

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**



**GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN FIBRAS  
ÓPTICAS MONOMODO CON  
FUENTES DE BOMBEO CONTINUO**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR**

**PRESENTADA POR**

**Sonia Martín López**

Bajo la dirección de los doctores:  
Pedro Corredera Guillén y Miguel González Herráez

**Madrid, 2006**

- **ISBN: 978-84-669-2923-3**

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID



**Generación de supercontinuo en  
fibras ópticas monomodo con  
fuentes de bombeo continuo**

**TESIS DOCTORAL**

por

**Sonia Martín López**

Licenciada en Ciencias Matemáticas

Directores: Pedro Corredera Guillén  
Doctor en Ciencias Físicas  
Miguel González Herráez  
Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Tutora ponente: María Luisa Calvo Padilla  
Doctora en Ciencias Físicas

Madrid, 2006



El tribunal nombrado por el Mgfco. y Excmo. Sr. Rector de la  
Universidad Complutense de Madrid:

**Presidente**

**Vocales**

**Secretario**

Realizado el acto de defensa y lectura de la tesis el día        de  
de 2006 en Madrid, acuerda otorgarle la calificación  
de



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

**Generación de supercontinuo en  
fibras ópticas monomodo con  
fuentes de bombeo continuo**

**TESIS DOCTORAL**

**Sonia Martín López**

Licenciada en Ciencias Matemáticas

**Madrid, 2006**



# Resumen

Las fuentes de luz supercontinuas son fuentes de muy ancho espectro generadas a partir del bombeo de un material no lineal adecuado con un haz coherente, típicamente un láser pulsado. En los últimos años se ha incrementado notablemente el interés por este tipo de fuentes gracias a los desarrollos de nuevas fibras ópticas (fibras microestructuradas o de cristal fotónico y *tapered*) y al progreso en la tecnología de láseres ultracortos. Esta tesis describe un método experimental extremadamente simple para generar una fuente de luz supercontinua usando un láser de bombeo continuo y una fibra óptica monomodo con las características adecuadas. Se muestra que con esta configuración experimental pueden conseguirse fuentes supercontinuas con una buena estabilidad y valores de densidad espectral de potencia muy elevados. Partiendo de la consideración de los efectos no lineales que tienen lugar en la fibra, se aporta una explicación teórica de los procesos que conducen a la generación de la fuente supercontinua así como una simulación matemática de los mismos. El desarrollo de este tipo de fuentes resulta de gran interés para su aplicación en campos como las Comunicaciones Ópticas, la Metrología, la Espectroscopía y la Tomografía Óptica de Coherencia. En esta tesis se muestra experimentalmente la viabilidad de algunas de estas aplicaciones.



# Abstract

*A supercontinuum light source is a wideband source obtained as the result of the broadening of a spectrally narrow pump source in a nonlinear medium. Supercontinuum generation in optical fibers and waveguides has attracted considerable research interest in the last years, basically thanks to the development of special optical fibres with high nonlinear coefficient and tailored dispersion properties (namely photonic crystal fibers and tapered fibres) and the development of ultra-short laser technology. In this thesis, an extremely simple experimental method to generate a supercontinuum source with a continuous-wave pump and a suitable single-mode optical fibre is described. With this experimental configuration it is possible to obtain supercontinuum sources with a good stability and a high power spectral density. Starting from the basic knowledge of non linear effects that take place into the fibre, a theoretical explanation of the process that result in the supercontinuum source has been done. A mathematical simulation of all the process has also been developed. Applications of SC generation in optical fibres can now be found in fields such as Optical Communications, Optical Frequency Metrology, Spectroscopy and Optical Coherence Tomography. In this thesis, the viability of some of these applications is experimentally demonstrated.*



# Agradecimientos

En primer lugar deseo agradecer a mis directores de tesis los doctores Pedro Corredera y Miguel González el apoyo incondicional que me han brindado siempre, la generosidad de sus planteamientos y la confianza que han depositado en mí desde el primer día que comencé a trabajar con ellos. Sin el soporte constante que me han procurado en todos los órdenes (científico, moral y económico), esta tesis no hubiera llegado a un desenlace tan satisfactorio.

Es obligatorio también agradecer a la Dra. M<sup>a</sup> Luisa Calvo su labor como tutora ponente de esta tesis por su desinteresado apoyo y colaboración.

Vaya también mi agradecimiento a la Dra. Frédérique Vanholsbeeck y al Dr. Stéphane Coen por su inestimable colaboración en el trabajo de esta tesis. Sin su experiencia y sus aportaciones a las simulaciones numéricas no hubiera sido posible adquirir el grado de comprensión del fenómeno eje de este trabajo, que ha hecho posible que adquiriera entidad de tesis.

Quisiera agradecer también al Dr. Luc Thévenaz su desinteresado ofrecimiento de trabajar en sus laboratorios durante los cinco meses de mi estancia en el Laboratorio de Metrología del École Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Deseo agradecer también al Dr. Antonio Corróns, quien ha sido director del Departamento de Metrología del Consejo Superior de Investigaciones Científicas durante la práctica totalidad del tiempo en el que se ha desarrollado esta tesis, la buena acogida que se me ha dado siempre en este departamento y los amplios medios de los que siempre he gozado. Asimismo es obligatorio agradecer al director del Instituto de Física Aplicada, el Dr. Fco. Javier Gutiérrez su apoyo a todo el trabajo desarrollado por el Laboratorio de Fibras Ópticas. Extiendo este agradecimiento al Dr. Olivier Martin por la acogida dispensada en mi estancia

en el EPFL.

En estos años de tesis también ha resultado inestimable la ayuda de la Dra. M<sup>a</sup> Luisa Hernanz, Ana Carrasco Sanz y Laura Abrardi a quienes agradezco su disponibilidad permanente para ayudar y por su apoyo y compañía en todos los momentos buenos y malos, personales y profesionales que han ocurrido a lo largo de esta tesis.

Agradezco también a los doctores Hervé Maillotte y Thibaut Sylvestre de la Universidad de Franche-Comté en Besançon (Francia) su interés por compartir conmigo sus conocimientos, brindarme su colaboración y ofrecerme sus medios y laboratorios para futuros trabajos.

Vaya mi agradecimiento al Dr. David Samson del School of Electrical, Electronic and Computer Engineering The University of Western Australia, Perth, por su interés en aplicar algunos de los resultados presentados en esta tesis en el área de la biomedicina. Así como por su constante apoyo y orientación en este trabajo.

Agradezco a todos los expertos que, a pesar de sus múltiples ocupaciones, hayan encontrado tiempo para informar esta tesis.

Este trabajo de tesis ha sido llevado a cabo gracias a la financiación recibida del Ministerio de Educación y Ciencia a través del proyecto TIC2003-01869 y la beca FPI asociada al mismo, de la que tengo el honor de disfrutar.

Por último quiero agradecer el apoyo y la confianza incondicional de mi marido a lo largo de estos años de tesis. Gracias a él he sido capaz de afrontar este reto que, en ocasiones, me pareció inalcanzable.

Asimismo deseo agradecer el estímulo, el apoyo incondicional y el sostén permanente que me ha procurado siempre mi familia a lo largo de estos años de tesis. A mis padres, quienes tienen mucha más responsabilidad de la que piensan en que haya escrito esta tesis. Para todos ellos este trabajo significa casi tanto como significa para mí.

# Índice General

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Motivaciones . . . . .	1
1.2	Objetivos . . . . .	3
1.3	Estructura del trabajo . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Fundamentos teóricos: procesos lineales y no lineales en fibras ópticas monomodo.</b>	<b>7</b>
2.1	Propagación lineal. Dispersión cromática. . . . .	11
2.2	Propagación no lineal. . . . .	16
2.2.1	Refracción no lineal. . . . .	20
2.2.2	<i>Scattering</i> Raman estimulado, SRS. . . . .	31
2.2.3	Desplazamiento en frecuencia de solitones, SSFS. . . . .	38
<b>3</b>	<b>Antecedentes históricos de las fuentes de luz supercontinuas.</b>	<b>43</b>
3.1	Los orígenes. . . . .	43
3.2	Las décadas de los 70 y 80. Aplicaciones espectroscópicas. . . . .	44
3.3	La década de los 90. Aplicaciones en Telecomunicaciones. . . . .	48
3.4	El cambio de siglo. Las nuevas fibras ópticas. . . . .	50
<b>4</b>	<b>Generación de supercontinuo a partir de un láser continuo.</b>	<b>63</b>
4.1	Descripción cualitativa del fenómeno de cw SC. . . . .	63
4.2	Experimento. . . . .	66
4.2.1	El láser. . . . .	66
4.2.2	La fibra. . . . .	74
4.2.3	El montaje experimental y los resultados. . . . .	74
4.3	Simulación teórica. . . . .	80
4.4	Influencia de la temperatura en el proceso de generación del cw SC. . . . .	87

4.5	Influencia de la coherencia de la fuente de bombeo en el proceso de generación del cw SC. . . . .	95
<b>5</b>	<b>Aplicaciones del supercontinuo con bombeo continuo.</b>	<b>103</b>
5.1	Supercontinuo como fuente de luz para caracterización espectral de dispositivos: estabilidad y ruido espectral y temporal. . . . .	104
5.2	Supercontinuo en aplicaciones de Metrología de fibras ópticas: Medida de PMD. . . . .	109
5.3	Amplificadores Raman de ganancia plana. . . . .	116
<b>6</b>	<b>Conclusiones y futuros desarrollos.</b>	<b>131</b>
6.1	Conclusiones. . . . .	131
6.2	Aportaciones originales. . . . .	132
6.3	Futuros desarrollos y líneas abiertas. . . . .	133
6.4	Conclusions. . . . .	137
6.4.1	Original contributions. . . . .	138
6.4.2	Future developments and open lines. . . . .	138
<b>7</b>	<b>ANEXO: Problemas en las uniones de fibra óptica derivados de la propagación de alta potencia continua.</b>	<b>141</b>

# Índice de Figuras

2.1	Distintos tipos de fibras en función de su curva de dispersión cromática . . . . .	15
2.2	Efecto de la dispersión cromática . . . . .	16
2.3	Dependencia de la inestabilidad de modulación con la potencia y la dispersión . . . . .	26
2.4	Observación experimental de la inestabilidad de modulación y su variación con la dispersión y la potencia. . . . .	27
2.5	Medida experimental del coeficiente de ganancia Raman. . . . .	34
2.6	Montaje experimental de un sistema de medida de ganancia Raman. . . . .	36
2.7	Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF, entre 1250 y 1650 nm . . . . .	38
2.8	Desplazamiento en frecuencia del solitón. . . . .	41
3.1	Perfil de una fibra tapered . . . . .	50
3.2	Distintas morfologías de fibras de cristal fotónico . . . . .	51
3.3	Coefficiente de dispersión de una fibra de cristal fotónico. Imagen de su núcleo. . . . .	54
3.4	Espectros de SC en una fibra de cristal fotónico de 10 m. . . . .	55
3.5	Espectros de SC en una fibra de cristal fotónico de 3 m. . . . .	55
3.6	Espectro de un supercontinuo generado con bombeo pulsado. . . . .	60
4.1	Representación de la señal emitida por un láser de bombeo continuo en función del tiempo y la frecuencia . . . . .	65
4.2	Esquema del láser en fibra Raman. . . . .	67
4.3	Simulación de la obtención de la longitud de onda de emisión del láser en fibra Raman. . . . .	68
4.4	Esquema detallado de la salida del láser en fibra Raman. . . . .	68
4.5	Espectro de salida del láser en fibra Raman a 0.025 W. . . . .	69

4.6	Espectro de salida pico del láser en fibra Raman a distintos niveles de potencia. . . . .	70
4.7	Diseño experimental de un autocorrelador en intensidad. . . . .	72
4.8	Representación de la traza de autocorrelación en intensidad del láser de bombeo continuo . . . . .	73
4.9	Esquema del montaje experimental para generar SC con cw . . . . .	75
4.10	Espectro representativo de inestabilidad de modulación. . . . .	76
4.11	Espectros experimentales de SC, generados con cw. . . . .	77
4.12	Transferencia de potencia del bombeo al SC. . . . .	78
4.13	Representación de la traza de autocorrelación en intensidad del supercontinuo . . . . .	79
4.14	Perfil temporal de intensidad de bombeo y espectros de SC, simulados. . . . .	82
4.15	Cinco simulaciones con diferentes condiciones iniciales. . . . .	84
4.16	Comparación de la simulación y el experimento. . . . .	86
4.17	Variación del coeficiente de dispersión en función de la temperatura de la fibra. . . . .	89
4.18	Configuración experimental para observar la dependencia del SC con la temperatura. . . . .	89
4.19	Espectro de MI para una misma potencia de bombeo y distintos valores de temperatura. . . . .	90
4.20	Parámetro de dispersión D en función de la temperatura, para dos niveles de potencia de bombeo. . . . .	91
4.21	Espectro del cw SC a distintas temperaturas. . . . .	93
4.22	Espectro del agotamiento del pico de bombeo a distintas temperaturas. . . . .	94
4.23	Montajes experimentales para la generación de cw SC con fuentes de bombeo de distinta coherencia espectral. . . . .	96
4.24	Fuentes de bombeo de distinta coherencia. . . . .	98
4.25	Fuentes de bombeo de distinta coherencia amplificadas. . . . .	99
4.26	Espectros de supercontinuos generados con fuentes de bombeo de distinta coherencia amplificadas. . . . .	100
4.27	Espectros de inestabilidad de modulación generados con fuentes de bombeo de distinta coherencia. . . . .	101
5.1	Representación de la desviación estándar de la potencia del SC. . . . .	105

5.2	Potencia frente a tiempo para tres longitudes de onda. . . . .	106
5.3	Montaje experimental para la caracterización de la dependencia es- pectral del ruido del cw SC. . . . .	107
5.4	Espectro de ruido del supercontinuo. . . . .	108
5.5	Montaje experimental para la media de PMD. . . . .	111
5.6	Medida de PMD. . . . .	113
5.7	Tasa de cruces para la medida de PMD. . . . .	114
5.8	Medida de DGD promedio para distintos valores de atenuación. .	115
5.9	Comparación entre el espectro del bombeo y el SC para varias potencias. . . . .	117
5.10	Montaje experimental para la caracterización de la ganancia on-off de un amplificador Raman aplanado . . . . .	118
5.11	Resultados experimentales del amplificador Raman diseñado a par- tir de fuentes de distinta anchura espectral. . . . .	120
5.12	Curvas espectrales de ganancia para un amplificador Raman aplanado en la configuración de bombeo modulado en potencia. . . . .	123
5.13	Figura de ruido del amplificador Raman. . . . .	125
5.14	Curvas de ganancia y figuras de ruido. . . . .	127
5.15	Figura de ruido estimada para el amplificador modulado en inten- sidad. . . . .	129
7.1	Imagen de un conector de fibra FC-APC sin daños. . . . .	142
7.2	Conectores de fibras FC-APC dañados. . . . .	143



## Lista de símbolos, abreviaturas y siglas

Símbolo	Significado físico	Unidades
$A_{eff}$	Area efectiva	$\mu\text{m}^2$
$c$	Velocidad de la luz en el vacío	m/s
$D$	Coefficiente de dispersión cromática	ps/nm km
$dD/d\lambda$	Pendiente de dispersión cromática	ps/nm <sup>2</sup> km
$G$	Factor de ganancia Raman	
$g_R$	Ganancia Raman	m/W
$k_0$	Constante de propagación de la onda en el vacío	1/m
$L$	Longitud de fibra	km
$L_D$	Longitud de dispersión asociado a $\beta_2$	km
$L_{NL}$	Longitud de acoplo no lineal	km
$L_{eff}$	Longitud efectiva de fibra	km
$n$	Índice de refracción	
$n_2$	Índice de refracción no lineal	
$P$	Potencia óptica	mW o dBm
$P_L$	Polarización asociada a propagación lineal	
$P_{NL}$	Polarización asociada a propagación no lineal	
$v_g$	Velocidad de grupo	m/s
$\alpha$	Coefficiente de atenuación	dB/km
$\beta$	Constante de propagación del modo	1/m
$\beta_1$	Inversa de la velocidad de grupo	ps/km
$\beta_2$	Dispersión de velocidad de grupo	ps <sup>2</sup> /km
$\beta_3$	Dispersión de segundo orden	ps <sup>3</sup> /km
$\gamma$	Coefficiente no lineal	1/(Wkm)
$\Delta\beta$	Adaptación de fase en FWM	1/m
$\Delta\phi$	Diferencia de fase	°
$\epsilon$	Constante dieléctrica	
$\epsilon_0$	Constante dieléctrica del vacío	
$5\eta$	Eficiencia de mezcla	
$\lambda$	Longitud de onda en el vacío	nm
$\lambda_0$	Longitud de onda de dispersión nula	nm
$5\nu_B$	Desplazamiento Brillouin	GHz
$\tau_g$	Retardo de grupo	ps
$\chi^{(3)}$	Susceptibilidad de tercer orden	1/m
$\omega$	Frecuencia óptica angular	rad/s



## Abreviaturas y siglas

- ASE** *Amplified Spontaneous Emission*, (emisión espontánea amplificada)
- ATT** *Attenuator*, (atenuador)
- BBO** *Beta Barium Borate*, (borato de betabario)
- BK-7** *vidrio de borosilicato*
- CSIC** Consejo Superior de Investigaciones Científicas
- cw** *Continuous Wave*, (onda continua)
- DGD** *Differential Group Delay*, (retardo de grupo diferencial)
- DSF** *Dispersion-Shifted Fiber*, (fibra de dispersión desplazada)
- DWDM** *Dense Wavelength-Division Multiplexing*, (multiplexado denso por división en longitud de onda)
- EDFA** *Erbium-Doped Fiber Amplifier*, (amplificador de fibra dopada con erbio)
- EPFL** *École Polytechnique Fédérale de Lausanne*
- FBG** *Fiber Brag Grating*, (red de Brag en fibra)
- FC-APC** *Fiber Connector/Angle Physical Contact*, (conector de fibra/contacto físico en ángulo)
- FWHM** *Full Width at Half Maximum*, (anchura a media altura)
- FWM** *Four-Wave Mixing*, (mezcla de cuatro ondas)
- GPIB** *General Purpose Interface Bus*, (interfaz de comunicaciones de propósito general)
- GNLSE** *Generalized Non-Linear Schroedinger Equation*, (ecuación no lineal de Schroedinger generalizada)
- GVD** *Group-Velocity Dispersion*, (dispersión de velocidad de grupo)
- IEE** Institute of Electronics Engineering
- IEEE** Institute of Electrical and Electronics Engineering
- IFA** Instituto de Física Aplicada
- ITU** *International Telecommunication Union*, (Unión Internacional de Telecomunicaciones)
- LEAF** *Large Effective Area Fiber (Corning<sup>©</sup>)*, (fibra de gran área efectiva)

**LED** *Ligth-Emitting Diode*, (diodo emisor de luz)

**MI** *Modulation Instability*, (inestabilidad de modulación )

**NF** *Noise Figure*, (figura de ruido)

**NZDSF** *Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber*, (fibra de dispersión desplazada no nula)

**OCT** *Optical Coherence Tomography*, (tomografía óptica de coherencia)

**OSA** *Optical Spectrum Analyzer*, (analizador de espectros ópticos)

**PC** *Polarization Controler*, (controlador de polarización)

**PCF** *Photonic Cristal Fiber*, (fibra de cristal fotónico)

**PMD** *Polarization-Mode Dispersion*, (dispersión del modo por polarización)

**PSP** *Principal States of Polarization*, (estados principales de polarización)

**RFL** *Raman Fiber Laser*, (láser en fibra Raman)

**RIN** *Ratio Intensity Noise*, (relación intensidad-ruido)

**SBS** *Stimulated Brillouin Scattering*, (dispersión Brillouin estimulada)

**SC** *Supercontinuum*, (supercontinuo)

**SLED** *Super Ligth-Emitting Diode*, (diodo superluminiscente)

**SMF** *Single-Mode Fiber*, (fibra momomodo)

**SOA** *Semiconductor Optical Amplifier*, (amplificador óptico de semiconductor)

**SPM** *Self-Phase Modulation*, (auto-modulación de fase)

**SNR** *Signal-to-Noise Ratio*, (relación señal/ruido)

**SRS** *Stimulated Raman Scattering*, (escatering Raman estimulado)

**SSFS** *Soliton Self-frequency Shift*, (autodesplazamiento de solitones en frecuencia.)

**SSFTM** *Split-Step Transform Fourier Method* , (método split-step de la transformada de Fourier)

**STD** *Standard Deviation*, (desviación estándar)

**THG** *Third Harmonic Generation*, (generación de tercer armónico)

**TLS** *Tunable Laser Source*, (láser sintonizable)

**UCM** Universidad Complutense de Madrid

**VOA** *Variable Optical Attenuator* , (atenuador óptico variable)

**WDM** *Wavelength-Division Multiplexing*, (multiplexado por división en longitud de onda)

**XPM** *Cross-Phase Modulation*, (modulación cruzada de fase)

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Motivaciones

Desde el punto de vista la Física aplicada a las tecnologías de comunicaciones ópticas y la fotónica, el estudio de las no linealidades en las fibras ópticas y de los procesos ultrarrápidos en ellas son un campo de investigación inagotable. Los estudios de las no linealidades en las fibras ópticas han encontrado múltiples aplicaciones para la amplificación óptica paramétrica, la generación de supercontinuo, la conversión de frecuencias, etc. Unido a la aparición de las fibras de cristal fotónico y nano-estructuradas con no linealidad artificialmente provocada (y polarización elegida de forma predeterminada) abre una nueva perspectiva en las aplicaciones de éstas en la Física, la Metrología, la Biología, etc.

El desarrollo de sistemas basados en el aprovechamiento de la no linealidad de la fibra óptica ha sido espectacular en los últimos años. Queda, sin embargo, y muchos opinan que es una problemática meramente científica, el estudio de la influencia de la coherencia en los procesos no lineales involucrados en amplificación óptica, la generación de supercontinuo o la realización de guías autoinducidas, la comprensión y mejora de las fibras de cristal fotónico.

De entre estos procesos la amplificación Raman y paramétrica, y la generación de supercontinuo, y en esencia el estudio y comprensión de los procesos no lineales en fibras ópticas de comunicaciones son los temas troncales en los que se centra este trabajo de tesis doctoral.

Los procesos no lineales en fibras ópticas se han ido estudiando de forma sistemática en los últimos años, y existen algunas muy buenas revisiones bibliográficas [4]. En los últimos años se ha incidido de forma más clara en el estudio

de algunas de las aplicaciones de estos fenómenos [3]. En el desarrollo de las aplicaciones de los procesos no lineales nos encontramos, como en casi todos los ámbitos de la Física, que éstos no se presentan solos y que unos compiten con otros entrelazando sus efectos y complicando las soluciones analíticas y numéricas obtenidas en los casos más simples.

Un caso particularmente interesante de la complejidad de las relaciones entre los procesos no lineales es la generación de supercontinuo en fibras ópticas. Las fuentes supercontinuas derivan de la propagación de un haz inicialmente coherente (un haz láser) por un medio no lineal, en el que, si las condiciones son las adecuadas, el haz coherente puede crear un amplio espectro continuo de longitudes de onda (parecido al de la "luz blanca"). La primera demostración de este efecto se realizó hace más de 30 años [7] y desde entonces se ha empleado en múltiples aplicaciones de Espectroscopía, Biomedicina y Comunicaciones, fundamentalmente por sus buenas propiedades de amplio ancho de banda y coherencia espacial. Con las nuevas fibras microestructuradas las fuentes de supercontinuo han adquirido una importancia significativa, debido a la posibilidad de generarlas en sistemas compactos, basados en fibra óptica y con mínimas necesidades de alineamiento y mantenimiento con respecto a las condiciones experimentales en las que se realizaron los primeros sistemas. Descripciones de supercontinuos sobre fibras microestructuradas generados mediante láseres pulsados se pueden encontrar en [10, 13, 19, 77, 85], y generados mediante láseres continuos en [2].

Las aplicaciones de supercontinuo producidos por láseres de fibras óptica son muy numerosas y entre ellas destacamos: Metrología de Frecuencias, Espectroscopía Ultrarrápida, Lidar y aplicaciones biomédicas.

El SC se ha usado para conseguir imágenes de ultra-alta resolución en las áreas biológicas usando la tomografía óptica coherente (OCT). Las imágenes se forman aprovechando la luz que es difundida hacia atrás en los cambios de índice dentro de los tejidos, las venas o los órganos. La resolución axial de las imágenes de OCT dependen del ancho de banda de la fuente de iluminación. Con los supercontinuos actuales se han obtenido resoluciones del orden de la micra.

El supercontinuo puede ser usado en la generación de pulsos ultracortos mediante técnicas de compresión de pulsos. Se han conseguido pulsos de 3.8 fs con energías de 15  $\mu\text{J}$  usando varias etapas de fibras huecas ("hollow fibres") [86]. Estas fuentes pulsadas se utilizan en espectroscopía ultrarrápida.

En los últimos años se ha utilizado el SC en unión con los láseres "mode-locked" en Metrología para conseguir sincronizar los relojes atómicos y las escalas de frecuencia. Los actuales relojes basados en absorciones atómicas, moleculares o de iones presentan una asombrosa estabilidad, reproducibilidad y baja incertidumbre. La realización de 'peines de frecuencia' usando láseres de femtosegundo que permiten generar frecuencias ópticas equiespaciadas bien definidas, posibilita la comparación de las escalas temporales definidas por relojes atómicos en diferentes países, la sincronización óptica de ordenadores y la posibilidad de detección de diferencias espaciales de la gravedad terrestre. La estabilización de los peines de frecuencia basados en supercontinuo permite la medida del tiempo en valores mejores de  $6 \cdot 10^{-16}$  s sobre bandas de frecuencia de 300 THz.

En el campo de las Comunicaciones Ópticas los supercontinuos se han aplicado a la generación de peines de frecuencias y láseres multilongitud de onda anclados a las frecuencias ITU [98, 99]. Una aplicación muy interesante de estas fuentes de luz supercontinua es la de fabricar amplificadores Raman de ganancia plana [18, 63].

## 1.2 Objetivos

En el contexto descrito en las líneas anteriores y teniendo en cuenta que el Grupo de Tecnologías para las Comunicaciones Ópticas del Departamento de Metrología del Instituto de Física Aplicada, había iniciado una línea de trabajo encaminada a la utilización de procesos no lineales en la Metrología de fibras ópticas, se comenzó la elaboración de esta tesis doctoral con los siguientes objetivos:

- Construir una fuente supercontinua desde un bombeo continuo sobre fibra estándar de comunicaciones. Estudiar sus propiedades y caracterizarla.
- Profundizar en el conocimiento de los mecanismos de que intervienen en la generación del supercontinuo con bombeo continuo y realizar las simulaciones adecuadas que nos permitan la comprensión del problema.
- Investigar y desarrollar las posibles aplicaciones de las fuentes de supercontinuo para la Metrología de fibras ópticas y los sistemas de comunicaciones ópticas.

## 1.3 Estructura del trabajo

Este trabajo se organiza en cuatro capítulos, correspondientes a los cuatro grandes objetivos abordados en esta tesis y definidos en la sección anterior.

El capítulo 2: *Fundamentos teóricos: procesos lineales y no lineales en fibras ópticas monomodo*, trata de clarificar las bases de la teoría y de los conceptos que se van a manejar en el resto de la memoria. Se ha ilustrado este capítulo con algunos resultados y medidas obtenidas en nuestro laboratorio que nos han permitido entender mejor la física de estos fenómenos. Por su especial incidencia en esta tesis, se presentan en este capítulo las medidas de inestabilidad de modulación y ganancia Raman, que como se verá en los capítulos siguientes son los procesos no lineales fundamentales en los que basamos el desarrollo de la fuente de supercontinuo que se presenta en esta memoria.

El capítulo 3: *Antecedentes históricos de las fuentes de luz supercontinuas*, presenta una descripción cronológica de los resultados publicados sobre fuentes de supercontinuo. En este capítulo se presentan los primeros desarrollos realizados por Alfano y colaboradores en los años 70 [7, 9], y la evolución de este tipo de fuentes hasta los actuales desarrollos basados en fibras de cristal fotónico.

En el capítulo 4: *Generación de supercontinuo a partir de un láser continuo*, describimos la realización de nuestra fuente de supercontinuo bombeada por un láser Raman en fibra óptica que opera en onda continua. En este capítulo se describe en profundidad los fenómenos en los que se basa nuestra fuente de supercontinuo, se describe la simulación numérica realizada para demostrar la bondad de las hipótesis realizadas sobre el supercontinuo generado, y se evalúa la influencia de la temperatura (y por consiguiente la dispersión cromática) y la influencia de la coherencia de la fuente de bombeo en el resultado del supercontinuo generado.

En el capítulo 5: *Aplicaciones del supercontinuo con bombeo continuo*, presentamos tres aplicaciones desarrolladas en nuestro laboratorio para este tipo de fuente: fuente de espectro ancho para estudio de dispositivos y fuente para la realización de redes de sensores de fibra óptica, como fuente para Metrología de fibras ópticas en la medida de PMD de fibras muy largas, y como bombeo para amplificadores Raman de ganancia plana.

En el epígrafe "Conclusiones y futuros desarrollos" destacamos las conclusiones del trabajo, las innovaciones introducidas y los futuros desarrollos y líneas de continuidad del mismo.

Finalmente mostramos en un apéndice algunos de los problemas derivados del manejo de alta potencia continua en fibra óptica y cómo tratar de evitarlos.



## Capítulo 2

# Fundamentos teóricos: procesos lineales y no lineales en fibras ópticas monomodo.

El problema de la propagación de un haz luminoso en una fibra óptica se puede tratar como un caso particular de interacción de un campo electromagnético con un medio y, como tal, estará gobernado por las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

donde  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente;  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{B}$  son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética respectivamente;  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente y  $\rho$  es la densidad de carga. Las particularidades de este problema concreto provienen fundamentalmente del medio y no del campo. La fibra óptica es un medio dieléctrico, por tanto no existen cargas libres, con lo que podemos suponer  $\mathbf{J} = 0$  y  $\rho = 0$ . Además la fibra es un medio no magnético, luego se verifica la igualdad  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ . En un medio dieléctrico como la fibra, la densidad de flujo eléctrico no puede ponerse de forma directa como función del campo eléctrico ya que hay que tener en cuenta la polarización eléctrica inducida en el medio. Esta polarización eléctrica inducida viene motivada por la reorientación de las cargas ligadas que existen dentro del material. En este caso el vector

desplazamiento eléctrico se escribe como:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.5)$$

Tomando el rotacional de la ley de Faraday (ecuación 2.1) y usando las relaciones constitutivas del medio descritas anteriormente para las densidades de flujo eléctrico y magnético, obtenemos la ecuación:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

Esta expresión se puede simplificar teniendo en cuenta la pequeña no linealidad existente. De ese modo  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$ , con lo que 2.6 se puede escribir como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

Para completar la descripción del campo eléctrico es necesario establecer la relación existente entre el vector polarización eléctrica,  $\mathbf{P}$  y el vector campo eléctrico,  $\mathbf{E}$ . En general dicha relación se puede expresar como un desarrollo en serie de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = & \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' + \\ & + \epsilon_0 \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(2)}(t-t_1, t-t_2) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) dt_1 dt_2 + \\ & + \epsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 + \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde hemos denotado por  $\bar{\chi}^{(i)}$  a los tensores de orden  $i + 1$ , siendo entonces los productos del interior de las integrales productos tensoriales. De los tres sumandos que aparecen explícitamente en la expresión 2.8 el primero representa la parte del fenómeno de polarización asociada a la respuesta lineal de la fibra ( $\mathbf{P}_L$ ). El resto son los asociados a la respuesta no lineal ( $\mathbf{P}_{NL}$ ). El hecho de que sólo hayamos escrito los tres primeros términos es significativo, ya que los

sumandos sucesivos y omitidos son generalmente despreciables frente a estos tres primeros y, a lo largo de este trabajo, no serán nunca considerados. Por otro lado y dado el marco de trabajo en el que estamos, es necesario destacar el hecho de que la fibra óptica tiene como principal componente a la sílice, cuya molécula posee la propiedad de tener simetría de inversión. Este hecho hace que los productos tensoriales pares se anulen y que en nuestra expresión del factor de polarización 2.8 podamos obviar el segundo sumando. Si retomamos el hecho de que nuestro medio (la fibra óptica) es un medio isótropo, podemos añadir la siguiente simplificación: el tensor de susceptibilidad de primer orden,  $\bar{\chi}^{(1)}$ , puede escribirse mediante una única componente escalar. Y el tensor de tercer orden,  $\bar{\chi}^{(3)}$ , dispone de tan solo cuatro componentes no nulas: ( $\chi_{xxxx}^{(3)}(t)$ ,  $\chi_{xxyy}^{(3)}(t)$ ,  $\chi_{xyxy}^{(3)}(t)$  y  $\chi_{xyyx}^{(3)}(t)$ ). Según la aproximación de Born-Oppenheimer [4], las componentes del vector de susceptibilidad de orden tres pueden ser descritas mediante el siguiente funcional:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)} R_{ijkl}(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3) \quad (2.9)$$

donde  $R_{ijkl}$  es la respuesta no lineal normalizada asociada a la componente correspondiente del tensor de susceptibilidad. La respuesta no lineal asociada presenta una forma:

$$R_{ijkl}(t) = \sigma_{ijkl} \delta(t) + h_{ijkl}(t) \quad (2.10)$$

donde, como vemos, aparece un término instantáneo (mediante la delta de Dirac) y un término retardado ( $h_{ijkl}(t) = 0$  para  $t < 0$ ) que verifica  $\int_{-\infty}^{+\infty} h_{ijkl}(t) dt = f_R \sigma_{ijkl}$ . El primer término está relacionado con las deformaciones producidas por el campo en las órbitas de los electrones, y se supone instantáneo (sucede en unos pocos ciclos electrónicos) y el retardado está asociado a los cambios en el estado de vibración de la sílice y suceden en la escala de las decenas de femtosegundo.  $f_R$  es una constante que mide la contribución Raman a la susceptibilidad total y cuyo valor está en torno a 0.15 en función de los distintos tipos de fibra. La condición de simetría de Kleinman [49] para un medio isótropo impone asimismo que las cuatro componentes no nulas de la susceptibilidad de orden tres se relacionan de la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \chi_{xyyx}^{(3)}(t) &= \chi_{xyxy}^{(3)}(t) \\ \chi_{xxyy}^{(3)}(t) &= \chi_{xxxx}^{(3)}(t) - 2\chi_{xyxy}^{(3)}(t) \end{aligned} \quad (2.11)$$

De estas ecuaciones se obtiene que  $\sigma_{xyxy} = \sigma_{yyxx} = \sigma_{xyyx} = \sigma_{xxxx}/3$  y se deduce además que la respuesta retardada (Raman) sólo tiene dos componentes independientes que podemos establecer como  $h_{xxxx}(t)$  y  $h_{xyxy}(t)$ . Estas dos componentes corresponden, respectivamente, a la respuesta del medio paralela a la polarización del bombeo y la respuesta perpendicular a la polarización del bombeo, y se denotan comúnmente por  $h_{\parallel}(t)$  y  $h_{\perp}(t)$ .

La fibra óptica se convierte en un medio no lineal cuando por ella se propagan altas potencias. En ese caso se puede considerar  $|\mathbf{P}_{NL}| \ll |\mathbf{P}_L|$ , por lo que a efectos de resolver la ecuación 2.7, la contribución de  $\mathbf{P}_{NL}$  se trata como una perturbación al caso lineal. Cuando las potencias que atraviesan la fibra son moderadas o bajas,  $\mathbf{P}_{NL}$  puede ser despreciado.

El primer criterio de clasificación para los fenómenos no lineales en fibras ópticas se centra en evaluar la energía efectiva intercambiada en el proceso de interacción. Así se diferencian dos grupos de fenómenos: efectos no lineales de tipo elástico y efectos no lineales de tipo inelástico.

Los efectos no lineales de tipo elástico engloban aquellos fenómenos en los que no existe un intercambio neto de energía entre el campo electromagnético y el medio material. Son fenómenos que tienen lugar a través de modificaciones no lineales instantáneas del índice de refracción del material (asociado al término instantáneo de la ecuación 2.10). Las posibles nuevas frecuencias ópticas que surjan como consecuencia de la interacción no lineal están sometidas a la restricción en el balance de energía neta de los fotones que intervienen en el proceso. Con esta idea, dentro del grupo de efectos no lineales de tipo elástico se puede diferenciar entre fenómenos de generación de tercer armónico (THG), mezcla de cuatro ondas (FWM), automodulación de fase (SPM) y modulación cruzada de fase (XPM).

Los efectos no lineales de tipo inelástico engloban aquellos fenómenos para los que sí existe un intercambio efectivo de energía entre el campo electromagnético y el material. La interacción tiene lugar a través de modificaciones en la polarizabilidad del material asociadas a vibraciones en los átomos de la red, por lo que la respuesta del material presenta una cierta inercia en el tiempo y, por tanto, limitaciones en la respuesta en frecuencia ante variaciones rápidas de la intensidad luminosa. No se cumple un balance estricto en las energías de los fotones que intervienen en el proceso, al entrar en juego también fonones de la red que se

llevan parte de la energía del campo electromagnético. El intercambio de energía entre la onda y el medio se traduce en estos efectos en ganancia y/o atenuación no lineal.

Los efectos no lineales de tipo inelástico se manifiestan como efectos de difusión (*scattering*) de la luz en el medio y en la fibra se conocen específicamente como fenómenos de difusión Raman y de difusión Brillouin.

En este capítulo nos ocuparemos de describir la automodulación de fase y su interacción con la dispersión de la fibra y el *scattering* Raman, los cuales veremos que son los responsables fundamentales de la generación del fenómeno que nos ocupa, el supercontinuo. Pero no debemos olvidarnos de un fenómeno debido a la propagación lineal de la luz por el interior de la fibra, que también será determinante en la naturaleza de nuestra fuente, la dispersión cromática.

## 2.1 Propagación lineal. Dispersión cromática.

La dispersión cromática es un fenómeno que aparece como consecuencia de la propagación lineal de la luz por la fibra y que está directamente relacionado con la dependencia de la constante de propagación con la frecuencia  $\beta(\omega)$ .

Para comprender mejor este fenómeno haremos un resumen de los conceptos básicos de propagación lineal que intervienen de manera más o menos directa en este proceso. Si a partir de la ecuación 2.7 suponemos propagación lineal de la luz por la fibra óptica tendremos:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (2.12)$$

El índice de refracción y la atenuación se relacionan con  $\chi^{(1)}(\omega)$  mediante las expresiones:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \Re[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (2.13)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \Im[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (2.14)$$

donde  $\chi^{(1)}(\omega)$  es la transformada de Fourier de  $\chi^{(1)}(t)$ . Si expresamos 2.7 en

función de la frecuencia, suponiendo las pérdidas de la fibra nulas tenemos

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.15)$$

Ésta es la ecuación a resolver para conocer el comportamiento lineal de la luz al propagarse por la fibra. Aunque el vector de campo eléctrico tiene tres componentes, normalmente se suele utilizar una sola, típicamente  $\tilde{E}_z(\mathbf{r}, \omega)$ . Utilizando el método de separación de variables y teniendo en cuenta que nuestro problema tiene simetría cilíndrica, las soluciones que se obtienen son de la forma:

$$\tilde{E}_z(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{A}(\omega) F(\rho) e^{(\pm im\phi)} e^{(i\beta z)} \quad (2.16)$$

donde  $\tilde{A}(\omega)$  es un término de amplitud,  $m$  es un número entero que marca el orden de modo y  $F(\rho)$  y  $\beta$  se obtienen resolviendo la ecuación:

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left( n^2(\rho) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F(\rho) = 0 \quad (2.17)$$

$\beta$  es una función de la frecuencia  $\omega$  y se denomina constante de propagación del modo en la fibra. La dependencia de  $\beta$  en frecuencia viene causada por la dependencia frecuencial y radial del índice de refracción. El confinamiento del modo en el núcleo de la fibra (guiado) sólo se consigue cuando el valor promedio del índice en el interior de la fibra es mayor que en la cubierta. El modo fundamental (el que se emplea cuando nos referimos a fibras ópticas monomodo) se obtiene con  $m = 0$  y aparece de forma única en la fibra desde frecuencia cero hasta una cierta frecuencia  $\omega_c$  denominada frecuencia de corte. Al igual que la constante de propagación, la frecuencia de corte depende simultáneamente de la dependencia radial y frecuencial del índice de refracción. Como regla práctica cabe decir que la frecuencia de corte aumenta cuando disminuye el radio del núcleo o disminuye la diferencia de índice entre núcleo y recubrimiento. La distribución de campo del modo fundamental sigue, en general, una ley que se puede aproximar bien por una gaussiana:

$$F(\rho) \simeq e^{\left( -\frac{\rho^2}{\rho_w^2} \right)} \quad (2.18)$$

donde  $\rho_w$  mide el radio efectivo que ocupa el modo. A la cantidad  $2\rho_w$  se le denomina diámetro de campo modal [75].

Para explicar el fenómeno lineal de dispersión cromática, resulta de gran utilidad considerar un espectro centrado alrededor de una frecuencia  $\omega_0$ . En el caso de que el ancho espectral total ( $\Delta\omega$ ) sea mucho menor que la frecuencia central ( $\Delta\omega \ll \omega_0$ ), podemos describir la constante de propagación en todo el rango espectral de interés mediante un desarrollo en serie de Taylor:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.19)$$

donde

$$\beta_i = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.20)$$

Los parámetros  $\beta_0$ ,  $\beta_1$  y  $\beta_2$  nos aportan información acerca de la velocidad de fase y de grupo. La velocidad de fase ( $v_f$ ) es el cociente entre la frecuencia angular  $\omega$  y la constante de propagación  $\beta$  y puede entenderse como la velocidad a la que se propagan los frentes de una onda armónica (por ejemplo, producida por un láser continuo) a lo largo de la fibra. La velocidad de grupo, sin embargo, se define como la derivada de la frecuencia respecto a la constante de propagación y coincide con el inverso de  $\beta_1$ :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.21)$$

La velocidad de grupo es la velocidad a la que se propaga la envolvente de variación lenta de una onda armónica (por ejemplo una senoide que modula la amplitud de salida de un láser). Ambas cantidades no son, en general, iguales, salvo que  $\beta$  y  $\omega$  se relacionen linealmente (lo cual no es cierto en general). Aunque no son iguales, la velocidad de fase y de grupo en fibras son muy parecidas y aproximadamente iguales a  $2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

La relación entre  $\beta_2$  y la velocidad de grupo es inmediata:

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau_g}{d\omega} \quad (2.22)$$

siendo  $\tau_g$  el retardo de grupo por unidad de longitud.  $\beta_2$  mide la variación del retardo de grupo que experimentan las distintas componentes espectrales alrede-

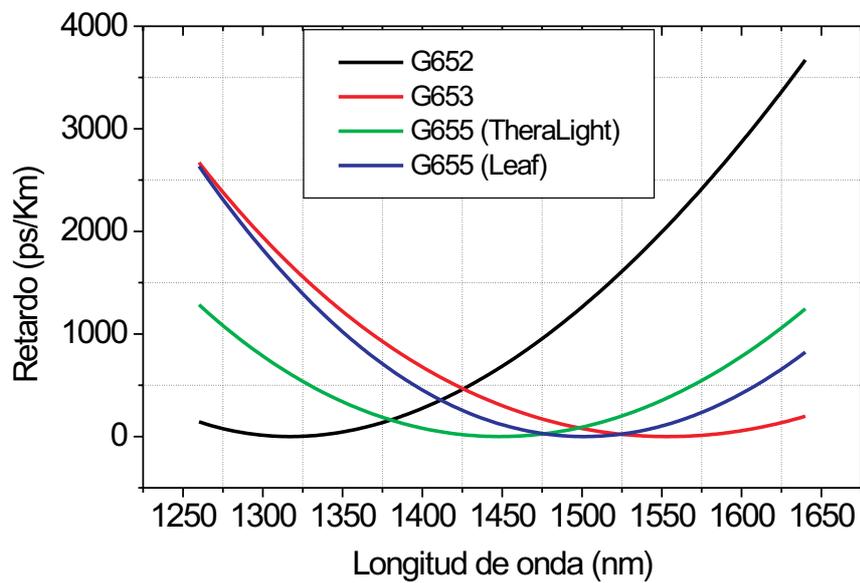
dor de la frecuencia central  $\omega_0$  y por tanto es la responsable del ensanchamiento de los pulsos que se propagan en régimen lineal a lo largo de la fibra. Es por ello que a la cantidad  $\beta_2$  se le denomina dispersión de velocidad de grupo. A la hora de medir este parámetro se suele emplear otro con el que está directamente relacionado:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \quad (2.23)$$

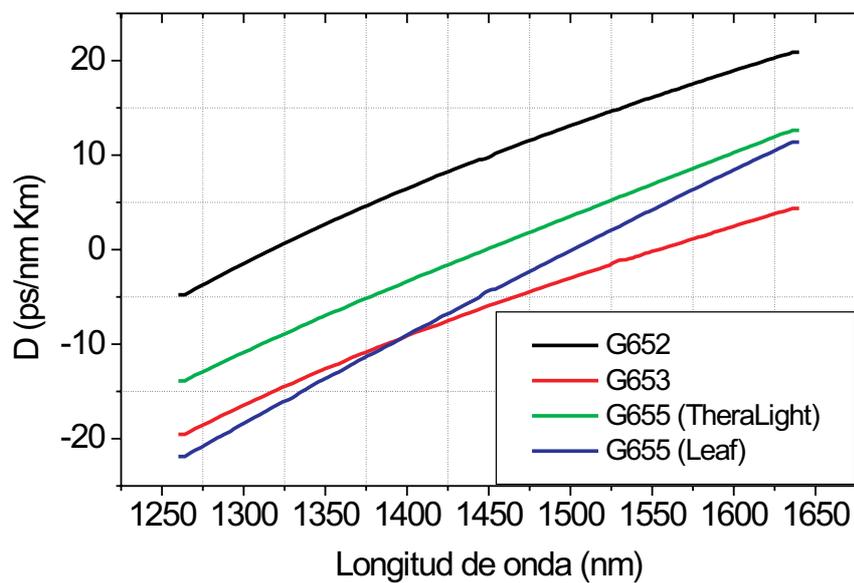
denominado coeficiente de dispersión cromática. En términos de unidades,  $\beta_2$  se mide en  $\text{ps}^2 \cdot \text{Km}^{-1}$  y  $D$  en  $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ . La figura 2.1 muestra las curvas de dispersión típica de varios tipos de fibra comercial medidas en nuestro laboratorio [41].

Una característica notable de todas las curvas es que la dispersión se anula para una cierta longitud de onda. A esta longitud de onda la denominaremos longitud de onda de dispersión nula y la denotaremos por  $\lambda_0$ . Por encima de esta longitud de onda ( $D > 0, \beta_2 < 0$ ) se dice que la fibra presenta un régimen de dispersión anómalo, mientras que por debajo de esta longitud de onda ( $D < 0, \beta_2 > 0$ ) se dice que la propagación se efectúa en el régimen de dispersión normal.

A efectos de la explicación del fenómeno de solitón que veremos más adelante, es interesante considerar ahora el efecto que tiene la dispersión cromática en un pulso de luz. Dicho efecto está representado en la figura 2.2 para el caso de régimen de dispersión anómalo. Bajo estas condiciones, el efecto que produce la dispersión cromática sobre un pulso de luz, cuyo espectro está centrado alrededor de una frecuencia es que las frecuencias situadas por encima de la frecuencia central del pulso viajen a una velocidad de grupo mayor que las frecuencias situadas por debajo. Esto provoca que las frecuencias más altas se desplacen hacia el flanco de subida del pulso, mientras que las más bajas quedan en el de bajada, lo que provoca un ensanchamiento temporal del pulso. Es posible conseguir la propagación de un pulso sin distorsión por la fibra (solitón), siempre que la dispersión introducida por el efecto no lineal de SPM se compense totalmente con la dispersión lineal de la fibra. Como veremos, este proceso será esencial en la generación de nuestra fuente supercontinua. El efecto contrario se consigue cuando la luz se propaga en régimen de dispersión normal.



