibra óptica con estructura de cristal fotónico fue reportada en 1995 [23]. La Figura 4.8 muestra el diseño ideal que presentaba esta fibra. A pesar de ser un aporte importante al no tener un núcleo hueco, el confinamiento óptico no dependía de una PBG.

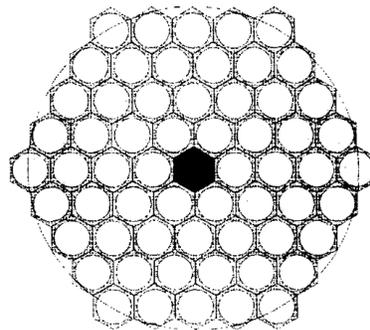


Figura 4.8. Esquema ideal de la sección transversal de la primera PCF con estructura de cristal fotónico de patrón hexagonal ideal de huecos y un núcleo sólido [19].

Las primeras PCFs tenían pérdidas muy grandes, debido a la ausencia de elementos dopantes y un núcleo de sílice con un área aproximadamente diez veces mayor que el de una fibra óptica monomodo (SMF, *Single Mode Fiber*), permitiendo así un incremento correspondiente en los niveles de potencia óptica. Las primeras PCFs de núcleo sólido formaban una guía de ondas monomodo, es decir, solo se propaga el modo fundamental, en un rango de longitudes de onda.

El primer reporte de una PCF de núcleo hueco fue en 1999, en la cual el confinamiento fue debido a una PBG bidimensional completa [24]. En la Figura 4.9 se presenta la sección transversal de un extremo de esta fibra. El mecanismo de guiado de la PBG en esta fibra era muy robusto, ya que la luz permanecía confinada dentro del núcleo hueco, incluso si la fibra se curvaba de manera pronunciada. Sin embargo, presentaba una alta sensibilidad a las pequeñas fluctuaciones en la geometría de la fibra, por ejemplo, a variaciones en el tamaño de los agujeros.

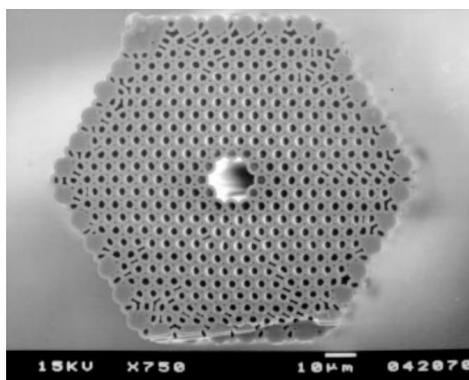


Figura 4.9. Microscopía de barrido electrónico del corte transversal de un extremo de la primera PCF de núcleo hueco [24].

Las técnicas iniciales de producción de PCFs se enfocaban en la tarea de hacer longitudes de fibra relativamente cortas para hacer ciencia básica, pero muchos equipos de investigación trabajaron arduamente para optimizar sus técnicas de producción con el fin de aumentar las longitudes y reducir las pérdidas.

Como se ya se mencionó, es posible utilizar un cristal fotónico bidimensional como el recubrimiento de una fibra. Eligiendo un material con un índice de refracción mayor que el índice efectivo del recubrimiento, se obtienen fibras ópticas conocidas como PCFs de guiado por índice. Estas fibras guían la luz a través de una clase de reflexión total interna (TIR, *Total Internal Reflection*), llamada TIR modificada. Una característica general de este tipo de PCFs es que cuentan con un núcleo sólido.

El comportamiento monomodal de las primeras PCFs de núcleo sólido se puede explicar considerando la red de agujeros de aire como un filtro modal o colador [25]. Dado que la luz es evanescente en el aire, los orificios de aire actúan como fuertes barreras, son la red del colador. El campo del modo fundamental que encaja en el núcleo de sílice con un solo lóbulo de diámetro entre valores cero de un valor aproximado a 2Λ (siendo Λ el espacio entre agujeros), es el grano de arroz que no puede escapar a través del colador, siendo demasiado estrechos los espacios de sílice entre

los agujeros de aire pertenecientes al primer anillo alrededor del núcleo. Las dimensiones de los lóbulos para los modos de orden superior son más pequeñas, por lo que pueden escaparse entre los espacios. La fracción de aire del revestimiento de cristal fotónico puede expresarse como la relación d/λ (siendo d el diámetro de los agujeros de aire). Cuando esta relación aumenta, los modos sucesivos de orden superior quedan atrapados. Un diseño geométrico de la sección transversal de la fibra óptica garantiza que solo se guíe el modo fundamental, en las PCFs con patrón triangular, esto ocurre generalmente para $d/\lambda < 0.4$ [26,27]. Explorando esta propiedad, es posible diseñar fibras de área modal muy grande, que pueden emplearse con éxito para aplicaciones de alta potencia, amplificadores y láseres.

Por el contrario, las PCFs que presentan un núcleo hueco, son conocidas como PCFs de brecha fotónica. En este caso, no se satisface el principio de TIR modificado para guiar la luz, ya que, el núcleo de aire tiene un índice de refracción menor al del revestimiento. La luz se confina en el interior del núcleo de aire, ya que la cubierta microestructurada impide la propagación a través de la misma mediante el efecto de PBG [28]. Dado que únicamente una pequeña fracción de la luz se propaga por el cristal (5% aproximadamente), el efecto de las no linealidades del material se reduce significativamente, pero tienen como ventaja que minimiza las pérdidas [29]. Estas fibras encuentran aplicaciones en compresión de pulsos ópticos y en la implementación de sensores.

Gracias a la gran variedad de arreglos de huecos de aire, las PCFs ofrecen una amplia posibilidad de controlar el contraste en el índice de refracción entre el núcleo y el revestimiento de cristal fotónico y, como consecuencia, ofrecen propiedades ópticas únicas. Esto permite que puedan encontrar aplicación en áreas muy diversas de la ciencia y la tecnología. Debido a que las PCFs de brecha fotónica van más allá del alcance de este proyecto, se continuará analizando únicamente las propiedades de las PCFs de guiado por índice.

Las PCF de guiado por índice, con una región de vidrio sólido con un arreglo de agujeros de aire, ofrecen muchas oportunidades, incluso para aplicaciones no relacionadas fundamentalmente con fibras ópticas. Estas oportunidades se relacionan con propiedades especiales de los revestimientos de cristal fotónico, las cuales se deben al gran contraste en el índice de refracción y la naturaleza bidimensional de la microestructura, afectando así la birrefringencia, la dispersión, el tamaño mínimo de núcleo, el número de modos guiados y la apertura numérica (NA, *Numerical Aperture*).

Las fibras birrefringentes, donde los dos modos polarizados ortogonalmente transportados en una fibra monomodo se propagan a diferentes velocidades, se utilizan para mantener los estados de

polarización en dispositivos ópticos y subsistemas. Los modos guiados se vuelven birrefringentes si la microestructura central se hace deliberadamente doblemente simétrica. Cambiando ligeramente la geometría de los huecos de aire, es posible producir niveles de birrefringencia que superan el rendimiento de la fibra birrefringente convencional en un orden de magnitud. Las fibras ópticas tradicionales que mantienen la polarización, contienen al menos dos tipos de vidrio distinto, cada uno con un coeficiente de expansión térmico. Cabe destacar que la birrefringencia que se obtiene con las PCFs es altamente insensible a cambios en la temperatura, característica importante en muchas aplicaciones.

La tendencia de las diferentes longitudes de onda a viajar a diferentes velocidades es un factor crucial en el diseño de sistemas para telecomunicaciones. Una secuencia de pulsos cortos lleva información digital. Cada pulso conforma una envolvente de longitudes de onda y, como resultado de la dispersión cromática, se ensancha conforme se propaga, reduciendo así la intensidad de la señal. La magnitud de la dispersión cambia con la longitud de onda, como lo indica la ecuación 2.4.

La Figura 4.10 a) presenta el índice de grupo de una PCF y la Figura 4.10 b) muestra la dispersión obtenida a partir del índice de grupo. La fibra fue amablemente proporcionada por el Laboratorio de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia, donde fue fabricada. Esta fibra presenta una dispersión cero para una longitud de onda de 946.80 nm; como se mencionó en el Capítulo 2, las longitudes de onda por debajo de este valor se encontrarán dentro del régimen de dispersión normal y los valores por encima pertenecen al régimen de dispersión anómala. En las fibras ópticas convencionales, la longitud de onda correspondiente a la dispersión cero tiene un valor de 1300 μm .

