

## Líneas de investigación experimentales del grupo de Dinámica No Lineal y Fibras Ópticas del Instituto de Óptica "Daza de Valdes del CSIC

### Nonlinear Dynamics and Fiber Optics Group at Instituto de Óptica "Daza de Valdes del CSIC: Experimental research lines

S. Martín-López<sup>(1)</sup>, X. Angulo-Vinuesa<sup>(1)</sup>, J. Nuño<sup>(1)</sup>, R. S. Bhamber<sup>(1)</sup>,  
F. Rodríguez-Barrios<sup>(1)</sup>, A. Carrasco-Sanz<sup>(2)</sup>, M. Alcón-Camas<sup>(3)</sup>, M. Gonzalez-Herraez<sup>(4,S)</sup>,  
J. D. Ania-Castañón<sup>(1,S)</sup> y P. Corredera<sup>(1,\*,S)</sup>

1. Instituto de Óptica "Daza de Valdes" CSIC, Serrano 121, 28001, Madrid, Spain.
2. Dept. de Óptica, Facultad de Ciencias, UGR, Campus Universitario Fuentenueva, 18071, Granada, Spain.
3. Research Group, Aston University, Aston Triangle, Birmingham B4 7ET, UK.
4. Dept. de Electrónica, Escuela Politécnica Superior, UAH. Campus Universitario, 28871, Alcalá de Henares, Madrid, Spain

(\*)Email: pcorredera@io.cfmac.csic.es

S: miembro de SEDOPTICA / SEDOPTICA member

Recibido / Received: 30/10/2010. Aceptado / Accepted: 15/12/2010

#### RESUMEN:

Se presenta y describen las líneas de trabajo experimentales que se vienen cultivando en el Grupo de investigación en Dinámica no Lineal y Fibras ópticas, recientemente creado en el Instituto de Óptica del CSIC.

**Palabras clave:** Óptica no lineal, Láseres, Fibras Ópticas, comunicaciones Ópticas, Fuentes de Supercontinuo, Sensores de Fibra Óptica.

#### ABSTRACT:

We present the experimental lines developed in last years in the Nonlinear Dynamics and Fiber Optics Group (NDFO) of the Optics Institute "Daza de Valdés" (IO-CSIC).

**Keywords:** Nonlinear Optics, Lasers, Optical Fibre, Optical Communications, Broadband Light Generation, Optical Fibre Sensors.

#### REFERENCES AND LINKS

- [1]. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4<sup>th</sup> Ed. Academic Press, San Diego (2007).
- [2]. C. Heras Villa. *Estudio de Efectos Ópticos No-Lineales en Fibras Monomodo. Medida del Índice de Refracción No-Lineal*, PhD Thesis, Ciencias Físicas, Universidad de Zaragoza (2003).
- [3]. M. L. Hernanz, P. Corredera, M. González-Herráez, "Selection of uniform fibres as standard for chromatic dispersion using CW four-wave mixing", OFMC, Teddington UK (2001).
- [4]. M. González-Herráez, P. Corredera, M. L. Hernanz, J. A. Méndez "Retrieval of the zero-dispersion wavelength map of an optical fiber from measurement of its continuous-wave four-wave mixing efficiency", *Opt. Lett.* **27**, 1546-1548 (2002).
- [5]. M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M. L. Hernanz, J. A. Mendez. "Enhanced method for the reconstruction of zero-dispersion wavelength maps of optical fibers by measurement of continuous-wave four-wave mixing efficiency", *Appl. Opt.* **41**, 3796-3803 (2002).
- [6]. M. González-Herráez, L. Thévenaz, P. Robert. "Distributed measurement of chromatic dispersion by four-wave mixing and Brillouin optical-time-domain analysis", *Opt. Lett.* **28**, 2210-2212 (2003).