(a)



(b)

Figura 2.1: Distintos tipos de fibras en función de su curva de dispersión cromática: en la gráfica (a) representamos el retardo en función de la longitud de onda; mientras que en la (b) aparece la curva de dispersión de los cuatro tipos distintos de fibra: G652: fibra estándar (SMF), G653: fibra de dispersión desplazada (DSF), G655 (TheraLight), G655 (Leaf): NZDSF

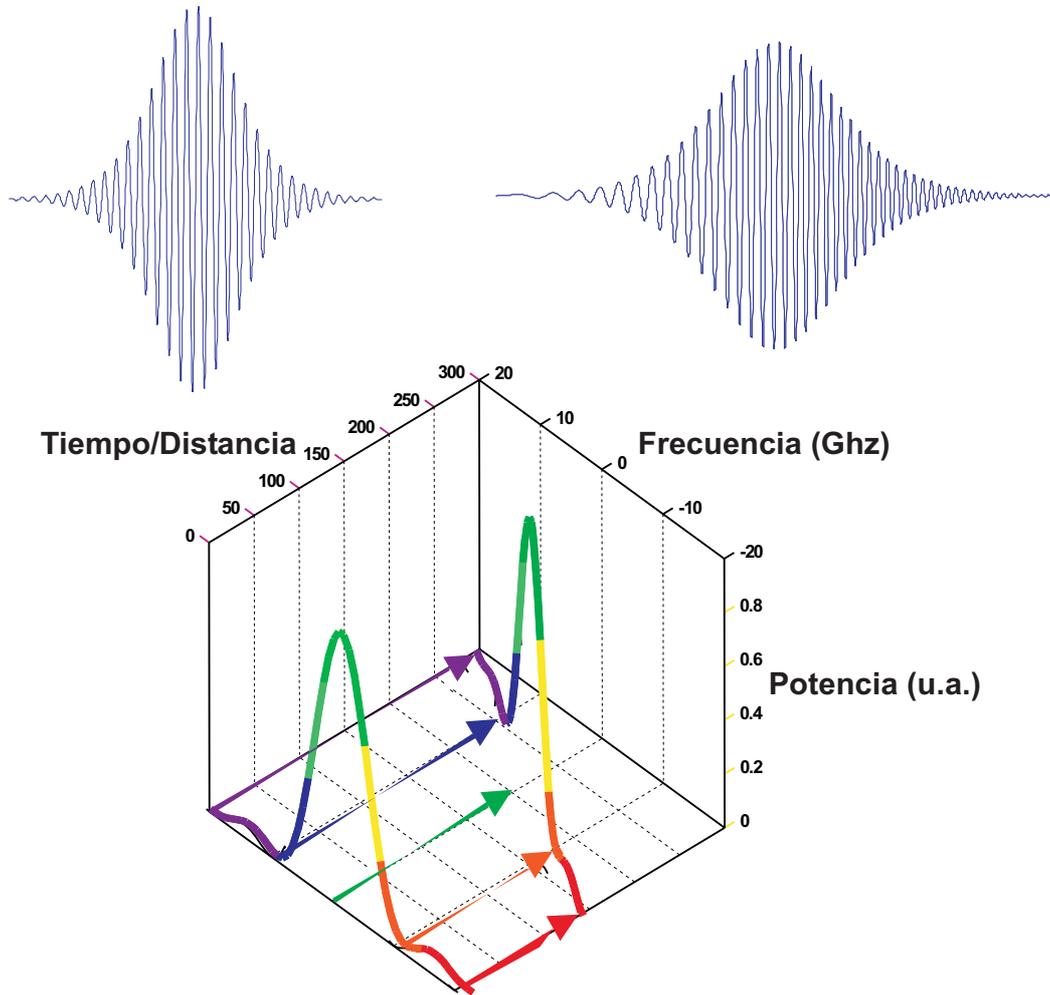


Figura 2.2: Efecto de la dispersión cromática sobre un pulso propagado por una fibra óptica monomodo en régimen de dispersión anómala.

## 2.2 Propagación no lineal.

Para estudiar el comportamiento de un haz de luz intenso que se propaga por una fibra óptica monomodo es necesario realizar un estudio de la ecuación 2.7. En general y con el objetivo de hacer más comprensible el desarrollo matemático, se consideran distintas simplificaciones. En primer lugar se suele considerar que la polarización eléctrica a lo largo de la fibra se mantiene constante. Esta aproximación es muy discutible pero simplifica sustancialmente el tratamiento y permite extraer resultados generalizables a fibras reales. De ese modo se puede trabajar con una aproximación escalar de la ecuación 2.7.

Antes de continuar con las aproximaciones es conveniente tener en cuenta el

hecho de que la respuesta no lineal de la fibra tiene dos componentes: una debida a distorsiones en las órbitas electrónicas de los átomos, inducidas por el campo eléctrico presente en la fibra; y la otra asociada a los cambios de vibración de las moléculas de sílice. La primera ocurre en escalas de tiempo de unos pocos ciclos electrónicos, por lo que se suele considerar instantánea. La segunda es la que se conoce como respuesta Raman y sucede con tiempos de retardo de  $\tau_R=60-70$  fs, por lo que sólo podemos interpretarlos como instantáneos cuando asumimos un ancho de banda mucho menor a  $1/\tau_R \simeq 14$  THz. Normalmente se suele considerar válida esta suposición hasta pulsos del orden de 1 ps. En caso contrario no es procedente tratar la respuesta no lineal de la fibra como instantánea. En cuanto a las pérdidas de la fibra sólo se pueden considerar despreciables para el caso en el que la longitud de la fibra sea mucho menor que el inverso del coeficiente de atenuación de la misma ( $1/\alpha$ ).

Teniendo presentes estas consideraciones nosotros trabajaremos con los términos de respuesta Raman y de pérdidas. De este modo, si reescribimos la ecuación 2.7 en el dominio de la frecuencia, tenemos la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} &= \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \\ &\cdot \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{R}(\omega_1 - \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega - \omega_1 + \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(\omega_2) d\omega_1 d\omega_2 \end{aligned} \quad (2.24)$$

Actuando del mismo modo que en el caso de propagación lineal, suponemos que la solución del campo puede escribirse como producto de sus componentes radial y longitudinal:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [A(t) F(\rho) \exp(i(\omega_0 t - \beta_0 z) + c.c.)] \quad (2.25)$$

donde hemos supuesto, por conveniencia, que el campo está alineado en la dirección  $\hat{x}$ . Para obtener la solución al caso no lineal, los términos no lineales se tratan como perturbaciones (variaciones pequeñas) al caso lineal. De este modo, la distribución radial del campo se obtiene al igual que en el caso lineal, es decir, anulando toda la contribución no lineal a la ecuación 2.24. En primer orden de perturbación, la presencia de efectos no lineales no afecta a la distribución radial del modo fundamental. La inclusión del término perturbativo sí afecta, sin

embargo, a la constante de propagación  $\beta$  como veremos en la sección 2.2.1.

Partiendo de estas consideraciones, la obtención de la que se considera ecuación de propagación, consiste en la aplicación de una serie de herramientas matemáticas, que aparecen detalladas en la referencia [57] y que nosotros no mostraremos de manera explícita ya que no consideramos que aporten claridad al objeto de esta tesis. Así es que partiremos directamente de la expresión final para la amplitud compleja  $A(z, t)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = \\ = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_{xxxx}} R_{xxxx}(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

donde  $\gamma$  es una constante que mide la no linealidad de la fibra y que recibe el nombre de coeficiente no lineal. La amplitud compleja  $A(z, t)$  ha sido normalizada de manera que la potencia óptica de la onda se calcula según la ley  $P(z, t) = |A(z, t)|^2$ .  $\gamma$  se relaciona con la susceptibilidad según la ecuación:

$$\gamma = \frac{n_{2e}\omega_0}{cA_{eff}} = \frac{3\sigma_{xxxx}\omega_0}{8ncA_{eff}} \quad (2.27)$$

donde por  $n_{2e}$  denominamos al índice no lineal de la fibra, que será descrito con detalle en la sección 2.2.1. El valor de este índice se ha medido experimentalmente y se ha evaluado en el entorno de  $2.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  [96, 4]. En la expresión anterior  $A_{eff}$  tiene unidades de área y es el resultado del cociente [4]:

$$A_{eff} = \frac{2\pi \left( \int_0^{+\infty} F^2(\rho) \rho d\rho \right)^2}{\int_0^{+\infty} F^4(\rho) \rho d\rho} \quad (2.28)$$

donde por  $F(\rho)$  habíamos denominado la distribución de campo del modo fundamental.

En este desarrollo y con el fin de simplificarlo, hemos omitido la variación con la frecuencia de la distribución radial del campo y hemos supuesto que, para todo el rango de frecuencias cubierto por el pulso,  $F(\rho)$  permanece constante. El área efectiva mide el área real que ocupa el campo en el interior de la fibra o, de otra manera, la sección eficaz de área de fibra ocupada por el campo. Valores típicos en tercera ventana de este parámetro son  $84 \mu\text{m}^2$  para fibras SMF de segunda

ventana ( $\lambda_0 \sim 1300$  nm) y  $50 \mu m^2$  para fibras DSF ( $\lambda_0 \sim 1550$  nm).

Si suponemos que trabajamos en régimen continuo o con pulsos más largos de 1 ps, podemos suponer que la respuesta del medio es prácticamente instantánea, por lo que la ecuación se simplificará enormemente y la ecuación 2.26 se puede expresar como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2.29)$$

A la ecuación 2.29 se le suele denominar ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) por su similitud con la ecuación no lineal de Schrödinger con un potencial no lineal. A efectos de propagación de pulsos en fibras, esta ecuación es la base de todos los estudios de propagación de solitones en fibras. A la ecuación 2.26, que incluye el efecto Raman en la fibra, se le suele denominar ecuación no lineal de Schrödinger extendida. De ella se derivan interesantes efectos de orden superior en propagación de solitones como el corrimiento de la frecuencia central hacia longitudes de onda más largas (*soliton self-frequency shift*, SSFS).

Las ecuaciones crecen en complicación cuando consideramos la propagación de dos o más frecuencias en el mismo sentido o sentidos diferentes.

Antes de finalizar esta sección es importante introducir el concepto de longitud efectiva de interacción no lineal sobre una fibra. La longitud efectiva es la longitud que necesita recorrer la luz para que tenga lugar la generación de cada efecto no lineal, teniendo en cuenta las pérdidas que se producen en la fibra. Su valor viene dado por la siguiente expresión:

$$L_e = \int_0^L \exp(-\alpha z) dz = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (2.30)$$

Para valores pequeños de longitud de fibra se suele considerar  $L_e \simeq L$ . En cambio para valores grandes de longitud,  $L_e \simeq 1/\alpha$ . Para este último caso, habitual en los sistemas de telecomunicación sobre fibra óptica, y considerando propagación en tercera ventana, obtenemos  $L_e \simeq 22$  Km. Para una fibra de longitud intermedia, por ejemplo 10 Km, el parámetro  $L_e$  vale 7 Km para fibras en segunda ventana y 8 Km en tercera.

## 2.2.1 Refracción no lineal.

### 2.2.1.1 Índice no lineal y automodulación de fase.

En presencia de un haz de luz intenso, el índice de refracción de la fibra varía en función de la intensidad:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (2.31)$$

donde  $I$  es la intensidad óptica que recorre la fibra. Como vemos hay una parte constante ( $n_0$ ) y otra que depende linealmente de la intensidad  $I$ . El coeficiente que escala la dependencia con  $I$  se relaciona a su vez con la parte real del tensor de susceptibilidad de tercer orden:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^3) \quad (2.32)$$

En las fibras que se usan habitualmente en comunicaciones,  $n_2 \simeq 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$ , por lo que la no linealidad introducida por las potencias habituales (1-10 mW) es pequeña. Pensemos que para una fibra estándar de área efectiva  $80 \mu\text{m}^2$  la variación del índice de refracción para 10 mW es  $\Delta n \sim 2.75 \cdot 10^{-12}$ . En fibras, sin embargo, trabajamos con longitudes de interacción grandes, por lo que la variación que introduce la intensidad en la fase no lineal de la onda propagante no es despreciable. Por ejemplo, para una fibra cuya longitud efectiva fuera de 5 Km, bombeada con 10 mW a 1550 nm se introduce una fase no lineal  $\phi_{NL} = 2\pi \frac{\Delta n L_e}{\lambda} \sim 5.6 \cdot 10^{-2}$ . La dependencia del índice con la intensidad se traduce en distintos efectos no lineales que experimentará la luz que circule por la guía. En función de si el índice de refracción no lineal provoca efectos sobre la propia señal o sobre otras señales copropagantes, a estos efectos se los denomina automodulación de fase (*self-phase modulation, SPM*) o modulación cruzada de fase (*cross-phase modulation, XPM*).

Antes de comenzar a trabajar con la ecuación no lineal de Schrödinger 2.29, es conveniente introducir algunas simplificaciones que hacen matemáticamente más sencillo su manejo y que no suponen cambios sustanciales en la física del sistema. En primer lugar consideramos una escala de tiempos cuya referencia es un punto que se mueve a la velocidad a la que se desplaza la envolvente del pulso de luz, denominada *velocidad de grupo*,  $v_g$  (ver la ecuación 2.21). Matemáticamente se

define como el inverso de la primera derivada de  $\beta$ . Si además normalizamos a la duración del pulso podemos definir una nueva variable temporal:

$$\tau = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (2.33)$$

en función de la cual expresamos la forma de onda que se propaga por la fibra. Además podemos expresar la amplitud de variación lenta en forma normalizada:  $A(z, \tau) = \sqrt{P_0}U(z, \tau)$  donde  $P_0$  es la potencia de pico de la señal. Si además consideramos las pérdidas de la fibra nulas y la dispersión de la velocidad de grupo también nula, se puede reescribir la ecuación 2.29 como:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i\gamma P_0 |U(z, \tau)|^2 U(z, \tau) \quad (2.34)$$

A la salida de la fibra ( $z = L$ ), la solución a la ecuación 2.34 tiene la forma:

$$U(L, \tau) = U(0, \tau) \exp(i\phi_{NL}) \quad (2.35)$$

donde  $\phi_{NL}$  es una fase no lineal que introduce la automodulación de fase (SPM) y viene dada por la potencia de bombeo y el coeficiente no lineal de la fibra; además es función de la distancia.

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 |U(0, \tau)|^2 L \quad (2.36)$$

Como vemos, la modificación de la potencia en el índice de refracción, afecta a la fase de la señal. La fase no lineal introducida dependerá de la potencia instantánea de la señal, y por tanto su efecto no sólo dependerá de la intensidad de la señal, sino que también vendrá ligada a la forma de la misma. En efecto, podemos considerar la variación de la frecuencia instantánea de la señal con la intensidad:

$$\delta\omega(\tau) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial\tau} = -\gamma P_0 L \frac{\partial}{\partial\tau} (|U(0, \tau)|^2) \quad (2.37)$$

Si consideramos un pulso a la entrada y observamos la expresión 2.37, vemos cómo la frecuencia instantánea se desplazará hacia el rojo en el flanco de subida

del pulso ( $\delta\omega < 0$ ) y hacia el azul en el de bajada ( $\delta\omega > 0$ ). Esto se traduce de forma efectiva en un ensanchamiento del espectro del pulso, si bien no en su forma temporal.

Podemos tener en cuenta el efecto combinado de la dispersión con la refracción. Retomando la dependencia con la dispersión cromática de la forma temporal del pulso descrita en la sección 2.1 vemos cómo, en el caso de dispersión anómala, el retardo de grupo es mayor para las longitudes de onda mayores y menor para las menores, lo que provoca que el flanco de subida vaya más lento que el de bajada y por tanto una compresión del pulso. En el caso de dispersión normal el retardo de grupo evoluciona con la frecuencia de forma inversa, por lo que creará un ensanchamiento adicional en el pulso.

### 2.2.1.2 Automodulación de fase en haces continuos: inestabilidad de modulación, MI.

Tradicionalmente se conoce como inestabilidad de modulación al fenómeno que se manifiesta, en el dominio espectral, con la aparición de dos lóbulos laterales a ambos lados de un bombeo continuo. Visto desde el dominio temporal esto se traduce en la aparición de un tren de pulsos ultracortos que se propaga por la fibra. Para observar el fenómeno de inestabilidad de modulación (MI) es necesario que la propagación de la luz tenga lugar en régimen de dispersión anómalo ( $\beta_2 < 0, D > 0$ ). La explicación teórica de este fenómeno la encontramos si nos detenemos a realizar un estudio de las soluciones de la ecuación 2.29. Si consideramos nulas las pérdidas en la fibra, obtenemos una ecuación con el siguiente aspecto:

$$i\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma|A|^2 A \quad (2.38)$$

donde  $T = t - z/v_g$ . Si resolvemos esta ecuación encontramos una solución estacionaria de la forma:

$$A(z, T) = (\sqrt{P_0}) \exp(i\gamma P_0 z) \quad (2.39)$$

Como vemos, el efecto de la SPM en un haz continuo es sólo modificar la fase de la onda a la salida de la fibra. Para estudiar la estabilidad de esta solución

introducimos una pequeña perturbación:

$$A(z, T) = (\sqrt{P_0} + a(z, T)) \exp(i\gamma P_0 z) \quad (2.40)$$

Sustituimos 2.40 en 2.38 y despreciamos los términos de orden mayor que uno en  $a$ . Así tenemos la siguiente ecuación:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (2.41)$$

Si resolvemos esta nueva ecuación lineal en el dominio de la frecuencia encontramos que, como tenemos el término  $a^*$  (complejo conjugado de  $a$ ), las componentes de Fourier a las frecuencias  $\pm\Omega$  están acopladas. Por tanto las soluciones de la ecuación diferencial 2.41 tendrán el siguiente aspecto:

$$a(z, T) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega T)] + a_2 \exp[-i(Kz - \omega T)] \quad (2.42)$$

donde  $K$  es el número de onda y  $\Omega$  es la frecuencia de la perturbación. El siguiente paso es sustituir la nueva solución 2.42 en la ecuación diferencial lineal 2.41. Si agrupamos los factores de las exponenciales obtenemos:

$$\begin{aligned} & \exp[i(Kz - \Omega T)] - K a_1 + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 a_1 + \gamma P_0 a_1 + \gamma P_0 a_2 \\ & + \exp[-i(Kz - \Omega T)] K a_2 + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 a_2 + \gamma P_0 a_2 + \gamma P_0 a_1 = 0 \end{aligned} \quad (2.43)$$

De donde se deduce que cada uno de los términos que multiplica a las exponenciales complejas debe ser cero. De esta condición obtenemos dos ecuaciones homogéneas acopladas:

$$\left(-K + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \gamma P_0\right) a_1 = -\gamma P_0 a_2 \quad (2.44)$$

$$\left(K + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \gamma P_0\right) a_2 = -\gamma P_0 a_1 \quad (2.45)$$

Este sistema sólo tiene solución no trivial cuando el número de onda y la frecuencia de la perturbación verifican la relación:

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| \sqrt{\Omega^2 + \frac{4\gamma P_0}{\beta_2}} \quad (2.46)$$

Observando esta última expresión podemos apreciar lo determinante que es el régimen de dispersión en el que se propague la luz por la fibra. Si el signo de  $\beta_2$  es positivo, entonces el número de onda es real a cualquier frecuencia que situemos la perturbación de la frecuencia central. En este caso, todas las soluciones tendrán amplitud constante y podremos afirmar que la solución estacionaria de la ecuación 2.38 es estable ante pequeñas perturbaciones. En cambio, si el régimen de propagación de la luz es anómalo ( $\beta_2 < 0$ ), para frecuencias  $|\Omega| < \sqrt{4\gamma P_0 \beta_2^{-1}}$ ,  $K$  es imaginario puro y por tanto la amplitud de la perturbación crece exponencialmente a medida que la luz recorre longitud de fibra.

El efecto de ganancia en potencia que sufre una señal separada en frecuencia  $\Omega$  respecto al bombeo viene dada por:

$$g(\Omega) = 2\Im(K) = |\beta_2 \Omega| \sqrt{\frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} - \Omega^2} \quad (2.47)$$

Si realizamos un estudio del crecimiento de la función  $g(\Omega)$  observamos que se producen sendos máximos en  $\Omega_{max} = \pm \sqrt{2\gamma P_0 / |\beta_2|}$ . La ganancia en esos puntos es  $g(\Omega_{max}) = 2\gamma P_0$ .

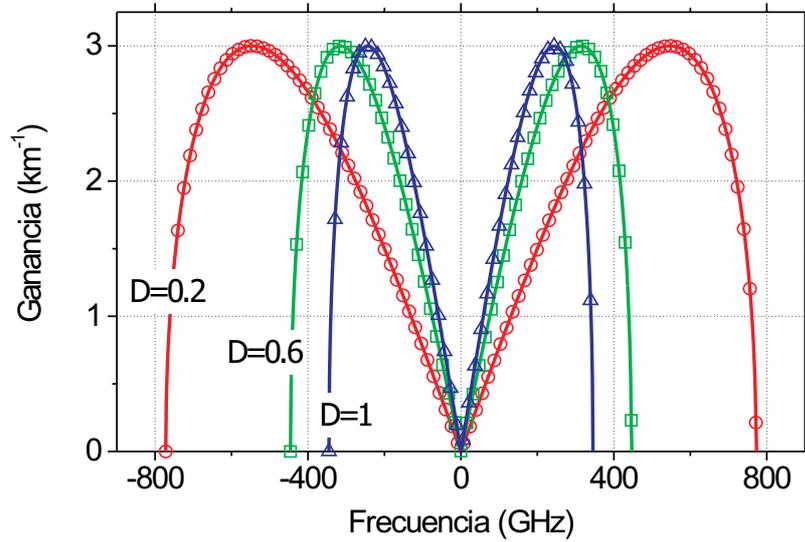
### 2.2.1.3 Medidas de inestabilidad de modulación en el laboratorio.

La influencia de la dispersión y la potencia de bombeo en la ganancia de MI se muestra en las figuras 2.3a y 2.3b. Si observamos la primera de ellas vemos cómo, a menor valor de coeficiente de dispersión, las bandas de ganancia son más anchas, mientras que la ganancia máxima permanece constante. En la segunda vemos que a medida que aumenta la potencia de bombeo, las bandas de ganancia se hacen más anchas y más altas.

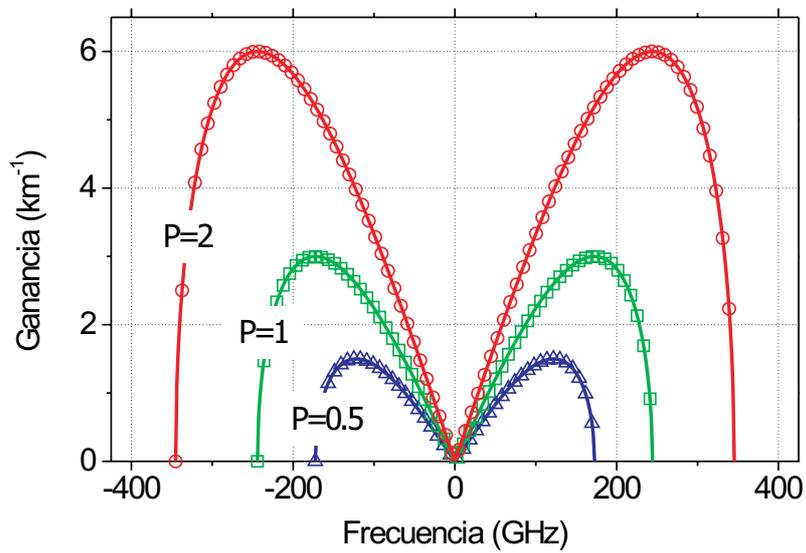
La comprobación experimental de la existencia de MI en distintos tipos de fibras la realizamos usando un láser raman de bombeo continuo a 1455.3 nm y

---

una fibra de dispersión desplazada no nula (NZDSF) siguiendo el esquema que más adelante se mostrara como montaje experimental para la generación de supercontinuo continuo 4.9. La fibra fue elegida de manera que con nuestro láser bombeáramos en una región de dispersión pequeña y positiva. En las figura 2.4a mostramos los espectros de salida obtenidos al sintonizar, mediante temperatura, la dispersión de la fibra. Como vemos, la altura de los lóbulos laterales permanece aproximadamente constante, mientras que su anchura es mayor a menor dispersión. En la figura 2.4b mostramos la forma del espectro obtenido a la salida de la fibra para un solo valor de dispersión y dos niveles de potencia. Vemos que, a mayor potencia los lóbulos de MI son más altos y ligeramente más anchos.

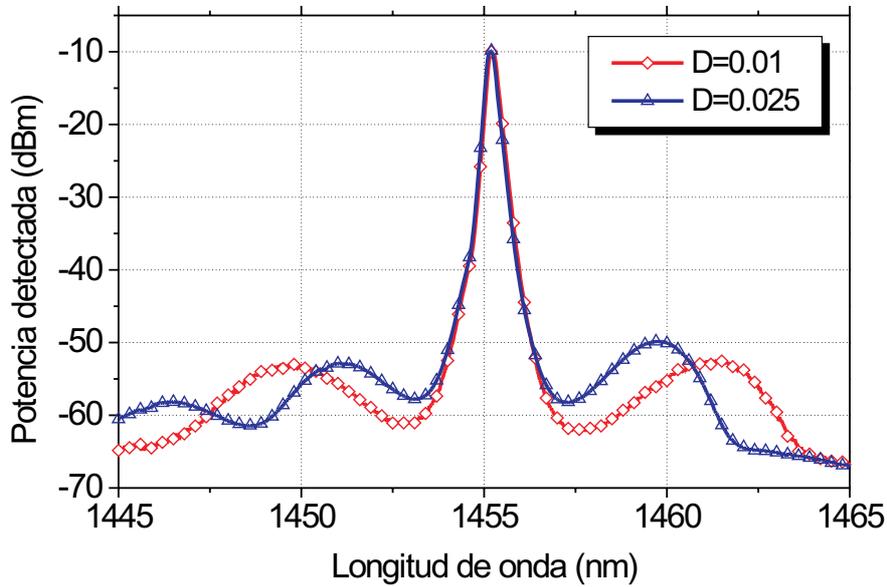


(a)

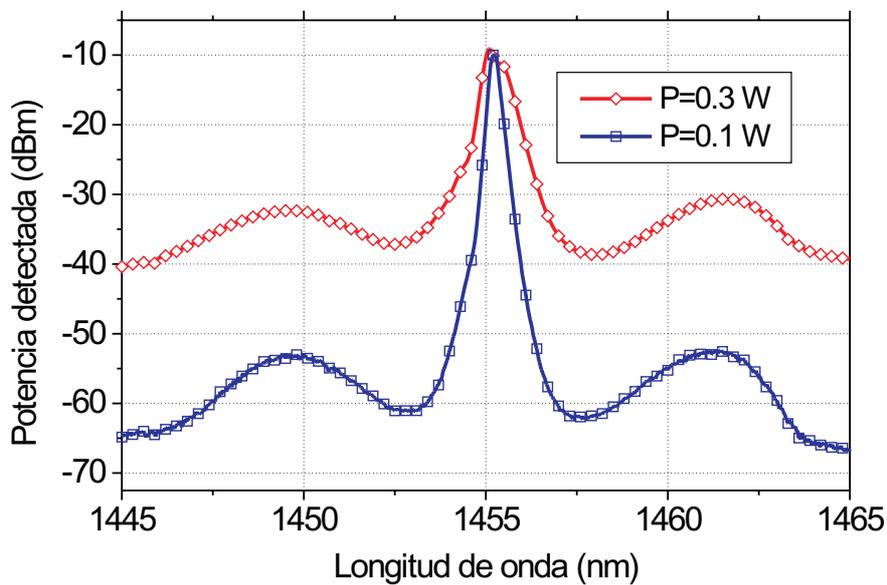


(b)

Figura 2.3: Dependencia de la inestabilidad de modulación con la potencia y la dispersión: (a) Dependencia con la dispersión ( $P = 1 \text{ W}$ ); (b) Dependencia con la potencia ( $D = 2 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{Km}^{-1}$ )



(a)



(b)

Figura 2.4: Observación del efecto de inestabilidad de modulación y su variación con la dispersión de la fibra (a) y con la potencia de entrada (b). El experimento se ha realizado con un láser Raman sintonizado a 1455.3 nm y una fibra de dispersión desplazada no nula de 7 Km con una  $\lambda_0$  estimada de 1452.8 nm. En (a) los valores de dispersión se han estimado a partir de la posición de los lóbulos de inestabilidad de modulación y vienen dados en  $\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{Km}^{-1}$ . La sintonía en dispersión se ha conseguido cambiando la temperatura de la fibra.

#### 2.2.1.4 Automodulación de fase en pulsos: Solitones.

Como hemos visto al hablar de SPM, la dispersión y la modulación del índice de refracción de la fibra son dos factores determinantes en el ensanchamiento o compresión de un pulso de luz al propagarse por una fibra óptica. Además su efecto puede ser opuesto. De este hecho podemos aprovecharnos para conseguir compensar ambos efectos y que el pulso se propague invariante por la fibra. Los pulsos que poseen esta característica se denominan solitones.

En régimen de dispersión anómala con  $\beta_2 < 0$ , existe una solución a la ecuación de Schrödinger 2.38, cuyo perfil temporal de intensidad no varía a lo largo de la fibra. A este tipo de señal luminosa se la conoce como *solitón*. En la bibliografía aparece como el primero en percatarse de la existencia de este fenómeno el ingeniero hidráulico J. Scott Russell, quien en 1834 observó en un canal de Edimburgo cómo unas ondas en el agua se propagaban sin distorsionarse y les dio el nombre de "great wave of translation". Su descripción de este fenómeno despertó el interés de numerosos investigadores, entre ellos Lord Rayleigh, quien aportó numerosas contribuciones a la teoría de las ondas solitarias. Desde entonces y hasta nuestros días la bibliografía publicada acerca de los solitones es muy abundante dadas las importantes aplicaciones de este tipo de señal luminosa en comunicaciones.<sup>1</sup>

Las propiedades de este nuevo tipo de ondas no se comprendieron realmente hasta que no se desarrolló el método de resolución de ecuaciones de *scattering* inverso [4]. Con este método matemático fue posible encontrar soluciones a la ecuación no lineal de Schrödinger. Esencialmente consiste en encontrar un problema adecuado de difusión cuyo potencial sea una solución de nuestro problema. Para ver esto retomamos la ecuación de Schrödinger 2.38 y sobre ella efectuamos

---

<sup>1</sup>Anteriormente a la observación de Russell se habían observado este tipo de ondas hidrodinámicas solitarias. Los navegantes españoles se encontraron con ondas de este tipo en sus viajes durante la conquista de América. Diego de Aguirre las observó en la desembocadura del río Orinoco. En esa región los indios denominaban a este fenómeno como "Macareo". Anteriormente Vicente Yañez Pinzón (año 1500) encontró estas ondas en el río Amazonas, donde se las conocían por el nombre de "Pororoco" (que en lengua tupiguaraní significa "gran estruendo"). Para ambos conquistadores el resultado de su interacción con la onda fue en hundimiento de varias de sus embarcaciones. En 1999 el surfista brasileño Picuruta Salazar recorrió 12.5 Km en tabla sobre la "Pororoco" en un trayecto que duró 35 minutos. La ola "Macareo" en el Amazonas, remonta el río y sus efectos se dejan notar a 800 Km de la desembocadura.

la normalización dada por los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned} u &= N \frac{A}{\sqrt{P_0}} = \sqrt{\frac{\gamma T_0^2}{|\beta_2|}} A \\ \zeta &= \frac{z}{L_D} = \frac{z|\beta_2|}{T_0} \\ \tau &= \frac{T}{T_0} \end{aligned} \quad (2.48)$$

Donde denominamos  $L_D$  a la longitud de dispersión que viene determinada por el cociente  $T_0^2/|\beta_2|$ .  $T_0$  determinará el ancho del solitón en el momento en el que se forma. De las ecuaciones anteriores se deduce que:

$$N = \sqrt{\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|} \quad (2.49)$$

Recordando que  $\beta_2 < 0$  y sustituyendo estos parámetros en 2.38 tenemos la ecuación:

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (2.50)$$

Si  $u(\zeta, \tau)$  es una solución de esta ecuación, entonces  $\epsilon u$  ( $\epsilon^2 \zeta, \epsilon \tau$ ) también será solución, siendo  $\epsilon$  un escalar arbitrario. El campo a la entrada de la fibra ( $z = 0$ ) se usa como condición inicial en el problema de *scattering*. La evolución del campo con la distancia se determina fácilmente resolviendo el problema de difusión. Así, el problema de *scattering* asociado tendrá el siguiente aspecto:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \nu_1}{\partial \tau} + u \nu_2 &= \eta \nu_1 \\ i \frac{\partial \nu_2}{\partial \tau} + u^* \nu_2 &= -\eta \nu_2 \end{aligned} \quad (2.51)$$

siendo  $\nu_1, \nu_2$  las amplitudes de las ondas difundidas por  $u(\zeta, \tau)$  y  $\eta$  el autovalor, que tomará valores complejos siempre que no estemos ante la solución nula.

El siguiente paso consiste en resolver el sistema 2.51 considerando  $\zeta = 0$ , para obtener la condición inicial de *scattering*. El problema de difusión directo queda en función de lo que se denomina coeficiente de reflexión y viene dado por  $r(\eta)$ . Este coeficiente es fundamental para nuestro análisis ya que sus polos se

corresponderán con las soluciones estacionarias, es decir, nuestros solitones. La reconstrucción de la solución  $u(\zeta, \tau)$  se realiza usando el método de *scattering* inverso, el cual implica resolver una complicada ecuación integral. Dado que este paso no consiste más que en usar habilidosamente herramientas matemáticas sin aportar luz al proceso físico que estamos interesados en comprender, no lo detallaremos aquí. Se puede consultar en la referencia [27]. En cualquier caso, las soluciones correspondientes a los solitones se obtienen de la situación en la que  $r(\eta)$  se anula para  $u(0, \tau)$  y las soluciones se pueden determinar resolviendo un simple sistema de ecuaciones algebraicas [4]. El orden del solitón,  $N$ , se corresponderá con el número de autovalores.

En el caso en el que sólo exista un autovalor,  $N=1$ , entonces se dice que el solitón es fundamental y la solución, viene dada por la expresión:

$$u(\zeta, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp\left(\frac{i\zeta}{2}\right) \quad (2.52)$$

Por tanto, si fuéramos capaces de introducir por un extremo de la fibra un pulso cuya amplitud temporal responda a la expresión 2.52 y que verifique  $N = 1$  en la ecuación 2.49, su forma se mantendría invariante por tantos kilómetros de fibra óptica como se propague.

Para el caso en el que exista más de un autovalor, las soluciones que se obtienen se corresponden con lo que se denominan solitones de orden superior. Por ejemplo, la expresión de la solución para  $N = 2$  tiene la forma:

$$u(\zeta, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) + 3 \exp(4i\zeta) \cosh(\tau)] \exp(i\zeta/2)}{\cosh(4\tau) + 4 \cosh(2\tau) + 3 \cos(4\zeta)} \quad (2.53)$$

Es fácil observar cómo el cuadrado del módulo de esta solución es periódico con  $\zeta$ , siendo su periodo  $\frac{\pi}{2}$ . Es decir, repite su forma cada vez que se propaga una distancia  $\zeta = \pi/2$ . Esta es una propiedad común a los solitones de orden superior, siendo la expresión general para su periodo:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.54)$$

La explicación física de esta peculiaridad involucra los efectos de SPM y GVD. Como hemos descrito en la sección 2.2.1.1, el fenómeno no lineal de SPM provoca un ensanchamiento espectral de los pulsos de luz, ya que provoca un desplazamiento hacia el azul del espectro de las frecuencias situadas en el flanco de bajada del pulso y hacia el rojo en el caso del flanco de subida. Por otro lado, en el caso en el que el pulso se propague bajo régimen de dispersión anómala, hemos visto en la sección 2.1, que debido a la dispersión cromática, el efecto sobre el pulso es justamente el contrario. De esa manera, en el caso de solitones de orden superior, al comienzo de la propagación el fenómeno de SPM es dominante frente a la GVD, lo que tenderá a estrecharlo. Al ser más estrecho comienza a adquirir importancia la dispersión lo que tiende a ensancharlo. Con el pulso ensanchado vuelve a tener importancia la SPM y es debido a esta competencia periódica el que exista esta periodicidad para los solitones de orden superior. En el caso de los solitones fundamentales, SPM y GVD mantienen un equilibrio constante que los lleva a anular mutuamente su efecto, por ello el pulso se propaga invariante.

### 2.2.2 *Scattering* Raman estimulado, SRS.

El efecto no lineal conocido como *scattering* Raman estimulado también es determinante en la generación de nuestro supercontinuo, como veremos en capítulos sucesivos.

El proceso de automodulación de fase forma parte del grupo de aquellos que dependen directamente de la parte real del tensor de susceptibilidad. En estos procesos tienen lugar intercambios de potencia entre longitudes de onda verificando el principio de conservación de la energía entre todas las ondas ópticas implicadas. En cambio, el fenómeno que nos disponemos a describir a continuación forma parte del grupo de los fenómenos de *scattering* inelástico estimulado. En este caso la onda de bombeo cede parte de su energía al medio (en forma de fonón) y el resto lo emplea en amplificar otra onda de frecuencia menor. Este intercambio depende de las características del medio. Si observamos el fenómeno desde el punto de vista de la Física de Partículas diremos que los procesos de *scattering* inelástico consisten básicamente en la absorción de un fotón incidente por el medio. El resultado de esta absorción es la creación de un fotón de menor energía y un fonón con las características adecuadas para que se verifiquen los principios de conservación del momento y la energía. La energía que adquiere el fonón generado vendrá determinada por la separación en frecuencia del fotón in-

cidente y el generado. Atendiendo a esto podemos establecer una subclasificación dentro de los fenómenos de *scattering* inelástico: en el *scattering* estimulado Brillouin la diferencia de frecuencia es de  $\sim 10$  GHz, y el fonón generado es un fonón acústico; en el *scattering* estimulado Raman, la diferencia es del orden de 10 THz, generándose un fonón óptico. Por otra parte, la energía que adquiere el nuevo fonón permitirá a la molécula de sílice, principal componente de la fibra óptica, tener una transición molecular entre dos estados vibracionales.

Para detenernos en el estudio detallado del fenómeno de *scattering* Raman volvemos al tratamiento electromagnético. El intercambio de energía entre fotones y fonones de distintas frecuencias viene representado por la contribución molecular retardada a la susceptibilidad de orden tres. Para proceder con el tratamiento matemático del problema vamos a considerar dos ecuaciones acopladas que modelicen la propagación de dos señales, a distinta frecuencia ( $\omega_i < \omega_j$ ) y en el mismo sentido, por la fibra [4].

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_i}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_i}{\partial t} + i \frac{\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_i &= \\ &= i\gamma_i(1 - f_R)(|A_i|^2 + 2|A_j|^2)A_i + R_i(z, t) \\ \frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_j}{\partial t} + i \frac{\beta_{2j}}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_j &= \\ &= i\gamma_j(1 - f_R)(|A_j|^2 + 2|A_i|^2)A_j + R_j(z, t) \end{aligned} \quad (2.55)$$

donde  $R_i$  puede escribirse como:

$$\begin{aligned} R_i(z, t) &= i\gamma_i f_R A_i(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t - t') (|A_i(z, t')|^2 + |A_j(z, t')|^2) dt' + \\ &+ i\gamma_i f_R A_i(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t - t') A_i(z, t') A_j^*(z, t') \exp(i\Omega_{ji}(t - t')) dt' \end{aligned} \quad (2.56)$$

y análogamente para la onda nombrada con el subíndice  $j$ . Hemos denominado  $\Omega_{ij}$  a la diferencia de frecuencia entre las dos ondas en juego y  $h_{\parallel}$  a la respuesta Raman, supuesto que las dos ondas son copropagantes. Es importante destacar que  $h_{\parallel}$  está normalizada de manera que:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h_{\parallel}(t) dt = 1 \quad (2.57)$$

Para simplificar las expresiones 2.55 observamos que, para pulsos mayores de 1 ps  $h_{\parallel}$  es prácticamente instantáneo con respecto a  $|A_i|^2$ ; así es que si las

consideramos constantes,  $R_i(z, t)$  puede expresarse:

$$R_i(z, t) = i\gamma_i f_R \left[ (|A_i|^2 + 2|A_j|^2)A_i + \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ji})A_i A_j^* \right] \quad (2.58)$$

con  $\tilde{h}_{\parallel}$  la transformada de Fourier de  $h_{\parallel}$ . Sustituyendo 2.58 en 2.55 tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_i}{\partial z} + \beta_{1i} \frac{\partial A_i}{\partial t} + i \frac{\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_i &= \\ &= i\gamma_i (|A_i|^2 + 2|A_j|^2)A_i + i\gamma_i f_R \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ji})|A_j|^2 A_i \\ \frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_{1j} \frac{\partial A_j}{\partial t} + i \frac{\beta_{2j}}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_j &= \\ &= i\gamma_j (|A_j|^2 + 2|A_i|^2)A_j + i\gamma_j f_R \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ij})|A_i|^2 A_j \end{aligned} \quad (2.59)$$

Si observamos estas últimas expresiones vemos que la parte real de  $\tilde{h}_{\parallel}$  se añadirá al desfase de SPM y XPM, representado en el primer sumando del lado derecho de cada una de las dos ecuaciones. En cambio, su parte imaginaria introducirá una ganancia de la frecuencia  $\omega_i$  a costa de  $\omega_j$  ya que  $h_{\parallel}(\Omega_{ij}) > 0$ . De manera inversa,  $\omega_j$  perderá potencia ya que  $h_{\parallel}(\Omega_{ij}) = -h_{\parallel}(\Omega_{ji})$ .

Si expresamos 2.59 en función de la intensidad óptica  $I_k = |A_k|^2/A_{eff}$  resultan:

$$\begin{aligned} \frac{dI_i}{dz} &= \frac{1}{A_{eff}} \left( A_i \frac{dA_i^*}{dz} + A_i^* \frac{dA_i}{dz} \right) = -\alpha I_i + g_R(\Omega_{ji}) I_j I_i \\ \frac{dI_j}{dz} &= \frac{1}{A_{eff}} \left( A_j \frac{dA_j^*}{dz} + A_j^* \frac{dA_j}{dz} \right) = -\alpha I_j - \frac{\omega_j}{\omega_i} g_R(\Omega_{ji}) I_i I_j \end{aligned} \quad (2.60)$$

donde hemos agrupado bajo la notación  $g_R$  a la expresión:

$$g_R(\Omega_{ji}) = -2\gamma_i A_{eff} f_R \Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ji})] > 0 \quad (2.61)$$

Para resolver las ecuaciones 2.60 introduciremos una simplificación que, por otra parte, representará el caso más común en la práctica. Consideraremos que la señal a la frecuencia  $\omega_j$  es mucho más potente que la otra. A la más potente ( $I_j$ ) la denominaremos bombeo y será esta señal la que pierda un fotón para amplificar la señal *débil* ( $I_i$ ). De esta manera podemos expresar la evolución de

la intensidad de la señal como:

$$I_i(L) = I_i(0) \exp(g_R I_j L_{eff} - \alpha L) \quad (2.62)$$

Según nuestro convenio de signos estamos ante el caso de ganancia Raman, en el que la señal débil de frecuencia menor crece exponencialmente con la intensidad de la señal de bombeo y la distancia. Si estuviéramos en el caso  $I_i \gg I_j$ , tendríamos:

$$I_j(L) = I_j(0) \exp(-g_R I_i L_{eff} - \alpha L) \quad (2.63)$$

y estaríamos en el caso de atenuación Raman, en el que la señal débil de frecuencia mayor es atenuada. En la figura 2.5 está representada la variación espectral del coeficiente de ganancia  $g_R(\omega)$  de una fibra óptica de comunicaciones.

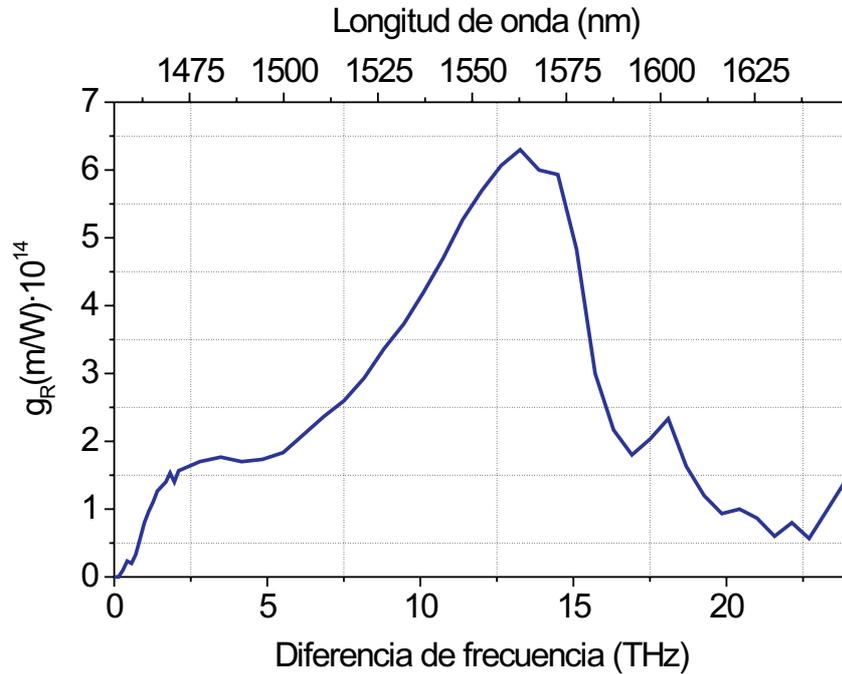


Figura 2.5: Representación del coeficiente de ganancia Raman. En este caso se bombea una fibra de dispersión desplazada de 11 Km de longitud, con 0.95 W, en 1455 nm, con lo que el máximo de ganancia aparece aproximadamente en 1560 nm y el máximo de atenuación en 1365 nm. Como vemos hay una ganancia significativa sobre un intervalo de  $\sim 7$  THz, correspondiente a algo menos de 60 nm en estas longitudes de onda

Hasta ahora hemos descrito la evolución de una señal débil introducida junto al bombeo a la entrada de la fibra. El efecto Raman también puede verse sin introducir una señal de frecuencia distinta. En este caso la amplificación actúa sobre ruido espontáneo generado a lo largo de la fibra, formándose la llamada onda Stokes. El umbral de potencia de la señal de bombeo a partir del cual la señal Stokes es fuertemente visible lo obtenemos de la expresión:

$$\frac{g_R P_0^{cr} L}{A_{eff}} \approx 16 \quad (2.64)$$

donde  $P_0^{cr}$  representa la potencia crítica de bombeo [4].

Si estuviéramos en el caso de dos ondas que, en vez de propagarse en el mismo sentido, fueran contrapropagantes, realizaríamos un estudio similar cambiando los signos correspondientes. En ese caso el comportamiento de la fibra es cualitativamente el mismo, aunque el umbral de Raman espontáneo es ligeramente mayor.

Entre las aplicaciones más interesantes de la difusión Raman espontánea en fibras cabe destacar la fabricación de láseres, denominados láseres Raman [4] y la fabricación de amplificadores ópticos, denominados amplificadores Raman [15].

Los láseres Raman ofrecen la posibilidad de sintonía en frecuencia de hasta unos 10 THz. Inicialmente estos láseres se concibieron con el diseño experimental de una cavidad formada por un segmento de fibra óptica y limitada por dos espejos. De este modo se dispone de una cavidad resonante en el interior del cual se generan ondas Stokes, debido a SRS. Modificando la posición de uno de los espejos se selecciona la longitud de onda que se desea, de ahí la posibilidad de sintonía antes mencionada. El umbral asociado a los láseres Raman está determinado por la potencia de bombeo a la cual la amplificación Raman, durante un recorrido de ida y vuelta de la luz en la cavidad, es suficiente para compensar las pérdidas que se producen en ella. En ese caso se está en condiciones de laseo. A medida que aumenta la potencia de bombeo, se consiguen ondas Stokes de órdenes superiores, aumentando las posibilidades de sintonía mediante filtrado. Además, si se introducen en la cavidad varios espejos, resulta factible conseguir un láser multi-bombeo con distintas longitudes de onda de salida.