En PCFs, la dispersión puede ser controlada y ajustada con una libertad sin precedentes. De hecho, gracias a la gran diferencia de índice de refracción de la sílice y el aire, y a la flexibilidad de cambiar los patrones y los tamaños de los agujeros, es posible obtener una gama mucho más amplia en el comportamiento de la dispersión para las PCFs en comparación con la fibra estándar.

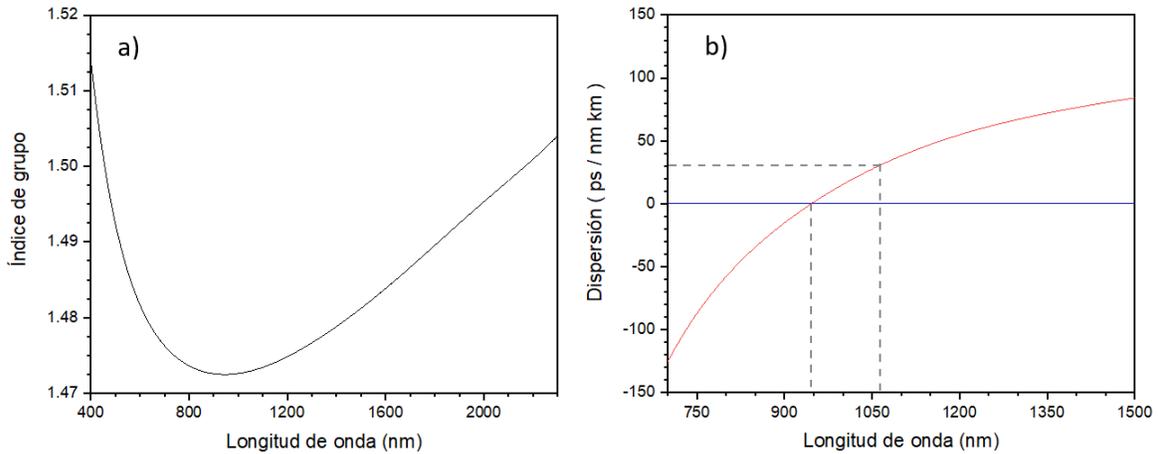


Figura 4.10. a) Índice de grupo y b) dispersión (rojo) de una PCF de núcleo sólido amablemente proporcionada por el laboratorio de fibras ópticas de la Universidad de Valencia.

Por ejemplo, la Figura 4.11 muestra cómo conforme los agujeros de aire son más grandes, el núcleo de la PCF se aísla más y más, hasta parecerse a una hebra aislada de vidrio suspendido por seis delgadas redes de vidrio. Si la estructura por completo se hace muy pequeña, la longitud de onda de dispersión cero se puede desplazar a la izquierda, hacia el espectro visible, ya que la dispersión de la velocidad de grupo se ve radicalmente afectada por la dispersión pura de la guía de onda.

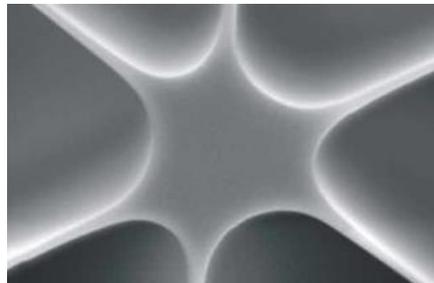


Figura 4.11. Microscopía del núcleo de una PCF altamente no lineal, caracterizada por un núcleo pequeño y agujeros grandes [30].

Por el contrario, una curva de dispersión más plana se puede obtener para ciertos rangos de longitud de onda en las PCF con agujeros de aire pequeños, esto es, una fracción de aire pequeña.

Otra propiedad atractiva de las PCFs de núcleo sólido es que se pueden obtener contrastes de índice efectivo mucho más altos que en las fibras ópticas convencionales haciendo orificios grandes de aire o reduciendo la dimensión del núcleo, de modo que la luz entre en el núcleo de la sílice. De esta forma se puede alcanzar un fuerte confinamiento del modo guiado, lo que conduce a efectos no lineales mejorados, debido a la alta intensidad de campo en el núcleo. Además, muchos

experimentos no lineales requieren propiedades de dispersión específicas de las fibras ópticas. Como consecuencia, las PCFs pueden utilizarse con éxito para realizar dispositivos no lineales de fibra óptica, con una dispersión adecuada y esta es actualmente una de sus aplicaciones más importantes. Un ejemplo crucial es la generación de supercontinuo (SC), que es la formación de amplios espectros continuos por la propagación de pulsos de alta potencia a través de medios no lineales, como se ha descrito anteriormente. Dado que los efectos no lineales involucrados en el ensanchamiento espectral dependen en gran medida de la dispersión del medio, un diseño adecuado de las propiedades de dispersión puede reducir significativamente los requisitos de potencia. De hecho, los espectros más amplios se pueden obtener cuando los pulsos de bombeo se ubican cerca de la longitud de onda de dispersión cero del medio no lineal, dentro del régimen de dispersión anómala.

Cambiando las características geométricas de la sección transversal de la fibra, es posible diseñar PCFs con propiedades completamente diferentes, como una gran área modal. (LMA, *Large Mode Area*) Típicamente, la sección transversal de este tipo de fibras, llamadas PCF de área modal grande, consta de una red triangular de agujeros de aire donde el núcleo está definido por un agujero faltante de aire. El diámetro de la PCF puede ser definido como, $d_{\text{núcleo}} = 2\Lambda - d$, que corresponde a la distancia entre los agujeros de aire de los bordes opuestos en la región del núcleo. Cuando $d/\Lambda < 0.4$, la PCF triangular es monomodo para cualquier longitud de onda [25,26]. En esta condición, es el tamaño del núcleo lo que determina la longitud de dispersión cero, diámetro del campo modal y la NA de la fibra. Las PCFs de LMA usualmente se utilizan para aplicaciones de alta potencia, ya que las limitaciones por daño a la fibra y por la no linealidad se reducen drásticamente. Además, las fibras de LMA se utilizan para aplicaciones en longitudes de onda cortas, es decir, en las bandas ultravioleta (UV) y el espectro visible, como la generación y el suministro de haces ópticos de alta potencia para soldadura, mecanizado, láseres y amplificadores ópticos, lo que proporciona una importante ventaja con respecto a las fibras ópticas tradicionales [31].

Las fibras ópticas activas para láseres y amplificadores son básicamente fibras de transmisión estándar cuya región central ha sido dopada con elementos de tierras raras. Debido a sus limitaciones de potencia, este tipo de fibra no es adecuada para aplicaciones de alta potencia, del orden de 1 W y superiores. Las fibras que soportan alta potencia suelen estar diseñadas con una estructura de doble revestimiento, donde una segunda región de bajo índice actúa como revestimiento para un gran núcleo de bombeo. En el centro del núcleo de bombeo se encuentra un

núcleo de señal mucho más pequeño. La Figura 4.12 ilustra un esquema de la sección transversal de estas fibras.

Respecto al diseño de núcleo de bombeo más tradicional, las fibras de doble revestimiento presentan un área de bombeo grande y una NA alta. Sin embargo, es importante destacar que, al considerar altas potencias, es necesario optimizar las características de la fibra como la NA, la dimensión del núcleo y la longitud de la fibra, para obtener un acoplamiento eficiente de la luz de bombeo, reducir los efectos no lineales, tener una alta conversión de la luz de bombeo y buenas propiedades térmicas.

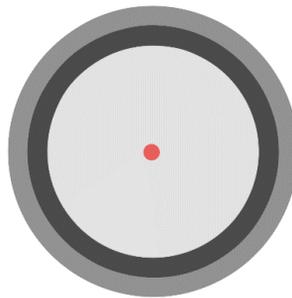


Figura 4.12. Esquema de la sección transversal de una fibra estándar de doble revestimiento con índice escalonado.

Ya que las estructuras de las PCFs pueden proporcionar guías de ondas monomodo con valores MFD superiores a $40\ \mu\text{m}$, las LMA PCF se pueden utilizar con éxito como fibras activas para aplicaciones de alta potencia. La Figura 4.13 presenta la PCF equivalente a la fibra de doble revestimiento de la Figura 4.12. Esta PCF consiste de una estructura LMA con un núcleo dopado dentro de una guía de bombeo de sílice-aire. En este tipo de PCFs es posible obtener valores muy grandes para la NA, ya que el contraste del índice de refracción es mucho mayor. Como consecuencia, la NA solo está limitada por el manejo práctico de las fibras, siendo el clivaje cada vez más desafiante para valores de NA por encima de 0.6. Además, la conductividad térmica mejora considerablemente en comparación con las fibras convencionales, porque la PCF está hecha solo de vidrio y aire, y no hay degradación de materiales. El límite para la densidad de potencia se establece solo por el umbral de daño de la sílice. Finalmente, la combinación de un gran diámetro de campo modal y una alta NA que ofrecen las PCFs hacen posible fabricar láseres y amplificadores con longitudes cortas de fibra, reduciendo drásticamente los efectos no lineales.

