



UNIVERSIDAD MIGUEL HERNÁNDEZ

TESIS DOCTORAL

Técnicas de metrología óptica
basadas en fotónica de
microondas

Juan Clement Bellido

Director: Carlos Rodríguez Fernández-Pousa

Codirector: Germán Torregrosa Penalva

Programa de Doctorado en Tecnologías Industriales y de
Telecomunicación

Relación de trabajos publicados

La presente tesis doctoral ha sido presentada en la modalidad de compendio de publicaciones. Las referencias completas de los artículos publicados son las siguientes:

1. **J. Clement**, G. Torregrosa, H. Maestre y C. R. Fernández-Pousa (2016). Remote picometer fiber Bragg grating demodulation using a dual-wavelength source. *Appl. Opt.* (**Q2**), vol. 55, n.º 23, págs. 6523–6529.
2. **J. Clement Bellido**, J. Hervás Peralta, J. Madrigal Madrigal, H. Maestre Vicente, G. Torregrosa Penalva, C. Rodríguez Fernández-Pousa y S. Sales Maicas (2018). Fast Incoherent OFDR Interrogation of FBG Arrays Using Sparse Radio Frequency Responses. *J. Light. Technol.* (**Q1**), vol. 36, n.º 19, págs. 4393–4400.
3. **J. Clement**, C. Schnébelin, H. Guillet de Chatellus y C. R. Fernández-Pousa (2019). Laser ranging using coherent pulse compression with frequency shifting loops. *Opt. Express* (**Q1**), vol. 27, n.º 9, págs. 12000–12010.
4. **J. Clement**, H. Maestre, G. Torregrosa y C. R. Fernández-Pousa (2019). Incoherent Optical Frequency-Domain Reflectometry Based

RELACIÓN DE TRABAJOS PUBLICADOS

on Homodyne Electro-Optic Downconversion for Fiber-Optic Sensor Interrogation. *Sensors* (**Q1**), vol. 19, n.º 9, art. 2075.

5. **J. Clement**, H. Guillet de Chatellus y C. R. Fernández-Pousa (2020). Far-field Talbot waveforms generated by acousto-optic frequency shifting loops. *Opt. Express* (**Q1**), vol. 28, n.º 9, págs. 12977–12997.

Informe del director y el codirector de la tesis



Dr. D. Carlos Rodríguez Fernández-Pousa, catedrático de la Universidad Miguel Hernández y Dr. D. Germán Torregrosa Penalva, profesor titular de la Universidad Miguel Hernández,

CERTIFICAN

que la presente tesis titulada «Técnicas de metrología óptica basadas en fotónica de microondas» ha sido realizada bajo su dirección, en el Departamento de Ingeniería de Comunicaciones de la Universidad Miguel Hernández por D. Juan Clement Bellido y autorizan su presentación por la modalidad de compendio de publicaciones ante la Comisión de Doctorado de la Universidad Miguel Hernández.

Y para que así conste, a todos los efectos oportunos, firmamos el presente informe.

Director

Codirector

Dr. Carlos Rodríguez
Fernández-Pousa

Dr. Germán Torregrosa
Penalva

Informe del coordinador de la Comisión Académica del Programa de Doctorado



Dr. D. Óscar Reinoso García, Coordinador del Programa de Doctorado en Tecnologías Industriales y de Telecomunicación de la Universidad Miguel Hernández

CERTIFICA

que el trabajo realizado por D. Juan Clement Bellido titulado «Técnicas de metrología óptica basadas en fotónica de microondas» ha sido dirigido por el Dr. D. Carlos Rodríguez Fernández-Pousa y por el Dr. D. Germán Torregrosa Penalva y se encuentra en condiciones de ser leído y defendido como tesis doctoral ante el correspondiente tribunal en la Universidad Miguel Hernández.

Y para que así conste, a todos los efectos oportunos, firmo el presente informe.

**Coordinador de la Comisión Académica del
Programa de Doctorado en Tecnologías
Industriales y de Telecomunicación**

Dr. Óscar Reinoso García

Subvenciones y becas

Parte de los equipos y materiales empleados en la presente tesis han sido subvencionados mediante el proyecto TEC2017-89688-P de la Agencia Estatal de Investigación. Así mismo, se concedió, por parte de la Conselleria d'Educació, Investigació, Cultura i Esport, una ayuda para la contratación de personal investigador en formación de carácter predoctoral (ACIF/2016/214) y, por parte de la Universidad Miguel Hernández, una ayuda de movilidad internacional para realizar una estancia de investigación en la Université Grenoble Alpes.

Índice general

Relación de trabajos publicados	3
Informe del director y el codirector de la tesis	5
Informe del coordinador de la Comisión Académica del Programa de Doctorado	7
Subvenciones y becas	9
Acrónimos	15
Resumen	19
Abstract	23
1. Introducción	27
1.1. Sensores de fibra óptica	36
1.1.1. Sensores puntuales y multipunto	36
	11