En la década de los noventa se desarrollaron los primeros láseres Raman realizados completamente en fibra [24, 48, 60]. En este caso la cavidad se consigue con un anillo de fibra óptica. De este modo se redujeron las pérdidas, con lo que

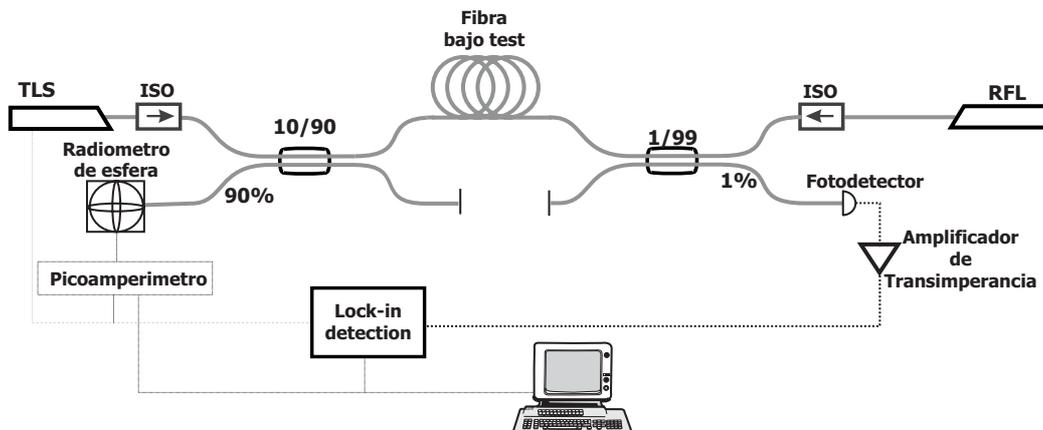


Figura 2.6: Montaje experimental realizado para la medida de ganancia Raman. RFL: láser en fibra Raman, TLS: fuente láser sintonizable, ISO: aislador.

descendió el umbral. El papel que desempeñaban los espejos lo adoptan ahora parejas de redes de Bragg, que actúan como espejos selectivos en longitud de onda. En esta década se consiguieron los primeros láseres Raman en el infrarrojo a distintas longitudes de onda. Cada una de estas  $\lambda$ 's se corresponde con las ondas Stokes de distintos órdenes (1, 2 y 3 generalmente). Por ejemplo, para un bombeo a 1060 nm, se puede conseguir emisión láser a 1117, 1175 y 1240 nm. Todo esto se consigue si en el montaje experimental se trabaja con fibra estándar. Para otro tipo de fibras, en los que el máximo de ganancia Raman aparece a otra separación en frecuencia del bombeo, las longitudes de onda de salida factibles para estos láseres cambian; véase, por ejemplo, el caso de las fibras de fosfosilicato, cuyo máximo de ganancia Raman se encuentra a 40 THz del bombeo.

En cuanto a los amplificadores Raman haremos referencia a ellos en el capítulo 5, en el que mostraremos cómo nuestra fuente supercontinua puede usarse como bombeo para este tipo de amplificadores.

### 2.2.2.1 Medidas de ganancia Raman en el laboratorio.

Con el material de que disponemos en nuestro laboratorio tenemos capacidad para medir amplificación y atenuación Raman. Para ello usamos una configuración experimental de señal-bombeo contrapropagantes, como la que mostramos en la figura 2.6. Señal y bombeo son separadas en los extremos a través de acopladores. El SRS tiene lugar entre las dos señales ópticas, la que actúa de bombeo siendo mucho más potente que la que juega el papel de señal.

Para generar la señal usamos distintos láseres de cavidad sintonizables en longitud de onda que cubren el rango entre 1250 y 1650 nm, solapándose unos con otros (1250-1380, 1330-1470, 1410-1550 y 1510-1650 nm). Con este rango de longitud de onda nos aseguramos el estudio tanto de la curva de ganancia, como de la de atenuación Raman. El bombeo se obtiene de un láser Raman en fibra (RFL) con una longitud de onda de emisión a 1455 nm y una potencia sintonizable entre 0-2 W.

Los láseres sintonizables de nuestro montaje experimental emiten luz continua polarizada, mientras que el RFL emite luz continua despolarizada y todos los instrumentos de medida son controlados vía puertos GPIB con un ordenador. Con el objetivo de minimizar las inevitables reflexiones, todos los conectores del experimento son conectores en ángulo (FC-APC).

El bombeo se introduce en la fibra óptica a través de un acoplador de banda ancha con relación de acoplo 1/99. La señal de los láseres sintonizables se introduce mediante otro acoplador de relación 10/90. Los aisladores a la salida de los láseres evitan inestabilidades y averías en los mismos por posibles reflexiones de luz.

Tanto la potencia de la señal como la del bombeo son analizadas con un radiómetro de esfera integradora y un fotodetector. La técnica de medida de dichas potencias fue la siguiente: para medir la potencia de la señal, desconectamos el láser de bombeo y medimos a la salida de la fibra. El valor obtenido es considerado la potencia de referencia  $P_{pump=0}(\lambda)$ . Esta medida la hacemos barriendo desde 1250 hasta 1650 nm con intervalos de 5 nm. La potencia de la señal con el bombeo conectado se mide a la salida de la fibra del mismo modo y se denomina señal de referencia  $P(\lambda)$ . Además debemos tener en cuenta la potencia reflejada del láser Raman que, inevitablemente, se introduce en la fibra ( $P_{backscatter}$ ) y llega al detector. Esta potencia debemos restarla de la potencia total registrada.

Con estas medidas de potencia podemos evaluar el factor de ganancia Raman  $G$  para cada longitud de onda:

$$G(\lambda) = 10 \log \left( \frac{P(\lambda, L) - P_{backscatter}}{P_{pump=0}(\lambda, L)} \right) \quad (2.65)$$

Para una detección efectiva en el lock-in, los láseres sintonizables se modulan en corriente entre 0 y 100 mA a la frecuencia de 1 KHz. La fibra que medimos en este caso es una fibra de dispersión desplazada de 11.6 Km de longitud y cuyo coeficiente de atenuación es 0.2 dB/Km. Los resultados se muestran en la figura 2.7.

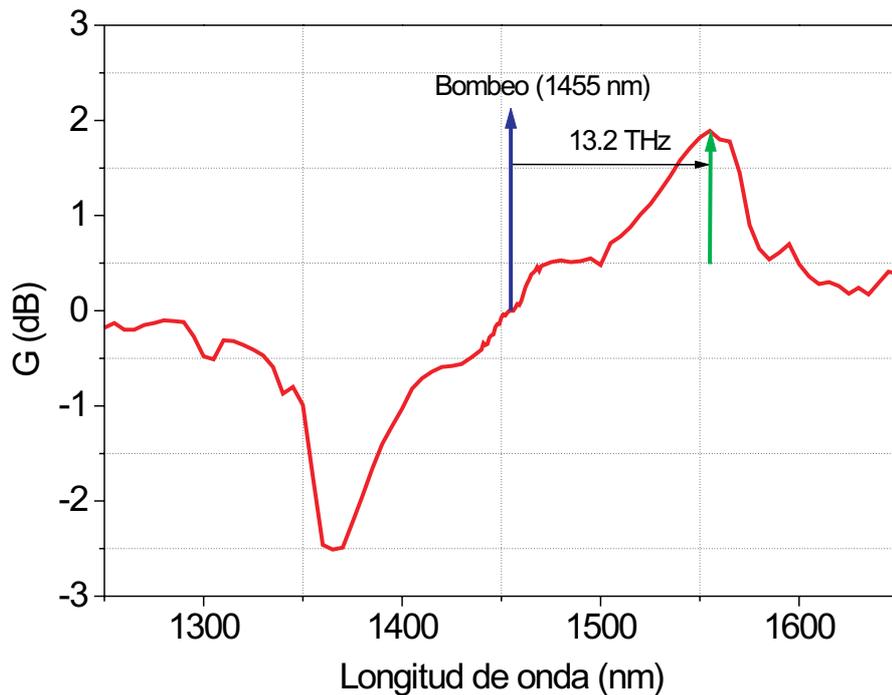


Figura 2.7: Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF de 11.6 Km de longitud y cuyo coeficiente de atenuación es 0.25 dB/Km, entre 1250 y 1650 nm, para una modulación de 100 mA, cada 5 nm, con un bombeo a 1455 nm de 0.95 W.

### 2.2.3 Desplazamiento en frecuencia de solitones, SSFS.

El desplazamiento en frecuencia de solitones o en inglés *soliton self frequency shift* (SSFS) aparece cuando tenemos en cuenta la respuesta Raman de la fibra en la propagación de solitones. Los primeros en observar este fenómeno fueron Mitschke y Mollenauer en 1986 [65]. Simultáneamente, J. P. Gordon publicó un estudio teórico [36]. De forma cualitativa puede describirse de la siguiente manera: un solitón es un pulso normalmente corto (0.1-10 ps), de alta potencia,

que se propaga invariante por la fibra. Esto implica que tanto sus características espectrales como temporales permanecen constantes a lo largo de la propagación. Es característico para este tipo de pulsos el que al presentar un ancho espectro en frecuencia, las componentes de mayor frecuencia aplifiquen por efecto Raman a las de menor frecuencia. De forma efectiva, eso supone que hay un corrimiento de la frecuencia central del solitón hacia el rojo [36].

Una vez analizado el proceso a grandes rasgos, pasaremos a mostrar un estudio analítico para el caso de un solitón fundamental ( $N = 1$ ). Consideremos de nuevo la expresión 2.52. En el desarrollo que haremos a partir de este punto, el término de la exponencial compleja no participará de forma activa, por lo que para abreviar las expresiones lo obviaremos. Así la potencia instantánea del solitón viene representada por  $u(\tau) = \text{sech}^2(\tau)$ . Para ello escribimos la transformada de Fourier de la ecuación 2.52:

$$\tilde{u}(\Omega) = \frac{1}{2} \text{sech}\left(\frac{\pi\Omega}{2}\right) \quad (2.66)$$

siendo  $\Omega = (\omega - \omega_0)\tau$ .

Según va disminuyendo el ancho del pulso a partir del cual comienza a formarse el solitón, los términos que habíamos despreciado en la ecuación de propagación de la luz por una fibra óptica monomodo en esta sección 2.50, comienzan a ser significativos. Dado que nosotros estamos interesados en estudiar el desplazamiento en frecuencia que sufre dicho solitón, consideraremos todos los términos de orden superior como perturbaciones, salvo el que modeliza el efecto Raman. Para ello sustituimos el último sumando de la ecuación 2.50 por el siguiente:

$$u(\tau) \int R_{xxx}(s) |u(\tau - s)|^2 ds \quad (2.67)$$

donde  $R_{xxx}$  es una función real y positiva cuya integral vale 1 y que representa la respuesta no lineal retarda Raman de la fibra y la respuesta instantánea debida a SPM. Si hacemos la sustitución indicada y calculamos la transformada de Fourier de la expresión que resulta obtenemos:

$$-i \frac{\partial \tilde{u}(\Omega)}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \Omega^2 \tilde{u}(\Omega) + \int \tilde{R}(\Omega_2) \tilde{u}(\Omega - \Omega_2) d\Omega_2 \times \int \tilde{u}^*(\Omega_1) \tilde{u}(\Omega_1 + \Omega_2) d\Omega_1 \quad (2.68)$$

La frecuencia media del solitón la podemos calcular con la expresión  $\langle \Omega \rangle = \pi \int \Omega |\tilde{u}|^2 d\Omega$ . Dado que estamos trabajando con coordenadas normalizadas, su valor debería ser nulo. Lo que no tiene porqué ser nula es su derivada respecto a la variable espacial:

$$\frac{d \langle \Omega \rangle}{d\xi} = -\pi \int \alpha_R(\Omega_2) d\Omega_2 \int \Omega \tilde{u}^*(\Omega) \tilde{u}(\Omega_2) d\Omega \times \int \tilde{u}^*(\Omega_1) \tilde{u}(\Omega_1 + \Omega_2) d\Omega_1 \quad (2.69)$$

donde

$$\alpha_R(\Omega) = 2\Im(\tilde{R}(\Omega)) \quad (2.70)$$

Como el efecto Raman va a ser pequeño, consideraremos que la forma del espectro dado en la ecuación 2.66 permanece constante. Las dos últimas integrales se resuelven teniendo en cuenta la relación de las funciones hiperbólicas siguiente:

$$\int \operatorname{sech}(x + a/2) \operatorname{sech}(x - a/2) dx = \frac{2a}{\sinh a} \quad (2.71)$$

Así la variación de la frecuencia central del solitón obedece la siguiente relación:

$$\frac{d\omega_0}{dz} = -\frac{\pi}{8} \int \frac{\Omega^3 \alpha_R(\Omega)}{\sinh^2(\frac{\pi\Omega}{2})} d\Omega \quad (2.72)$$

Si usamos las aproximaciones de respuesta temporal Raman que se muestran en [36] y recuperamos las variables originales tenemos que la expresión que nos da el desplazamiento de la frecuencia central de un solitón al propagarse por una fibra óptica monomodo estándar, en unidades de  $THz/Km$  es:

$$\frac{d\nu_0}{dz} = \frac{0.0436}{T_0^4} \quad (2.73)$$

donde hemos considerado  $D = 15$  ps/nmkm. Como vemos, el desplazamiento en frecuencia depende inversamente con la potencia cuarta de su anchura. En la figura 2.8 mostramos la relación entre el ancho y el desplazamiento en frecuencia.

Los primeros trabajos que se ejecutaron sobre desplazamiento en frecuencia

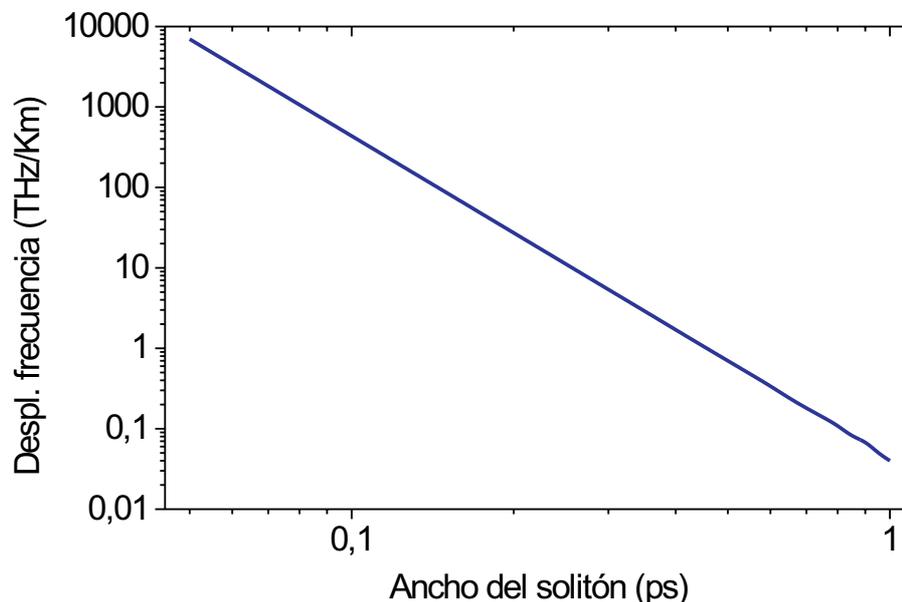


Figura 2.8: *Relación entre el desplazamiento de la frecuencia central del solitón y su anchura, al propagarse por una fibra óptica monomodo estándar*

de solitones estaban restringidos a pulsos que ya de partida fueran solitones fundamentales. Extender este estudio a solitones de orden más elevado es bastante complicado. El hecho es que numérica y experimentalmente puede mostrarse que estos solitones son poco estables, por lo que tienden a fragmentarse en solitones fundamentales. Los solitones fundamentales generados se desplazan en frecuencia por efecto Raman a distintas posiciones del espectro. Este efecto es la base de la generación del SC con pulsos ultracortos. En el año 1987 un grupo de la Universidad de Berna, en Suiza, presentó un detallado estudio sobre la generación de solitones en una fibra óptica monomodo convencional, en la región de 1550nm, a partir de la fragmentación de pulsos ultracortos [12]. Estudiaron la propagación de pulsos ultracortos alrededor de la longitud de onda de dispersión nula de la fibra y, fundamentalmente, en la zona de dispersión anómala. Trabajando con pulsos del orden de los 0.83 ps y con potencias de pico entre 530 y 1000 W, observaron, tanto experimental como teóricamente cómo, al introducir en una fibra óptica monomodo de determinada longitud (al menos seis metros) uno de estos pulsos solitónicos (teóricamente de órdenes superiores a 10) en la región de dispersión anómala, éstos se fisionaban en solitones fundamentales antes de

completar el periodo del solitón.

# Capítulo 3

## Antecedentes históricos de las fuentes de luz supercontinuas.

### 3.1 Los orígenes.

Las fuentes supercontinuas hicieron su aparición en el panorama científico de la mano de P. R. Alfano y S. L. Shapiro en el año 1970 [7]. Fue entonces cuando publicaron los resultados del trabajo desarrollado entre los años 1968 y 1970 y que sintetizaron en un experimento que consistía en bombear un vidrio de borosilicato BK-7 con pulsos a 520 nm, con energías de unos 5 mJ y duraciones de entre 4 y 5 ns. Su objetivo fundamental era observar por primera vez la emisión, de mezcla de cuatro ondas no degenerada, en un vidrio. Observan cómo aparecen tres estructuras espectrales diferentes, de las cuales dos de ellas conformará el primer supercontinuo del que se tiene conocimiento. Una de ellas cubre entre 400 y 530 nm, lo que supone unos 180 THz de desplazamiento respecto al bombeo. Y otra curva simétrica en la zona Stokes, de 530 a 700 nm. Éstas dos pueden identificarse como radiación de mezcla de cuatro ondas. La otra posee forma cónica, desconocida, a priori para ellos. Observan cómo aparece muy próxima a la dirección de la radiación retrodifundida y desplazada unos 30 THz de la línea principal del láser. El hecho de haber generado luz cubriendo un espectro de unos 200 nm (400-700 nm) en aquel momento fue un suceso colateral. En cualquier caso, quedó en evidencia la posibilidad de generar espectros de este tipo a partir de bombear con fuentes espectralmente estrechas medios no lineales.

A partir de entonces han sido muchos los trabajos publicados sobre fuentes supercontinuas. Los progresos en la generación de estas fuentes han seguido la línea de aumentar la anchura espectral de la fuente así como su densidad de

potencia media. Para ello se ha recurrido al uso de diferentes materiales con los que hacer interaccionar la luz. Además, según se han ido desarrollando las técnicas láser y se han ido consiguiendo pulsos temporalmente más estrechos, los supercontinuos han ido modificándose, tanto en lo relativo a los procesos por los cuales se genera, como a sus propiedades.

### 3.2 Las décadas de los 70 y 80. Aplicaciones espectroscópicas.

Inicialmente las fuentes supercontinuas se obtenían como resultado de bombear distintos materiales altamente no lineales a determinadas longitudes de onda, con haces pulsados de luz que provocaban el estrechamiento temporal (y/o espacial) de los pulsos originales, debido al efecto no lineal de automodulación de fase o SPM. En esos años los trabajos dedicados a completar los conocimientos existentes sobre los efectos no lineales que tenían lugar al propagar haces de luz intensos a través de determinados materiales, fueron numerosos. Véanse, por ejemplo las publicaciones de Joenk et al., Polloni et al., Werncke et al. ó Stolen et al., todas ellas relativas al fenómeno no lineal de SPM [45, 81, 95, 104]. En el año 1967 Shimizu publicó uno de los primeros trabajos en los que se considera el fenómeno de SPM como responsable directo del ensanchamiento espectral de los pulsos [90]. Este fenómeno despertó un gran interés entre los científicos dedicados a la espectroscopía ultra rápida ya que, con la generación de fuentes supercontinuas a partir del ensanchamiento espectral por SPM de pulsos ultracortos, disponían de fuentes de luz formadas por pulsos de femtosegundos y de gran anchura espectral, lo que les permitía cierta sintonía. Así, mediante SPM, se consiguieron generar los pulsos más cortos conseguidos hasta el momento, con altos niveles de energía (véase por ejemplo el trabajo de Ippen y Shank [44]).

En el año 1977, W. Lee Smith, P. Liu y N. Bloembergen [91] usaron de manera efectiva en espectroscopía una fuente superensanchada. Esta fuente supercontinua la obtenían como resultado de autoenfocar pulsos con anchuras temporales de picosegundos. En su trabajo citado arriba, hacen un estudio sobre la influencia de las distintas distancias focales en la generación de la fuente ensanchada. Además muestran una comparación entre sus resultados teóricos y algunos resultados experimentales sobre generación de fuentes supercontinuas publicados en años anteriores por Penzkofer et al. [78, 79, 80]. Para estas anchuras de pulso

muestran cómo el fenómeno principal responsable del ensanchamiento espectral es el proceso paramétrico de mezcla de cuatro ondas. En concreto ellos muestran cómo, usando como medio no lineal agua, en primer lugar crean filamentos en el líquido por autoenfoque; así consiguen variaciones del índice de refracción en el plasma que provocan la aparición del fenómeno no lineal del SPM y el reparto de la luz a lo largo de un ancho espectro. Todas estas nuevas frecuencias que se generan son las que se ven amplificadas por mezcla de cuatro ondas y Raman.

Dado el interés que parecía provocar este nuevo tipo de fuentes de luz, hubo algunos grupos que profundizaron en el análisis teórico de los fenómenos no lineales que se había visto que contribuían al ensanchamiento espectral de la señal inicial. Así, por ejemplo Gersten et al. [31] realizaron un estudio acerca de los efectos no lineales de automodulación de fase (SPM) y *scattering* Raman estimulado (SRS) actuando simultáneamente. Muestran como los efectos de estos dos fenómenos están interrelacionados.

El primer trabajo publicado en el que se muestra la generación de supercontinuo usando como medio no lineal la fibra óptica, es el de Lin y Stolen en el año 1976 [56] titulado 'New Nanosecond Continuum for Excited-State Spectroscopy'. En él muestran experimentalmente, cómo generar una fuente de luz supercontinua en el visible formada por pulsos  $\leq 10$  ns de duración. Para ello usan unos 19 m de fibra óptica con un núcleo de sílice de  $7 \mu\text{m}$  de diámetro. Introducen en la fibra los pulsos obtenidos de un láser de colorante, bombeado con un láser de  $N_2$ . En función del colorante utilizado consiguen generar fuentes de una anchura espectral de entre 110 y 180 nm y un espectro con un perfil bastante suave. Los pulsos que componen el supercontinuo tienen una duración ligeramente inferior a la de los del bombeo. La potencia que se inserta en la fibra varía entre 0.7-1.2 KW y el 90% de la energía del bombeo es transferida a la nueva fuente. Los autores explican cualitativamente la generación de este continuo como la consecuencia de una mezcla entre los procesos no lineales de SPM y difusión Raman estimulada (SRS). La presencia de la difusión Raman estimulada hace que su fuente supercontinua aparezca cubriendo longitudes de onda mayores que la del bombeo, a diferencia de lo que ocurría con los supercontinuos generados hasta el momento en líquidos y gases. Pero para que entren en juego estos fenómenos es necesario que se haya recorrido cierta longitud de fibra. En su caso este fenómeno se superpone con el hecho de que una fibra estándar, bombeada a longitudes de

onda del visible, se comporta como multimodo y aparece cierta mezcla de cuatro ondas entre los distintos modos. Ya entonces los autores observan las ventajas de usar la fibra óptica como medio no lineal en el que generar este tipo de fuentes, frente a otros materiales sólidos. Concluyeron que la principal ventaja era la posibilidad de aumentar considerablemente la longitud de interacción entre la luz y el medio, lo cual permitía generar continuos espectralmente más anchos a partir de bombeos menos potentes.

En 1983 Fork et al. [29] utilizan pulsos más estrechos que los que se habían usado en la década anterior (80 fsec), para generar supercontinuo en glicerol. Observan cómo, también en esta ocasión, SPM es el proceso fundamental en el ensanchamiento de la fuente. El ángulo de *phase-matching* que resultaba tan determinante cuando se trabajaba con pulsos temporalmente más anchos en medios similares al suyo, ahora pierde importancia, aunque continúa influyendo; este hecho lo atribuyen a que también intervienen procesos paramétricos de mezcla de cuatro ondas. De esta manera obtienen un supercontinuo de unos 200 THz de ancho. Observan cómo el ensanchamiento en la banda Stokes y anti-Stokes es asimétrico. Además obtienen trazas de correlación cruzada de los pulsos a la salida.

Un año después Yang et al. [105] resuelven, de forma aproximada, la ecuación no lineal de Schrödinger, considerando como señal pulsos intensos que se propagan por un medio no lineal. Tienen en cuenta los procesos no lineales de mezcla de cuatro ondas y automodulación de fase. Al comparar sus resultados con los publicados previamente por Fork et al. y encuentran un relativo buen acuerdo incluyendo la asimetría de las bandas Stokes y anti-Stokes del SC.

En el año 1986 un grupo del *Institute for Ultrafast Spectroscopy & Lasers of City College of New York*, encabezado por Qing X. Li [55], llevó a cabo un estudio sobre las características temporales y espectrales de una fuente supercontinua generada al bombear una celda de  $CCL_4$  con un haz de pulsos intensos de 8 ps de duración. Antes de generar el supercontinuo, separaron el haz en dos; con uno de ellos bombearon el medio no lineal, mientras que el otro lo usaron como referencia temporal para medir con una cámara la duración de los pulsos que componían la fuente ensanchada, así como sus características espectrales. Sus resultados confirman la existencia de SPM como fenómeno determinante en la generación de supercontinuo, para pulsos como los suyos. Ese mismo año el grupo de Alfano

[59] realiza un estudio teórico sobre la propagación de un pulso en un medio no lineal cúbico. De este estudio extraen información sobre la distorsión del pulso y la distribución espectral del supercontinuo generado. Además obtienen funciones que representan tanto la forma del pulso como la distribución espectral del supercontinuo.

También en 1986 se publicaron por primera vez dos trabajos, uno teórico y otro experimental, en los que se describía el fenómeno de autodesplazamiento en frecuencia de solitones en fibra óptica. Los autores fueron, respectivamente J. P. Gordon [36] y F. M. Mitschke junto a L. F. Mollenauer [65]. Posteriormente se recurrirá a este fenómeno para explicar parte del proceso de generación de algunos supercontinuos.

Un año después Ho et al. [83] publicaron los resultados de las medidas, realizadas con una *streak camera*, de la duración de los pulsos que forman un supercontinuo generado al bombear una celda de 20 cm de  $CCl_4$  con pulsos de 8 ps y 100  $\mu J$ . Observan como la anchura temporal de los pulsos que componen el supercontinuo es menor que la de los del bombeo. Además se hicieron las primeras pruebas con materiales semiconductores y dieléctricos. Estos experimentos vinieron de la mano de los autores Corkum, Ho, Alfano y Manassah, quienes a finales del año 1985 publicaron un trabajo en el que describían la generación de un supercontinuo en el infrarrojo [21]. Para ello usaron pulsos de picosegundos con potencias de pico del orden de decenas de megawatios, con los que bombeaban distintos materiales en función del rango de longitudes de onda del infrarrojo que desearan cubrir (200-1400 nm con anchos de entre 24 y 60 THz). Concluyen que el principal proceso que interviene en el ensanchamiento espectral en este caso también es SPM.

Los siguientes materiales usados como medios no lineales donde ensanchar los espectros de las fuentes de luz fueron gases [22], vidrio BK-7 [6] y cristal de seleniuro de zinc (ZnSe)[8]. En el caso de los gases, el proceso no lineal responsable fundamental del ensanchamiento espectral sigue siendo automodulación de fase (SPM), los pulsos usados de duración de ps y los supercontinuos se extienden desde el visible hasta el ultravioleta. Para el vidrio BK-7 usado por Alfano et al. como medio no lineal hay una diferencia en el proceso de ensanchamiento. En este caso bombean el material con un pulso de picosegundos, a 1060 nm y con una energía entre 0 y 2 mJ. La propagación de este pulso por el vidrio provoca dos

efectos interesantes; por un lado aparece el fenómeno no lineal de SPM y por otro se genera segundo armónico a 530 nm con pulsos de unos 80  $\mu\text{J}$ . Éstos últimos se propagan a la vez que los pulsos del bombeo por el medio no lineal y actúan como semilla para la aparición de otro nuevo proceso no lineal, la modulación cruzada de fase. Ésta es la primera vez en la que se aprovecha este fenómeno para generar supercontinuo de manera más eficiente. La región espectral sobre la que se extendía esta fuente era el visible. El mismo principio es el que usan Alfano et al. para generar supercontinuo en ZnSe.

Manassah et al. [58] continuaron desarrollando estudios teóricos sobre la propagación de un pulso de luz por un medio Kerr homogéneo y en el año 1988 publicaron los resultados derivados de considerar los fenómenos de autoenfoque, automodulación de fase (SPM) y difracción. Muestran cómo variaciones en la difracción y autoenfoque provocan cambios en la distribución del supercontinuo que no se podían predecir considerando sólo automodulación de fase.

En el año 1987 apareció un trabajo teórico y experimental sobre propagación de pulsos ultracortos por una fibra óptica y la generación de solitones fundamentales [12], que sería referente para los trabajos sobre supercontinuos que aparecerían más de una década después. En él los autores muestran cómo al propagar pulsos ultracortos por una fibra óptica monomodo, suficientemente potentes, se 'rompen' para dar paso a solitones de orden mayor que uno que, a su vez evolucionan hasta convertirse en solitones fundamentales. De esta manera extienden el trabajo de Gordon et al. a simples pulsos ultracortos, sin necesidad de partir de solitones fundamentales.

### 3.3 La década de los 90. Aplicaciones en Telecomunicaciones.

La década de los noventa comienza con el trabajo de Golub [33] relativo a las propiedades de polarización y espaciales de supercontinuos generados en celdas de  $H_2O$  y  $D_2O$ .

En esta década continúan apareciendo trabajos teóricos que pretenden explicar los fenómenos responsables del ensanchamiento espectral extremo que conducen al supercontinuo. Véanse, por ejemplo los trabajos de Manassah et al. [58] y de Karlsson et al. [46].

A lo largo de los primeros años de vida de las fuentes supercontinuas muy pocas habían sido generadas en fibras ópticas y todas ellas surgían a partir de bombear con láseres en la región visible del espectro fibras estándar. Por tanto la luz se propagaba por la fibra bajo régimen de dispersión normal y en condiciones de propagación multimodo. De esa manera, como vimos en el capítulo 2, el fenómeno de SPM ensancha espectralmente los pulsos y se genera supercontinuo. En 1991, Gross y Manassah publicaron un estudio teórico [37] sobre la evolución de la distribución espectral de un pulso de luz intenso, con una anchura temporal del orden de los femtosegundos. En el desarrollo teórico consideran los efectos de automodulación de fase, *self-steepening*, dispersión de la velocidad de grupo, e incluyen términos de dispersión de orden superior como  $\beta_3$  y difusión Raman. Poco después, este mismo grupo de científicos publicaron los resultados derivados de un estudio numérico similar al anterior, esta vez considerando la frecuencia central del pulso en la zona de dispersión anómala de la fibra [38]. La forma de los pulsos que introducen en la simulación es una secante hiperbólica. Observan cómo, según se propaga el pulso por la fibra se transforma en un solitón; así cómo la influencia del valor del parámetro relativo a la dispersión  $\beta_3$  en el desplazamiento de la frecuencia central del solitón hacia frecuencias más altas. Por primera vez observan, de manera teórica, cómo el signo del parámetro de dispersión  $\beta_2$ , es determinante en la evolución del pulso y establece que, bajo régimen de dispersión anómalo, la generación del supercontinuo es mucho más eficiente.

Hasta esta década, la mayor parte de las aplicaciones estudiadas para las fuentes supercontinuas tenían lugar en el campo de la espectroscopía. Aunque también se había pensado en su uso para generar pulsos de femtosegundos [88] y para medir las pérdidas de la fibra en función de la longitud de onda [73, 74]. En esta década comenzaron a aparecer aplicaciones en el campo de las comunicaciones (véanse, por ejemplo, las referencias [47, 69, 70, 71, 101]). El objetivo fundamental de estos trabajos era conseguir peines de frecuencia extremadamente anchos con frecuencia de repetición de GHz, espectralmente muy planas y con características de ruido tolerables para las transmisiones ópticas. El fenómeno fundamental en la generación de estas fuentes supercontinuas vuelve a ser SPM. Fundamentalmente se observan dos técnicas para obtener fuentes ensanchadas: (1) compresión adiabática de solitones en régimen de dispersión anómalo, con fibras cuyo perfil de dispersión de velocidad de grupo es decreciente con la distancia y (2) ensanchamiento por acumulación de chirp lineal de frecuencia y SPM pura

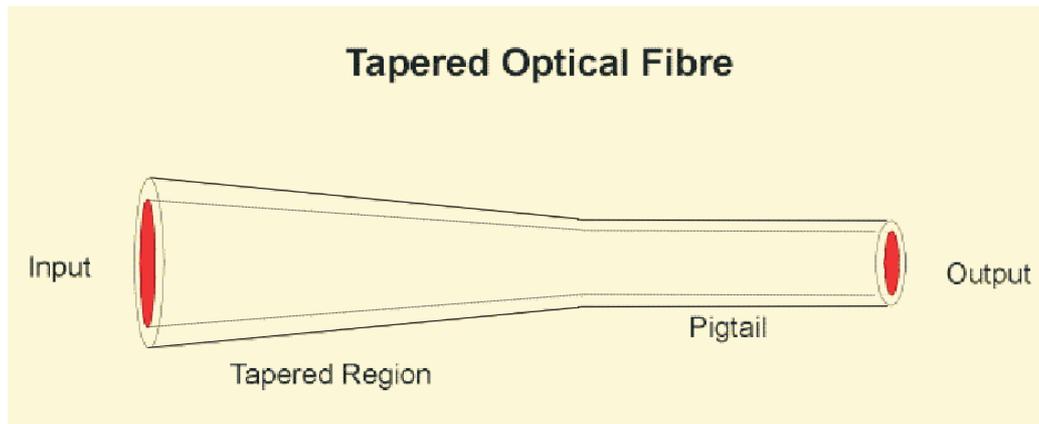


Figura 3.1: Perfil de una fibra tapered.

en dispersión normal. Estas dos técnicas también se combinaron para obtener mejores resultados en la generación de fuentes de banda ancha y alta densidad de potencia espectral para comunicaciones ópticas multilongitud de onda (véanse por ejemplo los trabajos de Mori et al. y Sotobayashi et al. [68, 93]).

Sin duda el campo de las comunicaciones ópticas y su importante desarrollo desde estos años hasta nuestros días ha sido un gran motivador de trabajos dedicados a la optimización de las fuentes supercontinuas para su uso en este dominio. Así, por ejemplo, el grupo de Mori, Morioka, Takara, Kawanishi y Yamada et al. han continuado obteniendo fuentes supercontinuas cada vez más óptimas para su uso en comunicaciones ópticas. Uno de sus últimos trabajos sobre este particular muestra la posibilidad de transmisión de un DWDM de 1000 canales empleando una única fuente de luz supercontinua generada en fibra [100].

### 3.4 El cambio de siglo. Las nuevas fibras ópticas.

La década de los noventa finaliza con la aparición de las fibras ópticas microestructuradas [50] y el empleo de las fibras *tapered* para generar supercontinuos [13], lo que, como veremos, supuso una revolución en cuanto a generación de fuentes de luz espectralmente ensanchadas. Las fibras *tapered* son, normalmente, fibras convencionales a las que, por diversos procedimientos, se les ha adelgazado un segmento. De manera que su diámetro o su área, en sección transversal, disminuye de manera monótona con la longitud, en esa zona. El resultado es una fibra con un perfil como el que se muestra en la figura 3.1.

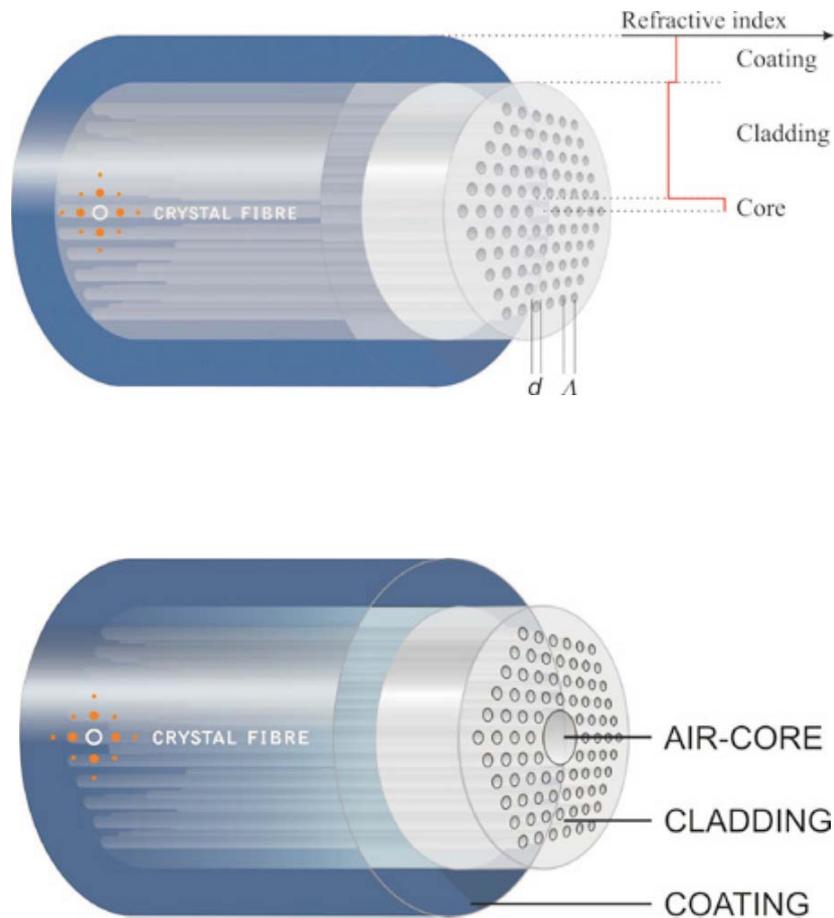


Figura 3.2: Perfil de dos fibras de cristal fotónico. La de arriba posee núcleo de sílice, mientras que la de abajo tiene núcleo de aire.

Las fibras de cristal fotónico (*photonic crystal fibers*, PCF) son fibras con una morfología diferente a la de las fibras ópticas convencionales. Están compuestas por un núcleo de sílice, rodeado de una matriz periódica de agujeros, que se extiende a lo largo de toda la longitud de fibra; o bien una matriz periódica de agujeros con un defecto en la periodicidad cerca del centro, que hace las veces de núcleo. En las figura 3.2 aparecen ambos tipos de PCFs

Estos tipos de fibras presentan ciertas ventajas frente a las fibras ópticas convencionales a la hora de provocar la aparición de ciertos procesos no lineales, ya que durante un tramo, en el caso de las *tapered*, o a lo largo de todo el recorrido, en el caso de las PCFs, la luz viaja mucho más confinada, lo cual favorece estos procesos. En los trabajos publicados por Coen et al. [19] y Birks et al. [13] se muestran algunas de las ventajas que presentan este tipo de fibras ópticas, frente a las convencionales en la generación de supercontinuos. La diferencia fundamental estriba en el hecho de que las fibras tradicionales presentan una no linealidad y una dependencia de la dispersión de velocidad de grupo, que es muy difícil de alterar, con la longitud de onda, mientras que este nuevo tipo de fibras ofrecen la posibilidad de modificar estos parámetros en el proceso de diseño de las guías, con el objetivo de hacerlos idóneos para facilitar la generación de los efectos no lineales deseados. Así por ejemplo, en el caso de las fibras de cristal fotónico, el coeficiente no lineal puede ser dos órdenes de magnitud mayor que el de las fibras convencionales. Además, ajustando la geometría de los agujeros y las dimensiones de núcleo, se puede conseguir desplazar la longitud de onda de dispersión nula por el espectro entre el verde y el infrarrojo cercano; de este modo, es posible situarla próxima a la longitud de onda de los osciladores de Ti:zafiro. Además, la posibilidad de modificar el perfil de GVD permite conseguir condiciones de ajuste de fases para un amplio rango de longitudes de onda. En el caso de las fibras *tapered* las posibilidades de modificar los parámetros de las fibras son similares. En este caso el procedimiento para conseguir estos cambios se basa en diseñar *tapers* más o menos abruptos y más o menos estrechos.

Los grupos más destacados que comenzaron a trabajar en la fabricación de fibras de cristal fotónico y *tapered* fueron el formado por Knight, Birks, Russel, Wadsworth et al. de la universidad de Bath, en el Reino Unido y el formado por Ranka, Windeler y Stenz, de los *Bell Laboratories*, Lucent Technologies en New Jersey. Así mismo fueron ellos unos de los primeros en generar supercontinuos en este tipo de fibras (véanse, por ejemplo las referencias [13, 50, 85]). Estas nuevas fuentes ensanchadas se distinguían de los supercontinuos generados hasta el momento en fibras convencionales, por su gran anchura espectral y sus bajas exigencias en cuanto a los pulsos de bombeo. Ahora no era necesario trabajar con pulsos a la entrada de la fibra de tan elevadas potencias ni tan estrechos. Por ejemplo, el grupo de la universidad de Bath consiguieron un supercontinuo de unos 1250 nm a 20 dB del pico de máxima potencia, con un pulsos de femtose-

gundos, de potencia promedio de 300 mW generados por un oscilador de Ti:zafiro. Usaron fibras *tapered* de  $2 \mu\text{m}$  de diámetro. El grupo de los Bell Laboratories, en una fibra microestructurada con núcleo de  $7 \mu\text{m}$  y con pulsos de 100 fs y 8 KW de potencia de pico generados con el mismo tipo de oscilador, consiguieron un supercontinuo similar.

Poco después, en la universidad de Auckland, en Nueva Zelanda, el grupo de Stéphane Coen no sólo generó fuentes supercontinuas en fibras de cristal fotónico [20], sino que buscó una explicación teórica sobre los procesos que conducían a este ensanchamiento espectral [19]. Así, en el año 2001 publicaron su primer trabajo sobre este tema, en el que mostraban una fuente supercontinua generada a partir de pulsos de 60 ps (FWHM), con potencias de pico inferiores al kilowatio, que se extendía unos 600 nm entre el visible y el infrarrojo cercano. Para generar los pulsos usan un láser krypton de cavidad mode-locked. Así disponen de pulsos a 647 nm, con una frecuencia de repetición de 600 KHz y potencias de pico de 1.5 KW. La fibra era una PCF con núcleo de sílice de  $1.6 \mu\text{m}$  de diámetro y con 10 m de longitud. En este trabajo hacen una estimación tanto del coeficiente no lineal de la fibra,  $\sim 0.15\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ , como del parámetro de dispersión,  $D \simeq -30 \text{ ps}/(\text{nm Km})$  a la longitud de onda del bombeo.

Un año después publicarían el que se ha convertido en uno de los trabajos sobre supercontinuos generados en fibras más citados. En él muestran un repaso sobre las fuentes supercontinuas sobre las que se había trabajado hasta ese momento y describen su trabajo teórico-experimental de generación de un supercontinuo en una fibra de cristal fotónico. Las características de dispersión y morfología del núcleo de su fibra microestructurada son las que se muestran en la figura 3.3.

El coeficiente no lineal de esta fibra está en torno a  $150 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ . Como bombeo usan pulsos de 60 ps a 647.1 nm, con una potencia de pico máxima de aproximadamente 1.5 KW, generados en una cavidad mode-locked. Como se observa en la figura 3.3a. el parámetro de dispersión a la longitud de onda del bombeo está en torno a  $-30 \text{ ps}/(\text{nm Km})$  y la longitud de onda de dispersión nula es  $\sim 675 \text{ nm}$ . La eficiencia de acoplo en la fibra es del 45%, con lo que la potencia de pico de los pulsos que se propagan por este medio es de 675 W. Los resultados experimentales que obtienen se muestran en la figura 3.4. A partir de estos espectros, Coen et al. realizan un estudio sobre los procesos fundamentales que intervienen en la generación de esta fuente de luz.

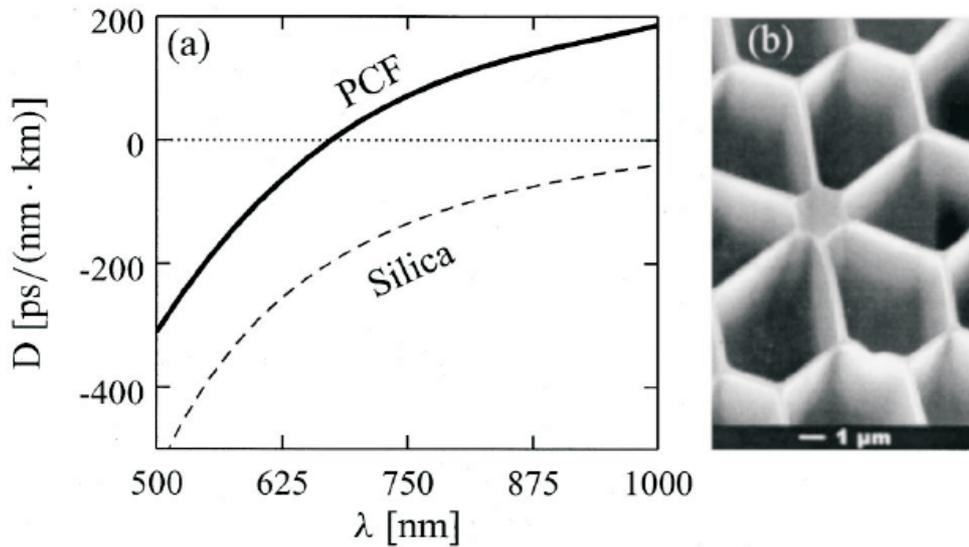


Figura 3.3: **a.** Coeficiente de dispersión de la fibra de cristal fotónico usada por Coen et al. para generar sus primeros supercontinuos en fibras microestructuradas, frente al coeficiente de dispersión de la sílice pura. **b.** Imagen de su núcleo.

Destacan la permanencia de un pico en el espectro situado en la longitud de onda del bombeo y con una anchura espectral inferior a 5 nm. De este hecho deducen que el proceso no lineal responsable principal del ensanchamiento no puede ser SPM. Además destacan la asimetría del espectro respecto a la longitud de onda de 647 nm. Este hecho lo asocian a la aparición de ganancia Raman. Así observan la aparición de una estructura espectral situada a 13.2 THz del bombeo, lo que coincide con el lugar del espectro en que debería aparecer el máximo de la curva de ganancia Raman provocada por su bombeo. Para entender mejor los procesos escondidos tras estos espectros repiten su experimento variando la longitud de su fibra hasta los 3 m. El resultado que obtienen es el que se muestra en la figura 3.5.