- [7]. M. González-Herráez, L. Thévenaz “Simultaneous position-resolved mapping of chromatic dispersion and Brillouin shift along single-mode optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1128-1130 (2004).
- [8]. S. Martin Lopez, M. Gonzalez Herraез, P. Corredera, M. L. Hernanz, A. Corrons, “Reference-frequency generation by Raman-enhanced four-photon mixing”, *Appl. Opt.* **43**, 3185-3190 (2004).
- [9]. A. Carrasco-Sanz, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M. L. Hernanz. “Synthesis of optical standard frequencies in the S, C and L telecommunication bands by use of four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers”, *Opt. Commun.* **264**, 135-141 (2006).
- [10]. A. Carrasco-Sanz, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M. L. Hernanz, L. Abrardi “Generation of a reference frequency comb by cascaded four-wave mixing enhanced by Raman amplification”, *Opt. Commun.* **281**, 2948-2953 (2008).
- [11]. T. J. Ellingham, A. A. Pustovskikh, J. D. Ania-Castanon, M. P. Fedoruk, S. M. Kobtsev, S. K. Turitsyn. “Raman amplifier with increased flatness using modulation instability”. 30<sup>th</sup> ECOC, Stockholm, Sweden. ECOC-2004 Prog., We1.3.4., p. 40. (2004).
- [12]. M. Gonzalez-Herraez, S. Martin-Lopez, P. Corredera, M. L. Hernanz, P. R. Horche, “Supercontinuum generation using a continuous-wave Raman fiber laser”, *Opt. Commun.* **226**, 323-328, (2003).
- [13]. J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, “Fundamental limits to few cycle pulse generation from compression of supercontinuum spectra generated in photonic crystal fibers”, *Opt. Express* **12**, 2423-2428 (2006).
- [14]. F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, S. Coen, “The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation”, *Opt. Express* **13**, 6615- 6625 (2005).
- [15]. S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, A. Carrasco-Sanz, F. Vanholsbeeck, S. Coen, H. Fernandez, J. Solis, P. Corredera, M. L. Hernanz, “Broadband spectrally flat and high power density light source for fibre sensing purposes”, *Meas. Sci. Technol.* **17**, 1014-1019 (2006).
- [16]. S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M. L. Hernanz, A. Carrasco, “Gain-flattening of fiber Raman amplifiers using nonlinear pump spectral broadening”, *Opt. Commun.* **242**, 463-469 (2004).
- [17]. T. J. Ellingham, J. D. Ania-Castañón, S. K. Turitsyn, A. Pustovskikh, S. Kobtsev, M. P. Fedoruk, “Dual-pump Raman amplification with increased flatness using modulation instability”, *Opt. Express* **13**, 1079-1084 (2005).
- [18]. L. Abrardi, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. L. Hernanz, M. Gonzalez-Herraez, “Optimized all-fiber supercontinuum source at 1.3  $\mu\text{m}$  generated in a stepwise dispersion-decreasing-fiber arrangement”, *J. Lightwave Technol.* **25**, 2098-2012 (2007).
- [19]. S. V. Smirnov, J. D. Ania-Castanon, T. J. Ellingham, S. Kobtsev, S. K. Turitsyn, “Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications”, *Opt. Fiber Technol.* **12**, 122-147 (2006).
- [20]. S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, L. Abrardi, M. L. Hernanz, “Experimental investigation on the effect of pump incoherence on nonlinear pump spectral broadening and continuous-wave supercontinuum generation”, *Opt. Lett.* **31**, 3477-3479 (2006).
- [21]. S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M. L. Hernanz, J. A. Mendez, “Temperature effects on supercontinuum generation using a continuous-wave Raman fiber laser”, *Opt. Commun.* **267**, 193-196 (2006).
- [22]. S. Martin-Lopez, L. Abrardi, P. Corredera, M. Gonzalez-Herraez, A. Mussot, “Spectrally-bounded continuous-wave supercontinuum generation in a fiber with two zero-dispersion wavelengths”, *Opt. Express* **16**, 6745-6755 (2008).
- [23]. L. Abrardi, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. L. Hernanz, M. Gonzalez-Herraez. “Experimental study on the role of chromatic dispersion in continuous-wave supercontinuum generation”, *J. Lightwave Technol.* **27**, 426-435 (2009).
- [24]. S. Martín-López, P. Corredera, M. Gonzalez-Herraez “Cavity dispersion management in continuous-wave supercontinuum generation”, *Opt. Express* **17**, 12785-12793 (2009).
- [25]. P. Corredera, S. Martín-López, M. González-Herráez. “Supercontinuum generation from intense partially coherent laser beams in optical fibers”, *Proc. SPIE* **7386**, 73862M-1 (2009).

- [26]. J. D. Ania-Castañón, "Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings", *Opt. Express* **12**, 4372-4377 (2004).
- [27]. J. D. Ania-Castañón, T. J. Ellingham, R. Ibbotson, X. Chen, L. Zhang, S. K. Turitsyn, "Ultralong Raman fiber lasers as virtually lossless optical media", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023902 (2006).
- [28]. J. D. Ania-Castañón, V. Karalekas, V. Harper, S. K. Turitsyn, "Simultaneous spatial and spectral transparency in ultralong fiber lasers", *Phys. Rev. Lett.* **101**, 123903 (2008).
- [29]. A. E. El-Taher, J. D. Ania-Castañón, V. Karatekas, P. Harper, "High efficiency supercontinuum generation using ultra-long Raman fiber cavities", *Opt. Express* **17**, 17909-17915 (2009).
- [30]. J. Scheuer, A. Yariv, "Giant fiber lasers: A new paradigm for secure key distribution", *Phys. Rev. Lett.* **97**, 140502 (2006).
- [31]. T. Horiguchi, M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave", *Opt. Lett.* **14**, 408-410 (1989).
- [32]. M. N., Alahbadi, Y. T. Cho, T. P. Newson, "150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification", *J. Opt. Soc. Am B* **22**, 1321-1324 (2005).
- [33]. F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, M. González-Herráez, "Distributed Brillouin fiber sensor assisted by first-order Raman amplification", *IEEE J. Lightwave Technol.* **28**, 2162-2172 (2010).
- [34]. S. Martín-López, M. Alcón-Camas, F. Rodríguez, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, M. González-Herráez, "Brillouin optical time-domain analysis assisted by second-order Raman amplification", *Opt. Express* **18**, 18769-18778 (2010).
- [35]. X. Angulo-Vinuesa, S. Martín-López, J. Nuño, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, M. González-Herráez, "Hot spot detection over 100 km with 2 meter resolution in a Raman assisted Brillouin distributed sensor", 21<sup>st</sup> Int. Conf. Optical Fiber Sensors, *Proc. of SPIE* **7753**, 775309 (2011).

## 1. Introducción

El entendimiento de la óptica no lineal y su interacción en los sistemas fotónicos es esencial para el desarrollo de futuras tecnologías aplicadas las comunicaciones, a la Metrología de alta precisión, al almacenamiento de datos y a la imagen óptica y sus aplicaciones en bio-fotónica. Es un hecho que tres de los pasados 12 premios Nobel en Física han sido galardonados con este reconocimiento por sus descubrimientos en óptica no lineal.

A pesar de que las no linealidades tienen una dificultad añadida al entendimiento de los sistemas físicos, su control añade grandes beneficios en los nuevos sistemas físicos. Ejemplos de estos beneficios se han demostrado en las fibras ópticas en el desarrollo de procesos como las Fuentes de supercontinuo, la amplificación Raman y Brillouin distribuida, los láseres CW de alta potencia y los láseres en fibra, y el desarrollo de los peines de frecuencia de alta precisión.