ÍNDICE GENERAL

1.1.2. Sensores distribuidos	49
1.2. Reflectometría óptica	52
1.2.1. Reflectometría óptica en el dominio temporal . . .	53
1.2.2. Reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia	58
1.2.3. Reflectometría óptica coherente en el dominio de la frecuencia	68
1.2.4. Reflectometría óptica de baja coherencia	71
2. Sistemas basados en reflectometría óptica incoherente dispersiva en el dominio de la frecuencia	77
2.1. Demodulación de FBG con fuente de doble longitud de onda	83
2.1.1. FBG y fuente de doble longitud de onda	87
2.1.2. Demodulación con espectrómetro	88
2.1.3. Demodulación mediante DI-OFDR	90
2.2. Reflectometría óptica incoherente discreta en el dominio de la frecuencia	95
2.2.1. Interrogación vectorial	99
2.2.2. Interrogación <i>phaseless</i>	103
2.3. Reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia con conversión electroóptica descendente de frecuencia	109
2.3.1. Sistema experimental y procesado de señal	112
2.3.2. Experimentos y resultados	115

3. Aplicaciones metrológicas de bucles desplazadores de frecuencia	121
3.1. Medición de distancia por láser con compresión de pulsos mediante bucles desplazadores de frecuencia	127
3.1.1. Autocorrelación del campo	128
3.1.2. Experimento y resultados	131
3.2. Formas de onda Talbot en campo lejano generadas mediante bucles desplazadores de frecuencia acustoópticos	136
3.2.1. Formas de onda en condiciones Talbot entero y fraccionario	137
3.2.2. Formas de onda fuera de condiciones Talbot	139
3.2.3. Resultados experimentales	142
4. Conclusiones	149
4.1. Desarrollos posteriores y futuros	152
Anexos	155
A. Remote picometer fiber Bragg grating demodulation using a dual-wavelength source	157
B. Fast Incoherent OFDR Interrogation of FBG Arrays Using Sparse Radio Frequency Responses	165

ÍNDICE GENERAL

C. Incoherent Optical Frequency-Domain Reflectometry Based on Homodyne Electro-Optic Downconversion for Fiber-Optic Sensor Interrogation	175
C.1. Fe de erratas	192
D. Laser ranging using coherent pulse compression with frequency shifting loops	193
E. Far-field Talbot waveforms generated by acousto-optic frequency shifting loops	205
Bibliografía	227

Acrónimos

ν -OTDR Reflectometría óptica en el dominio del tiempo por conteo de fotones.

φ -OTDR Reflectometría óptica en el dominio del tiempo sensible a la fase.

AOFS Desplazador de frecuencia acustoóptico.

APD Fotodiodo de avalancha.

ASE Emisión espontánea amplificada.

C-FMCW Onda continua y frecuencia modulada coherente.

CFBG Red de Bragg en fibra de periodo progresivo.

CSE Efecto de supresión de portadora.

DCF Fibra compensadora de dispersión.

DFT Transformada de Fourier discreta.

DI-OFDR Reflectometría óptica dispersiva incoherente en el dominio de la frecuencia.

ACRÓNIMOS

DSO Osciloscopio de muestreo digital.

DTG Red de torre de estirado de fibra.

DUT Dispositivo bajo test.

EDF Fibra dopada con erbio.

EMI Interferencia electromagnética.

FBG Red de Bragg en fibra.

FMCW Onda continua y frecuencia modulada.

FP Fabry-Pérot.

FrFT Transformada de Fourier fraccional.

FSI Interferometría por frecuencia desplazada.

FSL Bucle desplazador de frecuencia.

FSR Rango espectral libre.

FT Transformada de Fourier.

FWHM Ancho total a mitad de máximo.

GVD Dispersión de velocidad de grupo.

HOD Distorsión de orden superior.

I-OFDR Reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia.

IDFT Transformada de Fourier discreta inversa.

IF Frecuencia intermedia.

IFBW Ancho de banda a frecuencia intermedia.

IFT Transformada de Fourier inversa.

IM Modulación de intensidad.

LO Oscilador local.

MZM Modulador Mach-Zehnder.

OCT Tomografía óptica coherente.

OFDR Reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia.

OFS Sensor de fibra óptica.

OLCR Reflectometría óptica de baja coherencia.

OSA Analizador de espectros ópticos.

OTDR Reflectometría óptica en el dominio del tiempo.

PACF Función de autocorrelación periódica.

PMD Dispersión por modo de polarización.

pOTDR Reflectometría óptica en el dominio del tiempo polarizada.

PSLR Relación pico a lóbulo secundario.

RBS Retrodispersión Rayleigh.

RD Rango dinámico.

RF-LCI Interferometría de baja coherencia mediante radiofrecuencia.

SMF Fibra monomodo.

ACRÓNIMOS

SWI Interferometría por barrido de longitud de onda.

TBP Producto tiempo-ancho de banda.

TBPF Filtro paso banda sintonizable.

TLS Fuente láser sintonizable.

VNA Analizador vectorial de redes.

WTGDM Mapeo de longitud de onda a retardo de grupo.

Resumen

Esta tesis presenta una serie de técnicas de metrología óptica basadas en fotónica de microondas (MWP), cuya incorporación permite la mejora de ciertas figuras de mérito con respecto a sus equivalentes puramente fotónicos en el ámbito de la metrología óptica y de la interrogación de sensores de fibra óptica (OFS).