Con esta longitud de fibra mucho más reducida que la original, a la máxima potencia de bombeo, consiguieron un supercontinuo con un espectro prácticamente igual de ancho que para los 10 m iniciales a esa misma potencia; luego la mayor parte de los procesos que conducen al ensanchamiento espectral de la fuente tienen lugar en los primeros metros de fibra recorrida. El frenado en el proceso de ensanchamiento sospechan que puede ser debido al *walk-off* de las nuevas componentes espectrales generadas por *scattering* Raman estimulado, ya que un

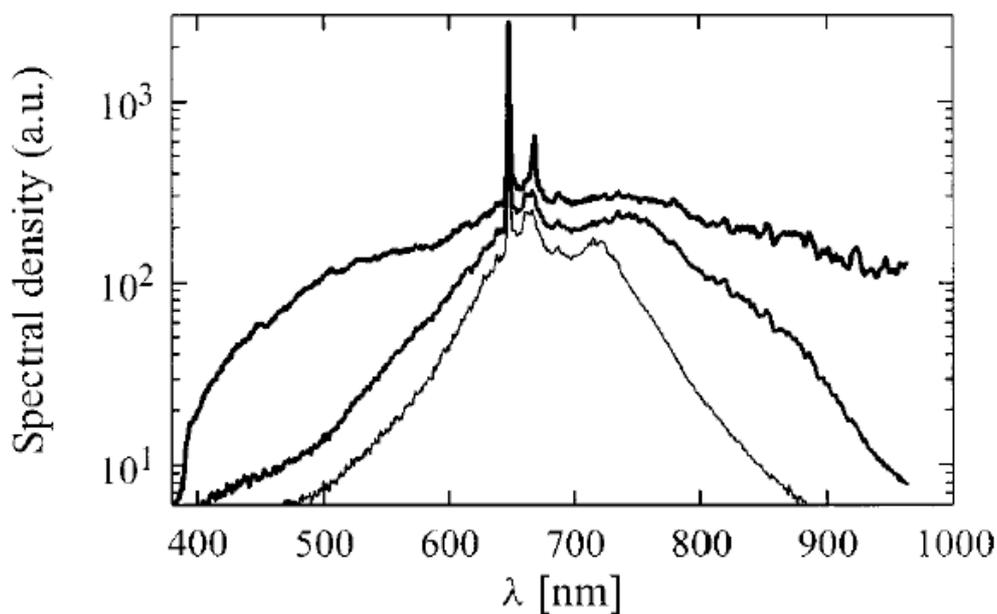


Figura 3.4: Espectros de SC en una fibra de cristal fotónico de 10 m. Las distintas curvas se corresponden con distintos niveles de potencia de pico de los pulsos de bombeo ( $P=120, 225, 675$  W).

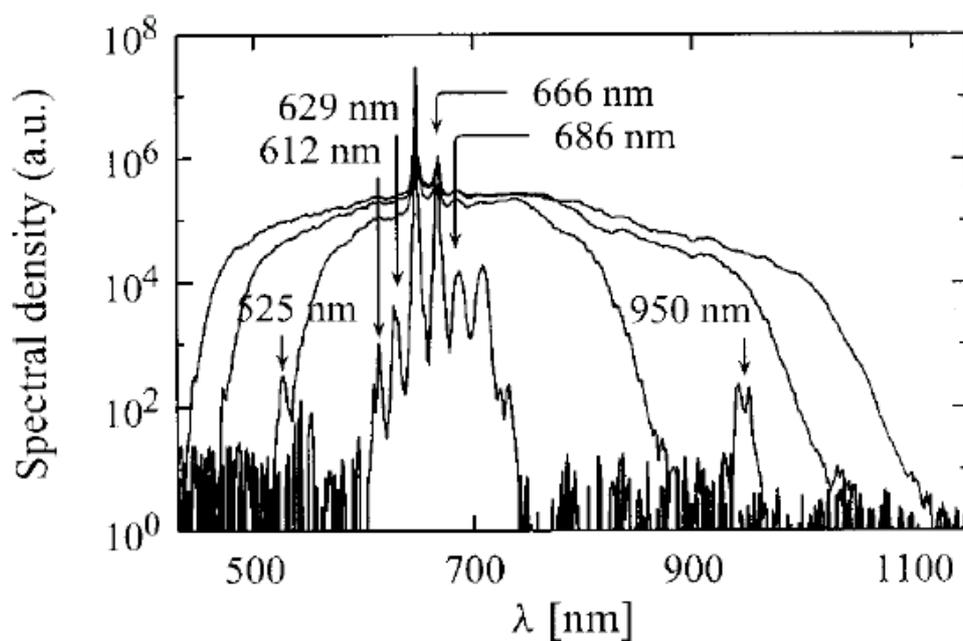


Figura 3.5: Espectros de SC en una fibra de cristal fotónico de 3 m. Las distintas curvas se corresponden con distintos niveles de potencia de pico de los pulsos de bombeo ( $P=100, 230, 330, 400$  W).

estudio del perfil de dispersión de la fibra de cristal fotónico utilizada, revela que las componentes frecuenciales situadas por debajo de 500 nm y por encima de 900 nm sufren un retardo respecto a la longitud de onda de bombeo de más de 20 ps/m. De esta manera, dado que la anchura temporal de los pulsos de bombeo es de 60 ps, con recorrer 3 ó 4 metros de esta fibra el retardo hace que no se generen nuevas componentes frecuenciales. En esta nueva representación gráfica también observan cómo, para potencias de bombeo de unos 100 W aparecen nuevos picos Raman de primer y segundo orden a ambos lados de la frecuencia de bombeo. Al aumentar la potencia hasta 230 W aparecen dos nuevas estructuras a 525 y 950 nm, mientras que las que mostraba el espectro correspondiente a 100 W desaparecen. Dados los datos de dispersión de la fibra que poseen, consideran que no existen condiciones de *phase-matching* para que por mezcla paramétrica entre las dos primeras líneas Raman aparezcan estas nuevas. Así es que, inicialmente sospechan de la intervención de la posible birrefringencia de la fibra en este proceso, dado que las polarizaciones de estas dos estructuras son ortogonales. A medida que aumentan la potencia de bombeo observan cómo estas estructuras desaparecen para dar paso a un espectro con un perfil mucho más suave. Con todo esto plantean una hipótesis acerca de los procesos que tienen lugar en el ensanchamiento espectral de la fuente de luz, que es la siguiente: en primer lugar, por difusión Raman estimulada (SRS) el espectro se extiende desde la longitud de onda a la que se bombea la fibra (647 nm) hacia longitudes de onda mayores, con lo que se genera una banda de frecuencias alrededor de la longitud de onda de dispersión nula de esta fibra (recordemos que esta longitud de onda era, aproximadamente, 675 nm). Sobre estas nuevas frecuencias generadas actúan procesos paramétricos, más o menos eficientes en función de las condiciones de *phase-matching*, que provocan la aparición de luz a longitudes de onda por debajo de la del bombeo. Por otro lado, las componentes espectrales que se propaguen bajo régimen de dispersión anómalo ( $D > 0$ ) se verán afectadas por el efecto solitón y por inestabilidad de modulación (MI). Por último, procesos de automodulación de fase entre las nuevas frecuencias generadas hacen que el perfil del espectro se suavice.

Tras esta explicación Coen et al. realizan un análisis más detallado sobre la interacción de los procesos de difusión Raman estimulada y mezcla de cuatro ondas. Para ello observan la propagación de sus pulsos de luz por una longitud menor de fibra microestructurada (0.7 m). Apoyándose en los trabajos de

Bloembergen et al. y Shen et al. [14, 89] y comparándolos con sus resultados experimentales, concluyen que la alta no linealidad de su fibra permite un gran acoplo entre los procesos de SRS y FWM, a pesar de la falta de condiciones óptimas de *phase-matching*. De este modo justifican el razonamiento previo acerca de la responsabilidad de estos dos procesos en el ensanchamiento hacia el azul del espectro del supercontinuo (*blueshifted*). También muestran un análisis sobre la influencia de la polarización en la generación de su supercontinuo. Observan cómo variando la polarización de la luz a la entrada de la fibra la anchura del espectro a la salida de la fibra varía notablemente. Esto es debido a la sensibilidad de los procesos iniciales que originan el ensanchamiento, SRS y FWM. Experimentalmente obtienen que la diferencia entre las polarizaciones de la luz con las que se genera el espectro más ancho y el más estrecho es de  $60^\circ$ . Además observan cómo asimetrías en la matriz de agujeros que actúa de recubrimiento en su fibra, provoca birrefringencia. A consecuencia de esto aparecen efectos de inestabilidad de la modulación de la polarización (PMI) en régimen de propagación normal, lo que explica la generación de bandas situadas a unos 3 THz del bombeo que observan en algunos espectros experimentales obtenidos con las potencias de bombeo más bajas.

Para concluir este completo trabajo sobre una fuente supercontinua generada en una fibra de cristal fotónico, los autores presentan un estudio numérico sobre la propagación de pulsos de luz, con las mismas características que los que usan en sus experimentos, por una fibra similar a la suya. Para ello consideran la ecuación no lineal generalizada de Schrödinger (GNLSE) que modeliza la propagación de la luz por un medio no lineal. Tienen en cuenta el perfil de dispersión de velocidad de grupo medido en su fibra PCF, la respuesta retardada Raman y la birrefringencia de la fibra. Para simplificar los cálculos obvian la dependencia de la dispersión de velocidad de grupo con la polarización y la componente ortogonal de la susceptibilidad Raman. De este modo obtienen dos expresiones a partir de la GNLSE, para cada una de las componentes del campo eléctrico con polarización circular. Además consideran un ruido espontáneo, con fase aleatoria, superpuesto a cada una de las componentes espectrales del campo a la entrada de la fibra. Para integrar estas ecuaciones usan el esquema proporcionado por el método de *Fourier split-step* [4, 39]. Los espectros que se generan con este método numérico se ajustan de manera notable a los obtenidos experimentalmente, lo cual confirma, en gran medida, su explicación acerca de los procesos fundamentales que

intervienen en la generación de su fuente de luz superensanchada.

En estos primeros años del nuevo siglo también aparecieron los trabajos teórico y experimental de Husakou et al. y Herrmann et al. [42, 43], dedicados a tratar de explicar los procesos no lineales que tenían lugar en el interior de las nuevas fibras de cristal fotónico al propagar pulsos de luz relativamente intensos con anchuras temporales de femtosegundos. En concreto se ocuparon, sobre todo de la aparición de pulsos solitónicos a lo largo de la propagación. En el año 2001 estos científicos muestran cómo el ensanchamiento espectral característico de las fuentes supercontinuas, para el caso de las fibras ópticas de cristal fotónico y pulsos no demasiado intensos ( $0.6 \text{ TW/cm}^2$ ) y de anchuras temporales de femtosegundos, no es posible que sea debido, únicamente, a procesos de automodulación de fase en el medio no lineal. Para la comprobación teórica usan una ecuación, deducida de las ecuaciones de Maxwell para campos electromagnéticos intensos, en la que tienen en cuenta un término de polarización no lineal, con la que modelizan la propagación de la luz por un medio no lineal. Esta ecuación la integran usando el método numérico de *Fourier split-step* y comprueban su validez simulando propagación de pulsos de luz por una fibra óptica convencional y comparándolos con resultados experimentales previos. En su simulación reproducen la propagación de un pulso de luz de 100 fs, con intensidad de  $0.6 \text{ TW/cm}^2$  y frecuencia central  $2.261 \text{ fs}^{-1}$  ( $\lambda=830 \text{ nm}$ ), por una PCF con un diámetro de núcleo de sílice de  $1.5 \mu\text{m}$  y un diámetro de agujeros del recubrimiento de  $1.3 \mu\text{m}$ . La longitud de onda de dispersión nula la consideran en 710 nm. Las longitudes de propagación con las que trabajan son del orden de los milímetros. Comprueban que teóricamente es imposible que los ensanchamientos espectrales obtenidos para este tipo de pulsos y de fibras sean debidos a SPM.

Además prueban a simular la propagación de un pulso mucho más corto, con las mismas condiciones de intensidad que para su pulso de 100 fs y obtienen un espectro mucho más estrecho, lo cual no tendría sentido si el procedimiento por el que se produce el ensanchamiento fuera principalmente SPM. La explicación alternativa que proponen para este ensanchamiento, es la fisión de solitones de órdenes altos. Es decir, muestran cómo solitones de orden  $N$ , mayor que uno, al propagarse por una fibra con características asimilables a las de las fibras de cristal fotónico, a una longitud de onda inicial alrededor de la longitud de onda de dispersión nula y bajo una fuerte influencia del término de dispersión de ter-

cer orden, se rompe en  $N$  pulsos con diferentes frecuencias centrales, desplazadas hacia el rojo del espectro respecto a la original y con velocidades de grupo diferentes. Tras la fisión, cada nuevo solitón, con el fin de mantener el principio de conservación de la energía, emite una radiación no solitónica, desplazada en frecuencia hacia el azul respecto al nuevo solitón, en ajuste de fase con el pulso. Tanto el desplazamiento en frecuencia hacia el rojo, como la emisión de la energía sobrante tienen lugar hasta que alcanzan la estabilidad de un solitón fundamental ( $N=1$ ). Para consolidar su estudio reprodujeron en varios experimentos las condiciones elegidas en el análisis teórico. Para generar los pulsos usaron un oscilador de Ti:zafiro, con el que conseguían pulsos entre 807 y 850 nm, de duraciones entre 29 y 100 fs. Las PCFs son fibras microestructuradas en aire de 40 cm y con núcleos de sílice de 1.6 y 2.5  $\mu\text{m}$  de diámetro. Las longitudes de onda de dispersión nula están en 670 y 790 nm, con lo que los pulsos se propagan por las fibras bajo régimen de dispersión anómala. De esta manera consiguen generar fuentes cuyos espectros se extienden entre 350-1600 nm. Observan cómo, para el caso de los pulsos temporalmente más anchos, los supercontinuos que se obtienen a distintos niveles de potencia de bombeo inicial, son siempre más planos, mientras que para los pulsos más cortos se observan los picos generados por la energía radiada hacia el azul y los solitones desplazados hacia el rojo. En todas estas medidas experimentales, la energía de los pulsos iniciales está entre los 27  $\text{GW}/\text{cm}^2$  y los 0.7  $\text{TW}/\text{cm}^2$ .

Estos trabajos, son sólo el comienzo de una gran ola de publicaciones sobre supercontinuos generados en fibras de cristal fotónico y *tapers*. Otro ejemplo es el trabajo de Dudley et al. [26], del que mostramos uno de los espectros de supercontinuo en la figura 3.6. Como todos los supercontinuos obtenidos a partir de una fuente de bombeo pulsada, presenta un espectro con múltiples estructuras. El bombeo pulsado es la característica común la práctica totalidad de los trabajos presentados hasta ese momento.

Frente a esta avalancha de trabajos, en el año 2000, en la revista *Japanese Journal Applied Physics*, apareció una publicación firmada por Prabhu et al. [84], que mostraba sobre una fuente supercontinua cuya anchura espectral no parecía muy espectacular (100 nm) pero cuya peculiaridad residía en que la fuente de bombeo con la que se generaba era una láser. Se trataba de un láser en fibra, basado en los efectos no lineales Brillouin y Raman, centrado en 1483.4 nm y

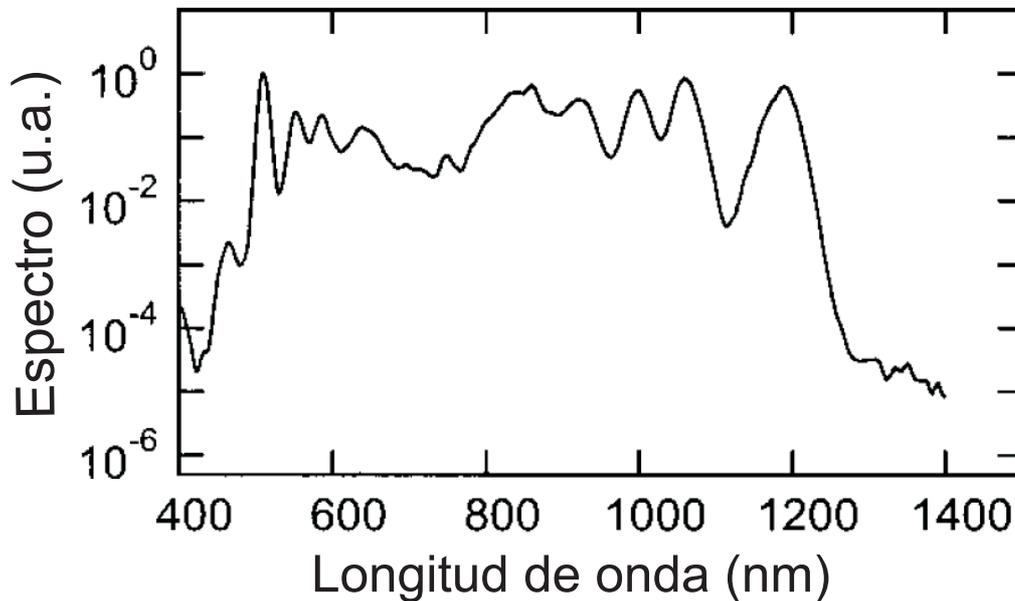


Figura 3.6: Espectro de un supercontinuo generado con un bombeo de 100 fs a 780 nm. La fibra usada posee una longitud de 1 m. Su  $\lambda_0$  está en  $\sim 760$  nm y a la longitud de onda de bombeo su coeficiente no lineal es  $\gamma \sim 150 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$ .

que emitía luz continua. En esta publicación no dan ninguna explicación teórica acerca de los fenómenos que se encuentran detrás de esta novedosa técnica de generación de supercontinuos. Tuvieron que pasar tres años para que volviera a aparecer un trabajo sobre fuentes supercontinuas generadas con bombeos continuos. Fue en la conferencia *Optical Fiber Conference* de 2003 (OFC'03) donde Abeeluck et al. presentaron un trabajo sobre una fuente con estas características y generada en una fibra estándar [1]. En esta ocasión los autores presentaron una fuente con una anchura espectral de unos 250 nm, en el infrarrojo, comparable a las anchuras espectrales de los supercontinuos que se estaban generando en fibras microestructuradas o *tapers* en esta región del espectro. Además mostraron cómo su fuente poseía una estabilidad bastante razonable para una fuente de luz con esa anchura espectral y ese nivel de potencia.

Sólo algunos meses después de la celebración del OFC'03 nuestro grupo publicó los resultados de un trabajo experimental [35] en el que se mostraba una fuente supercontinua, generada a partir de un láser en fibra y una fibra *non zero dispersion shifted* (NZDSF). Su anchura espectral era de más de 200 nm en la región del infrarrojo, cubriendo las bandas de comunicaciones S, C y L. Además se mostró una posible aplicación de esta fuente en la medida de dispersión del

modo de polarización de fibras instaladas. Este trabajo es la semilla a partir de la cual nacería esta tesis y, por tanto es en este punto donde necesariamente se detiene el recorrido histórico de estas nuevas fuentes de luz.



# Capítulo 4

## Generación de supercontinuo a partir de un láser continuo.

El objeto principal de esta tesis es la descripción y explicación de la generación de una fuente de luz supercontinua usando como fuente de bombeo un láser continuo. En los capítulos precedentes hemos hecho un repaso de los conceptos teóricos esenciales para comprender los fundamentos de esta nueva fuente y hemos viajado en el tiempo para conocer trabajos previos sobre fuentes similares a ésta, realizados en general con láseres de bombeo pulsados con gran potencia de pico. En el presente capítulo vamos a describir en detalle la generación de nuestro supercontinuo y sus principales propiedades.

### 4.1 Descripción cualitativa del fenómeno de cw SC.

En primer lugar retomemos la definición de fuente supercontinua: una fuente supercontinua es una fuente de luz de banda ancha y gran densidad de potencia espectral, generada a partir de un bombeo espectralmente estrecho y un medio no lineal. El espectro resultante de este tipo de fuentes es, en general, comparable al de una fuente de luz blanca. Para nuestro caso particular de bombeo con una fuente continua, intentaremos comprender cuáles son los principios a partir de los que se forma el SC.

Antes de describir en detalle la forma de generar nuestro supercontinuo, vamos a describir de forma cualitativa el proceso de formación. Centrémonos en nuestra fuente de luz o bombeo. Nuestra señal de bombeo la obtendremos de un láser con una línea de emisión más o menos estrecha, pero en cualquier caso con

una coherencia finita. Esa *incoherencia* en el láser lleva aparejada una cierta perturbación tanto en la intensidad como en la fase del campo que emite a la salida. En el caso del láser de bombeo que usamos en la generación de nuestra fuente supercontinua, verificamos la existencia de una pequeña perturbación temporal en intensidad a través de la medida de su traza de autocorrelación en intensidad que más tarde mostraremos. Recientes estudios relativos a condiciones de bombeo pulsado han demostrado que el proceso de generación de SC normalmente es muy sensible al ruido aleatorio presente al inicio de la propagación [23, 26]. A priori este ruido debería jugar un papel mucho más determinante en el caso de un bombeo continuo parcialmente coherente, como el nuestro, ya que el haz es inherentemente aleatorio de principio a fin, mientras que los pulsos de un láser pulsado están relativamente bien definidos en el tiempo tanto en su perfil de fase como en la evolución temporal de la intensidad, con una componente de ruido superpuesta limitada.

Para comprender esta afirmación comenzaremos dando una descripción cualitativa de este proceso. Según demostraron teóricamente Cavalcanti y sus colaboradores en 1995 [17], si introducimos en una fibra óptica monomodo la señal óptica proveniente de una fuente de luz continua parcialmente coherente y hacemos que se propague bajo régimen de dispersión anómalo, tenderá a ensancharse. En cambio, si el régimen de dispersión es normal, se mantendrá estable. Lo que ocurre cuando el coeficiente de dispersión  $D$  es positivo (régimen de dispersión anómalo) es que las pequeñas perturbaciones temporales en intensidad, que hacen que nuestra señal no sea perfectamente continua, se verán amplificadas por el proceso de inestabilidad de modulación que explicamos en el capítulo anterior. De esta manera, esas perturbaciones en intensidad se '*afilan*' y el espectro del haz se ensancha.

A modo de síntesis: partimos de la emisión de un láser continuo con pequeñas perturbaciones temporales en intensidad aleatorias, cuya emisión instantánea tendrá una traza temporal en intensidad similar a la que se muestra en la figura 4.1.

Al introducir este bombeo en una fibra óptica con dispersión anómala y pequeña, tiene lugar el proceso de inestabilidad de modulación, haciendo que nuestro haz continuo se '*rompa*' en pulsos ultracortos. Sobre estos pulsos actúan de manera simultánea los procesos de dispersión cromática y automodulación de

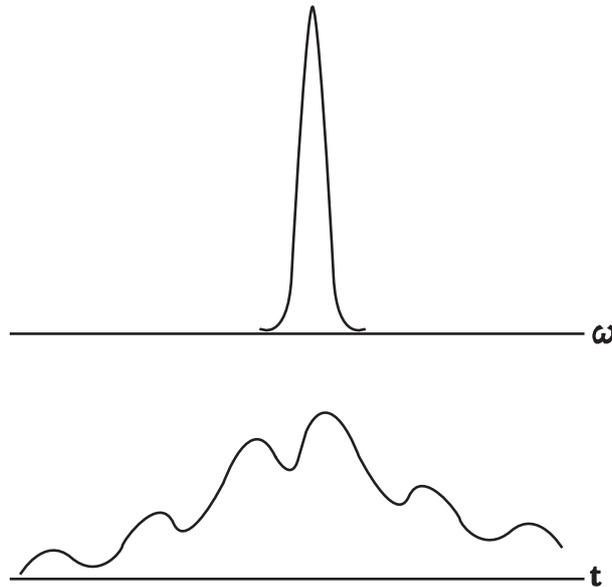


Figura 4.1: Representación del espectro de la emisión de un láser de bombeo cw y su traza en intensidad en el dominio temporal.

fase. A medida que la luz se propaga por la fibra se va consiguiendo un ajuste de los parámetros que intervienen en la expresión 2.49, hasta conseguir  $N = 1$ , es decir, solitones fundamentales. Pero simultáneamente está teniendo lugar el proceso de *scattering* Raman estimulado, por lo que los solitones van viendo sus frecuencias centrales desplazadas hacia frecuencias menores (longitudes de onda más altas). Así, para una instantánea concreta de emisión de nuestro láser, lo que tenemos a la salida de la fibra son solitones desplazados en frecuencia. Para cualquier otra instantánea de emisión de nuestro láser de bombeo, tendrá lugar este mismo proceso, aunque el desplazamiento concreto que sufran los solitones generados dependerá del perfil inicial en intensidad. Cuanto más próxima sea la traza temporal de intensidad del láser a la de un solitón, menos longitud de fibra tendrá que recorrerse para que se forme y, por tanto, más desplazamiento en frecuencia sufrirá. Dado que la emisión temporal de nuestro láser continuo evoluciona de una manera más o menos arbitraria, en cada instante la dinámica de formación de los solitones será diferente. Por tanto, para considerar todos los posibles casos deberemos considerar el SC generado como la superposición de los distintos solitones desplazados de forma diferente. Más adelante explicaremos detalladamente este proceso a través de una simulación.

## 4.2 Experimento.

En esta sección vamos a describir cómo generamos experimentalmente el supercontinuo basado en bombeo continuo. Esto nos ayudará a comprender la simulación numérica teórica que expondremos en la próxima sección.

### 4.2.1 El láser.

En el desarrollo experimental de nuestro trabajo [35] usamos como fuente de bombeo un láser Raman de fibra continuo (RFL), con salida despolarizada y monomodo a 1455.5 nm. Este láser es un instrumento comercial (KEOPSYS KPS-BT2-RFL-1455-02-FA) y su estructura se muestra en la figura 4.2. Está compuesto por una fibra dopada de Iterbio (Yt) como medio de ganancia láser, bombeada por cuatro diodos láser (cada uno de ellos emite 10W de potencia a la longitud de onda de 980 nm), en una cavidad resonante, formada por dos redes de Bragg (FBG0 y FBG'0). La salida de este láser, que emite a la longitud de onda de  $\sim 1100$  nm, seleccionada por las redes de Bragg que conforman el resonador, se introduce en una nueva cavidad Raman formada por un nuevo conjunto de redes de Bragg (FBG1 y FBG'1, FBG2 y FBG'2, etc.) con las mismas longitudes de onda reflejadas a cada lado del resonador, (ver la figura 4.2) y una fibra Raman. La primera cavidad resonante descrita opera según un esquema clásico de láser de estado solido: se bombean con los láseres de diodo los electrones del nivel fundamental del Yt a un nivel metaestable, hasta conseguir inversión de población y una emisión que se amplifica en sucesivos rebotes en la cavidad guiada en la fibra óptica. En el caso de la segunda etapa o cavidad Raman, el proceso se basa en la pura generación de sucesivas frecuencias por SRS, que son seleccionadas con las redes de Bragg. La ventaja de este esquema frente al diseño clásico de un láser de estado sólido estriba en que el resonador clásico emite sólo a las longitudes de onda permitidas por los niveles electrónicos propios del material usado como dopante de la fibra (en nuestro caso Yt), mientras que en la cavidad Raman la emisión se puede seleccionar de forma continua más o menos flexible, alterando la estructura del resonador.

Las redes de Bragg de la cavidad Raman tienen anchuras que oscilan entre los 2 y los 5 nm y todas ellas poseen altas reflectividades (entorno al 100%) excepto la red de Bragg situada a la salida de la cavidad (FBG'5) que posee una reflectividad de entre un 20 y un 30%. Las longitudes de onda de las FBGs están

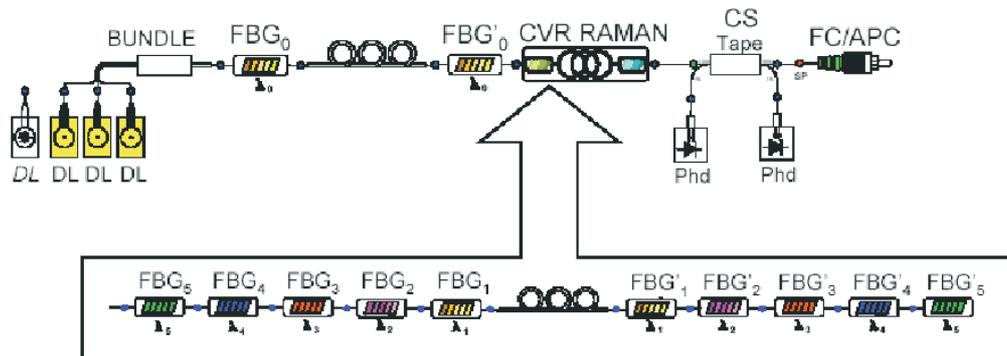


Figura 4.2: Esquema del láser en fibra Raman. CVR RAMAN: cavidad Raman compuesta por las siguientes parejas de redes de Bragg: FBG<sub>1</sub> y FBG'<sub>1</sub> reflejan la luz a 1180 nm, FBG<sub>2</sub> y FBG'<sub>2</sub> a 1230 nm, FBG<sub>3</sub> y FBG'<sub>3</sub> a 1280 nm, FBG<sub>4</sub> y FBG'<sub>4</sub> a 1360 nm y FBG<sub>5</sub> y FBG'<sub>5</sub> a 1455 nm; todas con reflectividades del 100%, salvo FBG'<sub>5</sub> con una reflectividad de entre 20 y 30%. La fibra de la cavidad es un fibra Raman de centenares de metros de longitud. Esta cavidad Raman es bombeada por diodos láser (DL) a 1110 nm. La salida de la cavidad es controlada por dos fotodetectores. La fibra de salida está conectorizada con un conector FC/APC.

elegidas de tal manera que el pico de ganancia Raman originado por la longitud de onda de resonancia previa, caiga dentro de la red. En la figura 4.3 mostramos una simulación de los espectros de las distintas resonancias que tienen lugar en la cavidad de un láser Raman y los espectros de reflectancia de las redes de Bragg superpuestas. Como puede apreciarse en esta figura las redes de Bragg de las diferentes etapas han sido seleccionadas para conseguir máxima eficiencia Raman en la longitud de onda de 1455.5 nm.

La salida del láser está monitorizada mediante dos fotodiodos, uno de ellos detecta la potencia de salida del láser, mientras que el otro mide la potencia reflejada; de esta manera el sistema incluye un dispositivo de seguridad que hace que el láser se apague cuando le llega potencia reflejada por encima de un determinado umbral de tolerancia (ver la figura 4.4).

El espectro de salida de nuestro láser Raman en fibra, a 0.025 W se muestra en la figura 4.5. En ella podemos ver los picos correspondientes a cada una de las redes del resonador, junto con el pico de bombeo del laser de Yt a 1099.5 nm.

En la caracterización del láser usado se le han realizado medidas de:

- Potencia total de salida.

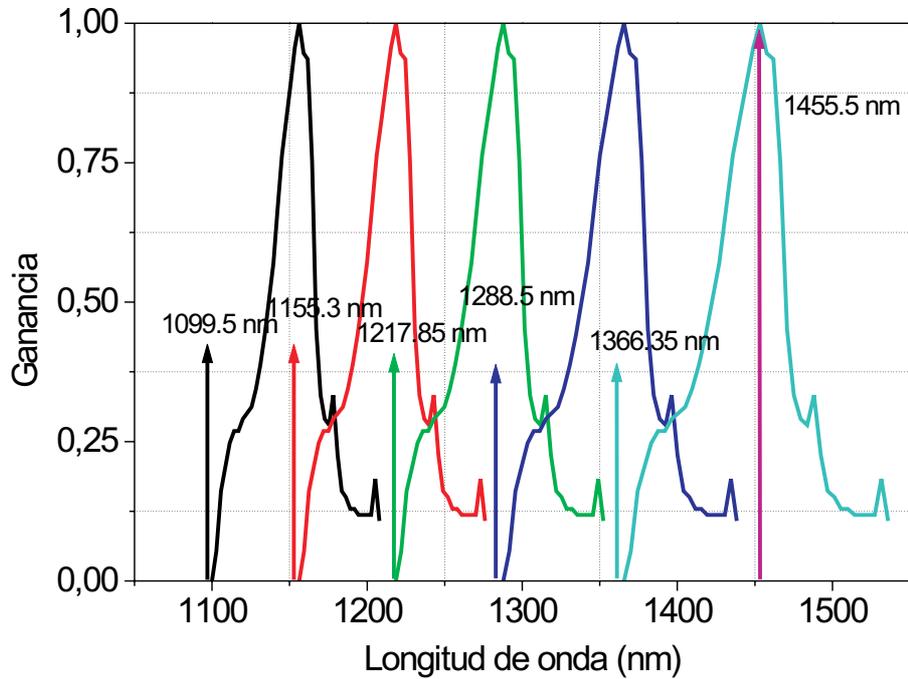


Figura 4.3: Simulación de la obtención de la longitud de onda de emisión del láser en fibra Raman. En la figura se representan las redes que producen el oscilador y las ganancias Raman que se producen en el mismo.

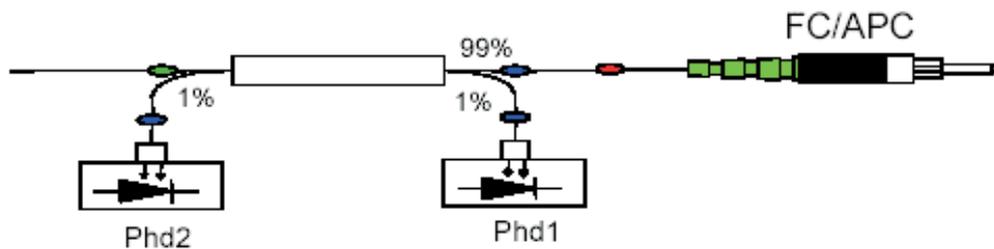


Figura 4.4: Esquema detallado de la salida del láser en fibra Raman. Phd1 y Phd2: fotodetectores. El 1 monitoriza la potencia de salida y el 2 la reflejada.

- Relación entre la anchura espectral del pico de salida y la potencia del láser.
- Ruido de intensidad.
- Traza de autocorrelación en intensidad.

Para la medida de la potencia de salida del láser se ha utilizado un radiómetro

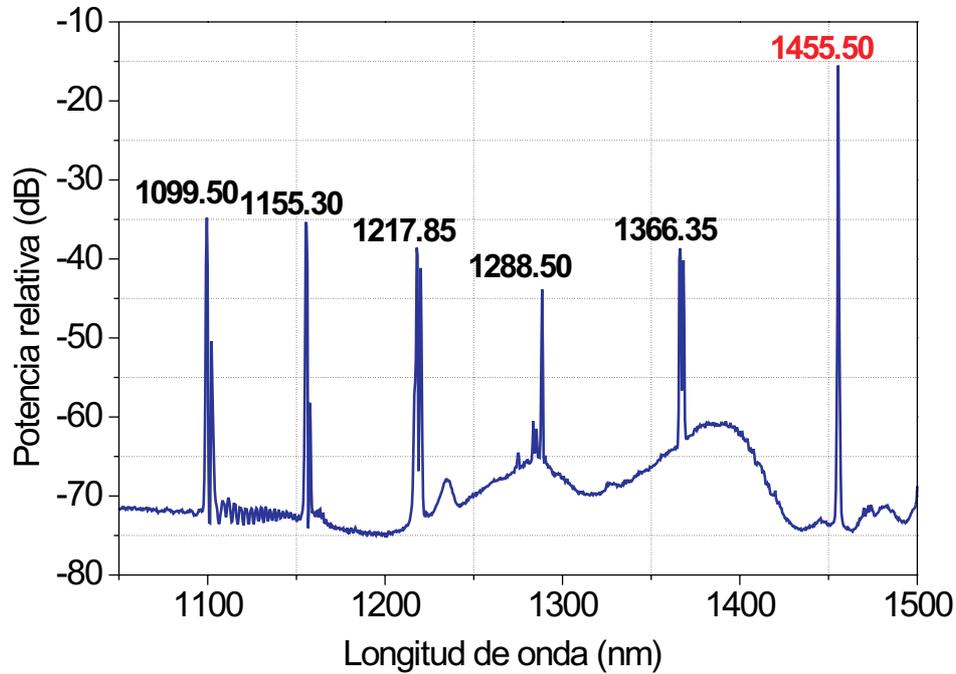


Figura 4.5: Espectro de salida del láser en fibra Raman a 0.025 W.

esfera integradora. Dada la elevada potencia que emite el láser utilizado, se ha desarrollado un radiómetro de esfera integradora adaptado a la medida de potencias superiores a 1 W [16]. Dado que el láser no emite en una única longitud de onda, para la medida precisa de la potencia de salida debemos usar también la traza de salida medida con un analizador de espectros ópticos (OSA). Observando la figura 4.5 podemos ver que la potencia de salida de los otros picos del láser están en todos los casos 20 dB por debajo de la potencia de salida de la emisión principal, (exactamente 20 dB las de 1100 y 1156 nm, y 25 dB las de 1218 y 1366 nm y 30 dB la de 1288 nm). El valor relativo de la contribución de estas otras longitudes de onda de emisión de nuestro láser es de  $\sim 3\%$  sobre la potencia total de la emisión final. La potencia de salida puede alcanzar los 2.1 W, con una estabilidad de  $\pm 10$  mW.

Para la medida del ancho espectral del láser se ha utilizado el analizador de espectros ópticos ADVANTEST Q8384. Para esta medida se ha utilizado un atenuador de fibra óptica (ACCELINK OAT-MV-155-FC/APC-20-1) para evitar

posibles daños en el OSA, ya que la máxima potencia que tolera a la entrada es de +23 dBm (200 mW). La resolución de medida en el analizador de espectros es de 10 pm. El ancho de línea del láser aumenta a medida que aumentamos la potencia de salida del mismo, teniendo una anchura a media altura (FWHM) de 1.1 nm (150 GHz), para la potencia máxima (ver la figura 4.6).

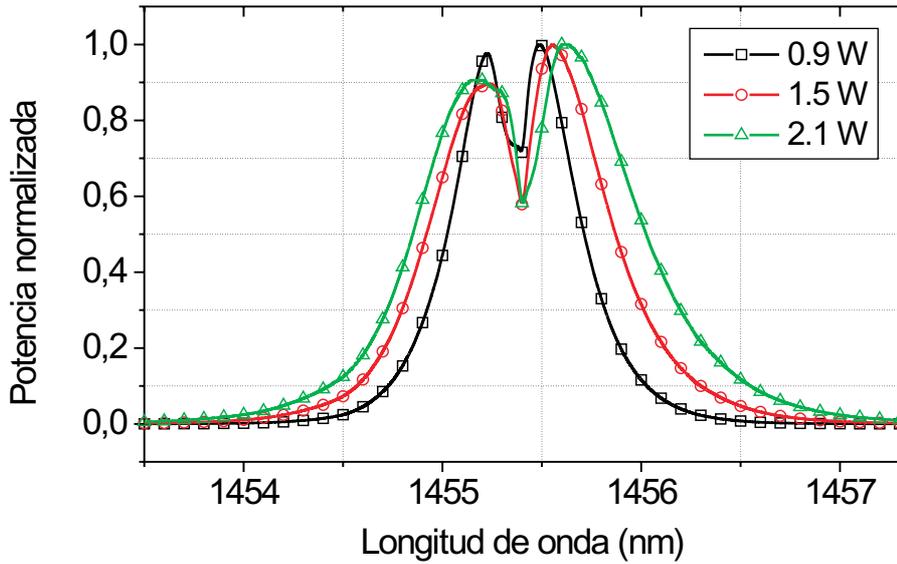


Figura 4.6: Espectro de salida del pico del láser en fibra Raman a 0.9, 1.5 y 2.1 W. Vemos cómo con el aumento de la potencia se produce un aumento de la anchura espectral del pico.

Además de la potencia de salida y el ancho de línea de nuestro láser se ha medido el ruido de salida del mismo. El ruido de salida de un láser se expresa con el parámetro conocido por su acrónimo en inglés, RIN (*relative intensity noise*), que se define por la expresión:

$$RIN = 20 \log \frac{V_{rmsnoise}}{V_{DC} \sqrt{BW}} \quad (4.1)$$

donde BW representa el ancho de banda considerado,  $V_{rmsnoise}$  es el valor de la componente de ruido del láser registrada con un detector rápido sobre un ancho de banda  $BW$  y  $V_{DC}$  la señal de continua medida con un voltímetro. El resultado de esta medida a 2.1 W es menor de -115.5 dBc/Hz, en un rango de 0-200 MHz

[62]. Las especificaciones del fabricante del instrumento aportan como dato que el RIN  $< -110$  dBc/Hz en el rango de 0-1 GHz.

Finalmente se han estudiado las características temporales del láser. Este tipo de medida no estaba previsto en nuestro plan de trabajo inicial ya que se trata de un láser continuo y no cabe esperar más fluctuaciones que las propias debidas al RIN del mismo. Sin embargo, y como se verá posteriormente en la memoria, esta medida nos ha proporcionado una valiosísima información sin la cual no podríamos haber llevado a cabo parte de las simulaciones realizadas, que han contribuido de forma radical al entendimiento de la física de nuestro supercontinuo.

Las perturbaciones temporales en intensidad que presenta nuestro láser no son exclusivas de nuestro instrumento. Schroeder et al. presentaron un trabajo *post-deadline* en el congreso *Non Linear Guided Waves 2005* [87] en el que describen la aparición de estas inestabilidades en otros láseres Raman en cascada. Como las perturbaciones temporales de la señal del láser están en el régimen de picosegundos, las características temporales de esta perturbación se tienen que extraer mediante la traza de autocorrelación en intensidad de la señal de salida. Para adquirirla usamos un autocorrelador diseñado según el esquema de la figura 4.7.

El autocorrelador funciona de la siguiente manera: si introducimos un pulso a la entrada del autocorrelador, cuyo campo eléctrico denominamos  $E'(t)$ , mediante un divisor de haz lo podemos dividir en dos haces idénticos. Si a estos dos haces separados los hacemos transitar por caminos ópticos de igual longitud y los focalizamos sobre un punto de un cristal tipo BBO (cristal de borato de beta bario), sobre este medio no lineal y bajo condiciones de ajuste de fases, tendrá lugar la generación de segundo armónico de la frecuencia de los haces incidentes y recombinados. Si variamos la longitud de uno de los caminos ópticos de manera mecánica, como se muestra en el diseño de la figura 4.7, provocaremos un retardo  $\tau$  positivo o negativo (según hagamos el camino más corto o más largo respectivamente) en uno de los dos haces. De tal manera que, en el momento de la recombinación sobre el BBO, el campo del haz que viaja por el camino no modificado será  $E(t)$ , mientras que el correspondiente al del camino modificado será  $E(t-\tau)$ . Midiendo la energía del pulso de segundo armónico respecto al retardo

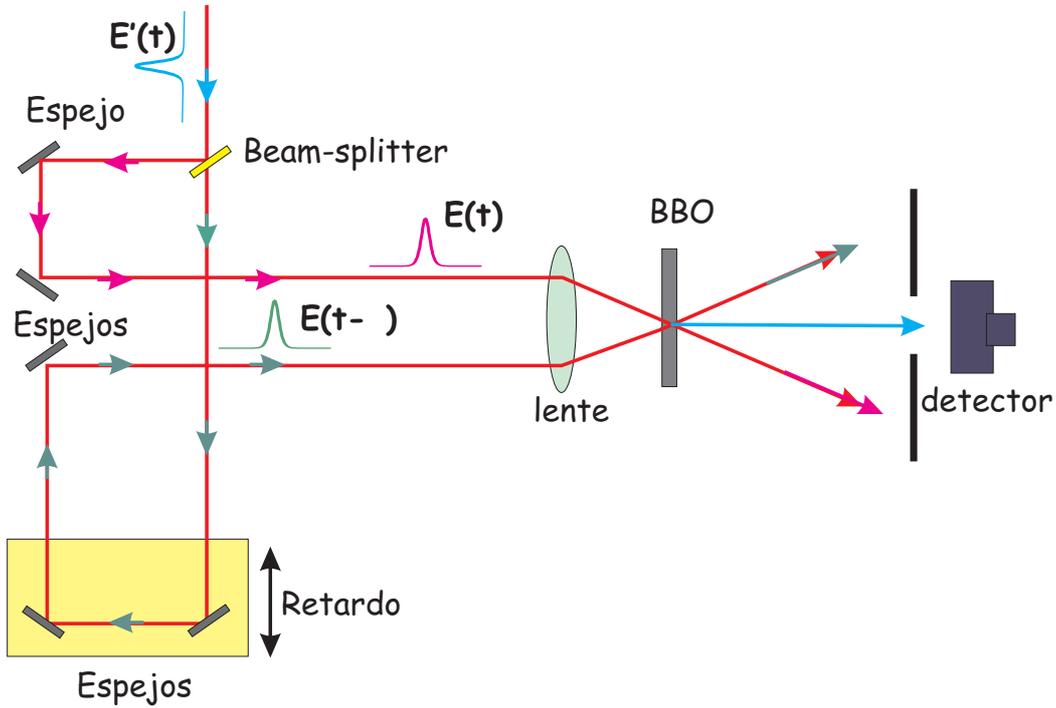


Figura 4.7: Diseño experimental de un autocorrelador en intensidad. BBO: cristal de borato de beta bario. Beam-splitter: divisor de haz.

obtenemos la autocorrelación en intensidad,  $A^{(2)}(\tau)$ :

$$A^{(2)}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (4.2)$$

Tras el cristal tenemos tres haces, los dos incidentes, anteriormente descritos, y el correspondiente al segundo armónico generado sobre el cristal no lineal. Este haz de luz de segundo armónico es de frecuencia doble a la de la luz incidente y por consiguiente de la de los dos haces que interaccionan en el cristal no lineal (longitud de onda mitad de la incidente). Como sistema de detección usamos un fotomultiplicador y filtramos espacialmente los haces que salen en las direcciones de propagación de los rayos originales. La señal del fotomultiplicador la amplificamos a través de un amplificador de transimpedancia y la monitorizamos sobre un osciloscopio. La señal registrada en el osciloscopio (en voltios) es proporcional a la autocorrelación en intensidad, como:

$$V_{det}(\tau) \propto A^{(2)}(\tau) \quad (4.3)$$

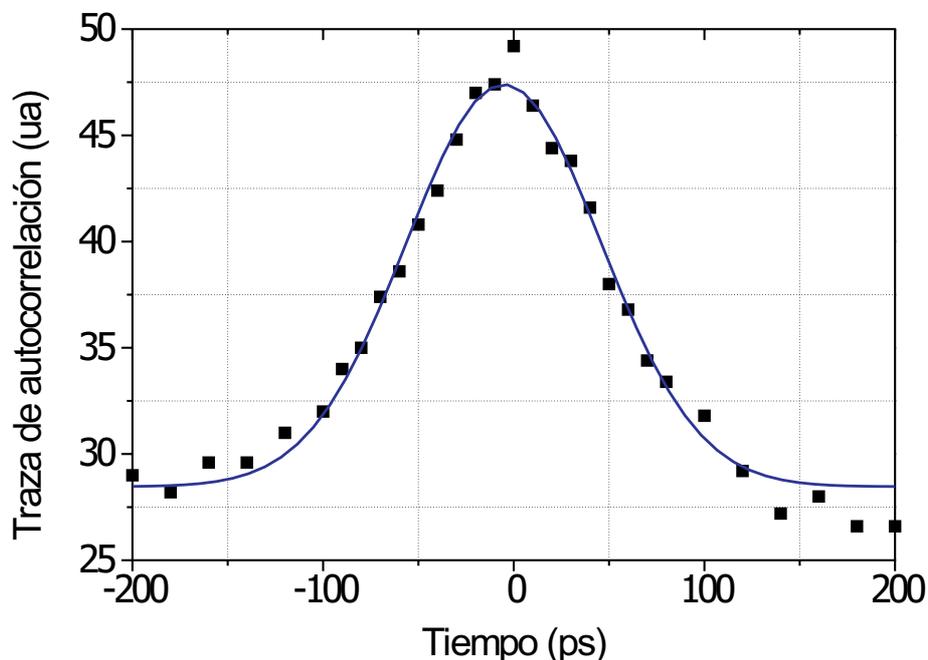


Figura 4.8: Representación de la traza de autocorrelación en intensidad del láser de bombeo continuo emitiendo a 2.1 W.

El factor de proporcionalidad se denomina factor de deconvolución, y su valor depende de la forma del pulso con el que se trabaje, pero en cualquier caso, es próximo a  $\sqrt{2}$ . El retardo que se imprime al haz se consigue moviendo un micrómetro y se estima varía entre 0 y 80 ps (lo que equivale a 12 mm de recorrido del micrómetro) aproximadamente. En estas condiciones, la traza de autocorrelación en intensidad de nuestro láser de bombeo, adquirida para una potencia de salida de 2.1 W es la que mostramos en la figura 4.8.