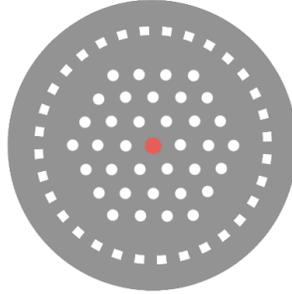


Figura 4.13. Esquema de la sección transversal de una PCF donde el núcleo activo monomodo está incrustado en una estructura LMA de sílice-aire.

Además de las propiedades de las fibras ópticas, existe un factor de gran importancia para cualquier dispositivo de fibra óptica, las pérdidas. En las fibras ópticas convencionales, las pérdidas se han reducido hasta llegar a un valor ligeramente menor a los 0.2 dB/km para una longitud de onda de aproximadamente 1550 nm en fibra óptica de sílice fundida. Este límite es importante, ya que establece la separación de los amplificadores en sistemas de comunicación de larga distancias y, por lo tanto, su costo.

La ecuación 4.16 expresa la pérdida óptica (α_{dB}), medida en dB/km, de las PCFs con una pérdida por confinamiento suficientemente reducida:

$$\alpha_{dB} = A/\lambda^4 + B + \alpha_{OH} + \alpha_{IR} , \quad (4.16)$$

donde A, B, α_{OH} y α_{IR} son el coeficiente de dispersión de Rayleigh, las pérdidas por imperfección, pérdidas por absorción de hidroxilos (OH) y pérdidas en el infrarrojo (IR), respectivamente. En las PCFs, las pérdidas principalmente se deben a la absorción de OH e imperfecciones [32].

La mayoría de las impurezas de OH parecen penetrar en la región central de una PCF durante su proceso de fabricación. Por lo que es útil un proceso de deshidratación para reducir las pérdidas por absorción de OH.

Otro problema importante son las pérdidas por imperfecciones, causadas principalmente por la rugosidad de la superficie de los orificios de aire. De hecho, durante el proceso de fabricación, las superficies de los orificios de aire pueden verse afectadas por pequeños arañazos o por contaminación. Si la rugosidad de la superficie es comparable con la longitud de onda de la luz, puede aumentar significativamente la pérdida por dispersión. Además, la fluctuación en el diámetro de la fibra durante el proceso de estirado puede causar una pérdida adicional por imperfecciones, si el tamaño del orificio de aire y el núcleo cambian a lo largo de la fibra.

Es importante destacar que el coeficiente de dispersión de Rayleigh en las PCFs es el mismo que en las fibras SMF estándar. Sin embargo, es mayor que el de una fibra con núcleo de sílice puro, aunque las PCFs están hechas de vidrio de sílice puro.

En sus inicios, las PCFs tenían pérdidas del orden de 0.24 dB/m [33] y se limitaba su longitud a unos cuantos metros. Las pérdidas ópticas de las PCFs se redujeron rápidamente a 1dB/km mejorando el proceso de fabricación [34-36]. En el año 2003, se reportó una PCF con pérdidas de 0.28 dB/km [37]. Las pérdidas ópticas de este tipo de fibras siguen siendo altas en comparación con las de SMF convencional. Sin embargo, no se espera que una PCF de núcleo sólido presente pérdidas significativamente menores que las fibras estándar.

Conclusiones

A lo largo de este capítulo se estudiaron elementos de gran utilidad al momento de proponer un sistema experimental que permita obtener una fuente de SC. Dentro de estos elementos se diferencian las fuentes de bombeo de acuerdo a su emisión, haciendo hincapié en la técnica Q-switching, que permite obtener pulsos de láser energéticos razonablemente cortos de luz. También se realizó la comparación de diferentes lentes y un objetivo de microscopio y su capacidad para focalizar un haz de luz. Además, se describió el efecto que tiene una placa retardadora de media onda en un haz polarizado. Por último, se presentan las variantes de una PCF y las principales propiedades que las convierten en un excelente medio no lineal en la generación de SC.

Referencias

1. Marconi, M. C. (1985). *Obtención de pulsos de alta potencia en radiación laser por medio de un nuevo método en la conmutación de la cavidad de oscilación* (Doctoral dissertation, Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales).
2. Bachs, L., Cuesta, J., & Careles, N. (1988). *Aplicaciones industriales del láser* (Vol. 19). Marcombo.
3. González, É. (2003). *El láser: principios básicos*. Universidad Santo Tomas.
4. Kovacs, M. A., Flynn, G. W., & Javan, A. (1966). Q switching of molecular laser transitions. *Applied Physics Letters*, 8(3), 62-63.
5. Arieli, R. (2005). The Laser Adventure. Kansas State University Physics Education Research. <http://web.phys.ksu.edu/vqm/laserweb>, F6s2t1p1.
6. Saleh, B. E., & Teich, M. C. (2019). *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons.
7. Nicia, A. (1981). Lens coupling in fiber-optic devices: efficiency limits. *Applied Optics*, 20(18), 3136-3145.
8. Fukuda, H., Terasawa, T., & Okazaki, S. (1991). Spatial filtering for depth of focus and resolution enhancement in optical lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 9(6), 3113-3116.
9. Winzer, P. J., & Leeb, W. R. (1998). Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar. *Optics Letters*, 23(13), 986-988.
10. Hoffnagle, J. A., & Jefferson, C. M. (2003). Beam shaping with a plano-aspheric lens pair. *Optical Engineering*, 42(11), 3090-3099.
11. Hecht, E. (1998). Hecht optics. Addison Wesley, 214-215.
12. Yariv, A., & Yeh, P. (1984). *Optical waves in crystals* (Vol. 5). New York: Wiley.
13. Zel'Dovich, B. Y., Pilipetsky, N. F., & Shkunov, V. V. (2013). *Principles of phase conjugation* (Vol. 42). Springer.
14. Jenkins, F. A., & White, H. E. (1957). Fundamentals of optics. *Indian Journal of Physics*, 25, 551-554.
15. Fowles, G. R. (1989). *Introduction to modern optics*. Courier Corporation.
16. Jones, R. C. (1941). A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus. *Josa*, 31(7), 488-493.
17. Gerrard, A., & Burch, J. M. (1994). *Introduction to matrix methods in optics*. Courier Corporation.
18. Goldstein, D. H. (2017). *Polarized light*. CRC press.
19. Yariv, A. (1991). *Optical electronics*. Saunders College Publishing.
20. Someda, C., & Martín Pereda, J. A. (1995). La luz portadora de información: las fibras ópticas. *Anuario El País*, (1996), 384-391.
21. Knight, J. C. (2003). Photonic crystal fibres. *nature*, 424(6950), 847-851.
22. Russell, P., & Dettmer, R. (2001). A neat idea [photonic crystal fibre]. *IEE Review*, 47(5), 19-23.
23. Knight, J. C., Birks, T. A., Atkin, D. M., & Russell, P. S. J. (1996, February). Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding. In *Optical Fiber Communication Conference* (p. PD3). Optical Society of America.
24. Cregan, R. F., Mangan, B. J., Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., Roberts, P. J., & Allan, D. C. (1999). Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *science*, 285(5433), 1537-1539.
25. Russell, P. (2003). Photonic crystal fibers. *science*, 299(5605), 358-362.
26. Kuhlmeiy, B. T., McPhedran, R. C., de Sterke, C. M., Robinson, P. A., Renversez, G., & Maystre, D. (2002). Microstructured optical fibers: where's the edge?. *Optics Express*, 10(22), 1285-1290.
27. Mortensen, N. A., Folkenberg, J. R., Nielsen, M. D., & Hansen, K. P. (2003). Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 28(20), 1879-1881.