Tras una introducción donde se describen algunos de los tipos de OFS más relevantes y los cuatro principales métodos de reflectometría óptica, se resumen las publicaciones que forman parte del compendio de la presente tesis. Estas se han dividido en aquellas que presentan técnicas basadas en reflectometría óptica incoherente dispersiva en el dominio de la frecuencia (DI-OFDR), o sistemas con mejoras que pueden ser empleadas en DI-OFDR, y aquellas que han buscado y estudiado las aplicaciones metro-lógicas de los bucles desplazadores de frecuencia (FSL). El primer grupo de técnicas hace referencia a sistemas basados en reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia (I-OFDR) donde la inclusión de un elemento dispersivo en el circuito óptico permite la incorporación de nuevas funcionalidades. En particular, la medición de desplazamiento de la longitud de onda de reflectores de banda estrecha mediante la detección del retraso de grupo diferencial de ondas moduladas. El segundo se refiere

RESUMEN

al estudio teórico y experimental de peines de frecuencia generados por lazos de fibra amplificados que incluyen un elemento desplazador de frecuencia, y que permiten la generación de un amplio conjunto de formas de onda ópticas de interés en, entre otros ámbitos, aplicaciones metrológicas.

Por una parte, las publicaciones relacionadas con DI-OFDR han consistido en: el desarrollo de un método de interrogación de redes de Bragg en fibra (FBG) mediante una fuente de doble longitud de onda; la minimización del número de puntos de interrogación en frecuencia en sistemas DI-OFDR adaptada a una topología de reflectores equiespaciados, así como el desarrollo de un método basado únicamente en medidas de potencia; y la implementación de un sistema con conversión electroóptica descendente de frecuencia y detección a frecuencia intermedia para la realización de medidas reflectométricas tanto distribuidas como puntuales y, en este caso, con selectividad en longitud de onda. Entre otras ventajas, estos sistemas han permitido la interrogación de FBG con resolución picométrica y alta eficiencia en potencia; velocidades de interrogación de *arrays* FBG de hasta 10 μs por elemento sensor; y la detección de eventos reflexivos discretos con reflectividades de hasta -90 dB y de retrodispersión Rayleigh en banda C en fibra monomodo estándar; respectivamente.

Por otra parte, las publicaciones relacionadas con los FSL se han centrado, respectivamente, en la aplicación de las formas de onda ópticas de tipo *chirp* generadas por estos dispositivos para la medición de distancia con resolución milimétrica por compresión de digital de pulso, aprovechando para ello su alto producto tiempo-ancho de banda (~ 200), y en la descripción teórica de dichas formas de onda. Empleando una descripción del campo generado por los FSL basada en una analogía con la óptica difractiva, se han descrito nuevas propiedades de los pulsos tipo *chirp* generados por FSL. En concreto, la existencia de captura de fase entre distintos pulsos,

la presencia de desviaciones de la linealidad del *chirp* y la comprobación experimental de la coincidencia entre las fases Talbot generadas en FSL bajo condiciones fraccionales y las secuencias de fase perfecta de Gauss. Los resultados de esta segunda parte de la tesis muestran, además de un buen acuerdo del modelo teórico con los pulsos medidos, la viabilidad del empleo de FSL para medición de distancia láser con compresión digital de pulsos, obteniéndose tasas de compresión y de repetición de 150 y 80 MHz, respectivamente, y un ancho de banda de 20 GHz.

Abstract

This thesis presents several techniques of optical metrology based on Microwave Photonics (MWP), whose incorporation allows for improving some figures of merit with respect to its purely photonic equivalents in the fields of optical metrology and interrogation of optical fiber sensors (OFS).

After an introduction where some of the most relevant types of OFSs and the four main methods of optical reflectometry are described, the publications that form the compendium of this thesis are summarized. These have been divided in those which present techniques based on dispersive incoherent optical frequency-domain reflectometry (DI-OFDR), or systems with improvements that can be employed in DI-OFDR, and those which have searched and studied the metrology applications of the frequency shifting loops (FSL). The first group of techniques refers to systems based on incoherent optical frequency-domain reflectometry (I-OFDR) where the inclusion of a dispersive element in the optical circuit allows for incorporating new functionalities. In particular, measuring wavelength shiftings in narrow band reflectors by detecting the differential group delay of modulated waves. The second refers to the theoretical and experimental study of frequency combs generated by amplified fiber loops that include a frequency shifting loop, and that allow for generating a wide group of optical

ABSTRACT

waveforms of interest in, among other fields, metrology applications.

On the one hand, the publications related to DI-OFDR have consisted in: the development of an interrogation method of fiber Bragg gratings (FBG) by a dual-wavelength source; the minimization of the number of interrogation points in frequency in DI-OFDR systems adapted to a topology of equally-spaced reflectors, as well as the development of a method based only in power measurements; and the implementation of a system with electro-optic downconversion and detection at intermediate frequency for conducting reflectometric measurements either single-point or distributed and, in this case, with wavelength selectivity. Among other advantages, these systems have allowed for interrogating FBGs with picometric resolution and high power efficiency, interrogating FBG arrays with speeds up to 10 μs per sensing element, and detecting discrete reflective events with reflectivities up to -90 dB and Rayleigh backscattering in C band in standard monomode fiber; respectively.

On the other hand, the publications related to FSLs have been focused, respectively, on the application of the chirped optical waveforms generated by these devices for distance measuring with millimetric resolution by digital pulse compression, taking advantage of its high time-bandwidth product (~ 200), and the theoretical description of these waveforms. Using a description of the field generated by the FSLs based on an analogy with diffractive optics, new properties of the chirped pulses generated by FSLs have been described. In particular, the existence of phase capture between different pulses, the presence of chirp linearity deviations, and the experimental verification of the coincidence between the Talbot phases generated in FSLs and the Gauss perfect phase sequences. The results of this second part of the thesis show, besides a good agreement between the theoretical model and the measured pulses, the feasibility of using FSLs for laser dis-

tance measuring with digital pulse compression, obtaining compression and repetition rates of 150 and 80 MHz, respectively, and a 20 GHz bandwidth.