El grupo de investigación en Dinámica No-lineal y Fibras Ópticas (NDFO) de reciente constitución en el Instituto de Óptica "Daza de

Valdés", aúna los esfuerzos de investigación de los últimos años de varios investigadores que repartidos entre el Instituto de Óptica "Daza de Valdés", el Instituto de Física Aplicada" ambos del CSIC, el grupo "Photonics Research Group" de la Universidad de Aston, y el Dept. de Electrónica, de la Escuela Politécnica Superior de la Universidad de Alcalá. En este trabajo se presentan las líneas de investigación abordadas en los últimos años desde una perspectiva de investigación aplicada y experimental. Este resumen es complementario al presentado por nuestros colegas J. M. Soto-Crespo y C. Mejía-Cortés "Solitones ópticos en medios disipativos", presentado en este mismo número.

## 2. Procesos no lineales en fibras ópticas

Habitualmente se clasifican los procesos no lineales en fibras ópticas atendiendo a la energía efectiva intercambiada en el proceso de interacción entre la luz y el material. En base a este criterio podemos diferenciar dos grupos de procesos: efectos no lineales de tipo elástico y efectos no lineales de tipo inelástico. En el caso

de los efectos no lineales de tipo elástico no existe un intercambio neto de energía entre el campo electromagnético y el medio material. Son procesos que tienen lugar a través de modificaciones no lineales de la polarizabilidad electrónica exclusivamente, por lo que la respuesta del material frente a las variaciones en la intensidad del campo es prácticamente instantánea en el tiempo. Las posibles nuevas frecuencias ópticas que surjan como consecuencia de la interacción no lineal está en todo caso sometida a la restricción en el balance de energía neta de los fotones que intervienen en el proceso. Dentro de este tipo de efectos se puede diferenciar entre procesos de generación de tercer armónico (THG), mezcla de cuatro ondas (FWM), y refracción no lineal, que se distingue entre procesos de automodulación de fase (SPM) y modulación cruzada de fase (XPM).

Por el contrario, en los efectos no lineales de tipo inelástico 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. Este tipo de efectos se manifiestan como efectos de difusión (scattering) de la luz en el medio y se conocen específicamente como procesos de difusión Raman y de difusión Brillouin [1] y [2].

Explicemos estos dos procesos con un poco más de detalle. El proceso de la *difusión Raman* se produce como consecuencia de la interacción del campo electromagnético con estados vibracionales de la red del material en un proceso que involucra a fonones ópticos. El efecto Raman en general se describe a través de una contribución a la polarizabilidad no lineal del medio material asociada a estados vibracionales de los átomos en la red. En una descripción exacta del fenómeno, la polarización inducida es de carácter complejo, como

corresponde a una respuesta no instantánea de los fonones de la red. La parte imaginaria de la contribución del efecto Raman a la polarización del medio es la que corresponde propiamente al fenómeno de *difusión Raman* que será espontánea o estimulada. Durante el proceso Raman la red absorbe temporalmente un fotón y emite un fotón de energía diferente y un fonón óptico. Tras el proceso existe un intercambio efectivo de energía entre la onda incidente y el material, denominada energía de Stokes. La pérdida de la energía en la red material supone la generación de nuevas frecuencias en la señal óptica o el trasvase de potencia óptica entre distintas componentes espectrales de la onda luminosa. Este comportamiento es similar en el caso de la difusión Brillouin si tenemos en cuenta que el modo vibracional incluido en el proceso es un fonón acústico, como se explicará posteriormente.

Las frecuencias de los fonones inducidos por ambos procesos son propias de los materiales con los que interacciona el láser y para el caso del proceso Raman en fibras ópticas (compuestas en su mayor proporción de sílice - SiO<sub>2</sub>-) se encuentra en el rango de 13 THz y puede variar dependiendo de la composición de dopantes en el núcleo de la fibra. Además en las fibras ópticas de cierta longitud y con potencia láser adecuada el proceso es estimulado (o autoestimulado) y se manifiesta como una ganancia neta a ciertas frecuencias en la región Stokes. La Fig. 1 muestra la curva de ganancia Raman de un fibra de sílice de telecomunicaciones, esta ganancia es del orden de  $1 \times 10^{-13}$  W km/W, y depende del área del núcleo de la misma, y el pico de ganancia se encuentra a frecuencias separadas del bombeo en 13,2 THz. En la curva se aprecia la fuerte atenuación registrada en la región anti-stokes motivada por el vaciamiento de fotones de esta región que se ha producido por el proceso Raman estimulado [2].

En el caso de la difusión Brillouin, este fenómeno puede ser estimulado por un láser que se inserte en la fibra en la frecuencia Stokes, reforzando la luz inicial que produce la electrostricción. La diferencia de frecuencia entre la frecuencia Brillouin y el láser que lo

produce se llama desplazamiento Brillouin ( $v_B$ ) y viene dado por la expresión:

$$v_B = \frac{2nv_a}{\lambda_0}, \quad (1)$$

donde  $v_a$  es la velocidad de la onda acústica en la fibra,  $n$  es el índice de refracción y  $\lambda_0$  la longitud de onda del láser en vacío. Este desplazamiento Brillouin se observa a 12-13 GHz para las longitudes de onda de 1300 nm y a 10-11 GHz para las longitudes de onda de 1550 nm.

Con el conocimiento de estos procesos y otros como la inestabilidad de modulación o la propagación solitónica, que no vamos a desarrollar en este trabajo por falta de espacio, puede entenderse las líneas de investigación que se han ido desarrollando y que se pretenden continuar desarrollando en el grupo NDFO, y que se presentan en los siguientes puntos.

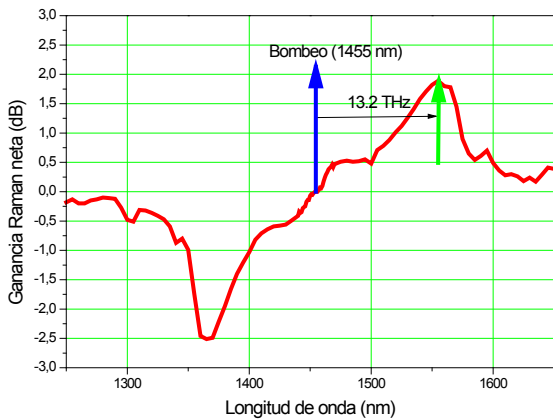


Fig. 1. Curva de ganancia-atenuación Raman para una fibra de telecomunicaciones bombeada por un láser.