28. Buczynski, R. (2004). Photonic crystal fibers. *Acta Physica Polonica Series A*, 106(2), 141-168.
29. Knight, J., Birks, T., Mangan, B., & Russell, P. S. J. (2002). Photonic crystal fibers: new solutions in fiber optics. *Optics and Photonics News*, 13(3), 26-30.
30. Domachuk, P., Wolchover, N. A., Cronin-Golomb, M., Wang, A., George, A. K., Cordeiro, C. M. B., ... & Omenetto, F. G. (2008). Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs. *Optics Express*, 16(10), 7161-7168.
31. Kristiansen, R. E., Hansen, K. P., Broeng, J., Skovgaard, P. M., Nielsen, M. D., Petersson, A., ... & Simonsen, H. R. (2005). Microstructured fibers and their applications. *Proceedings of the 4th Reunion Espanola of Optoelectronics (OPTOEL)*, CI-5, 37-49.
32. Kurokawa, K., Tajima, K., Tsujikawa, K., & Nakajima, K. (2005, September). Reducing the losses in photonic crystal fibres. In *2005 31st European Conference on Optical Communication, ECOC 2005* (Vol. 2, pp. 279-282). IET.
33. Bennett, P. J., Monro, T. M., & Richardson, D. J. (1999). Toward practical holey fiber technology: Fabrication, splicing, modeling, and characterization. *Optics letters*, 24(17), 1203-1205.
34. Tajima, K., Nakajima, K., Kurokawa, K., Yoshizawa, N., & Ohashi, M. (2002, March). Low-loss photonic crystal fibers. In *Optical Fiber Communication Conference* (p. ThS3). Optical Society of America.
35. Farr, L., Knight, J. C., Mangan, B. J., & Roberts, P. J. (2002, September). Low loss photonic crystal fibre. In *2002 28TH European Conference on Optical Communication* (Vol. 5, pp. 1-2). IEEE.
36. Tajima, K., Zhou, J., Nakajima, K., & Sato, K. (2004). Ultralow loss and long length photonic crystal fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 22(1), 7.
37. Tajima, K. (2003). Low water peak photonic crystal fibers. In *29th European Conf. on Optical Commun., ECOC'03, (Rimini, Italy)*.

CAPÍTULO 5

Generación de supercontinuo a través de una fibra de cristal fotónico

Los capítulos anteriores describieron los fenómenos y los elementos necesarios para la construcción y generación de una fuente de luz supercontinua (SC). En este capítulo se mostrará el arreglo experimental implementado, además de describir los resultados obtenidos al utilizar una fibra de cristal fotónico (PCF, *Photonic Crystal Fiber*) como medio no lineal, que permitirá el ensanchamiento espectral característico de una fuente SC. La caracterización de la fuente de SC consistió en el estudio y análisis de la respuesta espectral, los anchos de banda y la potencia de salida del sistema en función de la rotación de la polarización a la entrada de la PCF y su evolución temporal.

5.1 Introducción

Debido a la evidencia de la generación de un SC de amplio espectro en PCF [1], se han podido realizar diversas configuraciones que permiten obtener una fuente de SC. Al utilizar una PCF como medio no lineal, la luz de bombeo se confina en una guía de onda de sílice rodeada parcialmente por aire. El contraste de los índices de refracción permite que la luz se concentre en un área pequeña [2]. La microestructura del revestimiento de una PCF, además de confinar la luz, permite controlar la dispersión cromática de la fibra [3]. La capacidad de sintonizar el valor de la dispersión cromática, a su vez, desplaza la longitud de onda de cero dispersión a valores mucho menores que 1270 nm (la longitud de onda de cero dispersión de la sílice pura) [4,5]. Utilizando una fuente de bombeo con una longitud de onda cercana a la longitud de onda de cero dispersión de una fibra, dentro del régimen de dispersión anómala, ha permitido obtener fuentes de SC estén disponibles para una variedad de aplicaciones prácticas, como la tomografía de coherencia óptica [6], espectroscopía [7], generación de imágenes hiperespectrales [8], mediciones de perfil de superficie [9], entre otras.

El otro elemento indispensable para la generación de SC es una fuente de alta potencia. Tras la invención del láser [10] y el desarrollo de diversas técnicas como *Q-switching* [11] y amarre de modos [12,13], fue posible obtener pulsos con duraciones más cortas y controlables y, en consecuencia, se lograron picos de potencia óptica mayores conforme disminuía la duración de los pulsos.

5.2 Sistema experimental

La configuración experimental utilizada para la fuente de SC se ilustra en la Figura 5.1.

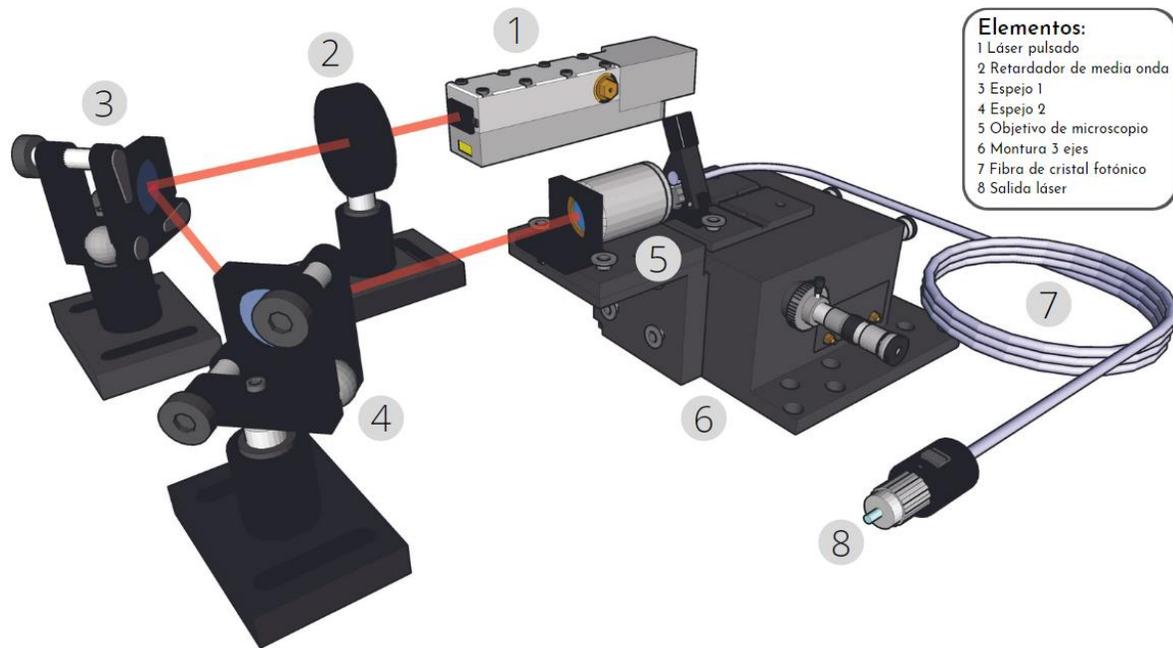


Figura 5.1. Arreglo experimental utilizado para la generación de una fuente de luz SC.

El sistema utilizó una fuente de bombeo láser pulsada tipo *Q-switch* de estado sólido (modelo SNP-20F-100 Teem Photonics) que emite pulsos con perfil gaussiano de ~ 1 nm centrados en una longitud de onda de 1064 nm, con una potencia pico de ~ 10 kW, frecuencia de repetición de 19 kHz y potencia promedio de 140 mW. Siguiendo la trayectoria del haz de bombeo, se colocó una placa retardadora de media onda en una montura que permite rotarla 360° , permitiendo orientar el estado de polarización lineal a la salida del láser con el eje óptico de operación del medio no lineal. Posterior a la placa retardadora, se colocaron dos espejos con alto grado de reflectividad en longitudes de onda de 750 a 1100 nm (99.3% para una longitud de onda de 1064 nm en un ángulo

de incidencia de 45°) que permitieron redireccionar el haz hacia un objetivo de microscopio de 20x (NA = 0.5, RMS20X-PF Thorlabs); este elemento óptico permitió incidir la luz focalizada en el núcleo de uno de los extremos de la PCF. Esta fibra fue proporcionada por el Laboratorio de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia, donde fue fabricada, su curva de dispersión fue mostrada en la Figura 4.9 del capítulo anterior y su longitud es de 10 m. Para tener un control micrométrico del extremo de la PCF donde incide la luz, se colocó en un soporte para fibra (modelo HFF001 Thorlabs) montado sobre una base con desplazamiento nanométrico en sus tres ejes x, y, z (modelo NanoMax 300 Thorlabs). La montura permite realizar un desplazamiento máximo de 4 mm, un ajuste manual fino de 1 μm y mediante el uso de piezo-eléctricos, un ajuste ultra fino de ~ 20 nm. Al otro extremo de la PCF se empalmaron 3 m de fibra estándar (SMF-28 Corning) para poder manipular la salida del sistema de SC y conectarlo a los diversos equipos que permitieron analizar la salida del sistema.