Capítulo 1

Introducción

La fotónica de microondas, más conocida por su denominación en inglés *Microwave Photonics* (MWP), es un área tecnológica que combina técnicas de microondas y fotónicas con el objetivo de crear sistemas que se benefician de las ventajas que ofrecen sendos campos [Capmany y Novak, 2007]. MWP tiene su origen en la transmisión de señales eléctricas por fibra sobre una portadora óptica lo que permitía incorporar las ventajas de las técnicas y componentes fotónicos y la fibra óptica como medio de transmisión en sistemas de microondas [Berceli y Herczfeld, 2010]. Entre otras, las ventajas más destacadas son bajas pérdidas y dispersión, $\leq 0,18$ dB/km a 1550 nm y ~ 0 ps/(nm·km) entre 1304 nm y 1324 nm; ligereza; flexibilidad; inmunidad frente a interferencias electromagnéticas; químicamente inertes; sección cruzada reducida y gran ancho de banda, centenares de gigahercios, alrededor de dos órdenes de magnitud por encima de cualquier otro medio de transmisión basado en cobre, lo que permite gran capacidad WDM. Además, dado que el ancho de banda de modulación es tan reducido en comparación con la ventana espectral empleada, las pérdidas por

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

atenuación son planas a escalas de RF.

Seeds y Williams describen MWP como el estudio de componentes y sistemas optoelectrónicos capaces de procesar señales de microondas, y el empleo de dichos componentes y sistemas para el tratamiento de señal en sistemas de microondas y terahercios [Seeds y Williams, 2006]. En la misma línea, Iezekiel profundiza en estas dos definiciones en una revisión del campo MWP a finales de la pasada década [Iezekiel, 2009]. La primera de ellas se asocia con el desarrollo y evolución de los dispositivos optoelectrónicos sobre los que se fundamentan las comunicaciones por fibra óptica, los cuales permiten a día de hoy anchos de banda digitales y analógicos de cientos de gigabits por segundo y gigahercios, respectivamente. La segunda analiza el uso de componentes optoelectrónicos, originalmente diseñados para comunicaciones, en tareas de procesado de señales de microondas, como filtrado y conversión analógico-digital [Seeds, 2002; Yao, 2009].

Además de la transmisión de señales RF tanto analógicas como digitales, en la actualidad existe una gran variedad de campos donde se encuentran soluciones basadas en MWP [MWP, 2020]. Un segundo caso de aplicación es la generación optoelectrónica de señales, donde se pone en juego el gran ancho de banda de estos sistemas. Este, a su vez, puede dividirse en generación de señales específicas de microondas como formas de onda arbitrarias o *chirps*, y generación de señales en otras bandas, como terahercios [Weiner, 2011; Chen, 2016]. Un ejemplo típico de este último caso consiste en hacer incidir sobre el mismo punto de un material fotoconductor dos líneas láser espectralmente espaciadas una determinada cantidad $\Delta\nu$. El batido entre ambas creará una perturbación sinusoidal de la conductividad del material con frecuencia $f = \Delta\nu$. Inscribiendo dos dipolos, correctamente dimensionados, junto a la zona de incidencia y alimentándolos a tensión constante, la corriente entre los dipolos oscilará a la frecuencia f

del batido, emitiendo radiación electromagnética a igual frecuencia. Estos esquemas tienen especial interés en sistemas de transmisión inalámbrica a frecuencias de terahercios, los cuales ofrecen mayor capacidad de canal, pero encuentran serias limitaciones a la hora de diseñar la generación de la señal por medios puramente electrónicos. En cambio, empleando MWP, una emisión a 1 THz puede generarse de forma relativamente sencilla con el batido de dos líneas láser separadas 8 nm en banda C, lo que produce un $\Delta\nu$ del orden de 1 THz.

Un tercer caso de aplicación práctica de MWP es el procesado y distribución de señales RF. Uno de los casos típicos es el uso de líneas de retardo ópticas para transportar la señal de microondas a los elementos radiantes de antenas tipo *array*. Estos sistemas, implementados en fibra óptica, se benefician de la menor atenuación del canal, permiten retardos reales, y evitan el uso de desplazadores de fase electrónicos, más pesados y dependientes de la frecuencia, lo que genera distorsiones en el conformado de haz (*beam squint*) [Yao, 2012]. Así mismo, este tipo de esquemas con varios canales en paralelo donde se puede sintonizar independientemente amplitud y retardo de la señal de microondas puede ser empleado para crear filtros siguiendo arquitecturas de filtro transversal [Capmany *et al.*, 2006] o, mediante la incorporación de elementos dispersivos en el medio óptico, como una red de Bragg en fibra progresiva (CFBG), dotar al sistema de la capacidad para sintonizar el retardo en base a la longitud de onda de la portadora óptica [Ortega *et al.*, 2000]. En este sentido, MWP es útil, por ejemplo, en instalaciones radioastronómicas, donde las distancias entre los elementos receptores y/o radiantes son largas y el transporte de la señal por fibra óptica minimiza las pérdidas por atenuación y las EMI. De igual manera, MWP también encuentra utilidad como soporte de transmisión en nuevas redes de comunicaciones basadas en radio sobre fibra [Xu *et al.*,

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

2014], como por ejemplo en el 5G, donde la introducción de fibra hasta las antenas también ayuda a reducir el coste energético de las instalaciones ya que la baja atenuación de la misma permite la centralización de varios sistemas [Waterhouse y Novak, 2015]. Otros casos incluyen el muestreo de señales RF, lo que permite por ejemplo el análisis vectorial de señales de decenas de gigahercios con componentes electrónicos de baja frecuencia [Ding *et al.*, 2020]; la integración de sistemas MWP [Marpaung *et al.*, 2013]; nuevos sistemas radar [Ghelfi *et al.*, 2014] y lidar [Mullen *et al.*, 1995]; guerra electrónica [Manka, 2008] o sistemas de procesamiento cuántico de información [Gu *et al.*, 2017].