### 3. Procesos no lineales aplicados a la metrología

Nuestras investigaciones partieron del uso de los procesos no lineales para la verificación y estudio de las propiedades lineales de las fibras ópticas y su aplicación a la metrología de éstas. Del estudio de la generación de mezcla de cuatro ondas en fibras ópticas, proceso no lineal en el que tres ondas incidentes de frecuencias  $f_i$ ,  $f_j$  y  $f_k$  interactúan produciendo una nueva onda a frecuencia  $f_{\text{FWM}}=f_i+f_j-f_k$ , nos permitieron mejorar y definir con precisión nuestros patrones de medida de la dispersión cromática [3], aprovechando el hecho de que FWM degenerada

(para dos únicas ondas incidentes, sonda y bombeo) es más eficiente en la longitud de onda de dispersión nula según las expresiones:

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \left[ 1 + \frac{4\exp(-\alpha L)\sin^2(\Delta\beta/2)}{1 - \exp(-\alpha L)} \right], \quad (2a)$$

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda^4 \pi d D_c}{c^2 d\lambda} 2(f_j - f_3)^2 (f_j - f_0), \quad (2b)$$

donde  $\eta$  es la eficiencia en la generación de FWM,  $\alpha$  la atenuación de la fibra,  $L$  la longitud de fibra,  $\Delta\beta$  la el desfase entre las ondas incidentes ( $f_j$  y  $f_3$ ),  $D_c$  es la dispersión cromática y  $f_0$  la frecuencia de dispersión nula [4,5]. La Fig. 2 arriba muestra la eficiencia de mezcla de longitud de onda medida y calculada para un conjunto de tramos de fibra de diferente dispersión y abajo el mapa de longitud de onda de dispersión nula medido y reconstruido, para una concatenación de fibras estándar.

Estos trabajos se culminaron con la colaboración con L'École Polytechnique Federal de Laussane, donde Miguel Gonzalez consiguió unos excelentes resultados en la realización de mapas de dispersión cromática, combinando el estudio de la longitud de onda de dispersión nula por FWM con el sensado distribuido Brillouin [6,7].

Otra de las aplicaciones relacionadas con la metrología en la que hemos aplicado los procesos no lineales en fibras ópticas es la generación de frecuencias de referencia para la calibración de equipos de telecomunicaciones. En estos trabajos de han ido generando frecuencias de referencia de incertidumbres relativa mejores de  $10^{-9}$ , como resultado del anclaje de dos o más frecuencias en líneas de absorción estables y conocidas por la espectroscopia ( $C_2H_2$ , y  $CH_4$ ), y la generación nuevas frecuencias por FWM en fibras ópticas y dispositivos no lineales (como en Amplificadores Ópticos de Semiconductor) y su posterior mejora con amplificación mediante Raman en fibra [8-10].

### 4. Generación de supercontinuo con excitación en onda continua (CW)

Un trabajo que destacamos de los realizados en los últimos años es la generación de fuentes de

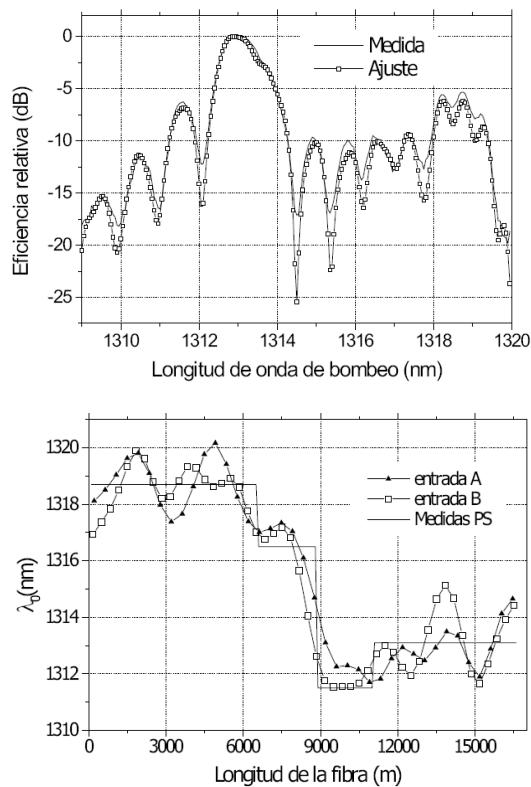


Fig. 2. Eficiencia de mezcla de cuatro ondas medida y calculada (arriba) obtenida en la concatenación de fibras y su reconstrucción (imagen de abajo).

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\alpha}{2}E - \beta_1 \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( E(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |E(z, t - t')|^2 dt' \right), \quad (3)$$

donde  $z$  es la coordenada longitudinal en la fibra y  $t$  es el tiempo. El primer termino a la derecha de la igualdad son las pérdidas de la fibra, el segundo es el término afectado por la  $\beta_i$  y que incluye los efectos dispersivos, y el tercero está afectado por el coeficiente no lineal de la fibra ( $\gamma$ ) que describe todos los fenómenos no lineales que ocurren en la fibra y que son debidos a la interacción del campo con la susceptibilidad de tercer orden del sílice (Kerr, FWM, Raman etc...).

Una descripción excelente de los efectos no lineales y su influencia en el ensanchamiento se encuentra en la revisión realizada por Dudley *et al.* [13]. A manera de resumen, en los ensanchamientos (supercontinuos) generados en régimen de femtosegundos, los procesos más significativos cuando el bombeo se realiza en el régimen de dispersión de velocidad de grupo

espectro ensanchado (que llamaremos supercontinuos -SC-) por interacción no lineal en fibras ópticas. En especial en el NDFO se ha trabajado en la generación de fuentes de supercontinuo desde bombeos láser continuos o cuasi-continuos.