La caracterización espectral de la fuente de SC se realizó a través de tres analizadores de espectro óptico, el primero cubre la región espectral de 350 - 820 nm (Thunder Optics, SMA Spectrometer), el segundo la región de 600 - 1750 nm (OSA Anritsu, MS9740A) y el tercero la región de 1200 - 2400 nm (OSA Yokogawa, AQ6375), con resoluciones máximas de <1.5 nm, 30 pm y 500 pm, respectivamente. La potencia óptica de salida fue monitoreada a través de un detector térmico (Thorlabs S303C).

El proceso para la generación de un espectro SC se describe brevemente a continuación. Conforme el haz intenso de bombeo se propaga a lo largo de la PCF, el comportamiento no lineal de la fibra se pone de manifiesto, afectando la evolución temporal y espectral del haz. Entre los principales efectos no lineales que se presentan, se encuentra la auto-modulación de fase (SPM, *Self Phase Modulation*), modulación de fase cruzada (XPM, *Cross Phase Modulation*), mezcla de cuatro ondas (FWM, *Four Wave mixing*), dispersión estimulada Raman (SRS, *Stimulated Raman Scattering*) y auto escarpado (SS, *self-steepening*). Estos procesos interactúan entre sí conforme se propaga el haz, generando nuevas frecuencias en el espectro del pulso, sufriendo así un ensanchamiento que se extiende sobre un amplio rango de frecuencias.

5.3 Espectro de emisión de fuente de luz supercontinua

Una vez montado el arreglo experimental anteriormente descrito (Figura 5.2), se realizó un ajuste en la parte mecánica del sistema (espejos y montura nanométrica) hasta obtener la máxima

potencia de acople entre el haz de entrada (168 mW de potencia promedio) y la fibra de cristal fotónico. Teniendo una potencia de 164.50 mW a la entrada del objetivo de 20x y 70.10 mW a 6mm del foco del objetivo. A la salida de la PCF obtuvimos 10.56 mW y 4.70 mW a la salida del conector de la fibra estándar.

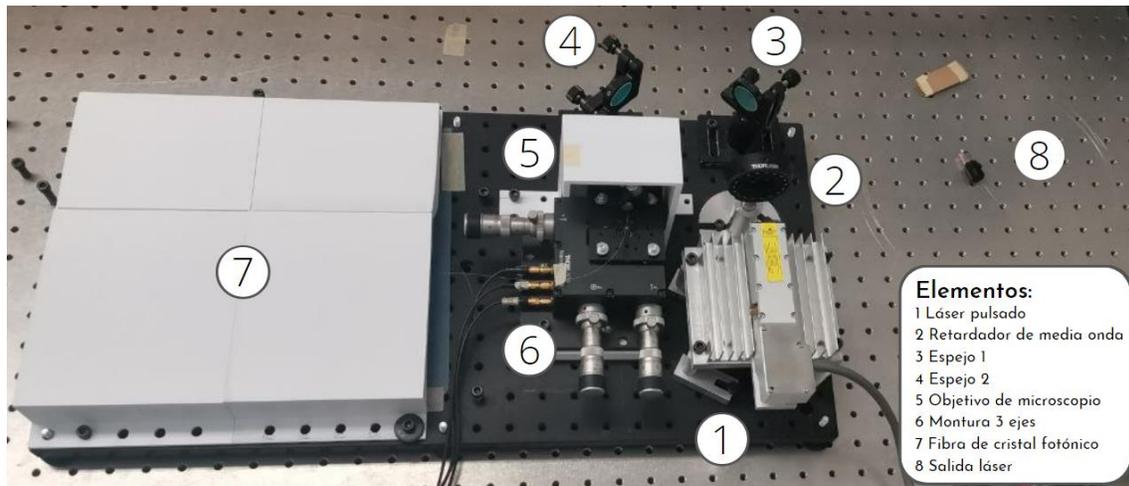


Figura 5.2. Fotografía del arreglo experimental montado.

Al ajustar el ángulo de rotación de la placa retardadora de media onda se buscó encontrar el espectro que fuera lo más ancho, estable y potente, obteniendo el espectro de emisión de la fuente de SC que se muestra en la Figura 5.3. El pico más alto observado corresponde a la longitud de onda central de la fuente de bombeo (1064 nm).

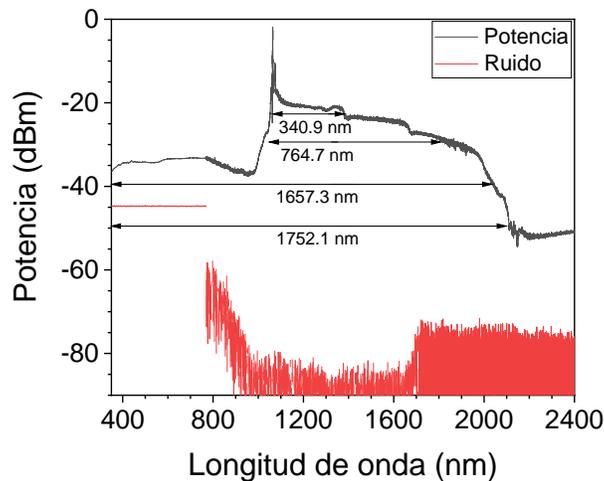


Figura 5.3. Espectro de emisión de fuente de SC (negro) y señal de ruido de los aparatos utilizados para medir dicho espectro (rojo). Se muestran los anchos de banda espectrales medidos a -3 dB, -10 dB, -20 dB y -30 dB.

Para analizar la respuesta espectral del sistema, se midieron los anchos de banda espectrales a -3 dB, -10 dB, -20 dB y -30 dB, obteniendo los valores de 340.89 nm, 764.71 nm, 1657.29 nm y 1752.12 nm, respectivamente. Estos anchos son medidos desde el punto más alto y suave del espectro, omitiendo el pico de potencia contribuida por la fuente de bombeo centrada en 1064 nm. En la medición a -20 dB se observó un ancho espectral que cubre desde los 350 nm a los 2035.8 nm, abarcando el ultravioleta cercano, el espectro visible y parte del infrarrojo cercano, comprobando que el sistema funciona como una fuente ancha y suave con una gran planicidad espectral.

Se decidió tomar en cuenta la eficiencia de operación en longitud de onda de los distintos analizadores de espectro para elegir cuál debería ser utilizado en las diferentes regiones espectrales. Para medir el espectro desde los 350 a los 770 nm se utilizó el espectrómetro Thunder Optics, mientras que el OSA Anritsu se utilizó para medir de los 770 a los 1716 nm con una resolución de 1 nm y, por último, OSA YOKOGAWA para medir de 1716 a 2400 nm con una resolución de 1nm. Adicionalmente, se midió el rango dinámico para cada uno de los analizadores de espectro. En el caso del analizador Thunder Optics se obtuvo un valor de 11.60 dB para una longitud de onda de 716.5 nm, 68.76 dB a 1338.4 nm para el OSA Anritsu y 47.10 dB a 1720.5 nm para OSA YOKOGAWA; permitiendo un amplio rango de trabajo, especialmente en los dos últimos aparatos.

La Figura 5.4 a) muestra la fotografía obtenida a la salida de la fuente de SC frente a una rejilla de difracción de 1000 líneas por milímetro, la Figura 5.4 b) muestra la PCF iluminada por la generación de SC a lo largo de ella y la Figura 5.4 c) muestra la salida de la fuente mirando directamente hacia la cámara. En ellas se aprecian colores debido a que cubre la región visible del espectro y parte del infrarrojo cercano que la cámara de tipo CMOS (Semiconductor complementario de óxido metálico) logra detectar. Al colocar la rejilla de difracción frente a la punta de salida del sistema, se puede observar la separación de los colores más prominentes, desde el verde, cuya longitud de onda está alrededor de los 530 nm, hasta el rojo, alrededor de los 700 nm. En la fotografía de la PCF (Figura 5.4 c)), se puede apreciar al centro de la imagen el empalme de la PCF con la fibra estándar, que al presentar un cambio en la estructura de las fibras empalmadas deja escapar ciertos modos de propagación de la luz confinada dentro de la PCF.