Además de los citados anteriormente, uno de los campos donde MWP está siendo incorporada actualmente es el de la metrología y los sensores fotónicos. No obstante, si en el ámbito de las telecomunicaciones la aplicación de MWP se concibió como una mejora en el tratamiento de señales MW, en metrología su objetivo es simplificar o añadir versatilidad a sistemas de medida de las propiedades de la radiación óptica [Hervás *et al.*, 2017]. Desde este punto de vista, los sistemas MWP de sensado o metrología ópticos ponen el acento en la parte óptica, las cuales en los sistemas MWP más tradicionales realizan básicamente una tarea de portadora de la señal de microondas.

Dentro del campo del sensado fotónico, un área importante donde MWP encuentra utilidad son los sensores de fibra óptica (OFS) [Fu *et al.*, 2012]. Gracias al confinamiento del haz en la fibra óptica, los OFS presentan ciertas ventajas frente a los sistemas que operan en espacio libre, como una mayor integridad de señal al protegerla de efectos externos indeseados, así como también permite el transporte a través de medios líquidos o sólidos, lo que a efectos prácticos resulta inviable en sistemas de espacio libre debido a las pérdidas por difracción. Otras ventajas de la fibra óptica como medio

de transmisión de las que se benefician los OFS son su inmunidad frente a EMI, ligereza, baja atenuación, baja reactividad química, gran ancho de banda o flexibilidad entre otras.

Respecto a la acción de sensado en los OFS, el propio medio guiado puede actuar como sensor, p. ej. sistemas de sensado por *scattering* [Rogers, 1999]; pueden inscribirse reflectores puntuales cuyas características cambien en función a algún parámetro externo, interferómetros Fabry-Pérot FP [Grattan y Sun, 2000] o redes de Bragg en fibra (FBG) [Kersey *et al.*, 1997]; diseñar sistemas para medir distancia y desplazamiento [Berkovic y Shafir, 2012]; realizarse modificaciones en la estructura de la fibra, como por ejemplo exponer parte del núcleo para que interactúe con el medio externo [McDonagh *et al.*, 2008]; o bien acoplar transductores externos, como celdas de absorción de gas o varillas absorbentes [Culshaw, 2004].

Las técnicas de interrogación de sistemas OFS buscan típicamente obtener una respuesta reflectométrica en función de la longitud de onda y el retardo, $R(\lambda, \tau)$, ya que multitud de elementos sensores, como FBG o FP, codifican la información en variaciones de su espectro de reflexión distribuidos en una red de topología dada. Los sensores distribuidos, por tanto, proporcionan información del mesurando a través de su espectro de reflexión y de su localización, determinada por el retraso τ que sufre la radiación que sirve para interrogarlo. Diversos sistemas de interrogación con capacidad de discriminación temporal (τ) y/o espectral (λ) han sido desarrollados hasta la fecha. No obstante, suelen contar con componentes relativamente costosos, como fuentes ópticas pulsadas [Dennis *et al.*, 1997; Ma *et al.*, 2016], interferómetros FP de análisis espectral dedicados [Park y Song, 2008], analizadores de espectro óptico o detectores en *array* [Hu *et al.*, 2014], y algunos inconvenientes como resoluciones temporales pobres, esquemas complejos o tiempos de escaneo del orden de minutos

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

[Culshaw, 2004].

En busca de paliar las desventajas características de los sistemas OFS puramente fotónicos, las investigaciones realizadas en el marco de la presente tesis doctoral se han centrado en el desarrollo y mejora de métodos de interrogación reflectométrica de OFS apoyados en MWP. En concreto, se han seguido dos líneas principales de investigación, una primera, consistente en el desarrollo de técnicas de interrogación basadas en reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia (I-OFDR), y una segunda enfocada en el estudio y la búsqueda de aplicaciones metrológicas de los bucles desplazadores de frecuencia (FSL).

Por una parte, I-OFDR consiste en obtener la respuesta reflectométrica de un dispositivo bajo test (DUT) óptico mediante el cálculo de su respuesta al impulso en el dominio RF/MW. Esta se obtiene midiendo la respuesta en frecuencia del DUT sondeándolo con ondas moduladas en amplitud o fase en un rango de frecuencias, para seguidamente obtener la respuesta al impulso mediante transformada de Fourier inversa (IFT). Desde este punto de vista, I-OFDR es la transcripción al dominio óptico de la técnica usual de caracterización en el dominio del tiempo de componentes RF/MW [Keysight, 2017; Hiebel, 2011], pero donde las señales se transportan sobre una portadora óptica y donde el sistema de interés es, precisamente, el circuito óptico que une el modulador y el detector. La respuesta al impulso medida representa simplemente la reflectividad del DUT en función del tiempo de retraso, $R(\tau)$. De esta forma, una parte del sistema pasa a diseñarse mediante componentes MW, típicamente de menor coste y más robustos, mientras que la parte de transporte e interacción con el DUT continúa siendo fotónica. El hecho de que el interrogador trabaje en el dominio de RF permite el uso de fuentes ópticas de régimen continuo en lugar de pulsado, lo que conlleva menor coste y evita tener que sincronizar