Los trabajos de supercontinuo bombeado en CW y sus aplicaciones se iniciaron de forma casi simultánea y sin conocimiento entre los investigadores ahora involucrados en NDFO en la Universidad de Aston y en el Instituto de Física Aplicada del CSIC. En este tiempo Ania-Castañón [11], y Gonzalez Herraiz *et al.* [12], publicamos casi simultáneamente dos supercontinuos conseguidos mediante bombeo continuo con un láser de fibra óptica en una fibra estándar de telecomunicaciones.

Para entender la generación del supercontinuo debemos recordar la interacción no lineal de la luz con la fibra óptica. Considerando que un campo óptico en la fibra responde a la ecuación escalar generalizada no-lineal de Schrödinger:

(GVD) normal (negativa) son el scattering Raman y la automodulación de fase (SPM), mientras que cuando el bombeo se realiza en el régimen de GVD anómala (positiva), el ensanchamiento viene de la propagación solitónica, la fisión de solitones y efectos dinámicos relacionados con ellos. En los supercontinuos generados por pulsos más largos (desde picosegundos a CW), los mecanismos dominantes del ensanchamiento son los mismos en el régimen normal de GVD; mientras que en el régimen anómalo son la inestabilidad de modulación (MI), FWM, Raman y el desplazamiento en frecuencia por autobombeo Raman los mecanismos dominantes.

La principal diferencia entre el mecanismo de ensanchamiento de espectro en CW-SC y SC generados con femtosegundos en que en el

primer caso se genera a través del efecto no lineal de la inestabilidad de modulación. La MI produce una amplificación del ruido en los estado iniciales de la propagación del supercontinuo hasta conseguir que el láser de bombeo se rompa en unos pulsos periódicos (modulación). Después si los pulsos tienen suficiente energía producen un ensanchamiento de la fuente usando los mismos mecanismos que se involucran en la generación de SC con bombeos pulsados en régimen ultracorto. Este estudio fue claramente explicado en por F. Vanholsbeeck *et al.* [14]. Nuestros desarrollos en este tema se centraron en la generación de SC en fibra estándar de telecomunicaciones y su aplicación a la metrología[12], los sensores [16] y a mejorar la planitud de los amplificadores Raman [16,17]. Finalmente se abordaron otros problema más dedicados al diseño específico de supercontinuos optimizados para diversas aplicaciones, consiguiéndose demostrar los efectos de la temperatura[21], la coherencia[20], o el ruido[24], y conseguir supercontinuos fijados en longitud ciertas longitudes de onda o regiones espectrales[18,22]. Dos ejemplos de estos supercontinuos generados en nuestros laboratorios se muestran en Fig. 3 y la influencia de la frecuencia de bombeo en la generación de SC en una fibra de telecomunicaciones fue completamente estudiada en como se muestra en la Fig. 4. Dos buenas recopilaciones del trabajo de estos investigadores antes de unirse en el NDFO se encuentran en [19,25].

### 5. Láseres de fibra ultralargos

Tradicionalmente, el láser ha sido definido como un dispositivo capaz de generar radiación coherente. Sin embargo, las propiedades de la fibra óptica permiten, con un mero cambio de escala, aproximarse al concepto de láser desde otro paradigma: el de un medio de transmisión en el cual pueden convivir simultáneamente el proceso de amplificación por emisión estimulada de radiación en una cavidad resonante con la transmisión de información a largas distancias.

Hace unos pocos años Ania-Castañón propuso [26] que debía ser posible transportar la estructura de un láser de fibra a cavidades resonantes de longitudes mucho mayores que

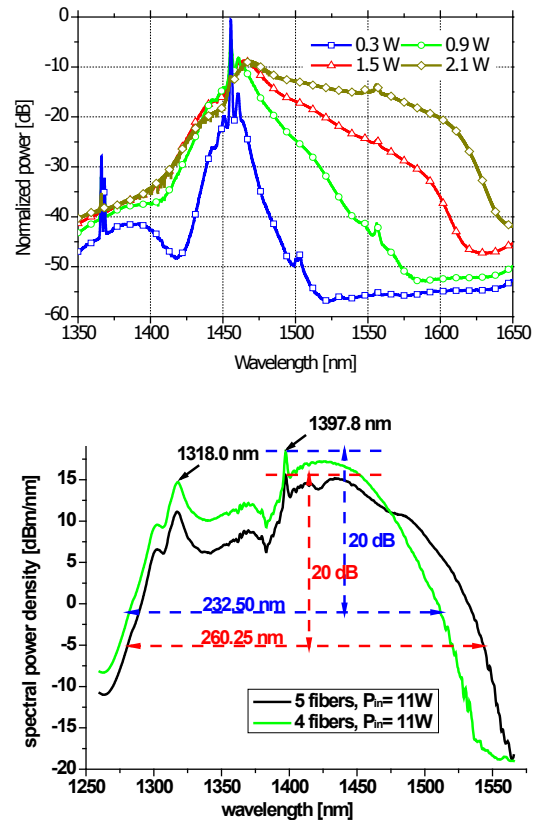


Fig. 3. Algunos supercontinuos generados en fibra de telecomunicaciones. A la izquierda centrado en 1550 nm, a la derecha centrado en 1400 nm.