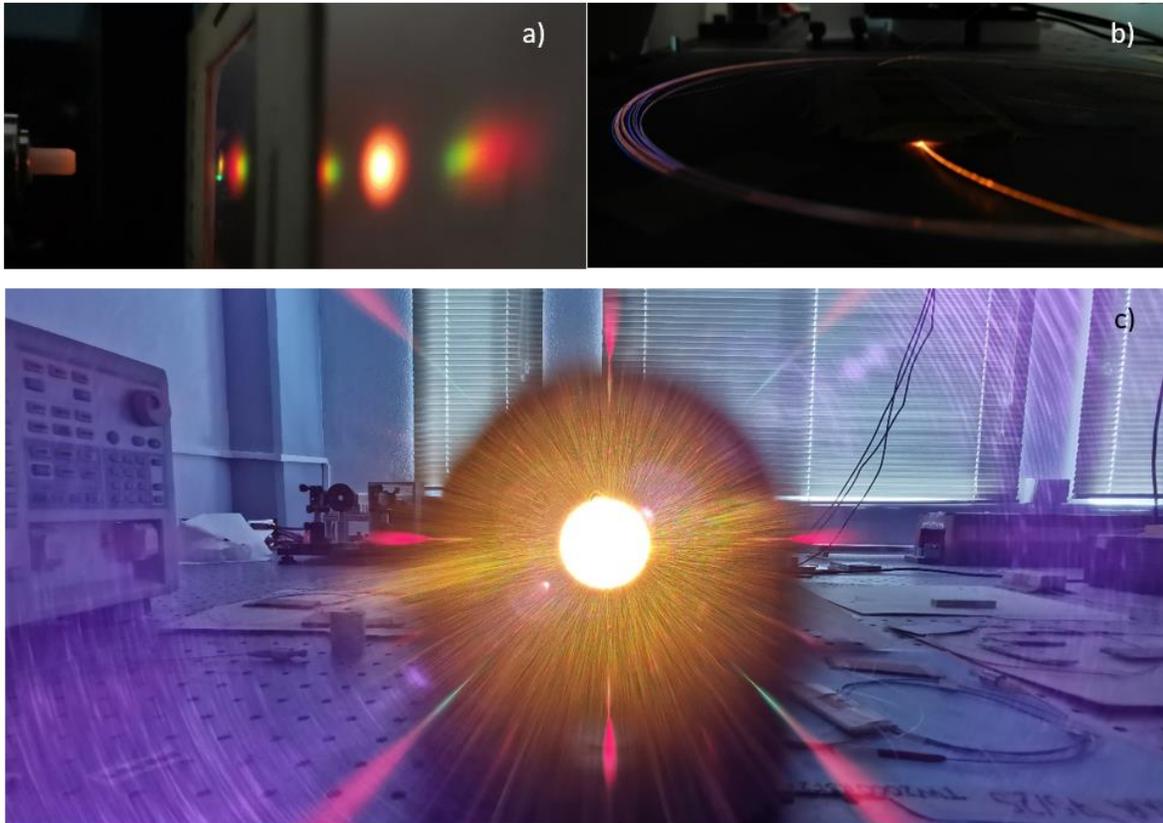


Figura 5.4. Fotografías de la fuente de SC a) tras una rejilla de difracción, b) la PCF y c) vista directa del conector.

5.4 Caracterización de supercontinuo dependiente de la rotación de la placa retardadora

Como primer paso, se realizó la caracterización de la fuente de SC al medir la respuesta espectral y la potencia óptica de salida en función de la rotación de la placa retardadora de media onda. En otras palabras, se estudió el efecto que tiene rotar la polarización del haz de incidencia del sistema en la salida del mismo.

La Figura 5.5 a) muestra la respuesta espectral en función de la rotación de la placa retardadora de media onda al girar desde 0° a 90° en intervalos de 10° ; es posible observar que las fluctuaciones que se presentaron en la respuesta espectral fueron mínimas, en longitudes de onda cercanas a 1970 nm. La Figura 5.5 b) presenta los anchos de banda espectrales medidos a -3 dB, -10 dB, -20 dB y -30 dB, los cuales presentaron valores promedio de 336.05 nm, 855.24 nm, 1697.03 nm y 1773.97 nm y fluctuaciones de ± 8.56 nm, ± 12.15 nm, ± 19.69 nm y ± 22.84 nm, respectivamente. La Figura

5.5 c) ilustra los valores de potencia de salida del sistema obtenidos al girar la placa, presentando una fluctuación de ± 0.1825 mW y una potencia promedio de 4.48 mW.

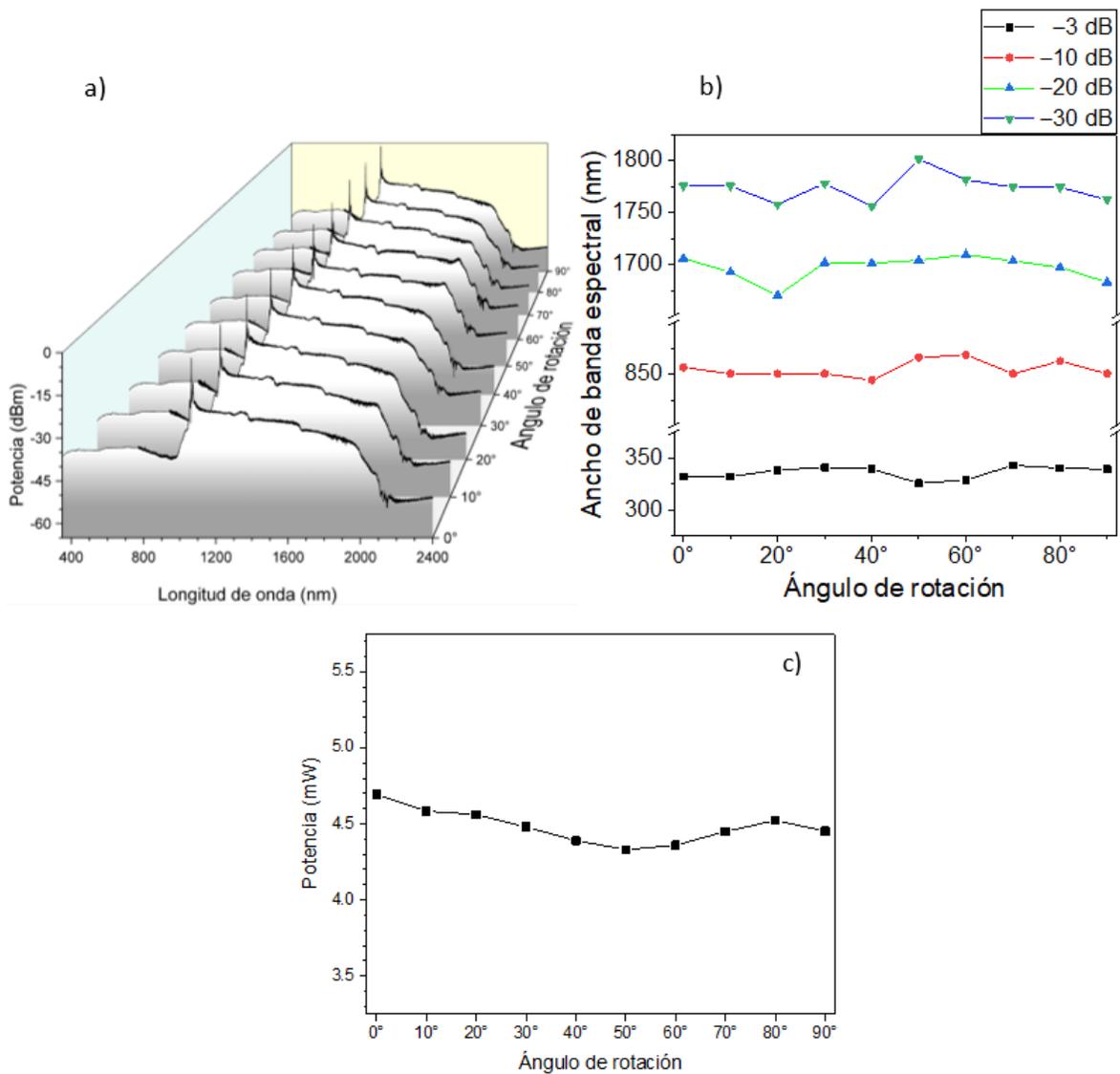


Figura 5.5. Dependencia de la rotación en la placa retardadora. a) Respuesta espectral. b) Ancho de banda espectral. c) Potencia de salida.

Al llegar a un ajuste en los espejos y la posición de la punta de la PCF, de manera que se hace incidir una gran intensidad de luz en la fibra, el cambio de dirección de la polarización del haz de entrada no afecta de manera significativa la respuesta del sistema. Sin embargo, para el resto de la caracterización del sistema, se dejó fijo el retardador de media onda en un ángulo de rotación de 0° ya que le corresponde un espectro con una caída suave en la región del infrarrojo cercano y la potencia de salida más alta.