Observamos cómo dicha traza no es la que cabría esperar si nuestro láser fuera perfectamente continuo. Si el nivel de potencia se mantuviera constante en el tiempo, la autocorrelación en intensidad de la señal de nuestro láser presentaría el aspecto de una función constante. En cambio aparecen perturbaciones temporales de intensidad con duraciones del orden de los 100 ps.

### 4.2.2 La fibra.

Para generar nuestro supercontinuo con este láser, elegimos una fibra NZDSF de 6.8 Km de longitud que presenta una longitud de onda de dispersión nula a 1452.8 nm, sólo ligeramente inferior a la longitud de onda de emisión de nuestro láser. El acoplo en esta fibra se realiza con una eficiencia del 80%, debido a la pérdida de potencia entre la fibra estándar y la NZDSF, por su diferencia de área efectiva. Para estimar el coeficiente no lineal de la fibra se usó un montaje con un interferómetro tipo Sagnac [67] y se determinó  $\gamma = 2.7 W^{-1}Km^{-1}$  a la longitud de onda del láser de bombeo Raman. Otro factor importante es el coeficiente de ganancia Raman. Éste se midió usando el esquema de la sección 2.2.2.1 del capítulo 2 y el resultado fue  $g_R = 0.7W^{-1}Km^{-1}$  para el pico de ganancia. En cuanto a los coeficientes de dispersión a la longitud de onda del bombeo se determinaron mediante el método de desplazamiento de fase [41] y los resultados fueron:  $\beta_2 = -0.11 ps^2/Km$ ,  $\beta_3 = 0.06 ps^3/Km$ ,  $\beta_4 = -1.55 \cdot 10^{-4} ps^4/Km$  y  $\beta_5 = 1.33 \cdot 10^6 ps^5/Km$ . La uniformidad de la dispersión cromática a lo largo de la fibra es inferior a  $\pm 0.13 ps^2/Km$  a 1555 nm. Esta característica se midió por el método desarrollado en nuestro grupo, que alcanza la resolución espacial de  $\simeq 500m$  [34]. Esta fibra presenta una uniformidad buena dentro de la resolución de la medida, por lo que su PMD debe ser baja, lo que nos permite obviar esta característica en nuestras medidas. El coeficiente de absorción de la fibra se puede considerar prácticamente uniforme entre 1450 y 1620 nm y del orden de 0.2 dB/Km. En cambio, a 1700 nm crece hasta 0.4 dB/Km. Cabe destacar que la longitud de onda de dispersión nula de la fibra y la longitud de onda de emisión del láser de bombeo están elegidas de manera que el bombeo cae en la región de dispersión pequeña y positiva de la fibra ( $\beta_2 < 0$ ). Otro detalle a destacar es el uso de una fibra larga con pocas pérdidas. Esto nos garantiza una transferencia de potencia entre el bombeo y las nuevas frecuencias muy eficiente, así como un umbral Raman bajo.

### 4.2.3 El montaje experimental y los resultados.

En la figura 4.9 se muestra un sencillo esquema del montaje experimental concreto con el que generamos y caracterizamos la fuente supercontinua. El sistema experimental consta del láser de bombeo, directamente soldado sobre la fibra NZDSF, un aislador (ACCELINK ISOWB-S-09-1-FC/APC) para impedir que cierta potencia vuelva sobre el láser de bombeo, un atenuador (ACCELINK OAT-MV-

155-FC/APC-20-1) que impide se dañen los equipos de medida, y para poder medir simultáneamente sus características espectrales y la potencia total, usamos un acoplador calibrado 50/50 (ACCELINK WBC-22-135-50-1-30-FC/APC-C). La salida de una rama del acoplador se emplea para realizar un análisis espectral en el OSA y la otra para medir la potencia total en un radiómetro de esfera integradora. La relación de acoplo del acoplador 50/50 permanece constante y próxima a mitad de potencia en todas las longitudes de onda entre 1430 y 1650 nm.

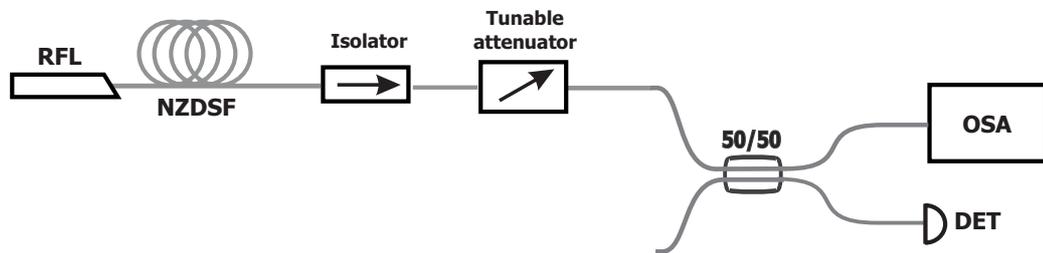


Figura 4.9: Montaje experimental para generar SC con cw. RFL: láser en fibra Raman; NZDSF: fibra de dispersión desplazada no nula; Isolator: aislador; Tunable attenuator: atenuador de potencia sintonizable; OSA: analizador de espectros ópticos.

La figura 4.10 muestra el espectro de salida de la fuente supercontinua para valores crecientes de potencia de bombeo. En ésta figura vemos cómo, a medida que vamos aumentando la potencia de bombeo, se van formando sendas bandas de inestabilidad de modulación en posiciones simétricas respecto de la longitud de onda del láser de bombeo. La forma de las bandas de ganancia por inestabilidad de modulación no es simétrica respecto al bombeo y esta asimetría se acrecienta con la potencia (entre 10 y 300 mW). La banda de inestabilidad de modulación que aparece a las longitudes de onda superiores a la longitud de onda del bombeo se ve amplificada por efecto Raman y la de menor longitud de onda se ve atenuada por el mismo proceso. Llegado un umbral, la intensidad de las bandas de inestabilidad de modulación es comparable a la del bombeo. Simultáneamente el espectro se va desplazando hacia longitudes de onda más largas. Cuanta más potencia tenemos de bombeo, encontramos más asimetría entre estas dos bandas.

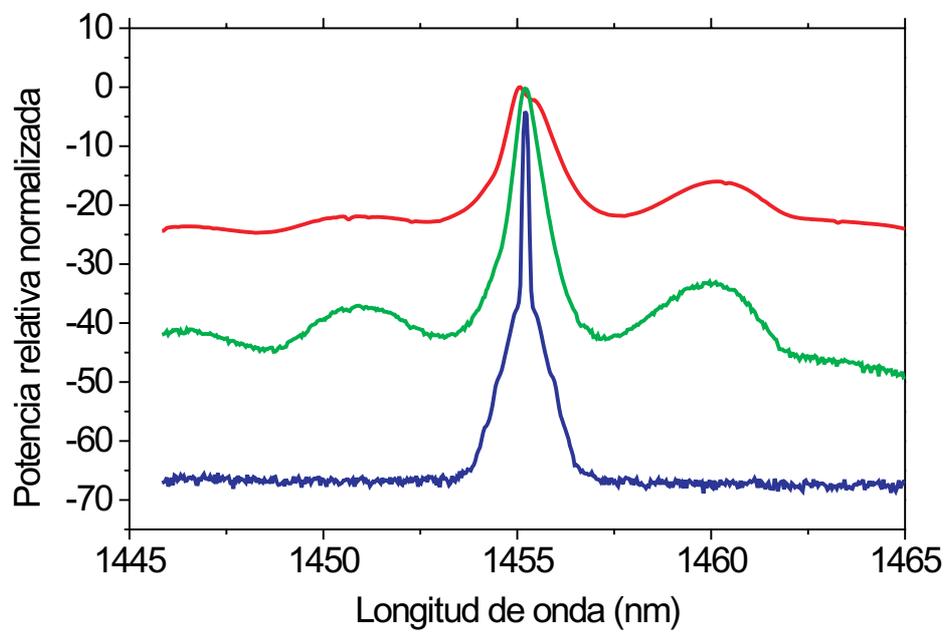


Figura 4.10: Crecimiento de las bandas de inestabilidad de modulación en el experimento detallado en el texto.

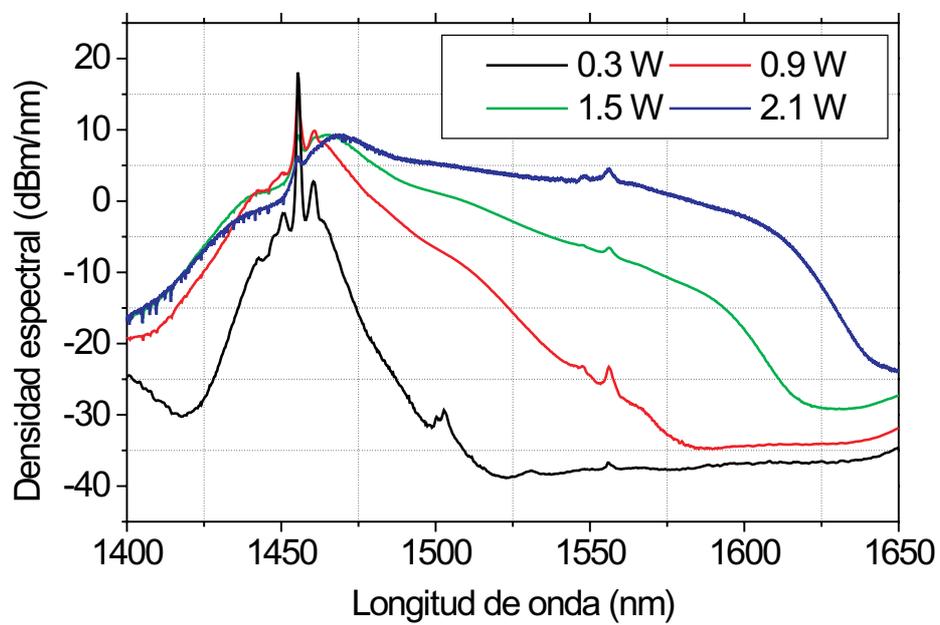


Figura 4.11: Espectros del SC para diferentes potencias de bombeo y temperatura ambiente. Todas las curvas han sido normalizadas al mismo valor de pico.

La figura 4.11 muestra el espectro de salida nuestra fuente, para diversas potencias de bombeo del laser, para todo el espectro de longitudes de onda a las que esta fuente tiene una salida de potencia significativa. Los espectros se han medido a temperatura ambiente usando el analizador de espectros óptico (OSA), con una resolución de 0.05 nm.

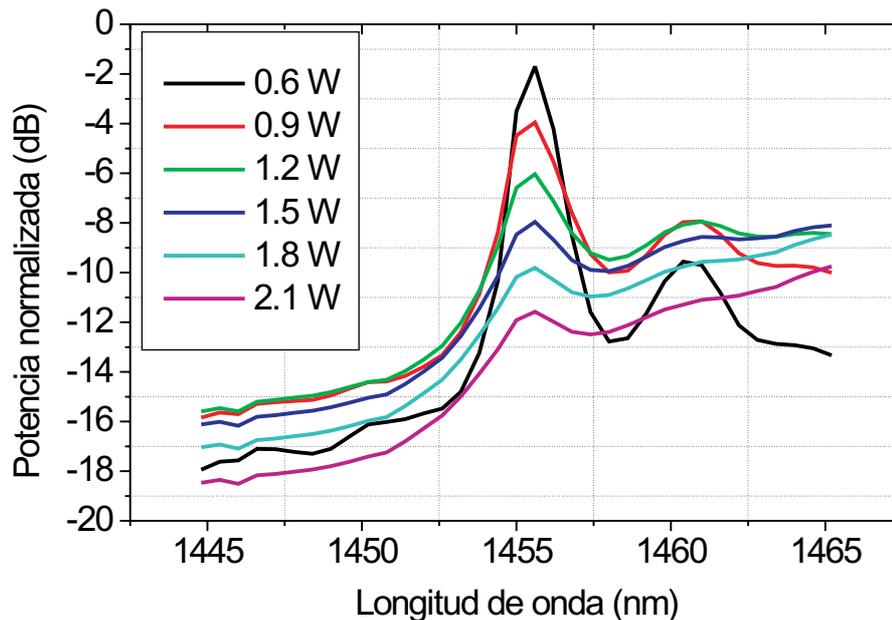


Figura 4.12: Detalle del espectro del pico de bombeo para los mismos niveles de potencia y temperatura ambiente que en la figura 4.11.

En la figura 4.12 se muestra el espectro de salida de la fuente en la región próxima a la longitud de onda de dispersión nula de la fibra NZDSF. Las medidas se han hecho a potencias de bombeo mayores que 600 mW. En esta figura podemos ver cómo a partir de un nivel de potencia de entrada del orden de 1.5 W, toda la energía del bombeo se ha transferido al SC, eliminándose las bandas de inestabilidad de modulación y agotándose el bombeo, que se reduce en más de 12 dB respecto de la potencia a 600 mW.

Al nivel de potencia de bombeo de 2.1 W, nuestro supercontinuo tiene un ancho de banda, a 20 dB respecto del máximo, de aproximadamente 200 nm y la máxima densidad espectral de potencia es mayor que 8 dBm/nm ( $\simeq 7$  mW/nm). Cabe destacar la suavidad del espectro y la regularidad con la que crece su anchura

con la potencia de bombeo. Ésta es una característica de todos los SC generados con bombeo continuo que se han obtenido hasta el momento [2, 10]. En cambio, esta propiedad no se observa en los que se generan a partir de pulsos de pico o femtosegundos [13, 23, 25, 26, 85] (ver la figura 3.6 del capítulo 3).

Al igual que al láser de bombeo, al supercontinuo realizado se le ha medido la traza de autocorrelación. En la figura 4.13 se muestra la traza de autocorrelación en intensidad de nuestro supercontinuo, adquirida con el autocorrelador descrito en la sección 4.2.1.

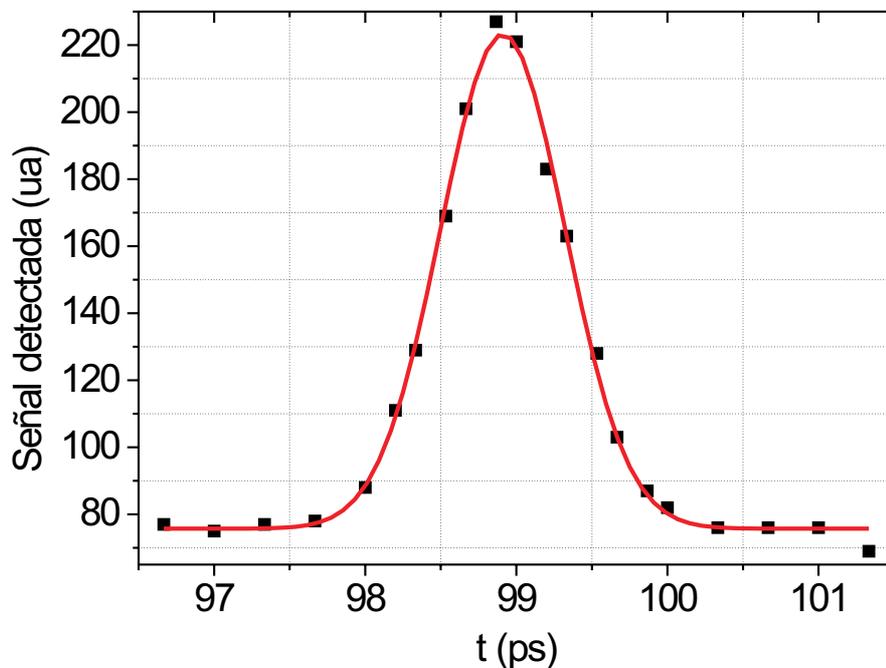


Figura 4.13: Representación de la traza de autocorrelación en intensidad del supercontinuo para una potencia de bombeo de 2.1 W.

Vemos cómo aparece una estructura mucho más definida que en la traza adquirida para el láser de bombeo, próxima a una gaussiana, con una anchura espectral medida a mitad de altura de aproximadamente 0.8 ps. Esta traza de autocorrelación en intensidad se corresponde a un pulso de anchura temporal del orden del picosegundo. Dicha estructura refleja la presencia de solitones ópticos a la salida de la fuente.

Como síntesis de los resultados experimentales podemos decir que, a partir de un bombeo parcialmente coherente y una fibra óptica convenientemente elegida, que actúa como medio no lineal, podemos generar una fuente supercontinua. La *imperfección* en la coherencia de nuestro láser es una de las semillas fundamentales para que tengan lugar procesos no lineales de inestabilidad de modulación, las cuales hacen que las perturbaciones en intensidad hacia solitones fundamentales, los que, a su vez, ven su frecuencia central desplazada por *scattering* Raman. El promediado espectral de todos estos solitones desplazados en frecuencia es lo que da lugar al espectro ancho de nuestra fuente supercontinua.

### 4.3 Simulación teórica.

Para dar un tratamiento teórico a esta complicada unión de procesos que tienen lugar dentro de la fibra y que generan nuestra fuente supercontinua, partimos de la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) con todos los términos correspondientes a los fenómenos que van a intervenir significativamente en la generación del SC. Escribimos la NLSE en función de la amplitud del campo eléctrico ( $A(z, t)$ ) [4].

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots + i\gamma A \left( \int_{-\infty}^t R(t')|A(z, t-t')|^2 dt' + i\Gamma_R(z, t) \right) \quad (4.4)$$

donde  $z$  es la coordenada longitudinal de la fibra,  $t$  es el retardo temporal y por  $R(t)$  representamos la respuesta no lineal del silicio, incluyendo tanto la instantánea (efecto Kerr) como la retardada del efecto Raman ( $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_{\parallel}(t)$  con  $f_R = 0.18$ ). Los valores de  $h_{\parallel}$  se calculan a partir de la respuesta espectral Raman medida experimentalmente. Por  $\Gamma_R$  representamos la variable estocástica correspondiente al ruido espontáneo Raman, cuya correlación en el dominio de la frecuencia tiene el siguiente aspecto [23]:

$$\langle \Gamma_R(\Omega, z)\Gamma_R^*(\Omega', z') \rangle = (2f_R\hbar\omega_0/\gamma)|\Im h_{\parallel}(\Omega)|[n_{th}(|\Omega|) + U(-\Omega)]\delta(z - z')\delta(\Omega - \Omega') \quad (4.5)$$

donde  $n_{th}(\Omega) = [\exp(\hbar\Omega/(kT)) - 1]^{-1}$  es la función de distribución térmica de Bose para los fonones y  $U$  representa la función escalón. La inclusión de este término es necesaria ya que bombeamos una cantidad de potencia en el orden del umbral Raman espontáneo. La ecuación 4.4 no tiene una solución analítica evidente, por lo que es conveniente recurrir a aproximaciones numéricas de la solución. Tradicionalmente en la literatura encontramos un método, de los conocidos como

métodos *pseudo espectrales*, que se ha usado en el estudio de los efectos no lineales derivados de la propagación de un pulso de luz intenso por una fibra óptica monomodo. Al método numérico al que nos referimos se lo conoce como *Split-Step Fourier-Transform Method* (SSFTM). En nuestro caso también recurrimos a él para tratar de simular nuestro experimento.

Esencialmente el SSFTM consiste en desdoblar la ecuación a resolver en su parte lineal y su parte no lineal y tratar ambas por separado [4]. Los procesos no lineales se tratan en el dominio de la frecuencia y los no lineales en el dominio temporal. Al aplicar este método para integrar la ecuación 4.4 nos fijamos en una de las condiciones iniciales: en nuestro caso tenemos como bombeo luz continua emitida por un láser en cascada sobre fibra basado en efecto Raman. Como acabamos de señalar, el método numérico que utilizamos se había adaptado a la simulación de la propagación de pulsos de luz por la fibra. En nuestro caso hubo que adaptarlo a la propagación de una señal continua. En particular dado que, a través de la traza de autocorrelación en intensidad de nuestro láser, sabíamos de la existencia de variaciones de intensidad en escalas de tiempo del orden de su coherencia temporal, consideramos la salida del láser como una señal con la densidad espectral de potencia de nuestro láser, medida experimentalmente, y una variación aleatoria de la fase espectral.

En la figuras 4.14a y 4.14b mostramos uno de los perfiles temporales en intensidad considerado como nuestra señal continua a la entrada, para una de las fases aleatorias concreta y los espectros obtenidos de nuestra simulación para diferentes niveles de potencia de bombeo, considerando como medio no lineal una fibra con las características de la usada en el experimento (NZDSF). En la representación del perfil temporal en intensidad podemos ver que las fluctuaciones en intensidad ocurren en periodos de tiempo en el orden de la coherencia temporal del láser ( $\sim \frac{1}{\Delta\nu}$ ).

Comparando los resultados de nuestra simulación con los experimentales, para potencias inferiores a 0.9 W, observamos el buen acuerdo que hay entre ellas (ver figura 4.11). Ya para estos niveles de potencia se observan las bandas de inestabilidad de modulación y cómo se ensancha el bombeo. Si observamos los espectros para potencias mayores vemos cómo el acuerdo entre los resultados de la simulación y el experimento no es tan bueno, resultando el supercontinuo experimental mucho más suave que el simulado. Así mismo vemos en el espectro de la

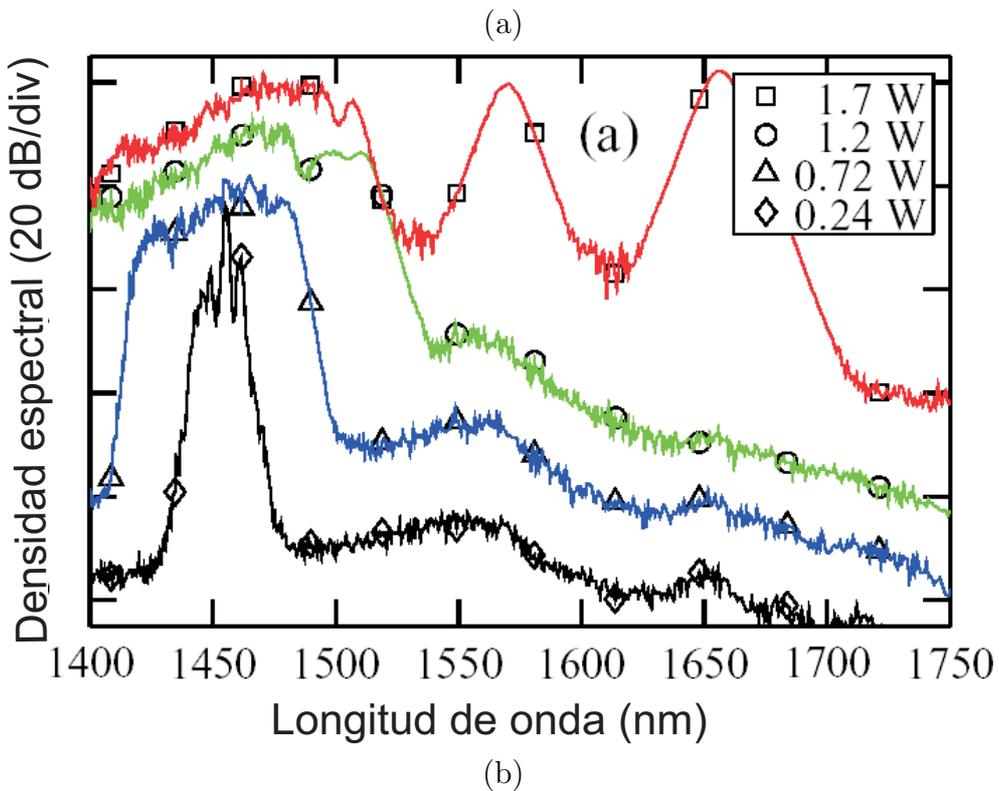
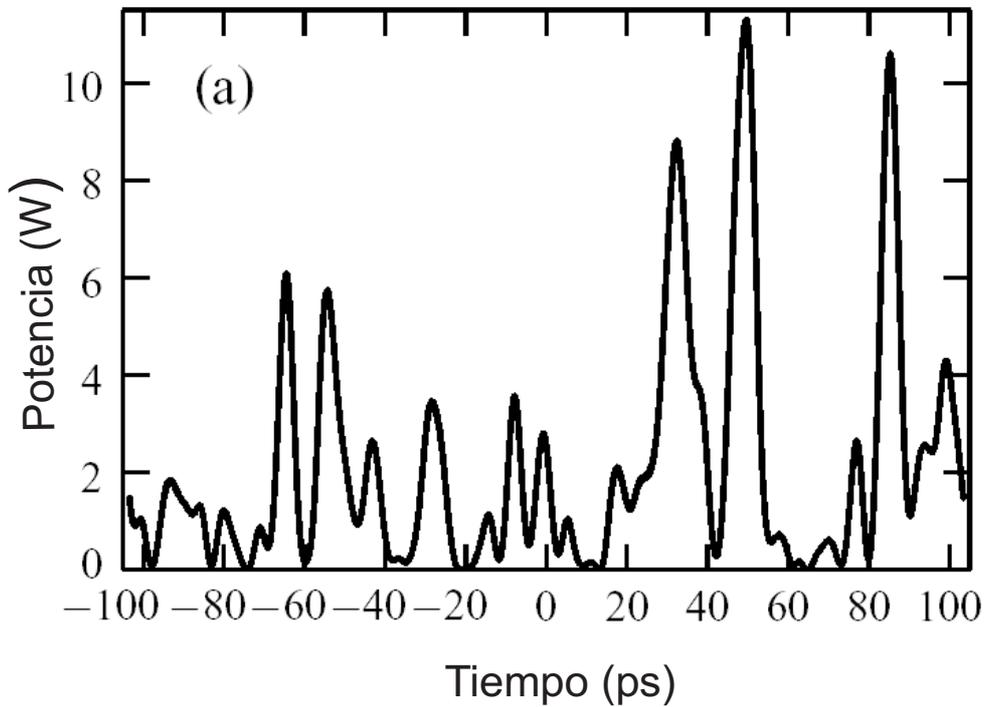
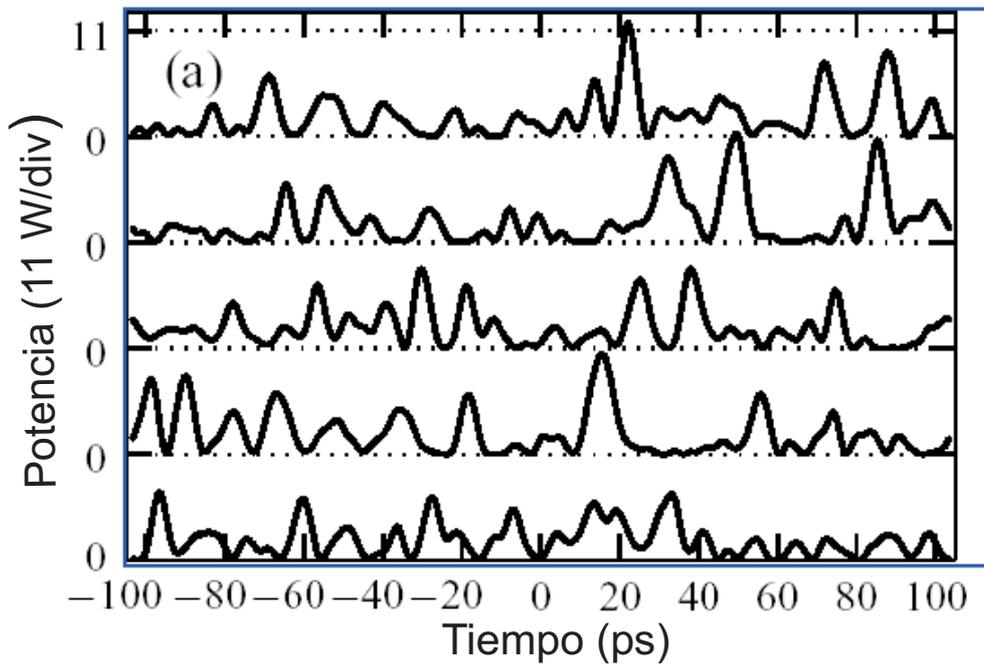


Figura 4.14: (a) Perfil de intensidad en el tiempo generado a partir de una fase espectral obtenida de un proceso aleatorio; (b) y su correspondiente espectro a la salida, para varios niveles de potencia. La figura (a) representa el perfil correspondiente a una densidad de potencia media de 2.1 W

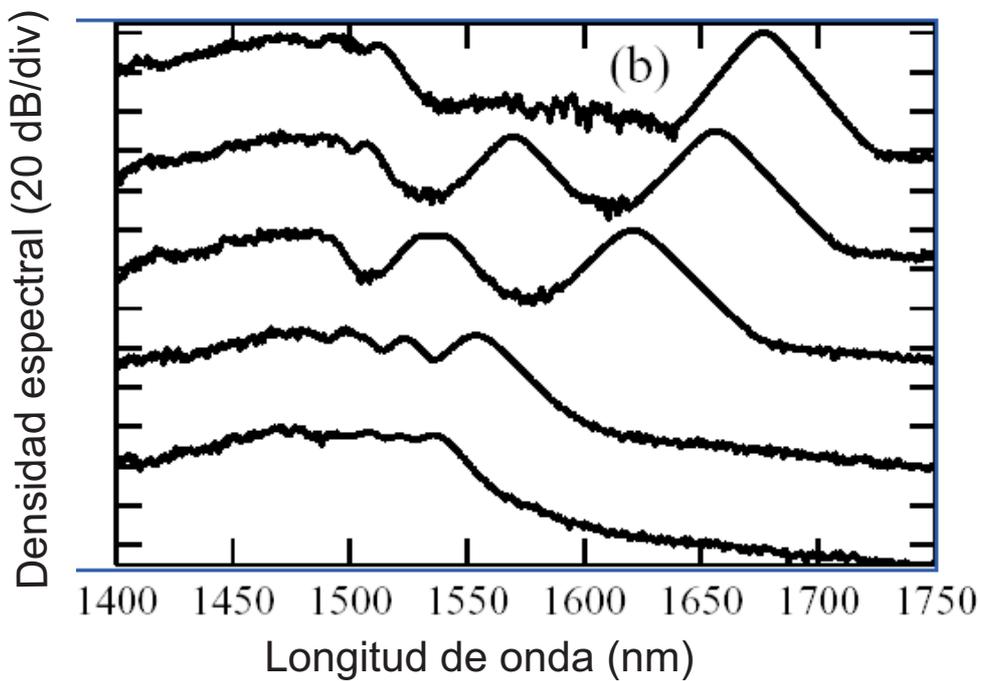
salida correspondiente a la máxima potencia de bombeo, entre 1550 y 1700 nm, estructuras que recuerdan fuertemente a solitones desplazados en frecuencia por *scattering* Raman. Para las longitudes de onda menores sí tenemos un espectro de supercontinuo bastante plano y con la forma del supercontinuo original. La explicación a este fenómeno puede ser la siguiente: los solitones, al desplazarse por la fibra bajo condiciones tales que no permitan desprestigiar términos de orden mayor que dos de los parámetros de dispersión ( $\beta_n$ ), radian una cierta potencia de luz hacia el azul en forma de ondas dispersivas [2, 5, 72]. De este modo, a longitudes de onda menores, observamos la superposición del espectro de la luz que se propaga por la fibra en el sentido que imprime el bombeo de la fibra y del espectro de estas ondas dispersivas.

Si recapitulamos lo que hemos conseguido hasta el momento, vemos que, teóricamente sabíamos [26] cuáles eran los procesos motores en la generación del supercontinuo (MI y SSFS). Con nuestra simulación hemos comprobado cómo la generación de SC a partir de luz pulsada interviene en el caso de luz continua [2]. Además hemos comprobado cómo la dinámica de los solitones Raman contribuyen notablemente en la generación del supercontinuo cw. Esta contribución es importante pero, al parecer, no suficiente, ya que a altas potencias de bombeo, para las longitudes de onda mayores los espectros experimental y simulados no guardan un buen acuerdo. Por ello recurrimos a considerar la incoherencia de la fuente.

En la figura 4.14 hemos mostrado una realización particular de nuestra simulación, para una fase espectral aleatoria. Si nos detenemos a reflexionar sobre esto, nos damos cuenta de que sólo estamos simulando la propagación de una *instantánea* particular, limitada temporalmente, del haz continuo parcialmente coherente (4.14a). Estudios recientes muestran que, bajo condiciones de bombeo pulsado, el proceso de generación de supercontinuo es muy sensible al ruido aleatorio a la entrada [23, 26]. A priori, un ruido de esas características, debería jugar un papel más importante en nuestro caso, ya que un haz continuo parcialmente coherente es inherentemente aleatorio de principio a fin. Por esto los pulsos emitidos por un láser mode-locked tienen relativamente bien definidas su intensidad temporal y su perfil de fase, con sólo imponer una componente de ruido limitada.



(a)



(b)

Figura 4.15: Resultados de cinco simulaciones idénticas que difieren entre sí, sólo en la fase espectral aleatoria que elegimos como condición inicial.  $P_p = 2.1W$ .(a) Representa la intensidad en función del tiempo a la entrada y (b) su correspondiente espectro a la salida.

Para evaluar la influencia de la naturaleza aleatoria de nuestro bombeo continuo, ejecutamos un nuevo conjunto de simulaciones numéricas. Para cada conjunto, todas las simulaciones han sido ejecutadas bajo idénticas condiciones, excepto la fase espectral aleatoria de condición inicial. Los resultados obtenidos para una potencia de bombeo de 2.1 W se muestran en la figura 4.15.

Hemos representado, para diferentes fases espectrales iniciales sus correspondientes trazas en intensidad en función del tiempo y los correspondientes espectros, obtenidos como resultado de nuestra simulación (es decir, teóricamente a la salida de la fibra). Con esta figura se evidencia cómo las diferentes fluctuaciones iniciales conducen a diferentes envolventes de solitones Raman, con parámetros diferentes. Cuando hay fluctuaciones de mayor amplitud en la traza inicial, el efecto de inestabilidad de modulación genera los solitones en el tramo inicial de la fibra. Estos solitones pueden entonces sufrir mayor desplazamiento en frecuencia durante la propagación en la parte restante de fibra. Las longitudes de onda de los solitones en el final de la fibra difieren más de 100 nm entre simulaciones diferentes e incluso puede variar el número de solitones generados en la misma ventana de tiempo.

Si promediamos todos estos casos particulares obtenemos un resultado muy parecido al del supercontinuo experimental. Hacer esto es perfectamente justificable ya que los parámetros del solitón varían en una escala temporal del orden del tiempo de coherencia del láser de bombeo ( $\sim$  ps ó ns), lo cual es mucho más corto que el tiempo de integración de nuestro analizador de espectros óptico. Por tanto, debemos concluir que las características espectrales de los solitones Raman aleatoriamente generados, están significativamente promediadas en las medidas. Así, los espectros experimentales son, simplemente, las envolventes de distintas distribuciones de solitones Raman. Esto explicaría la suavidad de los espectros de nuestro supercontinuo cw. Luego debemos concluir que la situación experimental no se corresponde con una sola simulación, sino con el promediado de muchas simulaciones idénticas. El resultado de este cálculo para 100 situaciones diferentes se muestra en la figura 4.16 (líneas continuas).

Ahora sí tenemos un buen acuerdo entre la simulación y el experimento (líneas discontinuas). La caída del supercontinuo a longitudes de onda mayores puede deberse a la baja probabilidad de generar solitones desplazados a longitudes de onda tan largas, dado el gran desplazamiento en frecuencia necesario para alcan-

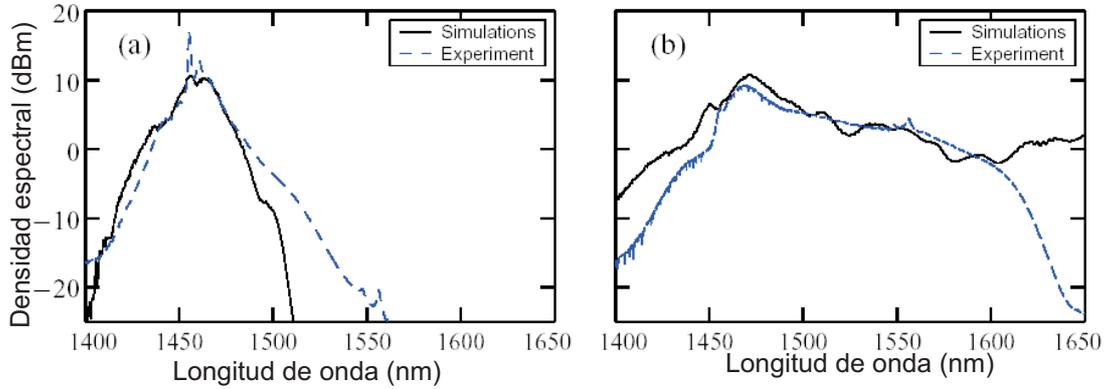


Figura 4.16: Comparación entre espectros de sc simulados y los obtenidos con un bombeo de (a)  $P_p = 0.72W$  y (b)  $P_p = 1.7W$ . Los resultados simulados son el resultado de promediar sobre 100 simulaciones diferentes, entre las que lo único que varía es la fase espectral inicial.

zar esa zona. Nótese que no hemos hecho ningún ajuste en la simulación para tratar de acercarnos más a los resultados experimentales. En la figura 4.16b vemos que el espectro simulado es más ancho que el experimental. Esto puede ser debido a que nuestra simulación no contempla imperfecciones de la fibra como la variación longitudinal de sus parámetros. Además, en la simulación obviamos los efectos de la polarización que, normalmente, reducen la eficiencia de los procesos no lineales.

Añadido al proceso de promediado que acabamos de describir hay que señalar que la complejidad de simular un supercontinuo con estas características también es debida a la longitud de la fibra y a la enorme diferencia de retardo temporal asociado a las diferentes longitudes de onda que se propagan. En el caso de nuestro experimento, el máximo retraso tiene lugar entre 1453 nm (longitud de onda de dispersión nula de la fibra) y 1625 nm (extremo derecho del continuo). Para los 7 Km de fibra alcanza los 4 ns. El hecho de que nuestro método numérico tenga condiciones de contorno periódicas, hace que el usar ventanas inferiores a 4 ns para describir el campo del bombeo continuo, hace que, alguna estructura del campo que viaje a una velocidad de grupo diferente a la del bombeo, pueda, periódicamente, viajar a través de la ventana de simulación e interactuar una y otra vez con la misma porción de campo, lo que experimentalmente es impensable que ocurra [103]. Mediante la ejecución de simulaciones con ventanas de distinta duración temporal se ha comprobado que, en la práctica, los resultados no varían

respecto a los conseguidos para ventanas de 4 ns, al usar ventanas menores. Por esto, es necesario utilizar en los cálculos una ventana de 4 ns, para evitar interacciones repetitivas entre las distintas características temporales generadas. Como nosotros usamos un algoritmo basado en el SSFTM, esto supone almacenar entre  $2^{19}$  y  $2^{20}$  puntos, lo que hace muy tediosas las simulaciones. En la práctica es suficiente con manejar ventanas temporales de entre 50 ps y 3.2 ns, lo que implica  $2^{12} - 2^{18}$  puntos. Los resultados obtenidos para estos intervalos son prácticamente idénticos a los obtenidos con una ventana de 4 ns. En el caso particular de las figuras que mostramos aquí, se han manejado  $2^{14}$  puntos, así hemos conseguido una buena relación entre el tiempo de simulación y la robustez de los resultados.

#### 4.4 Influencia de la temperatura en el proceso de generación del cw SC.

Como hemos visto en la descripción de los procesos que intervienen en la generación de nuestra fuente supercontinua, el régimen de dispersión en el que tenga lugar la propagación de la luz por el medio no lineal (en este caso la fibra óptica), es determinante en el resultado final. De manera que si existiera algún factor externo al experimento que hiciera variar los parámetros de dispersión de la fibra, la morfología final de nuestra fuente se vería notablemente afectada. La medida directa de la influencia de los parámetros de dispersión cromática en la forma de la fuente de supercontinuo se debería hacer usando un láser de bombeo sintonizable, que pudiéramos mover en la región próxima a la longitud de onda de dispersión nula de la fibra. Esto no es en este momento viable con el láser de bombeo de que disponemos, y por ello se decidió modificar la dispersión de la fibra cambiando parámetros externos que afectan a la dispersión cromática de las fibras monomodo.

De entre estos factores hemos estudiado con detalle el efecto de la temperatura [64]. La temperatura de la fibra afecta de forma significativa a los parámetros de dispersión de la fibra. En esta sección mostraremos cómo la temperatura a la que se encuentra la fibra óptica que actúa como medio no lineal en la generación de nuestro cw SC, determina la forma final del espectro de la fuente.

Las variaciones de temperatura que sufre una fibra óptica provocan cambios en el índice de refracción del material. Como vimos en el capítulo 2 (sección 2.1), los

parámetros de dispersión se obtienen en origen de los autovalores de la ecuación diferencial que modeliza la propagación lineal de luz por un medio (2.15). En esta ecuación uno de los parámetros que aparece es el índice de refracción y por consiguiente su variación inducirá una variación de la dispersión.

Empíricamente se ha comprobado que la variación de la longitud de onda de dispersión nula varía con la temperatura según la expresión [97]:

$$\lambda_0 = \lambda_0(20^\circ C) + \frac{\delta\lambda_0}{\delta T} \Delta T \quad (4.6)$$

donde por  $\lambda_0$  denominamos a la longitud de onda de dispersión nula de la fibra y es el coeficiente de variación de  $\lambda_0$  con  $T$  y verifica que  $\frac{\delta\lambda_0}{\delta T} > 0$ . Las variaciones en la longitud de onda de dispersión nula se traducen en un desplazamiento de la curva de dispersión como la que se muestra en la figura 4.17. De tal manera que aumentos (o disminuciones) en la temperatura de la fibra implican subidas (o disminuciones) de la longitud de onda de dispersión nula. A la longitud de onda a la que bombeamos, un aumento (decremento) de temperatura implica decrecimiento (crecimiento) del coeficiente de dispersión  $D$ . Para un menor coeficiente de dispersión tendremos una generación de bandas de inestabilidad de modulación más anchas (ver 2.2.1.2).

Para realizar una comprobación experimental de la influencia de esta dependencia en nuestro supercontinuo llevamos a cabo el experimento que se detalla en la figura 4.18.

Introducimos la fibra dentro de un horno cuya temperatura podemos controlar. Fijamos un termopar a la parte interna del carrete de fibra con el objetivo de conocer la temperatura instantánea de la fibra. Para asegurar la uniformidad térmica a lo largo de toda la longitud de fibra, no adquirimos medidas hasta no conseguir una temperatura uniforme entre fibra y ambiente durante más de una hora. La fibra óptica está compuesta por  $\text{SiO}_2$  que puede alcanzar temperaturas de hasta  $700^\circ C$  sin cambiar sustancialmente la composición y las propiedades de la misma. Los acrilatos que forman la cubierta de la fibra (revestimiento de la fibra) pueden soportar temperaturas de hasta  $350^\circ C$ . Ahora bien, el plástico inyectado que configura el soporte del carrete de fibra óptica no soporta temperaturas superiores a  $100^\circ C$ . Por esta razón y a fin de evitar posibles efectos catastróficos en el carrete de la fibra (al calentarse en demasía pierde rigidez y

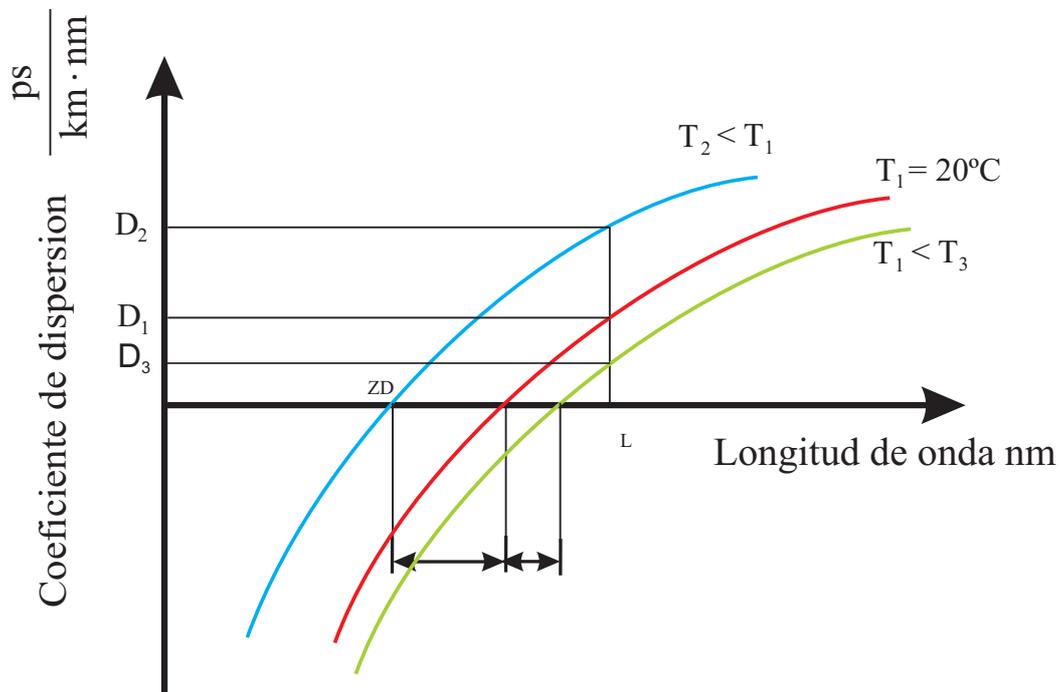


Figura 4.17: Coeficiente de dispersión en función de la longitud de onda con un desplazamiento de la  $\lambda_0$ . Para  $T_3 < T_1 < T_2$  y  $\lambda_L$  la longitud de onda del láser, con  $T_1 = 20^\circ\text{C}$ .

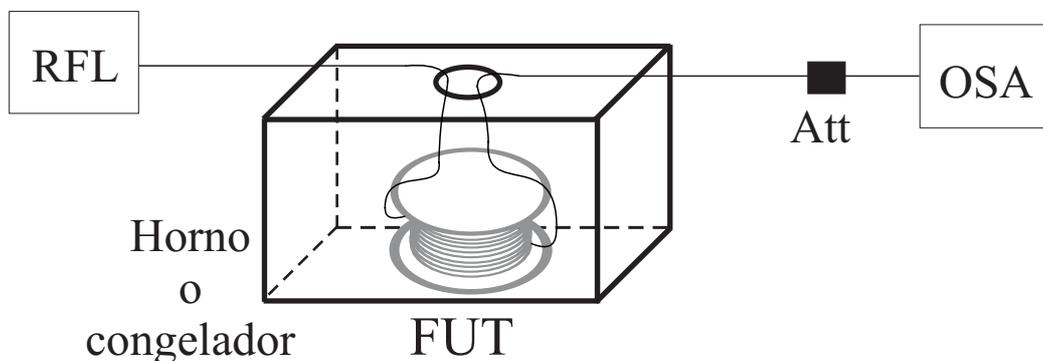


Figura 4.18: Configuración experimental para observar la dependencia del SC con la temperatura. RFL: Láser en fibra Raman, FUT: Fibra bajo test, Att: Atenuador óptico variable, OSA: Analizador de espectros óptico.

cambian las propiedades de polarización de la fibra por cambio de la tensión de bobinado), sólo se ha realizado el experimento a temperaturas entre 20 y 800 °C. Además de realizar el experimento calentando la fibra en el horno, se ha procedido a la medida de la influencia de la temperatura sustituyendo en la figura 4.18 el horno por un congelador, pudiéndose hacer medidas a 0 y -20 °C.

La técnica usada para evaluar los cambios en los coeficientes de dispersión y no linealidad de la fibra fue la de medir las bandas de inestabilidad de modulación que surgen de manera espontánea al bombear nuestra fibra con bajas potencias ( $\sim 100$  mW). Como se explicó en la sección 2.2.1.2, el máximo de dichas bandas aparece a una separación de frecuencias que verifica la relación  $\Omega_{max} = \pm \sqrt{2\gamma P_0 / |\beta_2|}$  y el máximo de ganancia se alcanza para los valores  $g(\Omega_{max}) = 2\gamma P_0$ . De este modo, si tanto la potencia de bombeo ( $P_0$ ) como el coeficiente no lineal ( $\gamma$ ) se mantuvieran constantes, las posibles variaciones observadas en la frecuencia a la que se tiene el máximo de ganancia estarán debidas a variaciones de  $\beta_2$ , relacionado directamente con el coeficiente de dispersión de la fibra, D (ver ecuación 2.23). Por otra parte, si existen cambios en la ganancia máxima de las bandas laterales de MI serán debidas a cambios en  $\gamma$ .