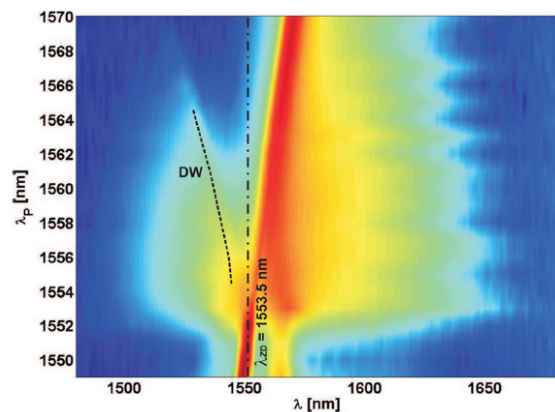


Fig. 4. Influencia de la frecuencia de bombeo en la formación de supercontinuos.

sus colaboradores en el grupo en la Universidad de Aston, en 2006 [27]. En dicho experimento se probó que era posible crear estos láseres Raman ultralargos, logrando, para distancias de más de 80 kilómetros, transmisiones en las cuales la potencia de la señal permanece virtualmente

constante a lo largo de la fibra, con la consiguiente reducción de ruido en el canal de comunicación.

Desde el punto de vista práctico, el hecho de que la transmisión se produzca en el interior de un láser que opera a la frecuencia necesaria para amplificar la señal transmitida, permite mantener casi completamente estable la transferencia de energía del propio láser a la señal. En otras palabras, dado que la densidad de radiación del láser es casi perfectamente homogénea en el interior de la cavidad, podríamos utilizar dicha radiación para amplificar de forma ideal una señal que se propagase simultáneamente por la fibra a una frecuencia diferente.

En nuestro primer diseño de láser ultralargo (reproducido en la Fig. 5), utilizado en el artículo teórico original y en la primera demostración experimental, aplicamos el efecto Raman en cascada al que hemos hecho referencia en la introducción. Puesto que nuestro objetivo era fabricar un sistema de comunicación, las longitudes de onda empleadas en el láser vinieron dictadas por nuestro deseo de transmitir información a 1550 nm, como corresponde a las especificaciones típicas de un sistema de comunicaciones de fibra óptica. En el esquema propuesto, dos láseres externos e idénticos de alta potencia inyectan luz a 1365 nm, es decir, de una frecuencia de 219,8 THz, hacia el interior de la fibra. En ambos extremos de la fibra se inscriben redes de difracción de Bragg que actúan como espejos tan sólo para la radiación a 1455 nm, (206,2 THz), si bien resultan transparentes para cualquier otra longitud de onda.

La fibra óptica utilizada para transmitir fue en este caso fibra estándar de telecomunicaciones, constituida principalmente de óxido de silicio (SiO<sub>2</sub>), como un vidrio, y con pocas impurezas, con lo que el salto de frecuencias correspondiente a la dispersión Raman se encuentra en el rango de 12.7 a 13.6 THz. Esto hace que los fotones a 1365 nm se dispersen por efecto Raman a una longitud de onda aproximadamente igual a 1455 nm, y con ayuda de las redes de Bragg, también sintonizadas a 1455 nm, se constituye una cavidad resonante a dicha longitud de onda. En el momento en que el bombeo a 1365 nm supera una potencia umbral, el sistema al completo comienza a funcionar como un láser a 1455 nm, cuya propia potencia será dependiente de la del bombeo. Inyectando ahora una señal a 1550 nm (193,5 THz), la radiación a 1455 nm puede ser aprovechada para amplificar la señal de modo homogéneo y uniforme a lo largo de la fibra. Desde un punto de vista matemático, y trabajando a partir del modelo de estado estacionario de un láser de fibra, es relativamente sencillo llegar a una expresión para la atenuación efectiva que observaría una señal a frecuencia  $\nu$  que se propagase a través de una cavidad como la descrita:

$$\alpha_{eff}(\nu, z) \approx \alpha(\nu, z) - g_R(\mu_2, \nu)[P_2^+(z) + P_2^-(z)] + g_R(\mu_1, \nu)[P_1^+(z) + P_1^-(z)], \quad (4)$$

donde  $\alpha(\nu, z)$  es la atenuación intrínseca de la fibra en el punto  $z$  a la frecuencia de la señal,  $g_R(\mu, \nu)$  es el coeficiente de ganancia Raman que da cuenta de la eficiencia del proceso de transferencia de energía del bombeo a la señal,  $n_1$  y  $n_2$  son las frecuencias de bombeo y del láser (o bombeo secundario) respectivamente,  $P_1$  y  $P_2$

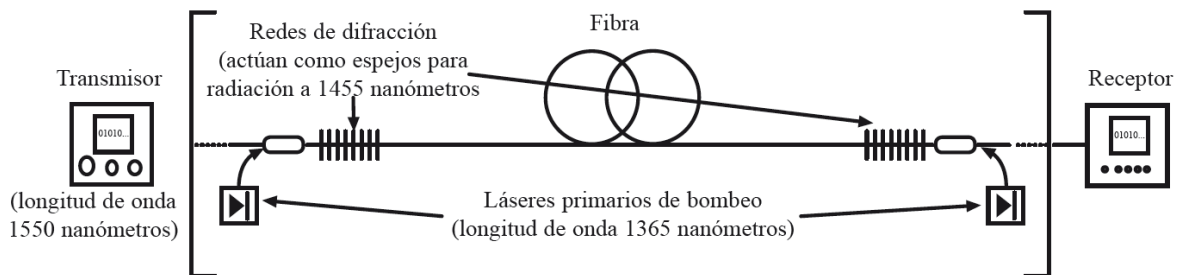


Fig. 5. Descripción esquemática de un láser ultralargo típico.



representan las potencias de bombeo primario y del láser (dependientes entre sí), y los signos + y - indican respectivamente aquella radiación co-propagante o contra-propagante con la señal. A efectos prácticos, la ecuación (3) implica que, mediante una correcta elección de la potencia de bombeo, es posible anular la parte derecha de la ecuación, creando una fibra completamente transparente a la longitud de onda de la señal para todo z. Esto resulta evidente en la Fig. 6, donde se ha representado la evolución de las distintas componentes espectrales a lo largo de una cavidad de 80 km de fibra convencional monomodo. La variación total de la potencia de la señal (en color negro) a lo largo de la cavidad es de tan sólo  $\pm 0.75$  dB (inferior al 20%), mientras que en ausencia de láser ultralargo sería de -16 dB (pérdidas del 97.5%). Además, la pequeña variación de la señal garantiza un crecimiento mínimo del término de ruido (línea negra discontinua en la figura).