5.5 Estabilidad temporal de la fuente de supercontinuo

A continuación, se analizó la estabilidad temporal de la fuente de SC a lo largo de 120 minutos de operación en intervalos de 10 minutos por medición para comparar la respuesta espectral, sus anchos y la potencia de salida del sistema.

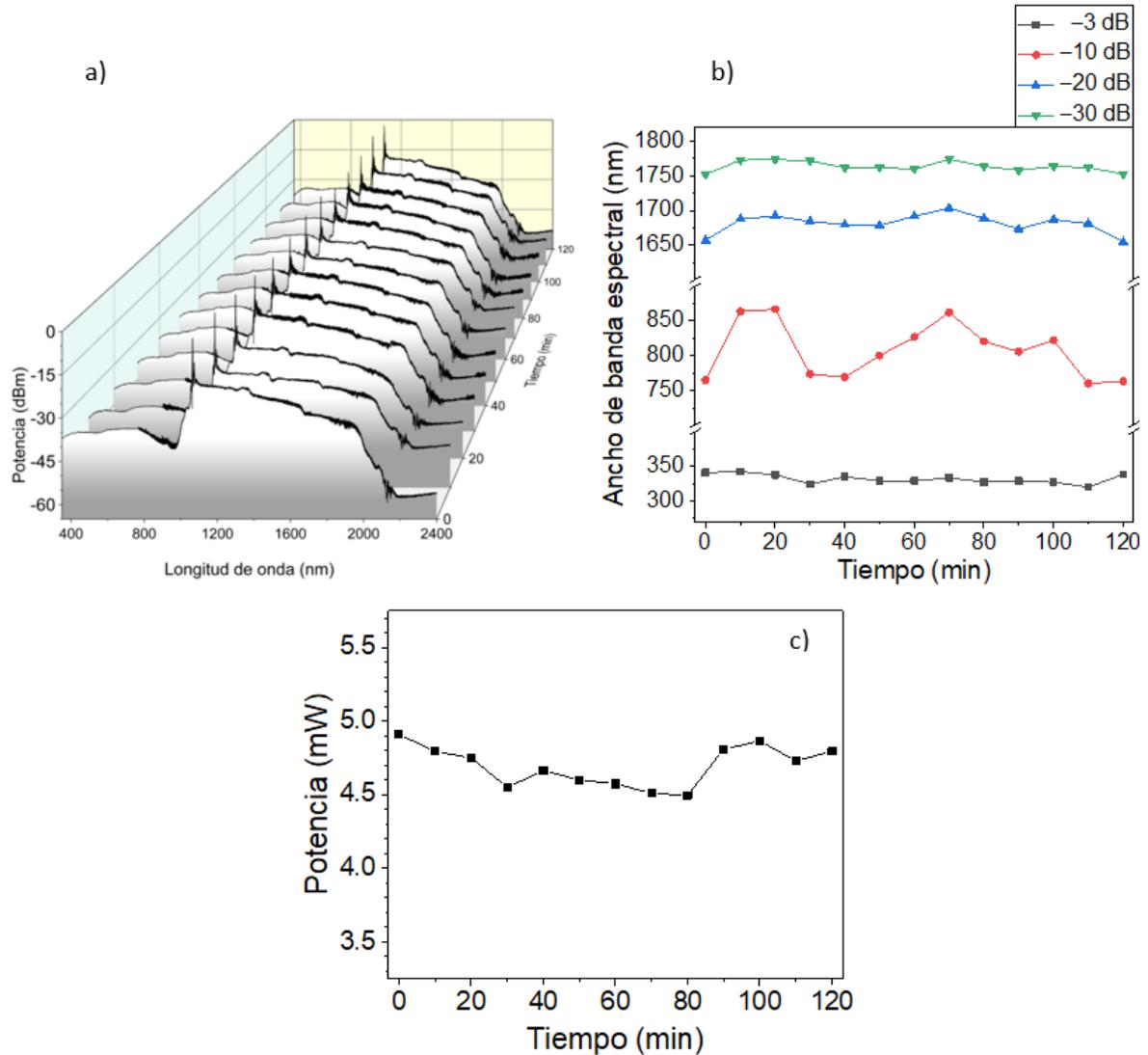


Figura 5.6 Estabilidad temporal: a) Respuesta espectral. b) Ancho de banda espectral. c) Potencia de salida.

La Figura 5.6 a) presenta la respuesta espectral a lo largo de 120 minutos, donde es posible observar que, con el paso del tiempo durante la primera hora, el espectro va adquiriendo una forma más plana y a partir de esto, sus fluctuaciones son mínimas. A su vez, la Figura 5.6 b) muestra los anchos de banda espectrales en cada medición a -3 dB, -10 dB, -20 dB y -30 dB, los cuales presentaron valores promedio de 331.83 nm, 807.77 nm, 1681.66 nm y 1763.58 nm y fluctuaciones de ± 11.12

nm, ± 53.35 nm, ± 24.28 nm y ± 10.77 nm, respectivamente. Por último, la Figura 5.6 c) presenta el valor obtenido para la potencia de salida a lo largo del análisis, obteniendo un valor promedio de 4.48 mW y una fluctuación de ± 0.18 mW.

Al no contar con las condiciones necesarias que aislen al sistema de factores externos, las fluctuaciones que se presentan, siendo más notorias para el ancho de banda a 10 dB, pueden ser provocadas tanto por fluctuaciones externas al sistema como internas; por ejemplo, la temperatura, las corrientes de aire que pueden hacer vibrar la punta de la PCF, el polvo que pueda caer sobre el sistema, fluctuaciones mecánicas que puedan presentarse en los elementos del sistema o que pueda presentar la fuente de bombeo durante su operación.

Sin embargo, el sistema demostró una buena estabilidad y un gran ancho de banda que supera los 1500 nm, características de gran utilidad en la caracterización de dispositivos de fibra óptica y aplicaciones prácticas en ciencia básica y aplicada.

Con la finalidad de comparar los resultados obtenidos con los de diversas técnicas actuales que hacen uso de diferentes materiales como medio no lineal, la tabla 5.1 muestra las características principales de las fuentes de SC correspondientes.

Medio no lineal	Banda espectral (nm)	Longitud de onda de cero dispersión (nm)	Longitud de onda de bombeo (nm)
PCFs adelgazadas [14]	800 - 1240	890	1030
Fibras multimodo de índice escalonado [15]	480 a 2400	~1310	1030
Fibras con flúor [16]	930 a 3990	1328, 3551	1930 a 2500
Guías de onda no lineales de nitruro ricas en silicio [17]	1000 a 2200	~1300, ~2100	1555
Fibra microestructurada híbrida de calcogenuros sólidos [18]	3000 a 11500	~5500	5300
Fibras ópticas con núcleo de germanio [19]	1742 a 3512	~1410	2000

Tabla 5.1. Propiedades obtenidas utilizando técnicas actuales diferentes para la generación de SC.

Las referencias mencionadas que hicieron uso de PCFs adelgazadas o guías de onda no lineales de nitruro ricas en silicio, cubren un rango menor del espectro. Por el contrario, al utilizar fibras ópticas con flúor, germanio o calcogenuros, es posible obtener fuentes de SC con un mayor rango espectral gracias al corrimiento hacia el infrarrojo que proporcionan estos materiales; sin embargo, estas

fibras tienen un mayor costo y su diseño presenta un reto más complicado en comparación con las PCFs. Al utilizar fibras multimodo de índice escalonado como medio no lineal, el espectro de SC que se obtiene cubre un rango similar al del presente trabajo, no obstante, el arreglo experimental es complejo y requiere de diversos elementos, entre ellos diferentes clases de fibras dopadas. En general, es posible observar que el sistema desarrollado compite con técnicas actuales.

5.6 Conclusiones

Utilizando una fuente de bombeo de alta potencia con una longitud de onda central en el régimen de dispersión anómala de la PCF, se logró obtener un amplio espectro que cubre parte del ultravioleta cercano y llega al infrarrojo cercano. Se presentó la respuesta espectral y la potencia de salida de la fuente de SC como función de dos parámetros: la rotación de la polarización del haz de entrada y el tiempo. A partir de esto, fue posible comprobar que, al hacer incidir una alta intensidad en la fibra de cristal fotónico, la orientación de la polarización del haz incidente pierde relevancia en la respuesta espectral.

De manera general el sistema presentó una buena estabilidad temporal, manteniendo un espectro amplio y en lo que respecta a la variación de potencia de salida, se presentó una fluctuación muy pequeña. Además, se demostró que la fibra óptica y la fuente de bombeo utilizadas pueden ser utilizadas en conjunto para obtener un espectro SC.