La figura 4.19 muestra el espectro de las bandas de inestabilidad de modulación para distintas temperaturas y una potencia de bombeo de  $\sim 100$  mW.

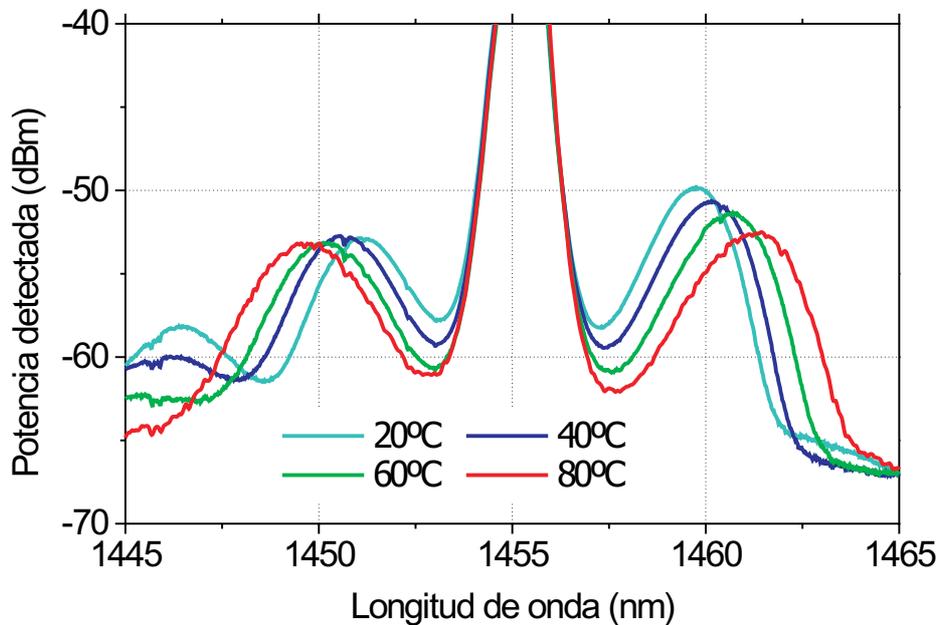


Figura 4.19: Espectro de MI para una misma potencia de bombeo y distintos valores de temperatura. A medida que la temperatura aumenta, la asimetría entre las bandas de MI resulta menos evidente.

En esta figura se puede apreciar cómo tiene lugar un cierto decrecimiento en el valor de pico de ganancia máxima a medida que aumentamos la temperatura, esta variación es probablemente debida a variaciones en el coeficiente no lineal de la fibra consistentes con los valores obtenidos de la literatura [97]. Además apreciamos que a medida que la temperatura crece, el máximo de ganancia tiene lugar para frecuencias más altas (longitudes de onda más cortas). Este resultado nos induce a concluir que el parámetro de dispersión de la fibra es menor para temperaturas mayores. Para comprobar que de nuestros resultados experimentales se derivan valores para los parámetros de dispersión y no linealidad de la fibra más o menos convencionales, usamos la relación entre  $\Omega_{max}$  y  $\beta_2$ . Usando el valor medido a 20°C de  $\gamma = 2.7 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$  y, teniendo en cuenta la variación empírica del coeficiente no lineal con la temperatura (-0.24%/°C) [97], estimamos el coeficiente de dispersión para las distintas temperaturas. La figura 4.20 muestra la variación del parámetro de dispersión  $D$  en función de la temperatura, para una potencia de bombeo de 300 mW.

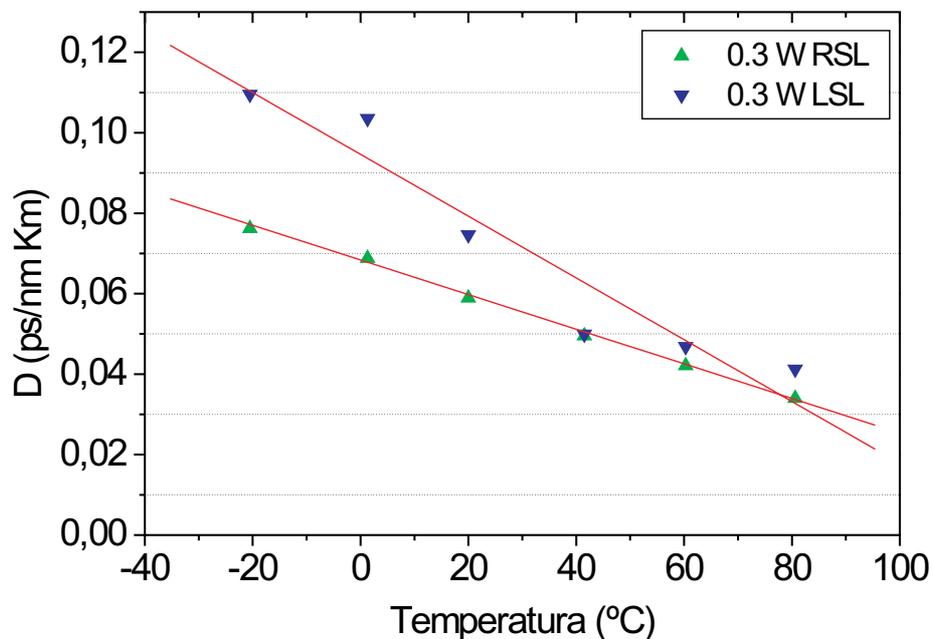


Figura 4.20: Parámetro de dispersión  $D$  en función de la temperatura, para una potencia de bombeo de 0.3 W. RSL: banda derecha, LSL: banda izquierda.

A 20°C vemos que el coeficiente de dispersión estimado tiene un valor de 0.072 ps nm<sup>-1</sup>Km<sup>-1</sup> y a 80°C ha decrecido hasta 0.035 ps nm<sup>-1</sup>Km<sup>-1</sup>, más o menos linealmente. Si efectuáramos un ajuste lineal de estos resultados, tendríamos que D varía con la temperatura -0.0006 (ps nm<sup>-1</sup>Km<sup>-1</sup>)/°C, lo cual está en acuerdo con los resultados que se muestran en la referencia [97] para este tipo de fibras. Estas estimaciones las realizamos promediando los valores para la banda lateral derecha e izquierda de MI, de manera que obviamos las asimetrías derivadas de la difusión Raman.

Si observamos las variaciones de las bandas de inestabilidad de modulación, vemos cómo concuerdan con los cambios en  $\gamma$  debidos a las variaciones de temperatura.

Así pues, al cambiar la temperatura de la fibra modificamos las propiedades dispersivas de la fibra, y por tanto debe cambiar la forma espectral de nuestra fuente de supercontinuo. Esta influencia se presenta en la figura 4.21. Analizando esta figura para valores de potencia de nuestra fuente de supercontinuo a 10 dB del pico, vemos que a medida que aumenta la temperatura de la fibra, aumenta la anchura espectral del supercontinuo. Así se han medido anchuras espectrales de 151 nm a 20°C, 159 nm a 40°C, 182 nm a 60°C y 192 nm a 80°C. Este crecimiento no es lineal pero en el gradiente de temperatura que va de 20 a 80°C tiene lugar un incremento en la anchura espectral de un 27%. Este hecho puede explicarse considerando la relación directa entre el ensanchamiento del bombeo y la magnitud de las bandas laterales de inestabilidad de modulación (ver 4.3). Recordemos además la aparición de ganancia Raman en el proceso de ensanchamiento de la fuente de bombeo; cuantas más frecuencias estén implicadas al inicio del proceso de generación de SC, mayor anchura tendrá la ganancia Raman y por tanto contribuirá de forma más eficaz al desplazamiento en frecuencia descrito en la sección 2.2.3.

Por otra parte, si observamos el grado de agotamiento del pico de bombeo con la temperatura vemos que el agotamiento es mayor para temperaturas más bajas. Esto puede ser debido a que, al aumentar la temperatura, el coeficiente no lineal de la fibra disminuye, lo que provoca una transferencia de potencia del pico de bombeo a las bandas de inestabilidad de modulación menos eficiente (fig.4.22).

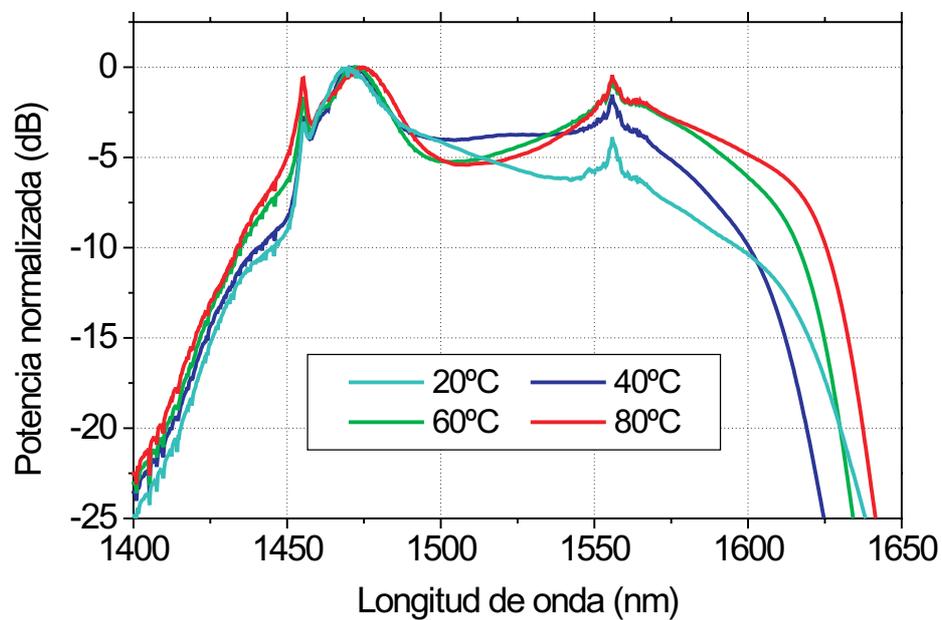


Figura 4.21: Espectro del cw SC a distintas temperaturas. La potencia de bombeo a la entrada de la fibra es de 2.1 W en todos los casos. Cada curva ha sido normalizada a su propio máximo para mostrar de manera más clara el incremento en la anchura del SC.

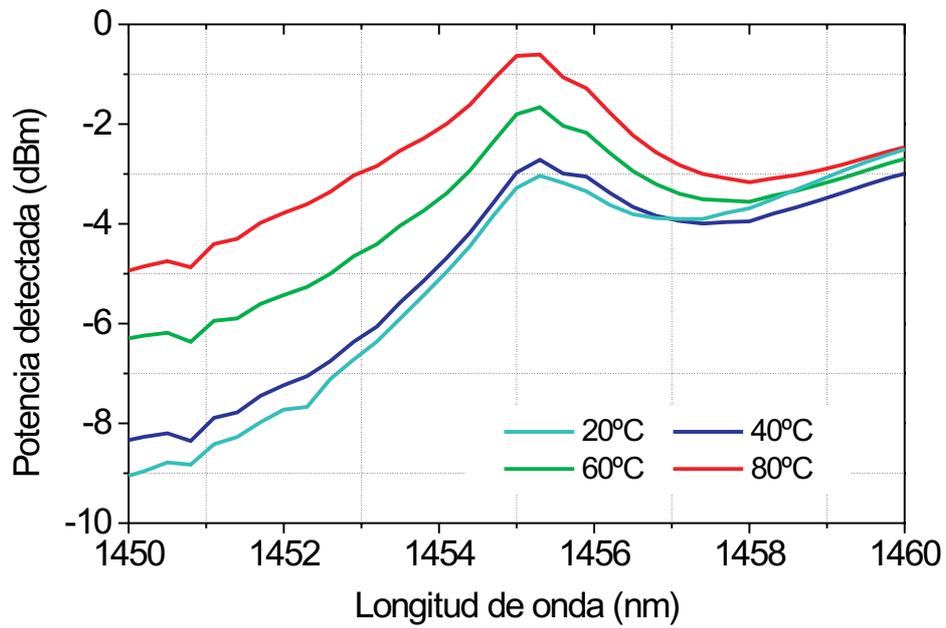


Figura 4.22: Espectro del agotamiento del pico de bombeo a distintas temperaturas. La potencia de bombeo a la entrada de la fibra es de 2.1 W en todos los casos. Cada curva ha sido normalizada como en la figura 4.21. Se observa cómo el agotamiento del bombeo es menor a mayor temperatura.

## 4.5 Influencia de la coherencia de la fuente de bombeo en el proceso de generación del cw SC.

En nuestra simulación descrita en la sección 4.3, se apuntaba una fuerte dependencia entre la forma de la fuente de supercontinuo y la coherencia de la fuente de bombeo. En esta sección estudiaremos de manera experimental esta dependencia entre la morfología de la fuente cw supercontinua y la coherencia de la fuente de bombeo.

Al igual que para el estudio de la influencia de la dispersión cromática sobre la morfología del supercontinuo (a través de la temperatura) no disponemos de una fuente de bombeo que podamos configurar con diversas coherencias a la misma longitud de onda, es decir sin cambiar los demás parámetros propios que afectan al supercontinuo (parámetros de dispersión de la fibra), por ello optamos por construirnos unas fuentes de bombeo a la misma longitud de onda pero de distintas coherencias basadas en amplificadores de Er y Raman. A continuación, usamos estas fuentes para generar supercontinuos sobre una fibra de dispersión adecuada a estas fuentes que se encuentran a las longitudes de onda de  $\sim 1550$  nm. Las figuras 4.23(a), 4.23(b) y 4.23(c) muestran los diseños de las fuentes realizadas, de las que se consiguieron anchuras de línea de 0.02 nm, 0.22 nm y 1 nm respectivamente, todas a la longitud de onda de 1553.5 nm.

Los dos primeros diseños de fuentes de bombeo que corresponden a las primeras figuras son similares, y consisten en un láser en anillo obtenido con dos amplificadores en fibra dopadas con erbio (EDFA). La señal del primer EDFA (EDFA3: ACCELINK EDFA-TV-23-FC/APC-2) es filtrada por un filtro de láminas delgadas o una red de Bragg, que refleja la luz de longitud de onda 1553.5 nm. La salida de este láser se amplifica en el otro EDFA (EDFA2 mismo modelo que el EDFA3). De esa señal hacemos recircular el 1% en el anillo amplificador, manteniendo su polarización constante mediante un controlador de polarización. De ese modo conseguimos una emisión láser con anchos diferentes y ambas con una potencia de salida correspondiente aproximadamente a la de saturación del amplificador que hemos denominado EDFA2 en la figura ( $\sim 23$  dBm ó  $\sim 200$  mW).

En el diseño de la tercera fuente representada en la figura 4.23(c), colocamos tres amplificadores en cadena. El EDFA2 es bombeado con un LED cuya

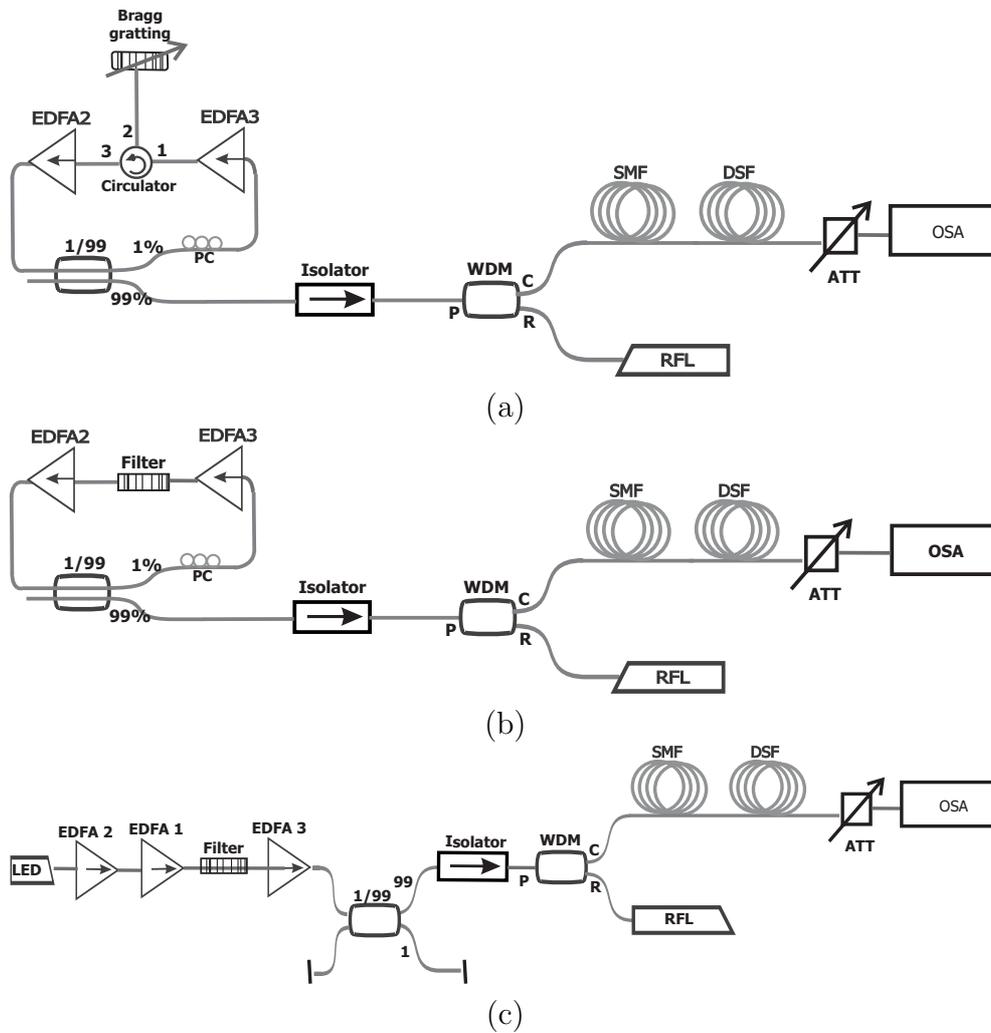


Figura 4.23: Montajes experimentales para la generación de cw SC con: (a) un láser en anillo de 0.02 nm de ancho de línea; (b) un láser en anillo de 0.22 nm de ancho de línea; y (c) una cadena de amplificadores de erbio, de 1 nm de ancho de línea. EDFA: amplificadores de erbio en fibra; PC: control de polarización; WDM: multiplexor de longitud de onda; ISO: aislador; SMF: fibra estándar; DSF: fibra de dispersión desplazada; ATT: atenuador óptico variable; OSA: analizador de espectros óptico; circulator: circulator óptico; RFL: láser en fibra Raman.

señal amplificada es introducida en el EDFA1 (ACCELINK EDFA-GWPA-13-FC/APC-2). Su salida es filtrada por el mismo filtro de láminas delgadas sintonizado a la misma longitud de onda que en el caso de las otras dos fuentes y amplificada en el último amplificador de la cadena (EDFA3). De este modo obtenemos una fuente a la misma longitud de onda y con la misma potencia que las dos anteriores, pero con mayor ancho espectral, ya que al no hacer recircular la luz en un anillo, su espectro no se afina. El espectro de estas tres fuentes se muestra en la figura 4.24.

Para obtener una potencia de salida del láser apropiada para poder generar una fuente supercontinua usamos amplificación Raman trabajando en régimen de fuerte agotamiento del bombeo. Este amplificador queda integrado en nuestros montajes experimentales ya que está constituido por el láser en fibra Raman que usamos en la generación de nuestra fuente supercontinua descrita anteriormente y seis kilómetros de fibra óptica estándar. Usamos un multiplexor de longitud de onda (WDM) para combinar la señal que sale del anillo con la del láser Raman. Los WDM que usamos en nuestros montajes experimentales tienen una banda pasante (P) entre 1528 y 1563 nm y una banda de reflexión (R) optimizada entre 1470 y 1490 nm pero con unas pérdidas razonables a 1455 nm. De este modo, usamos la P para introducir la señal procedente de cada fuente en una fibra SMF de 6 Km de longitud. Por la R inyectamos el láser Raman. Tras dicho módulo estos espectros muestran el aspecto que se observa en la figura 4.25.

Del estudio de esta figuras observamos que a pesar del ensanchamiento lógico sufrido en el tramo de fibra SMF, las fuentes conservan la relación de coherencia inicial. La DSF situada detrás de la SMF es la fibra en la que propiamente se genera el SC (DSF de 11 Km de longitud,  $\lambda_0 \sim 1553.18$  nm con pendiente de dispersión  $0.08 \text{ ps/nm}^2 \text{ Km}^{-1}$ ). Los espectros de supercontinuo a la salida de la DSF para las tres fuentes de bombeo con distinta coherencia se muestran en la figura 4.26. De los espectros de la figura 4.26 se extrae el hecho de que, para una fuente de bombeo muy coherente, el espectro supercontinuo resultante posee menor anchura espectral y menor 'planitud'. Si disminuimos ligeramente dicha coherencia, la morfología del supercontinuo presenta estas características mejoradas (más ancho y más plano). En cambio, una vez que se sobrepasa cierto umbral de incoherencia, la anchura del SC se deteriora fuertemente (ver la figura 4.26). Una posible explicación a este hecho puede ser la necesidad de existencia

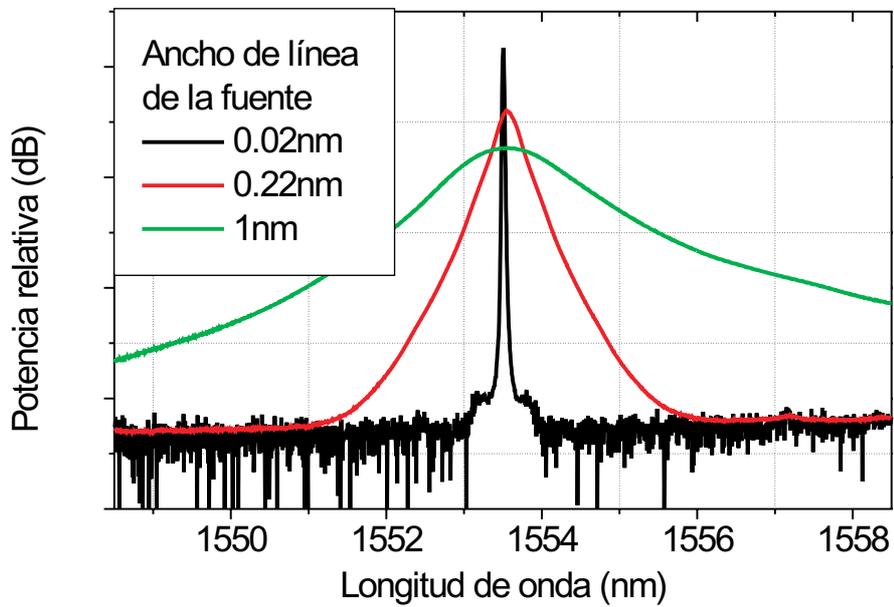


Figura 4.24: Espectros de las tres fuentes de bombeo de distinta coherencia, correspondientes a los montajes experimentales de las figuras 4.23(a), 4.23(b) y 4.23(c).

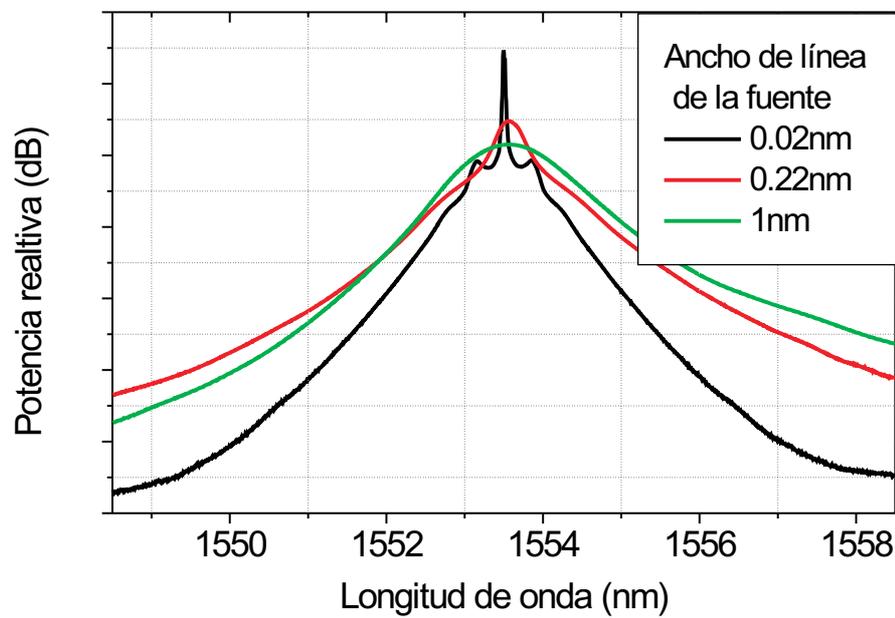


Figura 4.25: Espectros de las tres fuentes de bombeo de distinta coherencia, correspondientes a los montajes experimentales de las figuras 4.23(a), 4.23(b) y 4.23(c), adquiridos a la salida de la fibra SMF.

de cierta incoherencia para que tenga lugar el proceso no lineal de inestabilidad de modulación, frente a la imposibilidad de que tenga lugar a partir de una fuente de bombeo perfectamente coherente. Como ya describimos en el capítulo 2, la inestabilidad de modulación es un proceso no lineal consistente en la amplificación de frecuencias situadas a ambos lados del bombeo. Una señal muy coherente presenta un ruido en las bandas laterales (que serán amplificadas) extremadamente bajo, por lo que no hay una "semilla" para que el proceso crezca. Por el contrario, una señal muy incoherente tendrá mucho ruido presente en las bandas laterales, pero la ganancia del proceso de MI se inhibe en ese caso ya que es el resultado de convolucionar el espectro de ganancia de MI con el espectro del bombeo. Al ser un bombeo más ancho espectralmente, las bandas de MI aparecen más esparcidas y con una ganancia máxima menor. Para nuestro caso concreto, en la figura 4.27 podemos ver con claridad este hecho. En cualquier caso, consideramos necesario estudiar en profundidad esta dependencia, para poder completar las explicaciones con fundamentos teóricos. De modo que esta es una de las líneas de trabajo que quedan abiertas tras este trabajo de tesis doctoral.

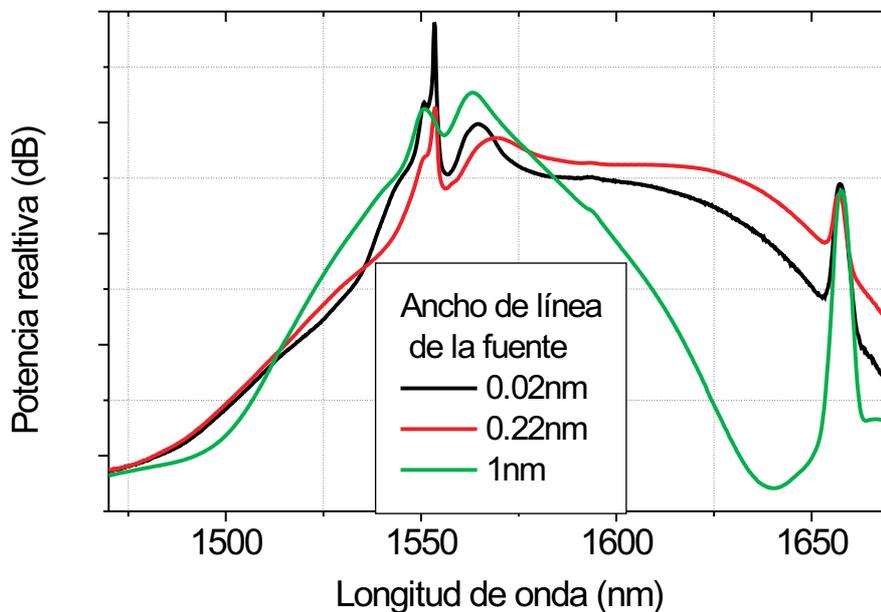


Figura 4.26: Espectros de los supercontinuos generados con las tres fuentes de bombeo de distinta coherencia, correspondientes a los montajes experimentales de las figuras 4.23(a), 4.23(b) y 4.23(c), tras ser amplificadas.

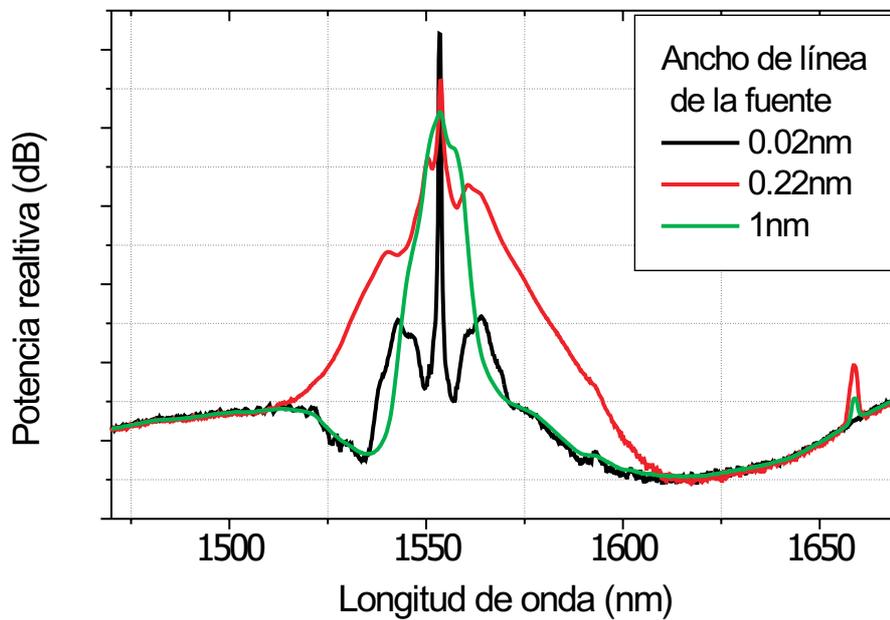


Figura 4.27: Espectros medidos a la salida de la fibra DSF en los montajes experimentales mostrados en la figuras 4.23(a), 4.23(b) y 4.23(c), con una potencia de bombeo del RFL de 300 mW.



# Capítulo 5

## Aplicaciones del supercontinuo con bombeo continuo.

En el capítulo anterior nos hemos centrado en la descripción de nuestra fuente de supercontinuo como fuente de espectro ancho y de gran densidad espectral de potencia, hemos descrito cómo se construye sobre fibra óptica, hemos simulado la generación de nuestra fuente a partir de la coherencia parcial del bombeo, y hemos estudiado algunos de los parámetros que afectan a las propiedades espectrales de esta fuente. En este capítulo nos vamos a centrar en explicar los desarrollos que hemos realizado para aplicar esta fuente en los campos de la Metrología, los sensores y las telecomunicaciones. Además apuntaremos otras posibles aplicaciones (aún no exploradas en nuestro laboratorio) en el campo de la Biomedicina.

Entre las aplicaciones que hemos explorado y estudiado en el laboratorio describiremos las propiedades del supercontinuo como **fente de luz para caracterización espectral de dispositivos**, como fuente para **medida de PMD (*Polarization Mode Dispersion*) en fibras largas** y como bombeo para **amplificadores Raman de ganancia plana**.

Como fuente de luz para caracterización espectral de dispositivos hemos estudiado la estabilidad y el ruido de nuestra fuente, para demostrar sus posibilidades de aplicación en laboratorio y en campo incluyendo su aplicación a los sensores de fibra óptica. Como aplicación práctica del estudio de la fuente de supercontinuo describiremos cómo la hemos usado en la medida de PMD en fibras largas. Como bombeo de amplificadores Raman, describiremos el desarrollo y las propiedades de un amplificador Raman aplanado útil para telecomunicaciones.

## 5.1 Supercontinuo como fuente de luz para caracterización espectral de dispositivos: estabilidad y ruido espectral y temporal.

Una característica fundamental que ha de poseer una fuente de luz para poder usarla en la caracterización espectral de dispositivos pasivos, como fibras ópticas, redes de Bragg en fibra, acopladores, etc, es que posea una característica de ruido muy baja y una estabilidad en potencia y espectro a largo plazo muy alta. Para comprobar que la fuente de luz de banda ancha que habíamos desarrollado es apropiada para realizar este tipo de medidas llevamos a cabo un estudio de su estabilidad y características de ruido.

El estudio de la estabilidad de nuestra fuente a largo plazo se ha realizado con el montaje experimental descrito en el capítulo 4 (fig.4.9). En este montaje experimental adquirimos datos del espectro del SC cada 40 segundos durante algo más de una hora, empleando en la realización de una medida un tiempo aproximado de 15 segundos. Los espectros obtenidos se extienden entre las longitudes de onda de 1350 y 1650 nm obteniéndose puntos cada 0.3 nm aproximadamente (1000 puntos por espectro obtenido). Con los 100 espectros obtenidos calculamos el espectro medio y su desviación estándar para cada longitud de onda medida. En la figura 5.1 mostramos la desviación estándar (en %) de la potencia a cada longitud de onda para todas aquellas a las que la potencia del supercontinuo está a más de 20 dB respecto de la potencia de pico de la fuente.

En esta figura se aprecia cómo para las longitudes de onda alrededor de la longitud de onda de bombeo (1410-1518 nm) (recordemos que bombeamos con un RFL a 1455.5 nm) tenemos una curva bastante plana, donde las desviaciones estándar de las fluctuaciones de la potencia están por debajo del 1%. Desde 1520 nm hasta llegar a 1565 nm hay una subida sustancial y un fuerte rizado en la desviación estándar de la potencia media. Una posible explicación de este fenómeno puede ser el efecto de un proceso de mezcla de cuatro ondas en el interior del láser, ya que a 1560 nm casualmente aparece un pico en el espectro del supercontinuo, que ya se ve en el espectro del láser. Para longitudes de onda superiores a 1600 nm vemos un fuerte crecimiento de la desviación estándar de la densidad de potencia media espectral. Para encontrar una posible explicación a este fenómeno observamos la evolución temporal de la densidad espectral de

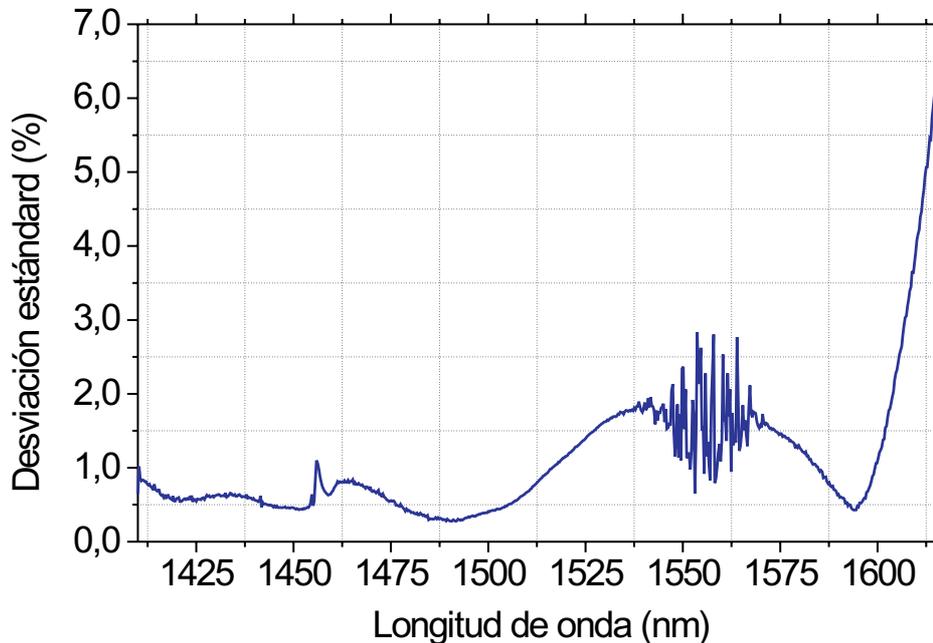


Figura 5.1: Desviación estándar de la potencia detectada para cada longitud de onda, en unidades lineales.

potencia. En la figura 5.2 vemos su representación para tres longitudes de onda.

A 1480 nm la potencia detectada se mantiene estable con una variación máxima de  $\pm 0.03$  dB. A 1565 nm se observa una pequeña deriva con el tiempo que alcanza los 0.2 dB positivos. En cambio, a 1615 nm, cuando la desviación estándar ya ha comenzado a crecer sustancialmente, tenemos una evolución de la densidad espectral con el tiempo radicalmente distinta. Vemos cómo hay un decrecimiento que alcanza hasta los 0.9 dB. Si realizamos una integración numérica de la densidad espectral global de cada uno de los 'supercontinuos' adquiridos, vemos que se mantiene invariante a lo largo de todo el proceso de medida. Por tanto, lo que tiene lugar es una redistribución de la potencia por todo el ancho de banda espectral. Esta pequeña deriva no está causada por cambios en la longitud de onda del láser de bombeo ni por variaciones de temperatura en el entorno de la fibra, que se ha aislado térmicamente. En cambio pensamos que la deriva puede ser debida a algún calentamiento intrínseco a la fibra, ya que se pierden del orden

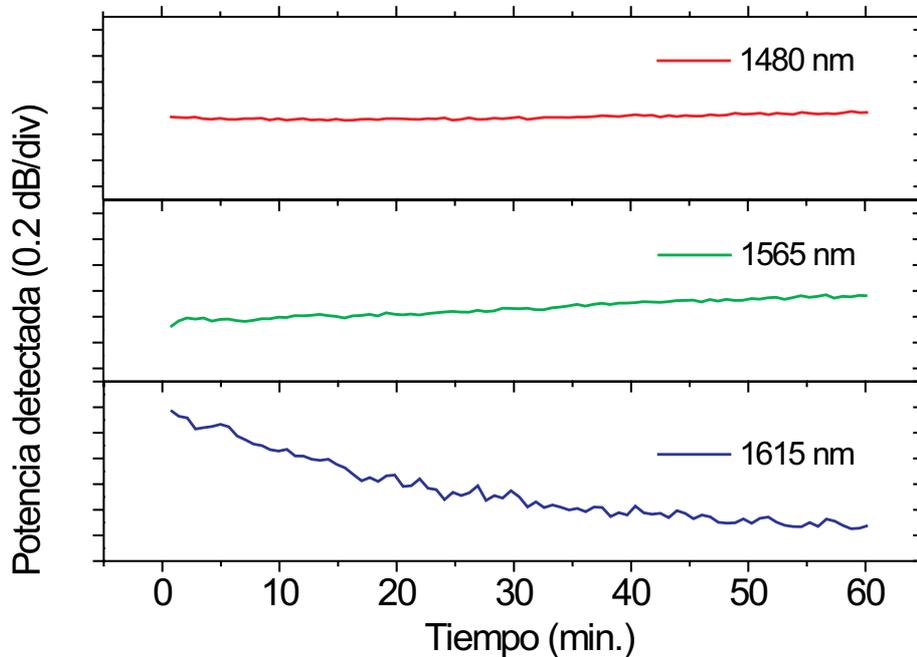


Figura 5.2: Evolución de la potencia detectada como función del tiempo para tres longitudes de onda concretas.

de 0.6 W de potencia por *scattering* Rayleigh a lo largo de los 7 Km de fibra. Este calentamiento residual puede hacer que varíen parámetros importantes de la fibra como la dispersión cromática o su coeficiente no lineal. Observemos que, dada la naturaleza de los procesos a partir de los que se genera nuestro supercontinuo, es muy susceptible a cambios en los parámetros de este tipo (coeficiente de dispersión cromática, coeficiente no lineal o coeficiente de ganancia Raman de la fibra [103]). En la figura 5.2 vemos cómo para la longitud de onda de 1615 nm parece que las variaciones de potencia tienden a desaparecer, con lo que el supercontinuo se hace más estable con el tiempo.

Para estudiar la estabilidad de nuestro supercontinuo a corto plazo realizamos un estudio de su característica de ruido. En el capítulo 4 mostramos el método y las medidas de RIN de nuestro láser Raman, obteniendo un valor de ruido  $< -115.5$  dBc/Hz a 2.1 W en un rango de medida de 0-200 MHz. Tras la propagación de la luz por la fibra NZDSF y la consecuente generación del supercontinuo, obtuvimos un  $\text{RIN} < -113.7$  dBc/Hz. Éste último valor es sorprendentemente bajo, teniendo

en cuenta los resultados publicados para supercontinuos pulsados que podemos encontrar en la literatura [23].

Con el fin de profundizar en el conocimiento del origen y características de este ruido, medimos su dependencia espectral siguiendo el método descrito en [23], mediante el montaje experimental que mostramos en la figura 5.3.

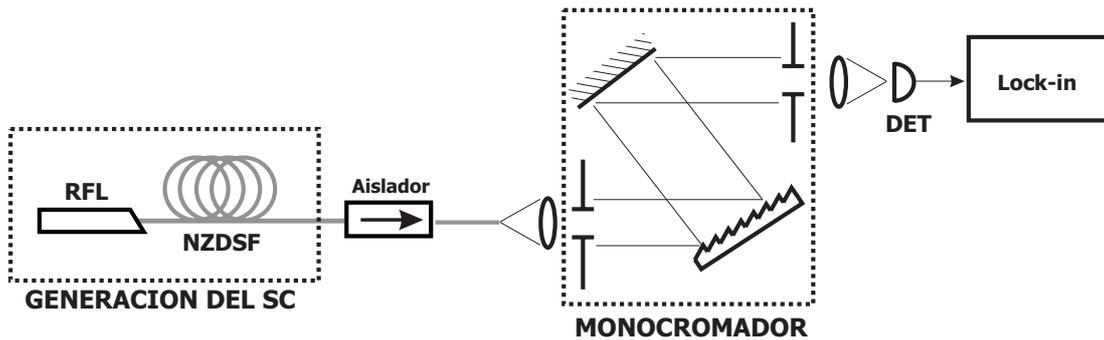


Figura 5.3: Montaje experimental para la caracterización de la dependencia espectral del ruido del cw SC. DET: fotodetector rápido de InGaAs.

La luz proveniente de nuestra fuente supercontinua es filtrada mediante un monocromador de red de difracción con 4 nm de resolución. La luz filtrada es recogida por un detector rápido de InGaAs con un ancho de banda de 1.5 GHz y el ruido de la señal eléctrica se midió usando un amplificador *lock-in* con el que medimos el valor rms del ruido a la frecuencia de 100 KHz sobre un ancho de banda de 10 Hz. Mediante el uso de un analizador de espectros de radiofrecuencia (RF) comprobamos cómo el espectro de ruido está próximo al de un ruido blanco, a lo largo de todas las longitudes de onda que componen nuestra fuente supercontinua; de este modo podemos considerar que la densidad de ruido a 100 KHz es representativa en todo el rango de frecuencias entre 0-1 GHz. Para tener una caracterización más apropiada del ruido deberíamos extender estas medidas de densidad espectral a un *span* de frecuencia mayor, pero con el instrumental de que disponemos en nuestro laboratorio, estas medidas son, por el momento, inviables.

Además se realizaron medidas de la componente continua de nuestra señal (DC) mediante un voltímetro de alta resolución (HP 3438A). Para asegurarnos de que la contribución al ruido medido provenía completamente de nuestro supercontinuo, realizamos medidas con el láser de bombeo encendido y apagado. En la figura 5.4 mostramos la distribución espectral del ruido del supercontinuo, para

una potencia de bombeo de 2.1 W [62]. Se puede observar cómo el ruido de nuestro supercontinuo presenta una dependencia espectral más suave que la mayoría de los SC obtenidos con bombeos pulsados obtenidas hasta el momento. La razón por la que esto ocurre es otra de las líneas de investigación que deja abiertas este trabajo de tesis. Observamos que para longitudes de onda mayores, nuestro SC se hace más ruidoso. Esto podría deberse al hecho de que la probabilidad de que existan solitones desplazados hasta esas longitudes de onda es menor que para longitudes de onda más bajas, por lo que los intervalos de llegada de los solitones son más largos y por tanto, la potencia media detectada es menor. En la zona de longitudes de onda más bajas también tenemos un efecto similar, pero, en esta ocasión, la principal contribución viene de las ondas dispersivas originadas por los solitones y que hemos descrito en el capítulo 4.

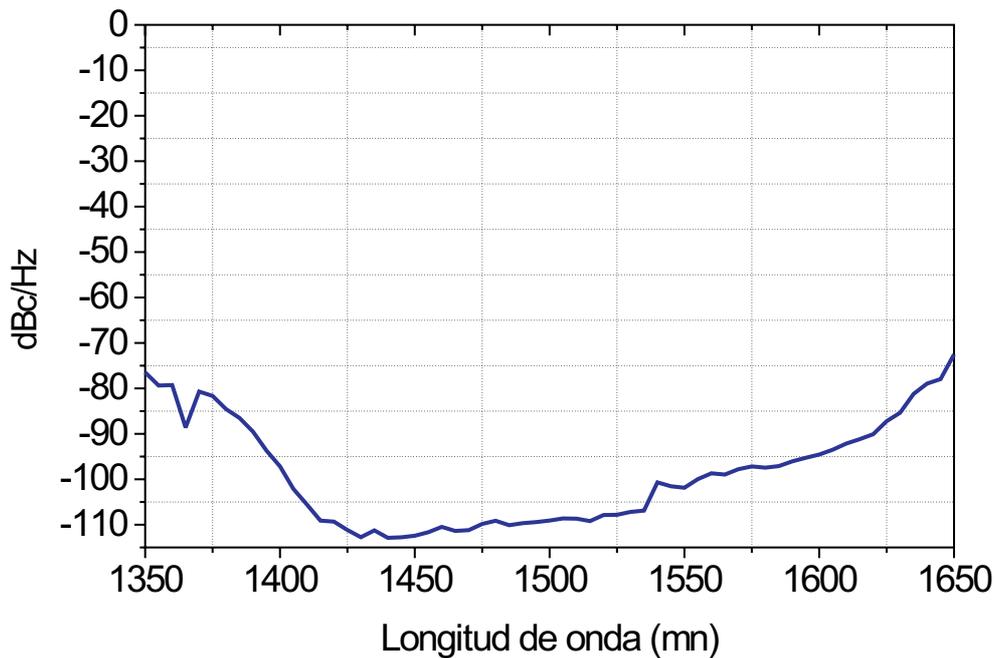


Figura 5.4: *Espectro de ruido del supercontinuo para una potencia de bombeo de 2.1 W.*

En definitiva, podemos concluir que la característica de ruido y la estabili-

dad de nuestro SC son bastante buenas. La estabilidad a largo plazo puede ser mejorable considerando un periodo de estabilización del montaje experimental mayor.

## 5.2 Supercontinuo en aplicaciones de Metrología de fibras ópticas: Medida de PMD.

A priori y sabiendo las características espectrales de nuestra fuente de supercontinuo, las aplicaciones más evidentes de este tipo de fuente son las de sustituir ventajosamente a las fuentes de espectro ancho (lámparas incandescentes, LEDs,...), para las aplicaciones en las que se requiera simultáneamente espectro ancho, alta potencia y fuente puntual.

Como nuestra fuente se genera en una fibra monomodo, las aplicaciones más inmediatas se sitúan en la Metrología de fibras ópticas, por otra parte una de las líneas de trabajo de nuestro departamento en el Instituto de Física Aplicada del CSIC. Un tópico de notable interés en los últimos años dentro de la Metrología de las fibras ópticas es la medida de dispersión de polarización (PMD) en fibras largas instaladas [35].