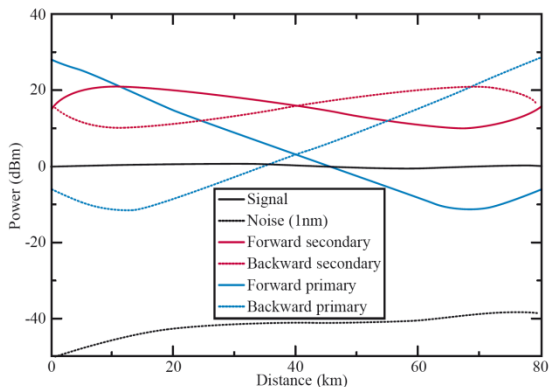


Fig. 6. Variación de la potencia de las diferentes componentes espectrales en una cavidad de láser ultralargo. Azul: bombeo primario; Rojo: láser; Negro: Señal. Las líneas continuas representan propagación hacia delante, mientras que las de puntos representan propagación hacia atrás. La línea negra discontinua corresponde al ruido a la frecuencia de la señal.

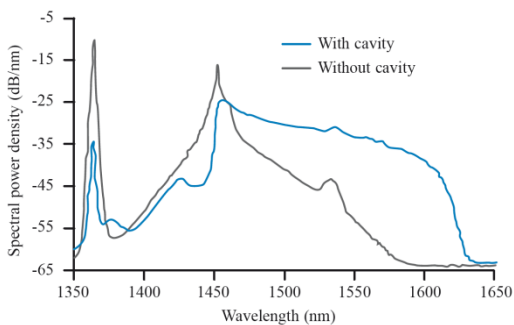


Fig. 7. Ejemplo de generación de supercontinuo en una fibra Truewave de 11.3 km. Línea gris: sin cavidad; Línea azul: con cavidad ultralarga (ver ref. [29] para mayor detalle).

Más aún, dado que tanto los coeficientes de ganancia Raman como la atenuación intrínseca de la fibra tienen una dependencia suave con la frecuencia en los alrededores de la ventana espectral de transmisión, es posible lograr esto para varias frecuencias simultáneamente, obteniendo lo que hemos venido a denominar como “transparencia espacioespectral”, de la cual puede verse un ejemplo en la Fig. 3 [29].

En 2006, de forma casi simultánea a nuestra demostración experimental del primer láser ultralargo, Scheuer y Yariv [30] presentaron el concepto teórico de “láser de fibra gigante” según el cual la idea de láser ultralargo podría ser aplicada a la distribución segura de claves criptográficas, basadas en el establecimiento de oscilaciones específicas del láser entre un emisor y un receptor, con una serie de potenciales ventajas sobre sistemas equivalentes basados en principios mecano-cuánticos.

## 6. Sensores distribuidos basados en scattering Brillouin asistido por Raman

Los sensores distribuidos son un tipo de sensores ópticos que permiten la monitorización de parámetros físicos en todos los puntos de la fibra óptica de manera prácticamente simultánea, es decir, un sistema en el que toda la fibra actúa como sensor. En 1989 se propuso y demostró por primera vez un técnica de sensado distribuido en fibra basada en scattering en fibra óptica conocida por “Brillouin Optical Time-Domain Analysis” (BOTDA) [31]. Con esta nueva técnica era posible conocer variaciones de strain y temperatura a lo largo de la fibra, relacionándolas con variaciones del pico de la curva de ganancia Brillouin. La medida distribuida de strain es de gran interés en el campo de la ingeniería civil para la monitorización de grandes estructuras como puentes, túneles, edificios, tuberías, etc., a las que puede fijarse de forma relativamente sencilla una fibra óptica. La tecnología BOTDA permite medir cualquier magnitud que produzca variaciones en el índice de refracción de la fibra. La manera de hacer este tipo sensor distribuido a lo largo de la fibra es determinar la posición del máximo de ganancia Brillouin en cada uno de

esos puntos, es decir, realizar un análisis temporal.

Los sistemas BOTDA utilizan dos señales contra-propagantes que se propagan simultáneamente a lo largo de la fibra. Una de estas señales es una señal pulsada centrada a una frecuencia  $f_0$ , denominada bombeo, y la otra es una señal continua, denominada sonda, a una frecuencia en torno de  $f_0 - \nu_B$ . La señal de sonda en su viaje a lo largo de la fibra se ve localmente amplificada por la curva de ganancia Brillouin generada por el bombeo. Dado que el pulso de bombeo viaja a lo largo de la fibra, va induciendo distinta amplificación sobre la sonda, dependiendo del desplazamiento Brillouin en cada punto. La amplificación local de la sonda por el bombeo induce una dependencia temporal en la señal registrada al final de la fibra. La amplificación en cada punto será máxima cuando la separación entre sonda y bombeo coincida con la posición  $\nu_B$  en ese punto. Realizando un barrido para localizar la posición de ese máximo en cada punto, se obtiene un mapa de desplazamiento Brillouin de la fibra bajo test a lo largo de toda su longitud.

La fuerte atenuación de la onda acústica en la fibra óptica determina la forma del espectro de ganancia Brillouin, presentando esta una forma de función de perfil espectral Lorenciana como:

$$g_B(\nu) = g_0 \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (5)$$

donde  $\Delta\nu_B$  es la anchura a mitad de altura (ancho FWHM). Esta anchura está en el rango de 35 MHz a 1300 nm y de 25 MHz a 1550 nm, en las fibras estándar de comunicaciones.