las medidas, y también mejora la SNR al posibilitar el filtrado de la señal RF/MW detectada a una frecuencia intermedia (IF). Por otra parte, el término incoherente hace referencia a que la intensidad obtenida al detectar una suma de ondas moduladas en RF/MW es simplemente la suma de las ondas moduladoras, sin efectos de suma entre portadoras ópticas. Este régimen se emplea de forma usual en sistemas MWP de procesamiento de señal y tiene como ventaja la estabilidad de la interferencia en el dominio de microondas a diferencia de la interferencia óptica. En estos sistemas, el régimen óptico incoherente se implementa de modo rutinario a través de luz de banda ancha o fuentes de múltiple longitud de onda [Capmany *et al.*, 2013], aunque también se puede emplear luz láser si se realizan las necesarias tareas de promediado temporal [Hervás *et al.*, 2018]. Finalmente, los sistemas I-OFDR pueden ser dotados de selectividad en longitud de onda empleando varias técnicas, como filtros selectores de la frecuencia reflejada o fuentes ópticas sintonizables. Otra técnica, que será ampliamente empleada en la presente tesis, se basa en el empleo de un dispositivo óptico de alta dispersión sobre fibra, como por ejemplo un tramo de DCF o una CFBG, generando una conversión de longitud de onda a retardo de grupo (WTGDM) que traslada las respuestas espectrales asociadas a los diferentes reflectores al dominio temporal [Clement Bellido y R. Fernández-Pousa, 2015]. De esta manera, con una correcta calibración del elemento dispersivo y un dimensionamiento del *array* de reflectores adecuado, I-OFDR dispersiva (DI-OFDR) permite obtener una respuesta relectométrica del tipo $R(\lambda, \tau)$.

Por otra parte, y como hemos comentado previamente, MWP permite la generación de formas de onda ópticas y RF/MW adaptadas a una determinada tarea. En el contexto de los sistemas de metrología óptica y sensores, emplearemos esta capacidad para implementar interrogadores DI-OFDR

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

rápidos, adaptados a una determinada topología de una red sensora, sistemas DI-OFDR para la demodulación de sensores FBG mediante detección de pendiente, y sistemas ópticos de medición de distancias basados en formas de onda ópticas generadas en bucles de desplazamiento de frecuencia (FSL). Estos sistemas constan de un bucle de fibra donde se incluye un elemento desplazador de frecuencia, típicamente un modulador electroóptico o acustoóptico, seguido de un amplificador para compensar las pérdidas en el bucle [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018b]. Pueden ser operados sobre o por debajo del umbral de oscilación, originando por tanto láseres o FSL, respectivamente. La salida óptica es una superposición de frecuencias recirculantes con una separación espectral determinada por el elemento desplazador, las cuales van adquiriendo distintas fases durante la progresiva recirculación. Estas fases son equivalentes a las adquiridas en un medio de muy alta dispersión, pudiendo alcanzar valores del orden de cientos de kilómetros de fibra monomodo (SMF) en banda C [Clement *et al.*, 2020a]. Esta propiedad permite entender la salida óptica como inducida por efecto Talbot temporal [Azaña y Muriel, 2001]. En particular, los láseres y FSL han sido empleados como generadores de pulsos ultrarrápidos, con tasas de repetición de decenas de gigahercios [Guillet de Chatellus *et al.*, 2013a], así como generadores de pulsos con *chirp* lineal para aplicaciones en metrología óptica o generadores arbitrarios de señal RF/MW [Clement *et al.*, 2019b]. Como sistemas de procesamiento de señal, han sido empleados para realizar transformadas de Fourier fraccionarias (FrFT) de señales tanto ópticas como RF en tiempo real, alcanzando resoluciones de decenas de kilohercios [Guillet de Chatellus *et al.*, 2016; Schnébelin y Guillet de Chatellus, 2017; Schnébelin, 2018]. En nuestro caso, se han empleado para la generación de formas de onda cuasi-continuas y periódicas, para su uso en el ya comentado sistema de determinación óptica de rango mediante compresión de pulsos y detección coherente. En un estudio adicional, además,

se presenta una investigación sobre las propiedades de los *chirps* lineales generados por estos sistemas, describiendo por primera vez ciertas características propias, como la existencia de captura de fase entre pulsos ópticos o la presencia de oscilaciones en dicho *chirp* lineal debido a la presencia de un límite espectral de frecuencia, en analogía directa con la óptica difractiva. Finalmente, se demuestra por primera vez en el dominio temporal la generación pasiva de fases de Gauss de autocorrelación perfecta mediante efecto Talbot. Todos estos aspectos tienen especial relevancia a la hora de identificar y mitigar limitaciones en estos generadores de *chirps* ópticos.

En el capítulo 1 de la presente memoria de tesis se realiza una introducción a los diferentes tipos de OFS y técnicas de reflectometría óptica, relacionando las publicaciones en las que se ha basado la presente tesis. En el capítulo 2, se resumen los trabajos basados en técnicas derivadas de I-OFDR, habiéndose realizado el segundo de ellos, resumido en la sección 2.2, a partir de las investigaciones realizadas durante una estancia en la Universitat Politècnica de València (UPV) en octubre de 2017. El capítulo 3 describe los trabajos fruto de las investigaciones llevadas a cabo en el Laboratoire Interdisciplinaire de Physique (LiPhy) de la Université Grenoble Alpes (UGA), Francia, durante octubre de 2018. Estas se centraron en el estudio de láseres con FSL para tareas de medición de distancia mediante reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia (OFDR) y reflectometría óptica en el dominio temporal (OTDR) por compresión de pulsos. Finalmente, en el capítulo 4 se redactan las conclusiones y se detallan las líneas de investigación que quedan abiertas tras los trabajos desarrollados.