La dispersión de polarización del modo (PMD) transmitido se define como el ensanchamiento que el pulso de luz guiado en la fibra experimenta por la diferencia de velocidad de propagación de las dos polarizaciones que lo componen. En el caso de una fibra óptica monomodo uniforme, simétrica e instalada de forma que las curvaturas no induzcan birrefringencia, debería tener PMD (o mejor retardo diferencial entre los modos de polarización, DGD *Differential Group Delay*) nula. En la realidad todas las fluctuaciones aleatorias de curvaturas, asimetrías de la fibra, etc., provocan fluctuaciones aleatorias de la birrefringencia a lo largo de la fibra y por consiguiente diferencias en el tiempo de vuelo del pulso de luz según este orientado en una u otra polarización. Las fluctuaciones aleatorias en la birrefringencia de la fibra se producen en todas las fibras instaladas, y dependen de las características físicas de las fibras (índice de refracción, dopantes, no circularidad y elipticidad del núcleo,...), de cómo se haya instalado la fibra (curvaturas, microcurvaturas, presiones y tensiones,...), de elementos polarizadores incluidos en la línea de transmisión (filtros, aisladores, redes de Bragg,...) y a demás de los condicionantes atmosféricos (fundamentalmente la temperatura). El caso ex-

tremo de este fenómeno se produce en las fibras, mal llamadas, mantenedoras de polarización (Polarization Maintaining Fiber) o mejor llamadas de alta birrefringencia (Hi-Bi Fiber) en las que la birrefringencia en la fibra es elevada y está orientada de forma fija a lo largo de la fibra. Si se lanza la señal en una de las dos polarizaciones preferenciadas ésta se mantiene hasta la salida. En estas fibras el DGD tiene la forma  $\Delta T = \left| \frac{L}{v_{gx}} - \frac{L}{v_{gy}} \right|$ , donde  $v_{gx}$  y  $v_{gy}$  representan las velocidades de grupo asociadas a cada una de las dos direcciones de polarización  $x$  y  $y$ .

Los pulsos que se propagan más rápidos y más lentos en la fibra pueden relacionarse con dos estados ortogonales de polarización en la entrada de la fibra (se denominan Estados Principales de Polarización: PSPs *Principal States of Polarization*), con la disposición de ésta y las condiciones ambientales. Esta relación se describe más fácilmente usando la esfera de Poincaré. En general la polarización de una frecuencia óptica a la salida de la fibra recorrerá caminos irregulares sobre la esfera de Poincaré. Estos caminos en un pequeño intervalo de frecuencias recorrerán arcos de circunferencia cuya derivada angular se relaciona con el retardo diferencial de grupo (DGD)  $\Delta\tau$ .

Para medir la PMD en fibras instaladas se han desarrollado varios métodos bien descritos en la bibliografía [32, 40, 82]; de entre ellos destaca por su sencillez el llamado método del analizador fijo. Este método de medida de la PMD se basa en analizar la tasa de cruces (o el número de máximos o mínimos) por un determinado nivel del espectro de transmisión de la fibra situada entre dos polarizadores con orientaciones arbitrarias [40, 82]. El típico esquema del montaje experimental para la realización de la medida de la PMD por este método es usar una fuente de luz de espectro ancho (en general diodos superluminiscentes SLED), dos polarizadores entre los cuales se inserta la fibra o el dispositivo a medir, y un analizador de espectros como sistema de detección. En este método la incertidumbre y la resolución de la medida están fuertemente ligadas al ancho de banda de la fuente. Según la anchura espectral de la fuente aumenta, al incertidumbre de la medida se hace más pequeña.

Los SLED usados en esta técnica tienen anchos de banda de unos 100 nm y potencias de salida de algunos cientos de  $\mu W$ , por lo que presentan posibilidades de usarse en tramos de no más de 25 Km de fibra de forma que las oscilaciones de potencia en el espectro no se confundan con oscilaciones de ruido. Nuestra fuente supercontinua puede resultar adecuada la medida de la PMD de fibras

y dispositivos donde sea necesaria, bien alta potencia por tener alta atenuación (tramos largos de fibra) o bien alta resolución y baja incertidumbre (medida de PMD de dispositivos de laboratorio).

Para la realización de esta medida se realiza el montaje experimental que se muestra en la figura 5.5.

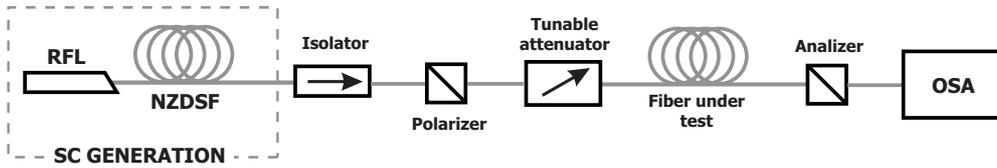


Figura 5.5: Montaje experimental para medir PMD. RFL: láser Raman en fibra, NZDSF: fibra non zero dispersion shifted, Isolator: aislador óptico, Polarizer: polarizador, Tunable attenuator: atenuador variable, Fiber under test: fibra bajo test (DSF), Analyzer: analizador de polarización, OSA: analizador de espectros óptico.

Detrás de nuestra fuente de supercontinuo (tras la fibra NZDSF) colocamos un aislador que evita posibles reflexiones que podrían dañar el RFL o interferir con la medida. Mediante un polarizador conseguimos que todas las frecuencias comprendidas en nuestro supercontinuo tengan la misma polarización. Esta señal la introducimos en la fibra bajo test. Tras la fibra bajo test colocamos otro polarizador que hace las veces de analizador de polarización. Como sistema de detección se utiliza el analizador de espectros ópticos del laboratorio. Adquirimos las trazas del espectro transmitido con y sin el analizador de polarización ( $P_a(\omega)$  y  $P_w(\omega)$ ) de esta manera podemos eliminar la forma de la fuente de supercontinuo en nuestras medidas. Con el resultado calculamos el coeficiente de transmisión como  $T(\omega) = P_a(\omega)/P_w(\omega)$ . En el trabajo de Poole et al. [82] se muestra cómo, dado que el estado de polarización tras la fibra es equiprobable,  $T(\omega)$  estará uniformemente distribuida y su valor medio será  $\langle T(\omega) \rangle = 1/2$ . Además el DGD medio se puede obtener contabilizando la tasa de cruces de  $T(\omega)$  con el valor 1/2:

$$\langle \Delta\tau \rangle = 4 \frac{\langle N_m \rangle}{\Delta\omega} \quad (5.1)$$

donde  $\langle N_m \rangle$  representa el número medio de cruces de  $T(\omega)$  con 1/2 en un span de  $\Delta\omega$ . Como hemos indicado antes, la incertidumbre de la medida ( $\sigma$ ) está

relacionada con el *span* en frecuencia usado ( $\Delta\omega$ ) y viene dada por la expresión :

$$\frac{\sigma^2}{\langle\Delta\tau\rangle} \simeq 0.44 \frac{2\pi}{\langle\Delta\tau\rangle\Delta\omega} \simeq \frac{0.7}{N_m} \quad (5.2)$$

para llegar a esta expresión se ha considerado el valor de  $N_m$  próximo a su promedio, ya que sólo se realiza una medida de DGD. Fijamos la potencia de bombeo del láser Raman a 1.8 W. El ancho espectral a 20 dB de la fuente supercontinua es de 191 nm. Las pérdidas acumuladas incluyendo todos los componentes, conectores y soldaduras del montaje experimental las estimamos en 11 dB a 1550 nm. Estas pérdidas de señal se deben, principalmente, al primer polarizador (3 dB de pérdidas, dado que la luz que sale de nuestro supercontinuo es despolarizada), a las soldaduras y las pérdidas de inserción en el atenuador variable. La fibra bajo test es una fibra de dispersión desplazada con un DGD medio de 2.2 ps. Con el fin de analizar el rango dinámico de nuestro montaje experimental, realizamos medidas con distintos niveles de atenuación entre 0 y 40 dB. Para que el DGD permanezca más o menos constante las medidas se efectúan de modo consecutivo. En la figura 5.6 se muestran los espectros de transmisión del conjunto fibra+polarizadores para 0, 20 y 40 dB de atenuación de la fuente supercontinua. Como se ve, a medida que va creciendo la atenuación, el ancho espectral sobre el que podemos analizar se va reduciendo, lo que conlleva un aumento de la incertidumbre de la medida de PMD. Aún así se observa la posibilidad de atenuar el supercontinuo hasta más de 40 dB (excluyendo pérdidas de inserción, que están en torno a 11 dB) obteniendo resultados de PMD con una incertidumbre excelente, rebajando en casi un 50% la incertidumbre típica obtenida con un SLED sobre rangos de atenuación 100 veces menores.

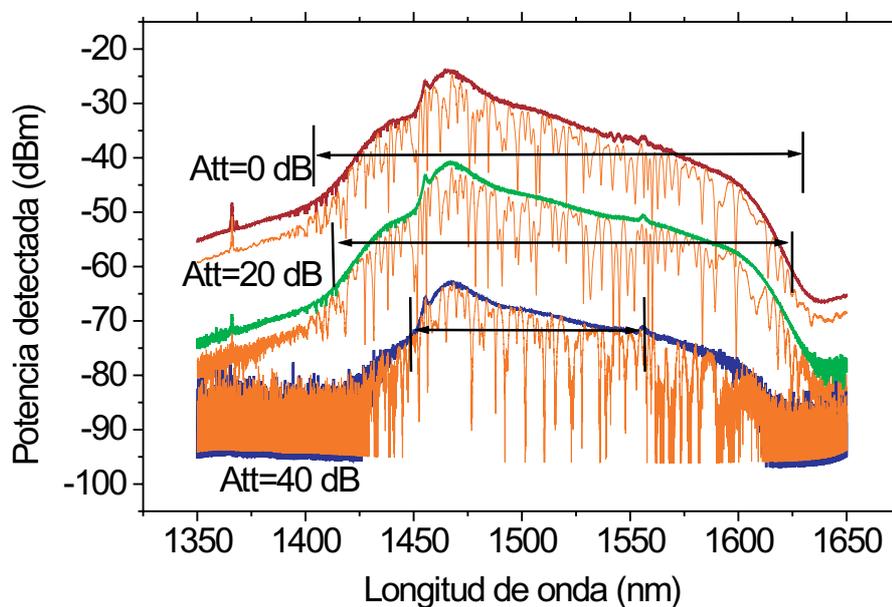


Figura 5.6: Medidas del espectro de salida con y sin analizador, para distintos niveles de atenuación, y el correspondiente span en frecuencia usado en el cálculo del promediado de DGD. La fibra bajo test es una fibra de dispersión desplazada con un DGD promedio de 2.2 ps.

La figura 5.7 muestra el espectro de potencias de la medida del DGD de la fibra para la mejor resolución y menor incertidumbre en el caso de nuestro sistema de medida. En este caso el número de tasa de cruces es muy alto, por lo que la resolución de medida es muy alta (del orden de 0.005 ps) y la incertidumbre del orden de  $\pm 0.1$  ps.

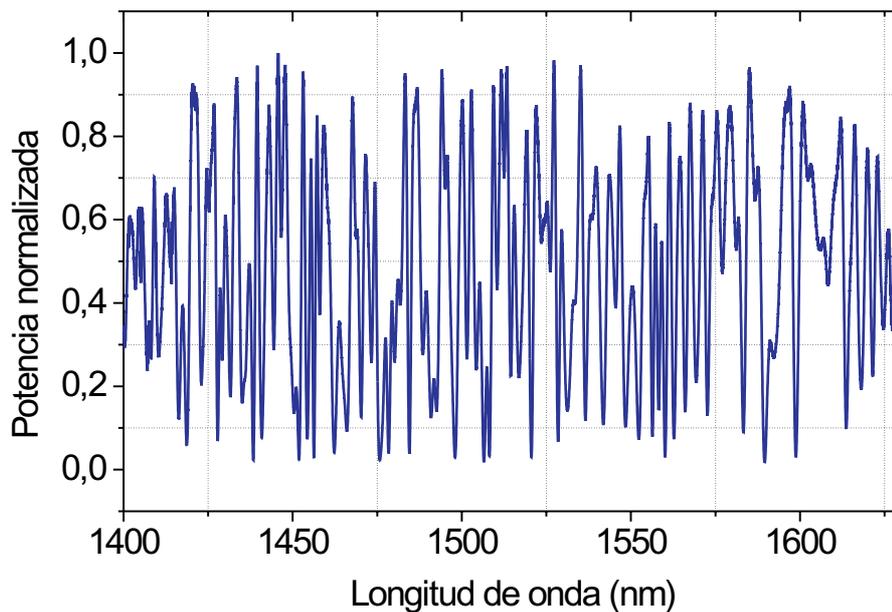


Figura 5.7: *Espectro normalizado medido para la mínima atenuación del sistema para la fibra de DGD medio de 2.2 ps.*

En la figura 5.8 mostramos las medidas promediadas de DGD para los distintos niveles de atenuación. En ella se puede observar cómo según crece la atenuación, el rango sobre el que se calcula el promedio de DGD disminuye y, por tanto, aumenta la incertidumbre, ya que se reduce el span de frecuencias útiles en la medida.

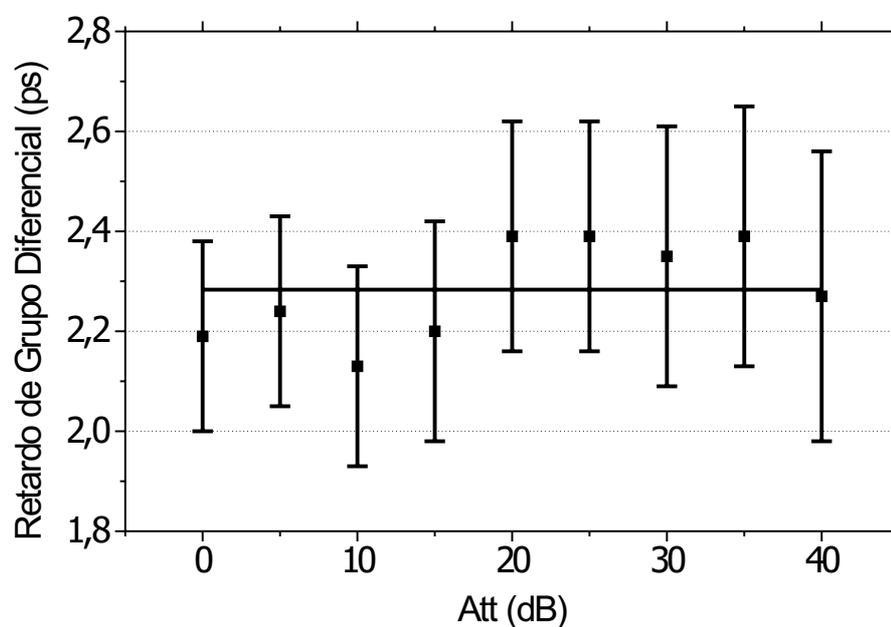


Figura 5.8: Medida de DGD promedio para distintos valores de atenuación. Esta medida es autoconsistente y se ajusta a los valores de incertidumbre teóricos esperados. Notar cómo la incertidumbre teórica crece con la atenuación. La fibra bajo test es la misma que la de la Fig. 5.6.

### 5.3 Amplificadores Raman de ganancia plana.

Otra aplicación muy interesante de nuestra nueva fuente de luz supercontinua es usarla como bombeo para fabricar amplificadores Raman aplanados [63]. Los amplificadores Raman en fibras ópticas tienen como principal ventaja que usan la propia fibra como medio de ganancia, por lo que se evita introducir en la línea ningún dispositivo amplificador, y que pueden amplificar en cualquier ventana de longitudes de onda, ya que la ganancia sólo depende de la separación relativa entre el bombeo y la señal; es decir en teoría tienen ancho de banda infinito. Sin embargo, el principal problema que presenta la amplificación Raman es que su espectro no es plano a lo largo de todo el rango de frecuencias a amplificar, sino que tiene una estructura espectral relativamente compleja (ver sección 2.2.2).

En el desarrollo de las redes de comunicaciones ópticas todo ópticas o transparentes la amplificación Raman debe jugar un papel fundamental [15]. Para conseguir una ganancia Raman adecuada en una red de comunicaciones ópticas basada en WDM, los amplificadores Raman deben tener una ganancia plana de forma que todas las frecuencias se amplifiquen de la misma manera. Para conseguir ganancias planas en los amplificadores Raman se requiere el uso de varios bombeos con potencias bien definidas [28, 92], un filtrado pasivo de la ganancia Raman [51] o un barrido en longitud de onda muy rápido en la longitud de onda del bombeo [66]. Todos estos métodos presentan importantes problemas: en el primero ocurren interacciones no lineales entre los bombeos que hacen que dependiendo de la topología de la red no se consigan la ecualización efectiva de las frecuencias transmitidas; en el segundo caso, hay que introducir pérdidas en el camino óptico; en cuanto al tercero, la posibilidad de barrer a altas velocidades un bombeo de alta potencia es prácticamente inviable desde el punto de vista tecnológico.

Nosotros proponemos un método mucho más simple que los anteriores, para crear un amplificador Raman a partir de un solo bombeo, basado en el ensanchamiento no lineal de su espectro. Si generamos ganancia Raman con una fuente de bombeo espectralmente ancha, el espectro de ganancia que aparezca estará significativamente suavizado y ensanchado ya que la ganancia final es la envolvente de los diferentes espectros de ganancia correspondientes a cada una de las frecuencias individuales que forman el bombeo ensanchado. Es decir, el espectro de ganancia es la convolución del espectro de bombeo con la forma de la ganancia

Raman. Este método se presentó en el año 2003 [18] para un rango de longitudes de onda entre 1360 y 1460 nm. Nosotros lo hemos estudiado para el rango que cubre las bandas C y L (1525-1565 y 1565-1625). Además mostraremos la posibilidad de mejorarlo introduciendo una modulación en potencia a la fuente de bombeo.

Para desempeñar el papel de fuente de bombeo ensanchado, nuestra fuente supercontinua cumple gran parte de los requisitos, ya que posee las características de ser una fuente espectralmente muy ancha y suficientemente potente para generar ganancia Raman.

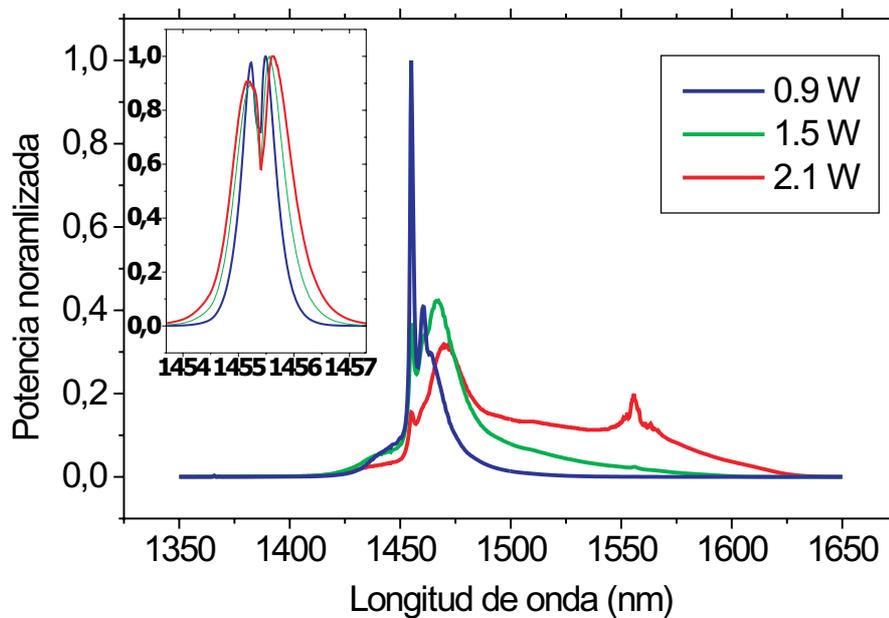


Figura 5.9: Espectro del SC a la salida de la fibra NZDSF, en escala lineal, para distintas potencias a la entrada. En el inset se muestra el espectro del bombeo normalizado a la entrada de la fibra NZDSF.

En la figura 5.9 podemos ver en unidades lineales cómo se ensancha el espectro del láser RFL en la fibra NZDSF. Se ha representado, para tres potencias de bombeo a la salida del RFL (0.9 W, 1.5 W, 2.1 W), el espectro del bombeo ensanchado, con la potencia normalizada, en escala lineal. Como habíamos descrito en el capítulo 4, a medida que incrementamos la potencia de bombeo, disminuye la potencia en la línea del RFL a 1455 nm y crece la anchura del supercontinuo. En

el *inset* se muestra el pico del bombeo antes de introducirlo en la fibra NZDSF, para los distintos niveles de potencia. Comparando estas dos gráficas tenemos la evidencia de la magnitud del ensanchamiento espectral se produce en la fibra NZDSF.

El esquema experimental que usamos en la demostración de nuestro amplificador Raman aplanado es el que se muestra en la figura 5.10.

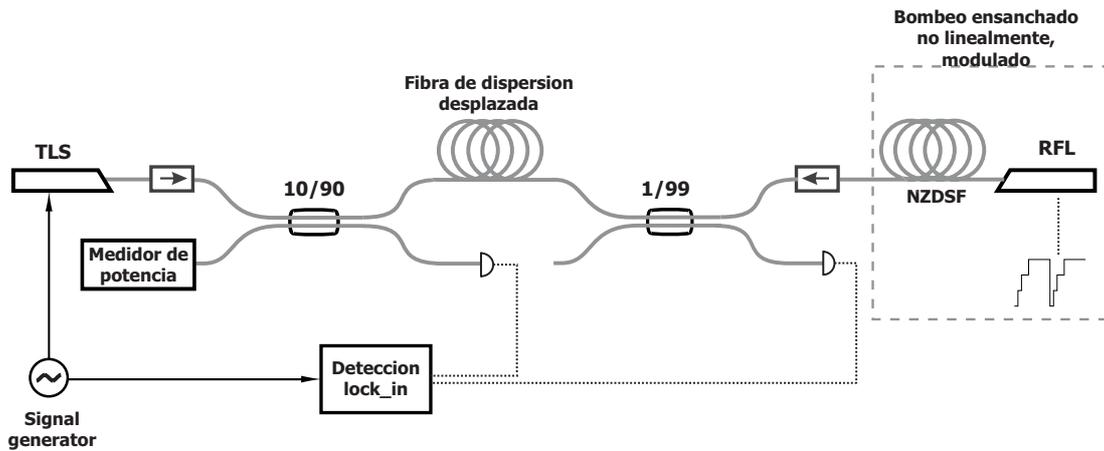


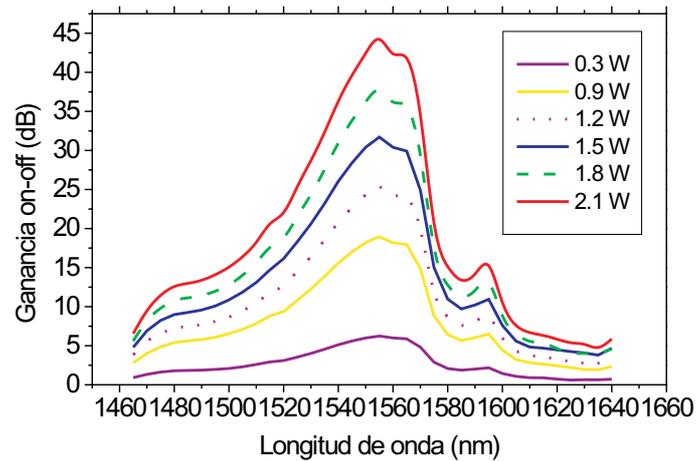
Figura 5.10: Montaje experimental para la caracterización de la ganancia on-off del amplificador Raman aplanado usando un bombeo ensanchado por procesos no lineales. La modulación del bombeo actúa sobre el láser de bombeo para conseguir una mejora en la planitud de la curva de ganancia del nuevo amplificador. NZDSF: fibra de dispersión desplazada no nula, RFL: láser en fibra Raman, TLS: láser sintonizable

El medio que usaremos para amplificar será una fibra de dispersión desplazada (DSF) de 11 Km de longitud. Ésta es una fibra de tercera venta, que tiene su longitud de onda de dispersión nula en la región de 1550 nm (1553.18 nm) con pendiente de dispersión  $0.08 \text{ ps/nm}^2 \text{ Km}^{-1}$ . Usamos esta fibra porque su area efectiva es pequeña y por tanto su ganancia Raman es mayor que las de las fibras estándar y las de las fibras NZDF. En ella introducimos el 99% del bombeo ensanchado mediante un acoplador de relación 1/99, la rama de 1% se usa para monitorizar la potencia del bombeo. Contrapropagante a éste introducimos la señal proveniente de un láser sintonizable, con un ancho de línea de 150 KHz y que jugará el papel de señal a amplificar. Modulamos la señal del láser sintonizable a una frecuencia de 32 KHz. Para minimizar los efectos del agotamiento del bombeo y el scattering Brillouin estimulado (SBS), atenúamos fuertemente la señal con un atenuador óptico variable (VOA). De la señal atenuada introducimos el 10% en la DSF con un acoplador de relación 10/90. El 90% restante lo usamos para

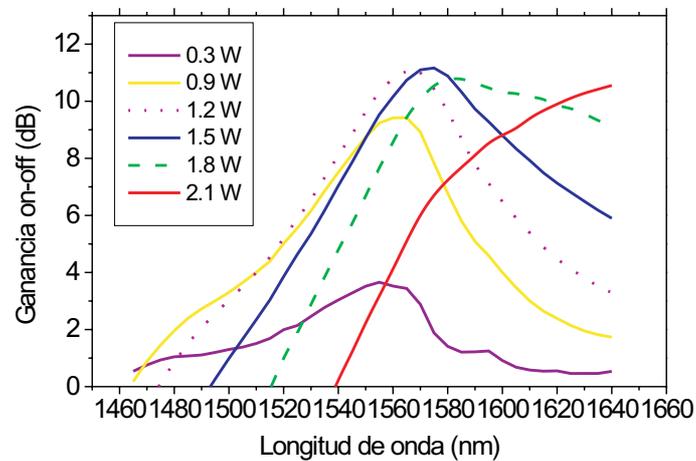
monitorización mediante un detector. La potencia de salida de la DSF la medimos con la salida del 1% del acoplador 1/99 a la salida de la fibra. Se colocaron aisladores de banda ancha a la salida de la fibra NZDSF y del láser sintonizable para evitar posibles inestabilidades en los láseres ocasionadas por inyecciones de potencia externa. Como veremos a continuación, en la configuración de un amplificador real habría que sustituir los acopladores por WDM (wavelength-division multiplexers) con una respuesta espectral adecuada para bloquear la presencia de fotones de bombeo a las longitudes de onda de la señal que reducen de forma significativa la relación señal/ruido óptica de los canales transmitidos. Para demostrar el concepto es suficiente con emplear acopladores como los que usamos inicialmente. La detección de la señal en todo el experimento se efectuó mediante un amplificador lock-in automatizando las medidas con ayuda de un ordenador. Así se hicieron barridos en longitud de onda con el láser sintonizable entre 1465 y 1640 nm. Para obtener la curva de ganancia on-off del amplificador se llevaron a cabo dos barridos, uno con el bombeo apagado y otro con el bombeo encendido. En este punto es conveniente observar la independencia de la ganancia Raman con la polarización, ya que el bombeo está despolarizado y tenemos una configuración contrapropagante.

Para hacernos una idea de la mejora que supone utilizar como bombeo nuestra fuente de banda ancha (SC), realizamos medidas con y sin la fibra NZDSF, es decir, con y sin ensanchamiento de nuestro láser RFL, dando lugar al supercontinuo. Esta fibra de 6.8 Km de longitud introduce unas pérdidas adicionales al sistema de unos 2.3 dB a la entrada de la fibra que usamos como medio de ganancia (DSF). Esto, traducido a términos de ganancia, supone un decrecimiento en la misma de un 40%, lo que es comparativamente poco si tenemos en cuenta que el aislador y el acoplador añaden unas pérdidas de inserción de 1.5 dB más en el bombeo a la entrada de la DSF.

En la figura 5.11 mostramos la comparación entre estas dos situaciones. En el caso del bombeo no ensanchado 5.11(a), el espectro de ganancia Raman en escala logarítmica crece linealmente con la potencia de bombeo. Teniendo en cuenta las pérdidas de inserción, el factor de ganancia Raman está en torno a  $3.3 \text{ dB W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$ , que está en buen acuerdo con los valores publicados en la bibliografía para este tipo de fibras [76]. En el caso del bombeo ensanchado no se da ese crecimiento lineal con la potencia, ya que el ensanchamiento del bombeo



(a)



(b)

Figura 5.11: (a) Resultados experimentales de ganancia usando como bombeo una fuente no ensanchada (sin la fibra NZDSF) para distintas potencias de bombeo. (b) Resultados experimentales de ganancia usando como bombeo una fuente ensanchada (con la fibra NZDSF) para las mismas potencias de bombeo de la figura (a).

hemos visto que depende fuertemente de la potencia inicial. Así, para potencias iniciales entre 0.1 y 0.5 W, no hay prácticamente ensanchamiento y, por tanto, la respuesta de ganancia Raman es básicamente igual a la que observa en la figura 5.11(a), salvo las pérdidas de inserción de la fibra. A medida que crece la potencia de bombeo inicial (0.9-2.1 W), la ganancia del amplificador comienza a suavizarse y desaparece la estructura característica de la ganancia Raman. Por otra parte el pico de la curva de ganancia es mucho más bajo que en el caso del bombeo no ensanchado y aparece a longitudes de onda mayores. La explicación al descenso de ganancia de pico la encontramos en las pérdidas adicionales que introduce la fibra NZDSF y la redistribución de la potencia que tiene lugar desde el espectro del bombeo sin ensanchar y todas las nuevas longitudes de onda del bombeo ensanchado. En cuanto al desplazamiento del pico, no debería resultar sorprendente, ya que el pico espectral del SC también se desplaza hacia longitudes de onda más largas. Como resultado de todos estos cambios tenemos un ensanchamiento y aplanamiento de la curva de ganancia de nuestro amplificador que además, podemos modificar con la potencia inicial de bombeo. En la figura 5.11(b) vemos cómo las curvas aparecen cortadas por la derecha. Esto es debido a que estamos limitados experimentalmente a medir por debajo de 1640 nm por la emisión de nuestro láser sintonizable y la respuesta del detector de InGaAs que disponemos para estas medidas.

Para poder hacernos una idea de la mejora que supone el uso de un bombeo ensanchado nos fijaremos en las curvas de las figuras 5.11a y 5.11b para potencias de bombeo de 1.8 W. En el caso del bombeo ensanchado, el rizado de nuestra ganancia es menor de 1 dB en 60 nm, en cambio, para el bombeo sin ensanchar, el ancho con 1 dB de rizado, supone sólo 7.5 nm. Por supuesto no debemos olvidar la pérdida en ganancia de 27 dB que se tiene en el caso del amplificador con bombeo ensanchado. Si realizamos la misma comparación para una potencia de bombeo inicial de 1.2 W tenemos que, con el bombeo ensanchado, cubrimos 27 nm con 1 dB de rizado y, para el bombeo sin ensanchar, la banda de ganancia es del orden de 9.5 nm. En este caso la pérdida de ganancia es de 14 dB en el pico del amplificador. Para 0.9 W a la entrada, el ancho de banda con bombeo ensanchado son 24 nm y para la fuente no ensanchada 16.5 nm, con una pérdida de ganancia de pico en el amplificador de 8 dB. Esto nos muestra que en este tipo de amplificadores hay un compromiso entre ancho espectral y ganancia máxima.

Es conveniente pensar qué pasaría si usáramos una fibra más larga como medio amplificador. Si hubiéramos usado una fibra de unos 80 Km, que sería lo conveniente para poder cubrir las bandas de comunicación C y L, con las mismas características, tendríamos fuertes interacciones no lineales entre las distintas longitudes de onda del bombeo. Esto haría que la mayor parte de la potencia de las  $\lambda$  más bajas fuera absorbida por las más altas, hasta casi agotarlas. los niveles de potencia a los que habría que usar el amplificador serían muy distintos y, en general, sus características variarían fuertemente.

Si nos detenemos a observar el espectro del bombeo ensanchado nos daremos cuenta de que una gran parte del mismo cae en la región espectral de la señal amplificada. Este solapamiento afecta a la relación señal-ruido del amplificador, dado que parte de la potencia de bombeo volverá hacia el receptor. Además, dado que las colas del bombeo ensanchado caen bajo su propia banda de ganancia, estas componentes del espectro del bombeo crecerán a medida que se propague por la fibra y el ruido retrodifundido crecerá de la misma manera, como mostraremos en breve.

Para mejorar la planitud de ganancia con el diseño de nuestro amplificador Raman aplanado pensamos en introducir una modulación rápida (del orden de varios MHz) de la potencia del láser de bombeo [61]. La figura 5.10 representada anteriormente ya mostraba la configuración experimental para esta modificación si la modulación fuese suficientemente rápida y la fibra amplificadora suficientemente larga. Dado que los procesos no lineales tienen lugar en una escala de tiempo mucho menor que la modulación que pudiéramos introducir, la ganancia efectiva que sufriría la señal sería el resultado de la ganancia promedio entre cada uno de los niveles de potencia que intervienen en la modulación. Recordemos que nuestro diseño de amplificador Raman aplanado tiene características de ganancia configurables cambiando la potencia de bombeo de nuestro láser.

Con el fin de probar la viabilidad de esta nueva técnica de bombeo Raman, calculamos, usando las ganancias experimentales medidas para cada nivel de potencia de bombeo, la ganancia para el caso de un bombeo modulado en potencia. Para ello hemos usado como niveles de modulación sólo los niveles de potencia para los que tenemos realizadas las medidas de ganancia Raman. Aplicando para cada uno de ellos diferentes duraciones temporales podemos conseguir configurar distintos espectros de la ganancia Raman. En la figura 5.12 destacamos los

resultados más interesantes para los espectros de ganancia on-off aplicando esta técnica de modulación.

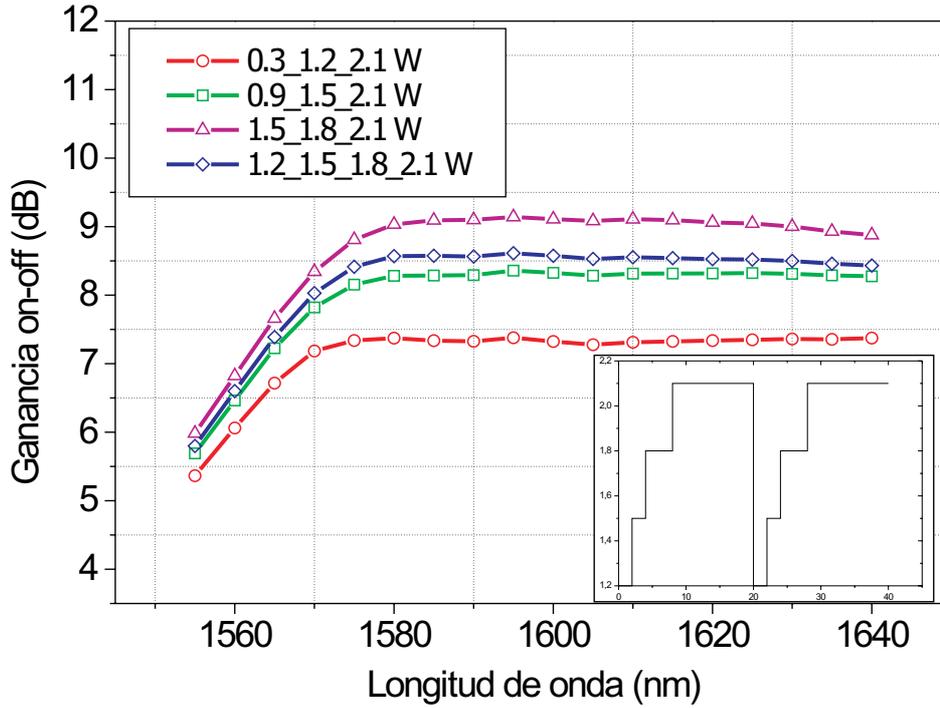


Figura 5.12: Algunas curvas de ganancia calculadas para la configuración de amplificador Raman aplanado con bombeo modulado en potencia, usando tres y cuatro niveles de modulación. El inset muestra el perfil de modulación usado para el caso e los cuatro niveles.

El cálculo de cada modelo de modulación lo realizamos según la expresión:

$$g_{MOD}(\lambda) = \sum \frac{t_i}{T} g_i(\lambda) \quad (5.3)$$

donde  $t_i/T$  es la fracción del periodo de modulación empleado para el nivel de potencia  $P_i$  y  $g_i$  es la ganancia obtenida para dicho nivel. De este modo, la ganancia efectiva resulta de calcular un promedio ponderado de las diferentes ganancias experimentadas por la señal a cada nivel de potencia de bombeo. En el *inset* de la figura 5.12 se muestra el esquema de la potencia óptica en función del tiempo para el caso de la modulación a cuatro niveles. Como se puede apreciar en la figura, con tres niveles de modulación es posible conseguir una ganancia

en el amplificador de hasta 9 dB con sólo 0.2 dB de rizado, para todo el rango de longitudes de onda entre 1580 y 1630 nm. Si usamos diferentes perfiles de modulación se pueden conseguir resultados de ganancia de entre 7 y 8.5 dB entre las longitudes de onda de 1575 y 1640 nm.

Los resultados de este amplificador Raman aplanado 'modulado' que estamos exponiendo son resultado de cálculos teóricos efectuados a partir de los resultados experimentales obtenidos para cada uno de los niveles de potencia que intervienen en la modulación. La razón por la que no hemos llevado a la práctica este sistema es la importante dificultad que supone el modular en potencia láseres continuos de 2 W de potencia de salida. Los moduladores electro-ópticos comerciales no están diseñados para manejar estos altos niveles de potencia. Otra opción sería usar dispositivos ópticos en aire, pero esto echaría a bajo nuestro objetivo de diseñar un amplificador compacto, útil en sistemas de comunicaciones ópticas reales. En cualquier caso no parece imposible que, en un futuro no muy lejano, se puedan llevar a la práctica diseños como éste ya que comienzan a aparecer técnicas no lineales que posibilitan la modulación de láseres de alta potencia [94]. Esta pues, es otra línea abierta de investigación que nuestro grupo pretende abordar en los próximos años.

Como acabamos de indicar, en el proceso de amplificación de nuestro sistema hay una parte importante de la potencia de bombeo que cae en la región espectral de la región amplificada. Este hecho afecta significativamente a la relación señal-ruido de nuestro amplificador [63], ya que parte de la potencia de la fuente de bombeo volverá hacia el receptor. Además las colas del espectro de nuestra fuente de bombeo también caen en sus propias bandas de amplificación Raman. Por tanto cabe esperar que las componentes del espectro del bombeo crezcan a medida que se propagan por la fibra, con lo que crecerá el ruido retrodifundido. Una herramienta para evaluar el impacto de este ruido en la señal es la figura de ruido del sistema [11]. Para ello medimos la figura de ruido en función de  $\lambda$  con la fuente de bombeo ensanchada y sin ensanchar, y comparamos los resultados.

La figura de ruido de un amplificador se define como:

$$NF = \frac{SNR_{output}}{SNR_{input}} \quad (5.4)$$

Si el ASE es la contribución dominante al ruido:

$$NF = \frac{1}{G} \frac{P_{ASE}}{h\nu_s \Delta f} \quad (5.5)$$

donde por  $P_{ASE}$  representamos la potencia de ASE, por  $G$  la ganancia,  $h$  es la constante de Planck y  $\nu_s$  es la frecuencia de la señal [54]. En la figura 5.13 mostramos los resultados de las medidas realizadas de la figura de ruido del amplificador entre 1530 y 1610 nm para dos niveles de potencia de bombeo inicial.

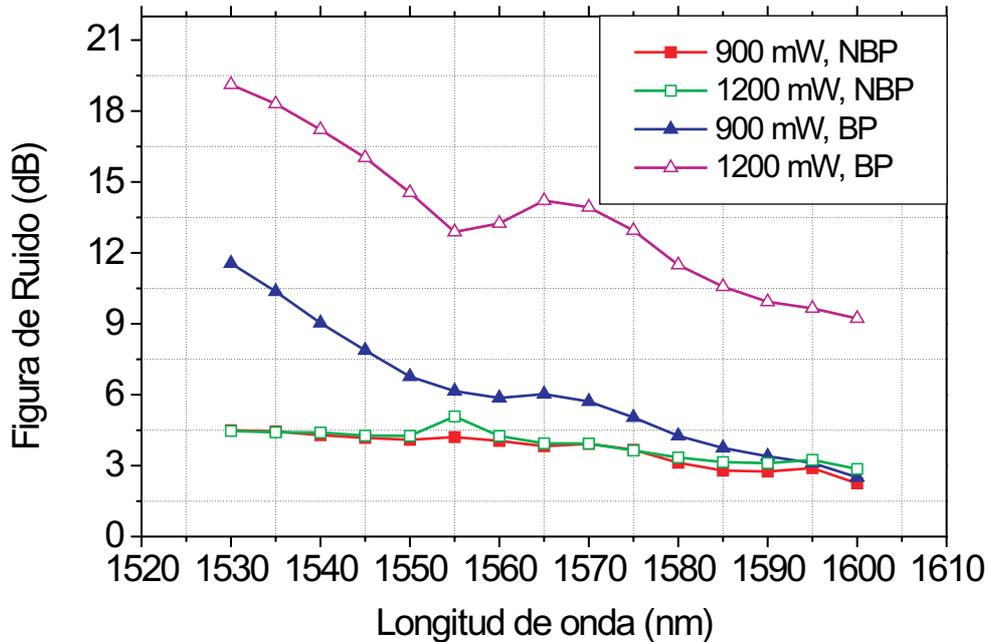


Figura 5.13: Figura de ruido experimental del amplificador para el caso de bombeo ensanchado (BP) y sin ensanchar y potencias de bombeo iniciales de 0.9 y 1.2 W.

Como era de esperar vemos que en el caso del bombeo ensanchado la figura de ruido es mayor que en el caso sin ensanchar y, además crece drásticamente con la potencia. Este hecho claramente está ligado a que para potencias mayores tenemos un bombeo más ancho. Para verificar que la mayor parte del ruido proviene del hecho de que existan fotones de bombeo en las longitudes de onda de la señal, filtramos las colas del bombeo. Para ello cambiamos en nuestra configuración ex-

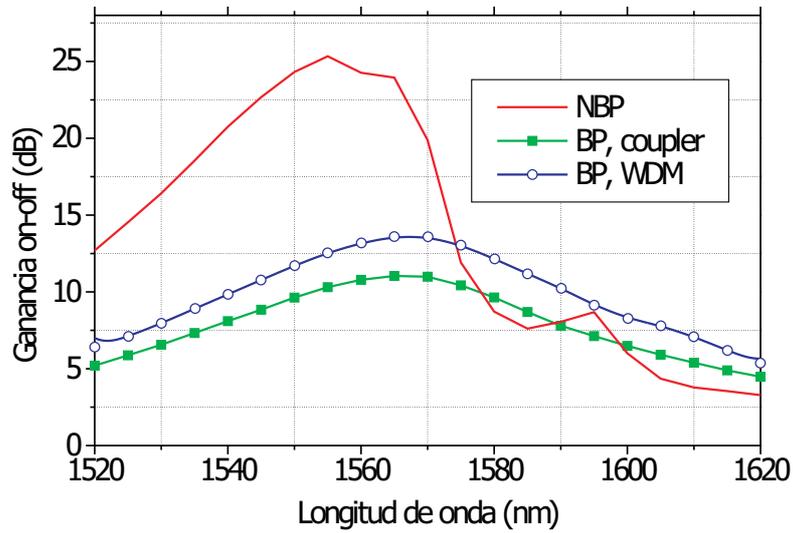
perimental los acopladores de banda ancha por unos WDM apropiados. Elegimos estos WDM de manera que filtren las colas del bombeo que caen en la banda de ganancia del amplificador para una potencia de bombeo inicial de 1.2 W (1520-1620 nm), con un ratio de extinción  $>45$  dB. En la figura 5.14 mostramos los resultados de estas medidas y los comparamos con los obtenidos para el montaje con acopladores de banda ancha.

Vemos claramente cómo los WDM mejoran notablemente la figura de ruido de nuestro amplificador. Se observa un aumento de la ganancia disponible en la fibra, dada por las nuevas conexiones y la eliminación de un aislador en el camino óptico (el WDM cumple esta función). En cualquier caso no llegamos a obtener los bajos niveles de ruido que se observan para el caso del bombeo sin ensanchar. Este problema es debido a un ensanchamiento residual del bombeo que tiene lugar en el interior de la fibra que usamos como medio de amplificación (DSF). Éste es un efecto prácticamente inevitable y debe considerarse como una limitación de esta técnica.

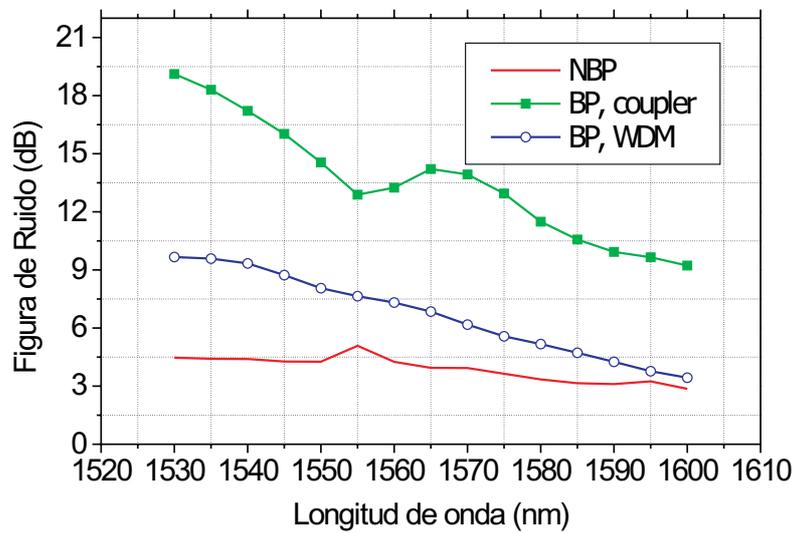
Podría pensarse que la reducción de la longitud de la fibra en la que se produce el ensanchamiento de la fuente de bombeo podría mejorar el problema de aumento de la relación señal-ruido. A menor distancia, menor ensanchamiento, pero también menor desplazamiento en frecuencia del bombeo ensanchado y por tanto menor superposición de potencia sobre la señal. Sin embargo también se reduciría el ensanchamiento y por tanto la mejora en planitud de ganancia.

Además del filtrado, proponemos otra posible solución que consiste en usar otro tipo de fibra como medio de amplificación, cuya composición sea tal que el máximo de la curva de ganancia Raman aparezca a longitudes de onda mayores. De este modo el ensanchamiento de la fuente se producirá en una región del espectro que no se solape con la de la fuente de bombeo. En la referencia [30] se muestra un vidrio dopado con  $P_2O_5$  cuyas curvas de ganancia Raman tienen sus máximos a 19,5 y 44,5 Thz del bombeo. Una fibra óptica dopada con este compuesto en un porcentaje suficiente podría ser una buena candidata a ser usada como medio de amplificación [52, 53].

Otro hecho que podría contribuir al aumento de ruido en este sistema de amplificación es la naturaleza de nuestra fuente de bombeo ensanchada. Recordemos que nuestra fuente supercontinua está compuesta por un tren más o menos aleatorio de solitones desplazados en frecuencia. Esto podría hacer que la amplificación



(a)



(b)

Figura 5.14: Medidas para una potencia de bombeo de 1.2W. Comparación de las curvas de ganancia (a) y de las figuras de ruido (b) para el bombeo sin ensanchar (NBP) y ensanchado (BP) con acopladores y WDMs.

fuese ruidosa, pero existe un efecto más en la generación de nuestra fuente que compensará esta contribución: es el *walk-off* o diferencia de las velocidades de grupo entre el bombeo y la señal. Si no tuviéramos este fenómeno, es claro que la presencia de solitones en el bombeo produciría una amplificación ruidosa en los sistemas WDM. En cambio, debido a la amplia separación espectral entre el bombeo y la señal, y dadas las características de dispersión cromática de las fibras que usamos en el montaje experimental, pensamos que este efecto pierde su transcendencia, porque el desajuste de las velocidades de grupo de bombeo y sonda debe homogeneizar la ganancia experimentada por la señal.