La resolución espacial de medida de este tipo de sensores viene dada por la longitud del pulso de bombeo que se usa y el alcance longitudinal está limitado, fundamentalmente por la atenuación propia de la fibra óptica, de ahí que los equipos basados en esta tecnología que se comercializan no superan los 50 km de rango de medida para resoluciones espaciales de 2-3 m. En cambio, en los últimos años varios grupos, entre ellos el nuestro, han probado en que es posible compensar estas pérdidas, intrínsecas a la fibra óptica, usando amplificación Raman distribuida [32-35]. En particular los estudios

realizados por nuestro grupo se centran en dos tipos de amplificación Raman distribuida, amplificación de primer orden y amplificación de segundo orden, bombeando la fibra bajo test, por ambos extremos, con la señal proveniente de un láser Raman, como se muestra en la Fig. 8.

Con este tipo de esquema experimental hemos realizado medidas de varias longitudes de fibra simulando la existencia de puntos calientes y puntos con strain. En la siguiente figura se muestran los resultados de medidas de 100 km de fibra con un punto caliente de 2 m de longitud en la zona de menor contraste de la media (en torno al kilómetro 75) (Fig. 9)[35]. Esta demostración permitirá la medida de forma continua del strain o la temperatura a lo largo de una longitud mayor que 130 km, multiplicando el rango de alcance de los actuales sensores distribuidos Brillouin en un factor 4.

Mediante amplificación Raman de segundo orden se dispone de una técnica que no requiere ningún amplificador externo a la fibra que amplifique y regenere el pulso, si no que se consigue una amplificación a lo largo de la fibra que origina una ganancia perfectamente distribuida. Esto hace posible que experimentalmente se pueda disponer de un sensor en el que la fibra se convierte en un medio virtualmente transparente, con lo que la respuesta del sensor es independiente de la atenuación de la fibra. De este modo la respuesta del sensor tiene la misma exactitud, independientemente de la posición de la fibra que esté midiendo. En nuestros laboratorios hemos medido 50 km y 100 km de fibra, usando esta técnica y hemos demostrado importantes ventajas frente a la tecnología BOTDA tradicional [34] Fig. 10.

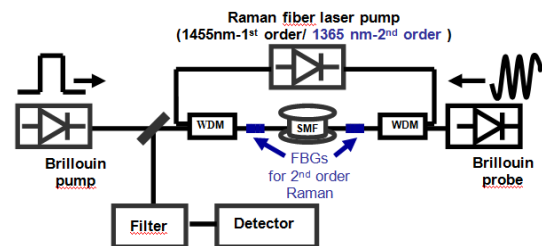


Fig. 8. Dibujo esquemático de un sensor tipo BOTDA asistido por Raman. Los elementos y el texto en azul son exclusivos para el caso de amplificación Raman de segundo orden.

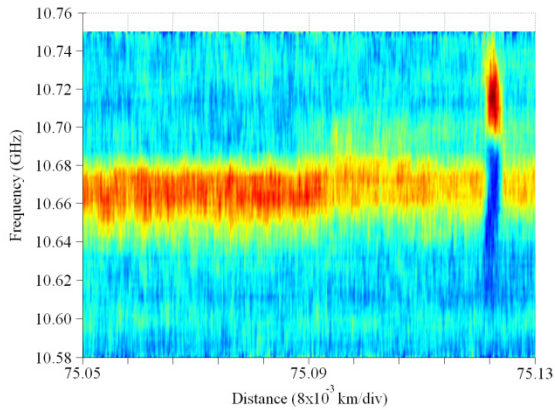


Fig. 9. Localización de un punto caliente a 75 km del origen sobre una red de 100 km de longitud.

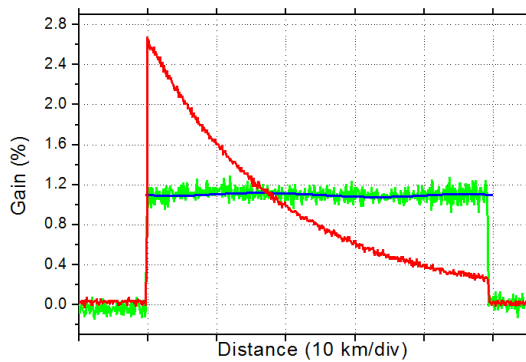


Fig. 10. Trazas de ganancia experimentales adquiridas para ~50 km de fibra con pulsos de 40 ns. La curva roja muestra el resultado obtenido en estas condiciones con un sistema BOTDA tradicional, frente a la curva verde que es el resultado de un BOTDA asistido por Raman de Segundo orden. La curva azul muestra el resultado de la simulación numérica de la evolución de la ganancia.

## 7. Conclusiones

Se ha presentado las actividades más experimentales realizadas en los últimos años por el Grupo de Dinámica No lineal y Fibras Ópticas del Instituto de Óptica “Daza de Valdes”. Estas actividades, que provienen de los trabajos de más de diez años realizados en los grupos de la Universidad de Aston y del Instituto de Física Aplicada del CSIC, se han enfocado en el aprovechamiento de los efectos no lineales en fibras óptica de telecomunicaciones, y su aplicación a la metrología, a la generación de supercontinuo, a la realización de láseres en fibra con especial énfasis en los láseres ultralargos, y en el desarrollo de nuevos conceptos de sensores distribuidos Brillouin sobre amplificación Raman.

## Agradecimientos

Agradecemos la ayuda al Ministerio de Ciencia y Tecnología a través de los proyectos TEC2009-14423-C02-01, TEC2009-14423-C02-02 y TEC2008-5791, al Ministerio de Fomento a través del proyecto MIFFO (FOM-07/77) y de la Comunidad de Madrid a través del proyecto FACTOTEM2 (S2009/ESP-1781). S. Martín-López y J. Nuño agradecen al Ministerio de Ciencia y Tecnología por su contrato “Juan de la Cierva” y beca FPI, respectivamente. Xabier Angulo-Vinuesa agradece el apoyo económico de ICYF S.A.