1.1. Sensores de fibra óptica

Los OFS son dispositivos que, en respuesta a un estímulo externo, modifican propiedades físicas de un haz de luz, como polarización, fase, intensidad, sentido de propagación, retardo o espectro y en los cuales el dispositivo sensor y la distribución se realiza mediante fibra óptica. Existe una gran variedad de OFS y diferentes formas de clasificarlos, como muestra la figura 1.1. De todas ellas se ha decidido profundizar en la diferencia entre sensores puntuales, multipunto y distribuidos. En la presentación de los distintos tipos de sensores nos centraremos en su densidad espacial, esto es, en la cantidad de sensores por unidad de longitud de fibra.

1.1.1. Sensores puntuales y multipunto

Los OFS puntuales se caracterizan por contar con un único elemento sensor por fibra sensora. Esta configuración tiene como principal ventaja que el sensor no requiere ser diseñado para cohabitar con otros en la misma fibra, por lo que puede modificar cualquier propiedad del haz interrogador libremente, p. ej. reflexión total o atenuación total, sin influir en otros sensores. Otra ventaja es la simplificación del proceso de interrogación, ya que todos los recursos del interrogador se dedican a un único elemento sensor. No obstante, este diseño puede resultar inadecuado en escenarios donde se requieran múltiples puntos de sensado, ya que sería necesario llevar una fibra óptica dedicada a cada punto.

En la práctica, los sistemas OFS basados solamente en sensores puntuales se caracterizan porque los elementos sensores no permiten ser multiplexados en una misma fibra óptica, como los reflectores, o por la incapacidad del sistema interrogador para discriminar la información asociada a cada

1.1. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

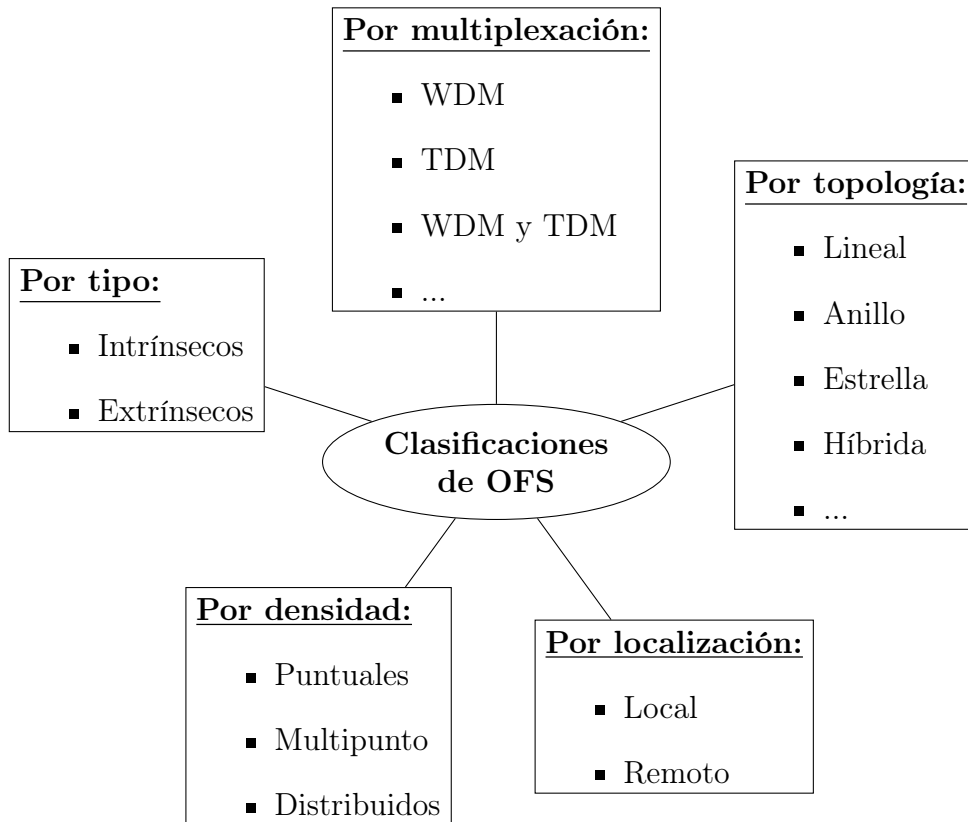


Figura 1.1: Diferentes tipos de clasificación de OFS.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

sensor o simplemente adquirir el valor de la medida con suficiente exactitud. Esta última situación se da, por ejemplo, en esquemas que hacen uso de tramos de EDF para extender el alcance del sistema interrogador [Hu *et al.*, 2010]. Como se analiza en [Fernandez-Vallejo y Lopez-Amo, 2012], la inclusión de amplificadores ópticos con perfil de ganancia no plano puede influir en la ecualización de sensores con WDM y alterar las medidas de reflectividad. Algunos de los OFS puntuales con más incidencia en el mercado son los interferómetros FP inscritos en fibra [FISO, 2020] y las FBG [FBGS, 2020]. Ambos tienen la notable ventaja de ser intrínsecos y su fabricación puede automatizarse de forma relativamente sencilla. Esto permite también su fácil multiplexación en *arrays* del orden de centenares de elementos en una misma fibra, formando OFS multipunto [Wang *et al.*, 2012; Hu *et al.*, 2014].