En cuanto al caso del amplificador con potencia modulada, la figura de ruido se degrada notablemente. Esto lo comprobamos realizando un simple cálculo con el que estimamos la figura de ruido del amplificador Raman aplanado 'modulado'. Usamos el espectro de la emisión espontánea amplificada (ASE) obtenido con ayuda de acopladores para los distintos niveles de potencia para los que se calculó la ganancia. El ASE en el caso modulado lo obtenemos como una media ponderada de los ASEs obtenidos para los diferentes niveles de potencia. El resultado que obtenemos de estos cálculos lo mostramos en la figura 5.15. En esta figura incluimos, para que pueda compararse, la figura de ruido para 2100 mW obtenida para el caso del amplificador no modulado.

Vemos cómo si comparamos el caso de 2100 mW con el del bombeo modulado, la figura de ruido crece notablemente en el caso modulado. Esto es debido a que en el caso modulado la ganancia viene dada por la medida procedente de las ganancias a cada nivel de potencia del bombeo, mientras que el ASE viene aportado fundamentalmente por el bombeo ensanchado a 2100 mW. De esta manera la ganancia efectiva se reduce respecto a ese caso pero el ruido se mantiene comparable, redundando en un deterioro de la relación señal-ruido.

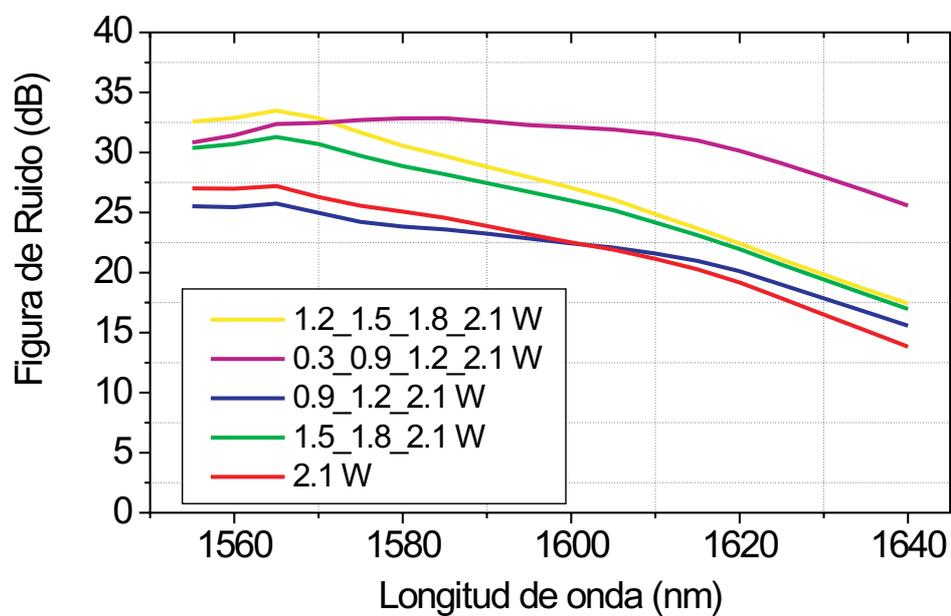


Figura 5.15: Figura de ruido estimada para el amplificador modulado en intensidad, para los distintos casos expuestos en la figura 5.12.



# Capítulo 6

## Conclusiones y futuros desarrollos.

### 6.1 Conclusiones.

1. Se ha realizado un estudio teórico sólido de los efectos no lineales en fibras ópticas monomodo que intervienen en la generación de fuentes de luz supercontinuas. Se han derivado los distintos efectos a partir de un tratamiento unificado basado en las susceptibilidades del material. Se han analizado los aspectos más relevantes de los fenómenos de automodulación de fase y su relación con la dispersión cromática; así como del *scattering* Raman y su efecto en el desplazamiento en frecuencia de solitones.
2. Se ha demostrado y construido una fuente de luz supercontinua generada a partir de un láser de bombeo continuo en fibra y una fibra óptica NZDSF monomodo. La fuente construida tiene una salida puntual y posee una densidad de potencia de alrededor de 1 mW/nm y más de 200 nm de anchura a 20 dB del pico, entre las longitudes de onda de 1420 y 1620 nm .
3. Se ha demostrado a través de una simulación numérica cómo la generación de esta fuente tiene su origen fundamentalmente en la combinación de los efectos debidos a la propagación no lineal: inestabilidad de modulación, automodulación de fase y *scattering* Raman estimulado. Se ha estudiado en detalle la evolución del proceso de generación del supercontinuo y la contribución de los solitones desplazados por Raman.

4. Se ha estudiado experimentalmente la influencia de la variación de la temperatura de la fibra y la coherencia de la fuente de bombeo en la morfología de la fuente de supercontinuo.
5. Se han estudiado las propiedades de estabilidad y ruido de la fuente para su aplicación en medidas de laboratorio y campo o como fuentes de luz para redes de sensores de fibra óptica. Se ha encontrado que sus características son sorprendentemente mejores que todas las fuentes de supercontinuo recogidas en la bibliografía basadas en bombeos pulsados.
6. Se ha aplicado la fuente propuesta a la medida de PMD en fibras largas consiguiéndose la medida de ésta en simuladores de redes de más de 200 Km de longitud (40 dB de pérdidas) sin detrimento de la resolución ni sustancial incremento de la incertidumbre.
7. Se ha diseñado un amplificador Raman de ganancia plana usando como bombeo sólo el supercontinuo generado. Este amplificador presenta ganancias y figuras de ruido poco espectaculares (10 dB) pero es plano en intervalos espectrales de 40 nm (1 dB de rizado). Se ha propuesto una técnica de modulación del bombeo de supercontinuo como bombeo de amplificadores Raman que consigue teóricamente ganancias planas en 0.2 dB sobre longitudes de onda de 60 nm, con figuras de ruido de 25 dB.

## 6.2 Aportaciones originales.

Enumeramos brevemente las aportaciones originales de esta tesis en los siguientes puntos:

- Se ha demostrado la evolución del supercontinuo en fibras ópticas con bombeo continuo desde los procesos no lineales de inestabilidad de modulación, automodulación de fase y Raman. Se ha establecido el papel de los solitones desplazados por Raman y la coherencia de la fuente de bombeo como elementos importantes en la generación de esta fuente.
- Se ha aplicado la fuente supercontinua para la medida de PMD en fibras largas o en líneas ópticas con grandes pérdidas.

- Se ha demostrado un amplificador Raman aplanado mediante bombeo ensanchado y se han propuesto y demostrado mejoras por modulación en potencia del bombeo.

### 6.3 Futuros desarrollos y líneas abiertas.

A lo largo de la memoria se han ido esbozando diferentes líneas de trabajo abiertas como resultado del desarrollo de la tesis doctoral. A modo de resumen vamos a recordarlas intentando indicar las pautas que en este momento se consideran más adecuadas para la continuación de la investigación:

- *Estudio del efecto de la coherencia del bombeo sobre la morfología del supercontinuo.* Este estudio se está llevando a cabo actualmente en el laboratorio pero conlleva la realización de nuevos láseres de bombeo que puedan conformarse en longitud de onda, en ancho espectral de emisión y en potencia según la aplicación. Para ello se ha iniciado el diseño de un láser de bombeo Raman a la longitud de onda de 1300 nm generado desde un láser de Raman de Yt de emisión en 1100 nm y potencia de salida de 20 W continuos.
- *Mejora de las técnicas de simulación de supercontinuo.* Continuamos en este aspecto nuestra colaboración con los investigadores de la Universidad de Auckland (Nueva Zelanda): Frédérique Vanholsbeeck y Stéphane Coen. Paralelamente y a fin de proporcionar resultados teóricos más próximos a los experimentales, se deben mejorar las técnicas de medida de los parámetros relacionados con la generación del supercontinuo, en especial hemos identificado la necesidad de desarrollar un autocorrelador para la medida de pulsos estrechos, pero realizado completamente en fibra óptica monomodo. Con estas dos primeras líneas de trabajo se pretende profundizar y completar el conocimiento del supercontinuo generado con bombeo continuo.
- *Estudio del ruido en las fuentes de supercontinuo generadas con bombeo continuo.* El supercontinuo generado con bombeo continuo presenta características de ruido mejores (ruido más bajo) que los supercontinuos generados con bombeos pulsados, esta propiedad debe ser estudiada en profundidad ya que puede abrir nuevas perspectivas a la aplicación de este tipo de fuentes.

- *Estudio de sistemas de modulación en frecuencia e intensidad de señales de alta potencia ( $> 2 W$ ) basándose en efectos no lineales en fibras ópticas.* El éxito o fracaso del amplificador Raman de ganancia plana presentado y discutido en la sección 5.3 de esta memoria depende en gran medida de la posibilidad de modular en potencia o en frecuencia el láser de bombeo. Nuestra intuición actual es que esto puede conseguirse a través de efectos no lineales sobre fibras ópticas adecuadas. Para dar continuidad a esta investigación se ha solicitado un proyecto de investigación titulado: "Control espectral y temporal de señales ópticas por dispositivos de óptica no lineal" (HaSSLE: "Handling of the spectrum and the speed of the light by no-linear effects"), del que soy uno de los investigadores participantes.
- *Desarrollo de fuentes de supercontinuo para su aplicación en Tomografía Óptica Coherente y Microscopía Confocal de Alta Resolución.* Las fuentes de supercontinuo presentan unas propiedades envidiables para su aplicación en Tomografía Óptica de Coherencia (OCT) y Microscopía Confocal de Alta Resolución. En particular la OCT es usada en Biomedicina para localizar tejidos con algún tipo de anomalía. Las aplicaciones más extendidas están teniendo lugar en los campos de la oftalmología y en la dermatología y se están esbozando algunas aplicaciones en medicina vascular. La principal ventaja que presenta frente a otras técnicas de diagnóstico es que es capaz de proporcionar una gran resolución de la imagen del tejido tanto espacial como en profundidad, sin necesidad de dañar los tejidos, con lo que se puede practicar *in vivo*. Para conseguir esto, la fuente de OCT debe tener una buena estabilidad, gran anchura espectral (baja coherencia) y densidad de potencia suficiente.

Como hemos visto a lo largo de este trabajo, nuestra fuente supercontinua tiene todas estas características, luego podría ser una fuente adecuada para usar en Tomografía Óptica de Coherencia. En las condiciones actuales este supercontinuo (localizado en las longitudes de onda de 1400 nm o superiores, dónde la absorción por agua de los tejidos es importante) no parece que tenga una inmediata aplicación en las observaciones biomédicas. Como línea de trabajo estamos desarrollando un supercontinuo con centro en la región espectral de 1300 nm (esta línea de trabajo usa del láser de bombeo del ítem 1 de esta sección), y se ha empezado el desarrollo de un supercontinuo

centrado en 1100 nm usando fibra de cristal fotónico (colaboración con la Universidad de Besançon-Francia). En ambos casos y continuando con nuestra experiencia acumulada en esta tesis doctoral estos supercontinuos son bombeados con láseres continuos.



## 6.4 Conclusions.

1. *Along this thesis we have developed a solid theoretical study concerning the nonlinear effects in single-mode optical fibres that are relevant to supercontinuum generation. All the effects have been derived from the Maxwell's equations and the material susceptibilities. The most relevant aspects of self phase modulation and chromatic dispersion have been analyzed as well as the scattering Raman and its implication in the phenomenon of soliton self frequency shift.*
2. *A supercontinuum light source has been demonstrated that makes use of a continuous wave pump laser and a single-mode NZDS fiber. The output of this broadband supercontinuum source is punctual, with a power spectral density around 1 mW/nm. Its width is more than 200 nm, from 1420 to 1620 nm, measured at 20 dB from the peak.*
3. *With a numerical simulation it has been shown that the generation of this supercontinuum source is mainly due to the following sequence of non linear propagation effects of the light in the fiber: modulation instability, self phase modulation and stimulated Raman scattering. The final supercontinuum spectrum consists of Raman-shifted solitons positioned over a wide spectrum.*
4. *The dependence of the supercontinuum source on the fibre temperature and the pump source coherence has been investigated experimentally.*
5. *The noise and stability properties of the source have been studied and they were surprisingly better than those of the pulsed supercontinuum sources that can be found in the literature. The results confirm that this is a good source for laboratory and field measurements and for its use in fibre optic sensing devices.*
6. *The proposed source has been applied to the measurement of PMD in long fibres. Excellent resolution and uncertainty were obtained when it was tested in network simulators with lengths of more than 200 Km (40 dB losses).*

7. *A gain flattening Raman amplifier generated with the supercontinuum as pump source has been designed. Its gain and noise figure are not spectacular (10 dB) but it exhibits large spectral widths with minimum ripple. It has been demonstrated that by a suitable modulation of the pump power, it is possible to tune the spectral response of the Raman amplifier, potentially being able to flatten the gain over 60 nm with 0.2 dB of ripple and 25 dB of noise figure.*

### 6.4.1 Original contributions.

*We briefly enumerate the original contributions of this thesis in the next points:*

- *The buildup of supercontinuum generated with continuous wave pumps in optical fibres has been demonstrated from the non linear processes of modulation instability, self phase modulation and Raman. The role of the pump source incoherence has been established as an important element in the process of cw supercontinuum generation. Numerical and experimental results have shown that the output supercontinuum spectrum consists basically on Raman-shifted solitons*
- *The supercontinuum source has been applied to the measurement of PMD in long fibres within optical communications networks.*
- *A flat Raman amplifier designed with a broadened pump has been demonstrated. Improvements by the power modulation of the pump source have been proposed and demonstrated.*

### 6.4.2 Future developments and open lines.

*As result of this thesis, open working lines have appeared. Now we are going to summarize them and we will try to set out the guidelines that we consider more appropriate to continue this research line:*

- *The study of the influence of the pump source coherence in the supercontinuum morphology. This study is being carried out in our laboratory now. It will require the development of new pump lasers with different pump wavelengths, spectral widths and powers. The design of a new laser at 1300 nm*

generated from a Yt laser at 1100 nm with 20 W of cw output power is actually being done.

- *Improvement of the supercontinuum simulation techniques.* We continue our collaboration with the researchers from Auckland University (New Zealand): Frédérique Vanholsbeeck and Stéphane Coen. We have observed that to obtain better theoretical results it is necessary to have better accuracy in the knowledge of all the parameters related to supercontinuum generation. This is the main motivation behind the development of an all-fiber autocorrelator for the measurement of narrow pulses.
- *Study of the cw supercontinuum sources noise.* The supercontinuum sources generated from continuous-wave pumps have better noise properties than those generated with pulsed pumps. This property should be studied in depth because it can be the key to new applications of these kind of sources.
- *Study of frequency and intensity modulation systems of high power signals ( $> 2$  W), based on non linear effects in optical fibres.* The success or the failure of the flat gain Raman amplifier shown in section 5.3 of this thesis will depend on the possibility to modulate in frequency and/or power the pump laser. Our actual intuition is that this is possible by using non linear effects in appropriate optical fibres. To continue with this investigation we have submitted a funding proposal for a new research project titled: "Control espectral y temporal de señales ópticas por dispositivos de óptica no lineal" (HaSSLE: "Handling of the spectrum and the speed of the light by no-linear effects"). I am one of the researchers in the team that has elaborated the proposal.
- *Development of new supercontinuum sources for optical coherence tomography and high-resolution confocal microscopy.* Supercontinuum sources exhibit excellent properties for their application in optical coherence tomography (OCT) and high-resolution confocal microscopy. In particular, OCT is used in the biomedical domain for the identification of anomalous tissues. The most extended applications of OCT are in the fields of ophthalmology and dermatology, and new applications are arising in the field of vascular surgery. The main advantage that OCT presents over the other diagnostic imaging

*techniques is that it provides a great resolution of the tissue image, both spatially and in depth, with no need to damage the tissues. This allows to use it in vivo. To achieve this, the light source for OCT has to have a good stability, an extremely wide spectral bandwidth and a sufficiently high spectral density. As we have seen along this work, our supercontinuum source has all these characteristics, and hence we believe it could be an interesting source for its use in OCT. In the present conditions, this supercontinuum (located at the wavelengths of 1400 nm or more, where the absorption of the tissues is important) does not seem to have immediate applications. To make this kind of sources applicable to OCT, we are working on a new supercontinuum source centered at 1300 nm (this will use the pump laser discussed in the first item of this section) and we have just started the development of a supercontinuum source pumped at 1100 nm (collaboration with Besançon-France). In both cases, and continuing with the experience accumulated in this thesis, these supercontinua are pumped with continuous-wave lasers.*

# Capítulo 7

## ANEXO: Problemas en las uniones de fibra óptica derivados de la propagación de alta potencia continua.

El uso de láseres de alta potencia continua sobre fibra óptica requiere una serie de cuidados especiales sobre los conectores y los sistemas que se utilizan.

La posibilidad de acumular mucha potencia óptica en la superficie del conector de una fibra óptica cuando se utiliza un láser Raman es muy alta. Tengamos en cuenta que 2 W de potencia cw a la longitud de onda de 1455 nm en una fibra monomodo estándar ( $80 \mu m^2$  de area efectiva) supone una densidad de potencia de  $25 \text{ GW}/m^2$ . Afortunadamente la fibra óptica es muy transparente y como consecuencia de la simple propagación de la luz no se producen efectos catastróficos con relativa facilidad. En cambio los problemas suelen surgir en las uniones entre distintos tramos de fibra, donde es más probable que la luz tope con algún 'obstáculo' en su propagación. En nuestro laboratorio hemos sufrido el quemado interno de una fibra óptica (mecha óptica [102]) trabajando a 1100 nm y 5 W).

En la figura 7.1 se muestra la imagen de un conector FC-APC de fibra estándar en perfecto estado, mientras que en la figura 7.2 aparecen varios ejemplos de conectores deñados debido a la incidencia de alta potencia óptica sobre algún contaminante en la superficie de la fibra.

La solución más adecuada que hemos encontrado para solventar este problema es el control extremo de las uniones. Las soldaduras entre fibras disimilares

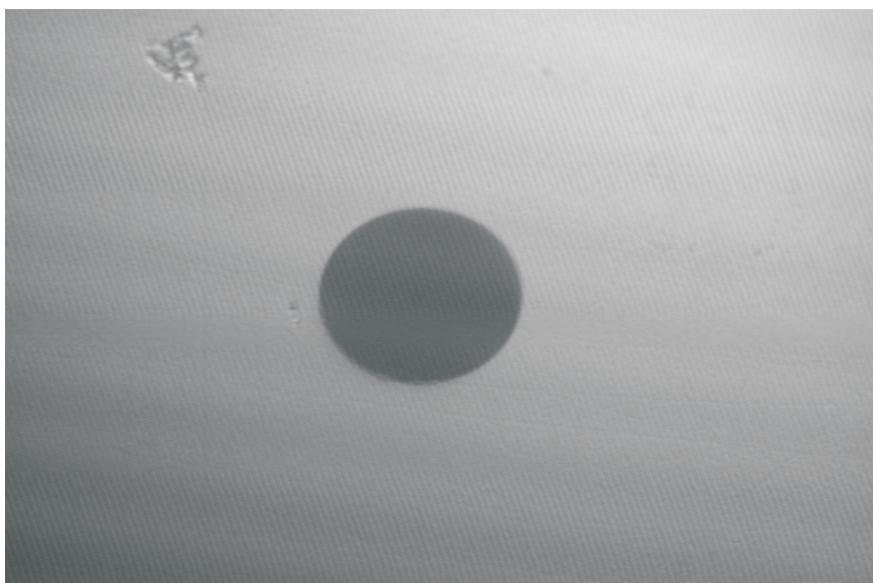


Figura 7.1: *Imagen de un conector de fibra FC-APC sin daños.*

deben controlarse, pues producen rebotes y pérdidas de señal que pueden dañar los dispositivos que en el experimento se encuentren antes e incluso quemar la superficie en la que se soportan las uniones. Este problema es acuciante en las uniones entre fibra estándar y fibra de cristal fotónico, las cuales suelen presentar grandes pérdidas, debido a la peculiar morfología de estas últimas. En nuestro laboratorio observamos cómo, las grandes pérdidas que se producían en las uniones de este tipo de fibras hacía que la superficie de celulosa (de la consistencia del cartón de embalaje) sobre la que estaban colocadas se quemaran generando incluso una pequeña llama. Los conectores requieren una limpieza concienzuda. Respecto de esta limpieza damos algunas pautas útiles cuando se trabaja con este tipo de láseres y estos órdenes de magnitud de potencia óptica.

- Conviene revisar todos los conectores y todas las uniones antes de hacer pasar por ellos la luz. Para ello es muy conveniente la utilización de un microscopio de mano, diseñado expresamente para este uso. Cualquier mota de polvo, rayadura del conector o defecto que se vea próximo al núcleo de la fibra será nefasto para la supervivencia del conector y debemos retirarla.
- No dar por sentado que todos los conectores están limpios, pues fueron objeto de limpieza ayer. Desafortunadamente es habitual el trabajar en salas blancas y el polvo se deposita en cualquier superficie que no esté protegida. Los adaptadores de conector pueden tener polvo en la ferrule de

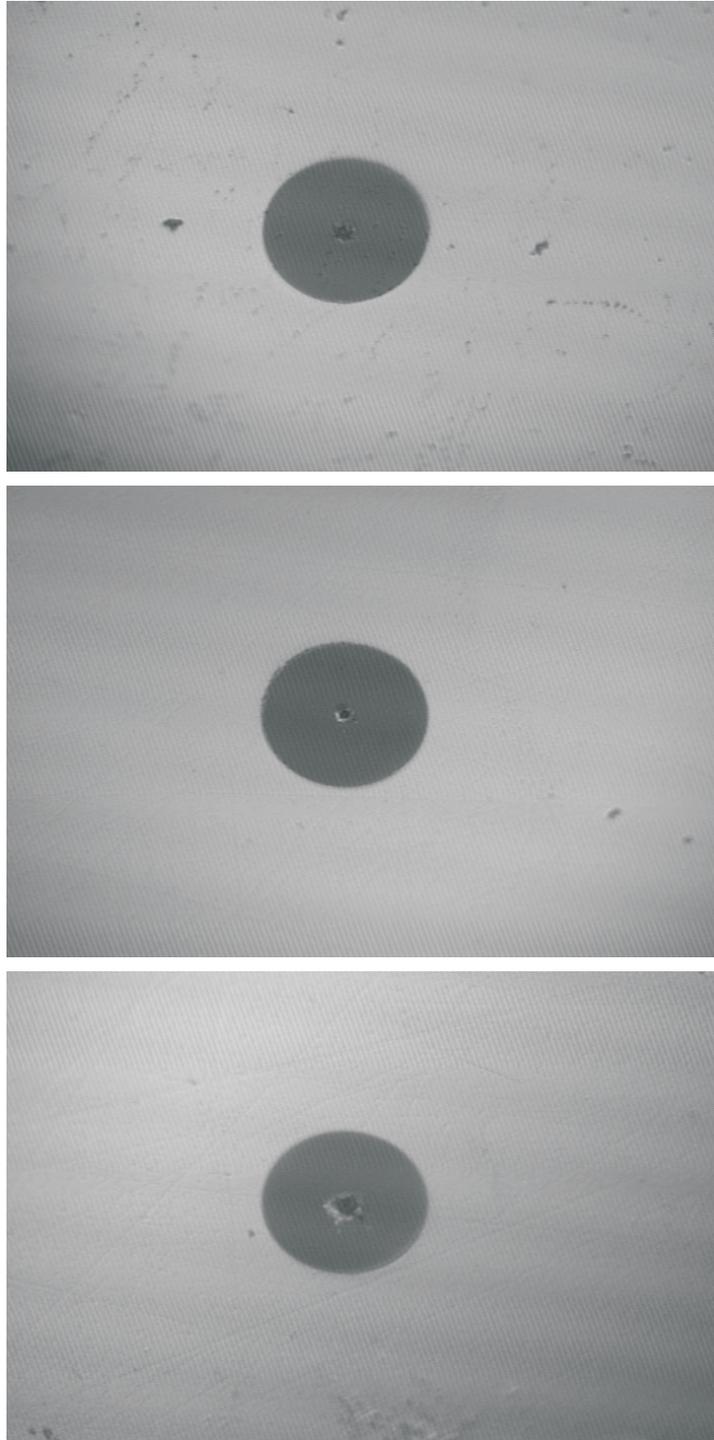


Figura 7.2: *Diferentes daños en conectores de fibra producidos con láseres de alta potencia continua.*

adaptación que al introducir el conector se mueve hasta la punta de éste. Esto sólo se puede evitar procurando mantener todos los adaptadores con sus precintos y no introduciendo conectores sucios en ellos.

- Para realizar la limpieza de los conectores es conveniente usar alguna superficie de celulosa suave que no deje residuo.
- Para eliminar restos de grasa o partículas fijadas a la superficie del conector usar alcohol etílico puro como disolvente, procurando que no queden residuos de alcohol después de la limpieza.
- Revisar siempre (incluso inmediatamente después de la limpieza) el conector con el microscopio antes de proceder a la conexión.
- Hemos detectado cambios de temperatura en adaptadores en los que se estaba produciendo el dañado de los conectores, que producen sensación de quemado al tocarlos. Estas temperaturas están próximas a 55 °C, con lo que es fácil detectarlos si mantenemos un control sobre todo nuestro montaje experimental .

# Bibliografía

- [1] A. ABEELUCK, K. BRAR, AND C. J. BOUTELLIER, *Supercontinuum generation in a highly nonlinear fiber using a continuous wave pump*, in Proceedings of the Opt. Fiber Communications Conference 2003, O. T. D. Series, ed., Optical Society of America, Washington D. C., 2003, p. paper ThT1.
- [2] A. K. ABEELUCK AND C. HEADLEY, *Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal- dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation*, *Opt. Lett.*, 30 (2005), pp. 61–63.
- [3] G. AGRAWAL, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, California, 2001.
- [4] ———, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, California, 3<sup>a</sup> ed., 2001.
- [5] N. AKHMEDIEV AND M. KARLSSON, *Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers*, *Phys. Rev. A*, 51 (1995), pp. 2602–2607.
- [6] R. ALFANO, Q. LI, T. JIMBO, J. MANASSAH, AND P. HO, *Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse*, *Opt. Lett.*, 11 (1986), pp. 626–628.
- [7] R. ALFANO AND S. SHAPIRO, *Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass*, *Phys. Rev. Lett.*, 24 (1970), pp. 584–588.
- [8] R. ALFANO, Q. WANG, T. JIMBO, P. HO, R. BHARGAVA, AND B. FITZPATRICK, *Induced spectral broadening about a second harmonic generated by an intense primary ultrashort laser pulse in ZnSe crystals*, *Phys. Rev. A*, 35 (1987), pp. 459–462.

- 
- [9] R. R. ALFANO, *The Supercontinuum Laser Source*, Ed., (Springer-Verlag), 1995.
- [10] A. AVDOKHIN, S. POPOV, AND J. TAYLOR, *Continuous-wave, high-power, raman continuum generation in holey fibers*, *Opt. Lett.*, 28 (2003), pp. 1353–1355.
- [11] D. BANEY, P. GALLION, AND R. TUCKER, *Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers*, *Opt. Fib. Tech.*, 6 (2000), p. 211.
- [12] P. BEAUD, W. HODEL, B. ZYSSET, AND H. WEBER, *Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber*, *IEEE J. Q. Elec.*, QE-23 (1987), pp. 1938–1946.
- [13] T. BIRKS, W. WADSWORTH, AND P. RUSSELL, *Supercontinuum generation in tapered fibers*, *Opt. Lett.*, 25 (2000), pp. 1415–1417.
- [14] N. BLOEMBERGEN AND Y. R. SHEN, *Coupling between vibrations and light waves in raman laser media*, *Phys. Rev. Lett.*, 12 (1964), pp. 504–507.
- [15] J. BROMAGE, *Raman amplification for fiber communications systems*, *IEEE J. Lightw. Tech.*, 22 (2004), pp. 79–93.
- [16] A. CARRASCO-SANZ, F. RODRIGUEZ-BARRIOS, P. CORREDERA, S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, AND M. HERNANZ, *An integrating sphere radiometer as a solution for high power calibrations in fibre optics*, *Metrologia*, 43 (2006), pp. S145–S150.
- [17] S. CAVALCANTI, G. AGRAWAL, AND M. YU, *Noise amplification in dispersive nonlinear media*, *Phys. Re. A*, 51 (1995), pp. 4086–4092.
- [18] D. CHESTNUT, A. GRANT, AND P. MAMYSHEV, *Soliton self-frequency shift in highly nonlinear fiber with extension by external raman pumping*, *Opt. Lett.*, 28 (2003), pp. 2512–2514.
- [19] S. COEN, A. CHAU, R. LEONARDT, J. HARVEY, J. KNIGHT, W. WADSWORTH, AND P. RUSSELL, *Supercontinuum generation by stimulated raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 (2002), pp. 753–764.

- 
- [20] S. COEN, A. H. LUN, R. LEONHARDT, J. D. HARVEY, J. C. KINGHT, W. J. WADSWORTH, AND P. S. J. RUSSELL, *White-light supercontinuum generation with 60-ps  $\mu\text{m}$  pulses in a photonic crystal fiber*, Opt. Lett., 26 (2001), pp. 1356–1358.
- [21] P. CORKUM, P. HO, AND J. MANASSAH, *Generation of infrared supercontinuum covering 3–14  $\mu\text{m}$  in dielectrics and semiconductors.*, Opt. Lett., 10 (1985), pp. 624–626.
- [22] P. CORKUM, C. ROLLAND, AND T. SRINIVASAN-RAO, *Supercontinuum generation in gases*, Phys. Rev. Lett., 57 (1986), pp. 2268–2271.
- [23] K. CORWIN, N. NEWBURY, J. DUDLEY, S. C. ANS S.A. DIDDAMS, K. WEBER, AND R. WINDELER, *Fundamental noise limitations to supercontinuum generation in microstructure fiber*, Phys. Rev. Lett., 90 (2003), pp. 113904/1–4.
- [24] E. DESURVIRE, A. IMAMOGLU, AND H. J. SHAW, *Low-threshold synchronously pumped all-fiber ring raman laser*, J. Lightw. Tech., 5 (1987), pp. 89–96.
- [25] J. DUDLEY AND S. COEN, *Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers*, Opt Lett., 27 (2002), pp. 1180–1182.
- [26] J. DUDLEY, L. PROVINO, N. GROSSARD, H. MAILLOTTE, R. WINDELER, B. EGGLETON, AND S. COEN, *Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping*, J. Opt. Soc. Am. B, 19 (2002), pp. 765–771.
- [27] H. EICHHORN, *Application of the inverse scattering method to the generalised non-linear schrodinger equation*, Inv. Plob. I, (1985), pp. 193–198.
- [28] Y. EMORI, K. TANAKA, AND S. NAMIKI, *100nm bandwidth flat-gain raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel wdm laser diode unit*, Electron. Lett., 35 (1999), pp. 1355–1365.
- [29] R. FORK, C. SHANK, C. HIRLMANN, AND R. YEN, *Femtosecond white-light continuum pulses*, Opt.Lett., 8 (1983), pp. 1–3.

- 
- [30] F. GALEENER, J. M. JR., R. GEILS, AND W. MOSBY, *The relative raman cross section of vitreous sio<sub>2</sub>, geo<sub>2</sub>, b<sub>2</sub>o<sub>3</sub> and p<sub>2</sub>o<sub>5</sub>*, Appl. Phys. Lett., 32 (1978), pp. 34–36.
- [31] J. GERSTEN, R. ALFANO, AND M. BELIC, *Combined stimulated raman scattering and continuum self-phase modulations*, Phys. Rev. A, 21 (1980), pp. 1222–1224.
- [32] N. GISIN, J. V. DER WEID, AND J. PELLAUX, *Polarization mode dispersion of short and long single-mode fibers*, J. Lightw. Tech., 9 (1991), pp. 821–827.
- [33] I. GOBUL, *Optical characteristics of supercontinuum generation.*, Opt. Lett., 15 (1990), pp. 305–307.
- [34] M. GONZÁLEZ-HERÁEZ, L. THEVENAZ, AND P. ROBERT, *Distributed measurement of chromatic dispersion by four-wave mixing and brillouin optical-time-domain analysis*, Opt. Lett., 28 (2003), pp. 2210–2212.
- [35] M. GONZALEZ-HERRAEZ, S. MARTIN-LOPEZ, P. CORREDERA, M. HERNANZ, AND P. HORCHE, *Supercontinuum generation using a continuous-wave raman fiber laser*, Opt. Com., 226 (2003), pp. 323–328.
- [36] J. GORDON, *Theory of the soliton self-frequency shift*, Opt. Lett., 11 (1986), pp. 662–663.
- [37] B. GROSS AND J. MANASSAH, *The spectral distribution and the frequency shift of the supercontinuum.*, Physics Letters A., 160 (1991), pp. 261–270.
- [38] ———, *Supercontinuum in the anomalous group-velocity dispersion region*, J. Opt. Soc. Am., 9 (1992), pp. 1813–1816.
- [39] R. HARDIN AND F. TAPPERT, *Application of the split-step fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations*, SIA (Soc. Ind. Appl. Math.), 15 (1973), p. 423.
- [40] B. HEFFNER, *Influence of optical source characteristics on the measurement of polarization-mode dispersion of highly mode-coupled fibers*, Opt. Lett., 21 (1996), pp. 113–116.

- 
- [41] M. L. HERNANZ, *Desarrollo de Patrones Y Realización de un Sistema de Referencia Para la Medida de la Dispersión Cromática En Fibras Monomodo*, PhD thesis, Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Educación a Distancia, 2001.
- [42] J. HERRMANN, U. GRIEBNER, N. ZHAVORONKOV, A. HUSAKOU, D. NICKEL, J. KNIGHT, W. WADSWORTH, P. RUSSELL, AND G. KORN, *Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), pp. 173901–1,4.
- [43] A. HUSAKOU AND J. HERRMANN, *Supercontinuum generation of higher-order soliton by fission in photonic crystal fibers*, Phys. Rev. Lett., 87 (2002), pp. 203901–1,4.
- [44] E. IPPEN AND C. SHANK, *Dynamic spectroscopy and subpicosecond pulse compression*, Appl. Phys. Lett., 27 (1975), pp. 488–490.
- [45] R. J. JOENK AND R. LANDAUER, *Laser pulse distortion in a nonlinear dielectric*, Phys. Lett. A, 24 (1967), pp. 228–229.
- [46] M. KARLSSON, D. ANDERSON, M. DESAIX, AND M. LISAK, *Dynamic effects of kerr nonlinearity and spatial diffraction on self-phase modulation of optical pulses*, Opt. Lett., 16 (1991), pp. 1373–1375.
- [47] S. KAWANISHI, H. TAKARA, T. MORIOKA, O. KAMATANI, K. TAKIGUCHI, T. KITO, AND M. SARUWATARI, *Single channel 400 gbit/s time-division-multiplexed transmission of 0.98 ps pulses over 40 km employing dispersion slope compensation*, Electron. Lett., 32 (1996), pp. 916–918.
- [48] P. KEAN, K. SMITH, B. SINCLAIR, AND W. SIBBETT, *Experimental evaluation of a fiber raman oscillator having fiber grating reflectors*, J. Mod. Opt., 35 (1988), pp. 397–406.
- [49] D. A. KLEINMAN, *Nonlinear dielectric polarisation in optical media*, Phys. Rev., 126 (1962), pp. 1977–1979.

- 
- [50] J. KNIGHT, T. BIRKS, P. RUSSELL, AND M. ATKIN, *All-silica single-mode optical with photonic crystal cladding*, Opt. Lett., 21 (1996), pp. 1547–1549.
- [51] F. KOCH, S. LEWIS, S. CHERNIKOV, J. TAYLOR, V. GRUBSKY, AND D. STARODUBOV, *Broad band gain latterned raman amplifier to extend operation in the third telecommunication window*, in Proceedings of the Optical Fiber COmunication Conference, Washington, D.C. USA, 2000, Opt. Soc. Am., pp. 103–105.
- [52] A. KURKOV, E. DIANOV, O. MEDVEDKOV, V. PARAMONOV, AND O. EGOROVA, *Raman fiber source for 1.6-1.75 mm spectral region*, in OFC 2003 Proceedings, USA, 2003, OSA, p. MF26.
- [53] N. KURUKITKOSON, H. SUGAHARA, S. TURITSYN, O. EGOROVA, A. KURKOV, V. PARAMONOV, AND E. DIANOV, *Optimisation of two-stage raman converter based on phosphosilicate core fibre: modelling and experiment*, Elect. Lett., 37 (2001).
- [54] S. LEWIS, S. CHERNIKOV, AND J. TAYLOR, *Temperature-dependent gain and noise in fiber raman amplifiers*, Opt. Lett., 24 (1999), pp. 1823–1825.
- [55] Q. LI, J. TAKAHASHI, P. PING, AND R. ALFANO, *Temporal distribution of picosecond super-continuum generated in a liquid measured by streak camera*, Appl. Opt., 25 (1986), pp. 1869–1871.
- [56] C. LIN AND R. STOLEN, *New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy*, Appl.Phys. Lett., 28 (1976), pp. 216–218.
- [57] P. V. MAMYSHEV AND S. V. CHERNIKOV, *Ultrashort pulse propagation in optical fibers*, Opt. Lett., 15 (1990), pp. 1076–1078.
- [58] J. MANASSAH, P. BALDECK, AND R. ALFANO, *Self-focusing, self-phase modulation, and diffraction in bulk homogeneous material*, Opt. Lett., 13 (1988), pp. 1090–1092.
- [59] J. MANASSAH, M. MUSTAFA, AND R. ALFANO, *Spectral extent and pulse shape of the supercontinuum for ultrashort laser pulse.*, IEEE J. Q.Electron., 22 (1986), pp. 197–204.

- 
- [60] S. MANGIR, ed., *Applications of Raman lasers and amplifiers in fiber communication systems*, SPIE, 1998.
- [61] S. MARTIN-LOPEZ, A. CARRASCO-SANZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, P. CORREDERA, AND M. HERNANZ, *Gain-flattening of fibre raman amplifiers using non-linear pump spectral broadening and pump power modulation*, IEEProc. (accepted), (2006).
- [62] S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, A. CARRASCO-SANZ, F. VANHOLSBEECK, S. COEN, H. FERNANDEZ, J. SOLIS, P. CORREDERA, AND M. HERNANZ, *Broadband spectrally flat and high power density light source for fiber sensing*, Meas.Scienc.Tec. (accepted), (2006).
- [63] S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, P. CORREDERA, M. HERNANZ, AND A. CARRASCO, *Gain-flattening of fiber raman amplifiers using non-linear pump spectral broadening*, Opt. Com., 242 (2004), pp. 463–469.
- [64] S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, P. CORREDERA, A. CARRASCO-SANZ, AND J. MENDEZ, *Temperature effects on supercontinuum generation using a continuous-wave raman fiber laser*, Opt. Com. (submitted), (2006).
- [65] F. MITSCHKE AND L. MOLLENAUER, *Discovery of the soliton self-frequency shift*, Opt. Lett., 11 (1986), pp. 659–661.
- [66] L. MOLLENAUER, A. GRANT, AND P. MAMYSHEV, *Time-division multiplexing of pump wavelengths to achieve ultrabroadband, flat, backward-pumped raman gain*, Opt.Lett., 27 (2002), pp. 592–594.
- [67] D. MONZÓN-HERNÁNDEZ, A. STARODUMOV, Y. BERMENKOV, I. TORRES-GÓMEZ, AND F. MENDOZA-SANTOYO, *Continuous-wave measurement of the fiber nonlinear refractive index*, Opt. Lett., 23 (1998), pp. 1274–1276.
- [68] K. MORI, H. TAKARA, S. KAWANISHI, M. SARUWATARI, AND T. MORIOKA, *Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fibre with convex dispersion profile*, Electron. Lett., 33 (1997), pp. 1806–1808.

- [69] T. MORIOKA, S. KAWANISHI, K. MORI, AND M. SARUWATARI, *Transform-limited, femtosecond wdm pulse generation by spectral filtering of gigahertz supercontinuum*, Electron. Letters., 30 (1994), p. 1166.
- [70] T. MORIOKA, K. MORI, AND M. SARUWATARI, *More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibers*, Electron Lett., 29 (1993), pp. 862–864.
- [71] T. MORIOKA, H. TAKARA, S. KAWANISHI, O. KAMATANI, K. TAKIGUCHI, K. UCHIYAMA, M. SARUWATARI, H. TAKAHASHI, M. YAMADA, T. KANAMORI, AND H. ONO, *1 tbit/s (100 gbits×10 channel) otdm/wdm transmission using a single supercontinuum wdm source*, Electron. Lett., 32 (1996), p. 906.
- [72] A. MUSSOT, E. LANTZ, MAILLOTTE, T. SYLVESTRE, C. FINOT, AND S. PITOIS, *Spectral broadening of a partially coherent cw laser beam in single-mode optical fibers*, Opt. Exp., 12 (2004), pp. 2838–2843.
- [73] M. NAKAZAWA AND M. TOKUDA, *Continuum spectrum generation in a multimode fiber using two pump beams at 1.3  $\mu$ m wavelength region*, Jap. J. Appl. Phys., 22 (1983), p. L239.
- [74] ———, *Measurement of the fiber loss spectrum using fiber raman time domain reflectometry*, Appl. Opt., 22 (1983), p. 1910.
- [75] E. G. NEUMANN, *Single-Mode Fibers*, Springer-Verlag, Germany, 1988.
- [76] N. NEWBURY, *Raman gain: pump-wavelength dependence in single-mode fiber*, Opt.Lett., 27 (2002), pp. 1232–1235.
- [77] J. NICHOLSON, A. ABEELUCK, C. HEADLEY, M. YAN, AND C. JORGENSEN, *Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers*, Appl.Phys. B., 77 (2003), pp. 201–218.
- [78] A. PENZKOFER, *Parametrically generated spectra and optical breakdown in  $h2o$  and  $nac1$* , Opt. Com., 11 (1974), pp. 265–269.
- [79] A. PENZKOFER, A. LAUBEREAU, AND W. KAISER, *Stimulated short-wave radiation due to single-frequency resonances of  $\chi(3)$* , Phys. Rev.Lett., 31 (1973), p. 863.

- [80] A. PENZKOFER, A. SEILMEIER, AND W. KAISER, *Parametric four-photon generation of picosecond light at high conversion efficiency*, Opt.Com., 14 (1975), pp. 363–367.
- [81] R. POLLONI, C. A. SACCHI, AND O. SVELTO, *Self-trapping with picosecond pulses and "rocking" of molecules*, Phys. Rev. Lett., 23 (1969), pp. 690–693.
- [82] C. POOLE AND D. FAVIN, *Polarization-mode dispersion measurement based on transmission spectra through a linear polarizer*, J. Lightw. Tech., 12 (1994), pp. 917–929.
- [83] P.P.HO, Q. LI, T. JIMBO, Y. KU, AND R. ALFANO, *Supercontinuum pulse generation and propagation in a liquid carbon tetrachloride*, Appl. Opt., 26 (1987), pp. 2700–2702.
- [84] M. PRABHU, N. KIM, AND K. UEDA, *Ultra-broadband cw supercontinuum generation centered at 1483.4 nm from brillouin/raman fiber laser*, Jpn. J. Appl. Phys., 39 (2000), pp. 291–293.
- [85] J. RANKA, R. WINDELER, AND A. STENTZ, *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*, Opt.Lett., 25 (2000), pp. 25–27.
- [86] B. SCHENKEL, J. BIEGERT, U. KELLER, C. VOZZI, M. NISOLI, G. SANSONE, S. STAGIRA, S. D. SILVESTRI, AND O. SVELTO, *Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum*, Opt. Lett., 28 (2003), pp. 1987–1989.
- [87] J. SCHROEDER, F. VANHOLSBECK, M. GONZALEZ-HERRAEZ, AND S. COEN, *Direct observation of fast intensity fluctuations of a cascaded raman fiber laser*, in Post Deadline Papers of the Conference on Nonlinear Guided Waves (NLGW 2005) Paper PDP1, Dresde, Sept. 2005, Conference on Nonlinear Guided Waves (NLGW 2005).
- [88] C. SHANK, R. FORK, R. YEN, AND R. STOLEN, *Compression of femtosecond optical pulses*, Appl. Phys. Lett., 40 (1982), p. 761.
- [89] Y. R. SHEN AND N. BLOEMBERGEN, *Theory of stimulated brillouin and raman scattering*, Phys.Rev., 137 (1965), pp. A1787–A1805.

- 
- [90] F. SHIMIZU, *Frequency broadening in liquids by a short light pulse*, Phys. Rev. Lett., 19 (1967), pp. 1097–1100.
- [91] L. SMITH, P. LIU, AND N. BLOEMBERGEN, *Superbroadening in  $h_2o$  and  $d_2o$  by self-focused picosecond pulses from a yag:nd laser*, Phys. Rev. A, 15 (1977), pp. 2396–2404.
- [92] S. NAMIKI AND Y. EMORI, *Ultrabroad-band raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes*, IEEE J. Select. Top. Quan. Electron., 7 (2001), pp. 3–16.
- [93] H. SOTOBAYASHI AND K. KITAYAMA, *325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 gbit/s using dispersion flattened and non-decreasing normal dispersion fibre with pulse compression technique.*, Electron. Lett., 34 (1998), pp. 1336–1337.
- [94] A. STARODUMOV, L. ZENTENO, N. ARZATE, AND P. GAVRILOVIC., *Nonlinear-optical modulator for high-power lasers*, Opt. Lett., 22 (1977), pp. 286–288.
- [95] R. H. STOLEN AND C. LIN, *Self-phase modulation in silica optical fibers*, Phys. Rev. A, 17 (1978), pp. 1448–1453.
- [96] J. SUBIAS, J. PELAYO, R. ALONSO, F. VILLUENDAS, AND C. HERAS, *Electrostriction-free  $n_2$  measurement in single-mode optical fibers based on nonlinear polarization evolution*, J. Opt. Soc. Am. B, 19 (2002), pp. 390–394.
- [97] Y. K. T. KATO AND M. NISHIMURA, *Temperature dependence of chromatic dispersion in various types of optical fiber*, Opt. Lett., 25 (2000), pp. 1156–1158.
- [98] H. TAKARA, *Multiple optical carrier generation from a supercontinuum source*, Opt. and Pho. News, 13 (2002), pp. 48–51.
- [99] H. TAKARA, T. OHARA, K. MORI, K. SATO, E. YAMADA, Y. INOUE, T. SHIBATA, M. ABE, T. MORIOKA, AND K.-I. SATO, *More than 1000 channels optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 ghz channel spacing*, Electron. Lett, 36 (2000), pp. 2089–2090.

- 
- [100] H. TAKARA, T. OHARA, T. YAMAMOTO, H. MASUDA, M. ABE, H. TAKAHASHI, AND T. MORIOKA, *Field demonstration of over 1000-channel dwdm transmission with supercontinuum multi-carrier source*, Electron. Lett., 41 (2005), pp. 270–271.
- [101] K. TAMURA, E. YOSHIDA, AND M. NAKAZAWA, *Generation of 10 ghz pulse trains at 16 wavelengths by spectrally slicing a high power femtosecond source*, Electron. Lett., 32 (1996), p. 1691.
- [102] S. TODOROKI, *Origin of periodic void formation during fiber fuse*, Opt. Exp., 13 (2005), p. 6381.
- [103] F. VANHOLSBEECK, S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, AND S. COEN, *Role of pump incoherence on the generation of high-power density continuous-wave supercontinuum*, Opt. Exp., 13 (2005), pp. 6615 – 6625.
- [104] W. WERNCKE, A. LAU, M. PFEIFFER, K. LENZ, H. J. WEIGMANN, AND C. D. THUY, *An anomalous frequency broadening in water*, Opt. Com., 4 (1972), pp. 413–415.
- [105] G. YANG AND Y. SHEN, *Spectral broadening of ultrashort pulses in a non-linear medium*, Opt. Lett., 9 (1984), pp. 510–512.