Al estar montada sobre una base, una gran ventaja que presenta el sistema es la capacidad de poder transportar la fuente dentro y fuera del laboratorio. Asimismo, al tener una salida confinada en una fibra óptica, es sencillo conectarla a otros dispositivos de fibra sin presentar pérdidas considerables.

5.7 Referencias

1. Ranka, J. K., Windeler, R. S., & Stentz, A. J. (2000). Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics letters*, 25(1), 25-27.
2. Leon-Saval, S. G., Birks, T. A., Wadsworth, W. J., Russell, P. S. J., & Mason, M. W. (2004). Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides. *Optics Express*, 12(13), 2864-2869.
3. Russell, P. (2009, March). Photonic crystal fibres. In *Optical Fiber Communication Conference* (p. OTuC1). Optical Society of America.
4. Ferrando, A., Silvestre, E., Miret, J. J., Monsoriu, J. A., Andres, M. V., & Russell, P. S. J. (1999). Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion. *Electronics letters*, 35(4), 325-327.
5. Shen, L. P., Huang, W. P., & Jian, S. S. (2003). Design of photonic crystal fibers for dispersion-related applications. *Journal of Lightwave Technology*, 21(7), 1644.
6. Grelet, S., Bowen, P., Moselund, P. M., & Podoleanu, A. (2021, June). 80 MHz swept source operating at 1060 nm based on all-normal-dispersion supercontinuum generation for ultrahigh-speed optical coherence tomography. In *European Conference on Biomedical Optics* (pp. ETu3D-5). Optical Society of America.
7. Zorin, I., Kilgus, J., Duswald, K., Lendl, B., Heise, B., & Brandstetter, M. (2020). Sensitivity-enhanced fourier transform mid-infrared spectroscopy using a supercontinuum laser source. *Applied spectroscopy*, 74(4), 485-493.
8. Kääriäinen, T., & Dönsberg, T. (2021). Active hyperspectral imager using a tunable supercontinuum light source based on a MEMS Fabry–Perot interferometer. *Optics Letters*, 46(22), 5533-5536.
9. Wakayama, T., Takahashi, Y., Ono, Y., Fujii, Y., Gisuji, T., Ogura, T., ... & Yoshizawa, T. (2018). Three-dimensional measurement of an inner surface profile using a supercontinuum beam. *Applied optics*, 57(19), 5371-5379.
10. Maiman, T. H. (1960). Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Physical review letters*, 4(11), 564.
11. McClung, F. J., & Hellwarth, R. W. (1962). Giant optical pulsations from ruby. *Applied Optics*, 1(101), 103-105.
12. Mocker, H. W., & Collins, R. J. (1965). Mode competition and self-locking effects in aq-switched ruby laser. *Applied Physics Letters*, 7(10), 270-273.
13. DeMaria, A. J., Stetser, D. A., & Heynau, H. (1966). Self-mode-locking of lasers with saturable absorbers. *Applied Physics Letters*, 8(7), 174-176.
14. Wang, H., Han, H., Shao, X., Zhang, Z., Zhu, J., & Wei, Z. (2022). All-fiber supercontinuum source operating at 1 μm with combination of different PCFs. *Applied Physics B*, 128(2), 1-6.
15. Zhang, H., Zu, J., Liu, X., Chen, J., & Xu, H. (2022). High Power All-Fiber Supercontinuum System Based on Graded-Index Multimode Fibers. *Applied Sciences*, 12(11), 5564.
16. Guo, X., Jia, Z., Jiao, Y., Li, Z., Yao, C., Hu, M., ... & Qin, G. (2022). 25.8 W all-fiber mid-infrared supercontinuum light sources based on fluorotellurite fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 34(7), 367-370.
17. Cao, Y., Sohn, B. U., Gao, H., Xing, P., Chen, G. F., Ng, D. K., & Tan, D. T. (2022). Supercontinuum generation in a nonlinear ultra-silicon-rich nitride waveguide. *Scientific Reports*, 12(1), 1-8.
18. Tong, H. T., Koumura, A., Nakatani, A., Nguyen, H. P. T., Matsumoto, M., Sakai, G., ... & Ohishi, Y. (2022). Chalcogenide all-solid hybrid microstructured optical fiber with polarization maintaining properties and its mid-infrared supercontinuum generation. *Optics Express*, 30(14), 25433-25449.

19. Wang, X., Yao, C., Li, P., Ren, G., Yang, L., Wu, Y., & Wang, C. (2022, March). High-power mid-infrared supercontinuum laser source using germania-doped fiber. *In Eighth Symposium on Novel Photoelectronic Detection Technology and Applications* (Vol. 12169, pp. 855-859). SPIE.

CAPÍTULO 6

Conclusiones y trabajo a futuro

Este último capítulo recopila y expone brevemente los principales resultados obtenidos a lo largo del desarrollo de este proyecto de tesis. Estos resultados son la base para establecer las conclusiones generales y el posible trabajo a futuro que puede ser desarrollado para optimizar la fuente de supercontinuo (SC).

6.1 Conclusiones

Se ha demostrado experimentalmente la generación de un SC en una fibra de cristal fotónico (*PCF*, *Photonic Crystal Fiber*) cuya principal característica es que su longitud de onda de cero dispersión se encuentra en 946.80 nm. Para realizar el trabajo experimental se utilizaron pulsos tipo *Q-switched* provenientes de un láser de estado sólido con una longitud de onda de operación de 1064 nm, un ancho de pulso de ~1 ns y una potencia pico de ~10 kW.

Como resultado, se obtuvo una fuente de SC con un espectro muy amplio y de gran planicidad, con un ancho de banda de 1657 nm a -30 dB, cubriendo parte del ultravioleta cercano, el espectro visible, llegando hasta el infrarrojo cercano.

Durante la caracterización de la fuente se varió la rotación de la placa retardadora de media onda con el fin de girar la polarización lineal del haz de entrada para encontrar el punto en que la polarización del haz permita que la luz viaje en la fibra presentando menos pérdidas. Sin embargo, se encontró que al contar con una gran intensidad en la luz que se confina en la PCF, la fluctuación en la potencia de salida dependiente de este parámetro presentó un valor de ± 0.1825 mW; mientras que la fluctuación máxima en el ancho espectral de la salida fue de ± 23 nm a -20 dB.

También se estudió la estabilidad temporal de la salida a lo largo de dos horas en intervalos de diez minutos. A partir de esto fue posible observar que el sistema presenta una gran estabilidad, mostrando una fluctuación máxima en su ancho espectral de ± 53 nm a -10 dB y ± 0.18 mW en la potencia de salida.

Como conclusión, se logró construir una fuente de SC utilizando una PCF que logra cubrir desde los 400 a los 2400 nm, abarcando así los espectros de emisión de algunas tierras raras sin la necesidad de contar con una fibra dopada. El sistema presentó una potencia de salida de 4.7 mW y una alta estabilidad temporal, lo que confirma que la PCF fabricada en el laboratorio de fibras de la Universidad de Valencia, es un medio no lineal apropiado para generar espectros ultra amplios. Cabe resaltar que la fuente de SC obtenida presenta una enorme ventaja al tener su salida confinada en una fibra óptica, de manera que sería muy sencillo conectarla a otros dispositivos de fibra, sin presentar pérdidas considerables. Además, su arreglo experimental le permite ser ampliamente reproducible y repetible.

6.2 Trabajo a futuro

Como continuación a este proyecto, se pretende realizar un análisis más profundo para comprender los procesos que se presentan durante la generación de SC en la fuente. Es posible llevar a cabo este análisis mediante la implementación de un algoritmo que permita simular los efectos no lineales que se presentan con la propagación del haz dentro de la fibra, dados los parámetros de la PCF utilizada y la fuente de bombeo.

Otra manera de analizar el comportamiento de los procesos no lineales modificando el sistema, es agregando un filtro de densidad neutra variable a la salida de la fuente láser de bombeo, que permita estudiar el efecto de la potencia pico en la respuesta espectral del SC generado, mediante la variación de la potencia del bombeo.

En lo que refiere al arreglo experimental de la fuente de espectro SC, se pretende realizar algunas mejoras. Principalmente se desea aislar el sistema con una cubierta que proteja el arreglo del polvo y las corrientes de viento y crear un microambiente que controle el cambio de temperatura dentro del mismo. Además, se espera colocar un adaptador a la salida óptica, para poder conectar sistemas de fibra óptica de manera sencilla.