Por otra parte, otros OFS puntuales no detectan modificaciones localizadas, sino que miden el efecto acumulado producido por un estímulo externo, de forma distribuida, a lo largo de un tramo de fibra acumulado en un punto espacial. Algunos ejemplos son los sensores de campo magnético, basados en efecto Faraday, ampliamente empleados para medir corriente eléctrica dada la inmunidad de la fibra óptica a las EMI, o los giroscopios ópticos, basados en efecto Sagnac [Sagnac, 1913], y capaces de alcanzar sensibilidades de 10^{-7} rad; [Culshaw y Kersey, 2008]. Ambos ejemplos son esquematizados en la figura 1.2.

Los OFS multipunto constan, por tanto, de múltiples elementos sensores multiplexados espacialmente en topologías de bus, estrella o híbridas como las redes de distribución de fibra que por sí solos constituirían sensores puntuales. Para configuraciones multipunto que a efectos prácticos equivalgan a un sensado distribuido, esto es un número elevado de elementos con una separación entre ellos típicamente del orden de centímetros, estos sen-

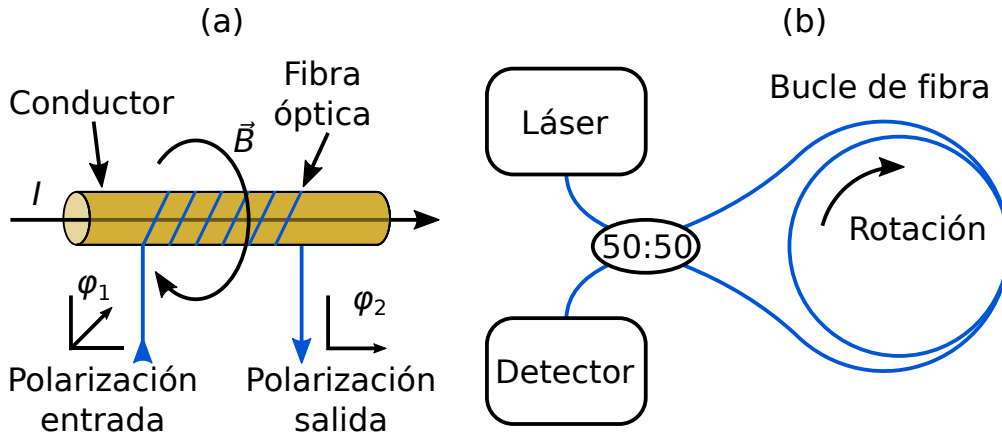


Figura 1.2: (a) Sensor de corriente óptico por efecto Faraday. Debido a este fenómeno, un campo magnético \vec{B} fluyendo en la misma dirección que un haz óptico a lo largo de una distancia d produce una rotación de la polarización proporcional a $|\vec{B}|$ y d . En el caso del sensor, la rotación será a su vez proporcional a la corriente I que discurra por el conductor ya que $|\vec{B}| \propto I$. (b) Giroscopio óptico. Un láser ilumina, a través de un acoplador, un bucle de fibra con dos haces contrapropagantes, siendo ambos detectados por un mismo detector a través del puerto restante del acoplador. Una rotación continuada en el plano del bucle acortará y alargará los caminos recorridos por cada haz hasta el detector, cambiando la diferencia de tiempos de propagación. De esta forma, el nivel de potencia detectado será proporcional al de la interferencia de ambos haces que a su vez dependerá de la velocidad de rotación.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

sores también reciben el nombre de cuasi-distribuidos. La multiplexación espacial en este tipo de distribución puede ser suficiente para recuperar el estado de cada uno de los sensores en caso de que codifiquen el mesurando en variaciones de la atenuación o la reflectividad, como p. ej. las placas de presión [Knowles *et al.*, 1998] o celdas de absorción [Culshaw, 2004], ambas esquematizadas en la figura 1.3. El procedimiento de interrogación básico implica el empleo de técnicas de reflectometría capaces de generar un perfil de atenuación de la fibra en dominio temporal, $R(t)$, equivalente al espacial, $R(z)$, donde t y z se relacionan a través de la velocidad de propagación del haz en la fibra.

Como alternativa a las técnicas de interrogación en el dominio temporal, es común el uso de sensores multiplexados en el espectro. En este sentido, se asigna a cada elemento sensor una banda espectral de actuación, de forma que todo el sensor puede ser interrogado mediante análisis espectral. En geometría de reflexión, la función que da el estado del sensor es el perfil de reflectividad espectral $R(\lambda)$ con λ la longitud de onda. Sin embargo, dado que el espectro óptico es un recurso limitado, multiplexaciones espacial y espectral son a menudo combinadas con el objetivo de maximizar el número de elementos sensores en una misma fibra óptica. No obstante, ello conlleva un aumento de la complejidad y el coste del sistema interrogador, ya que debe contar con la capacidad de discriminar las señales recibidas del *array* sensor tanto temporal como espectralmente. En estos casos, uno de los elementos sensores más empleados son las FBG, por su selectividad espectral, su gran capacidad de multiplexación tanto espacial como espectral y por ser OFS intrínsecos, entre otras ventajas.

1.1. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

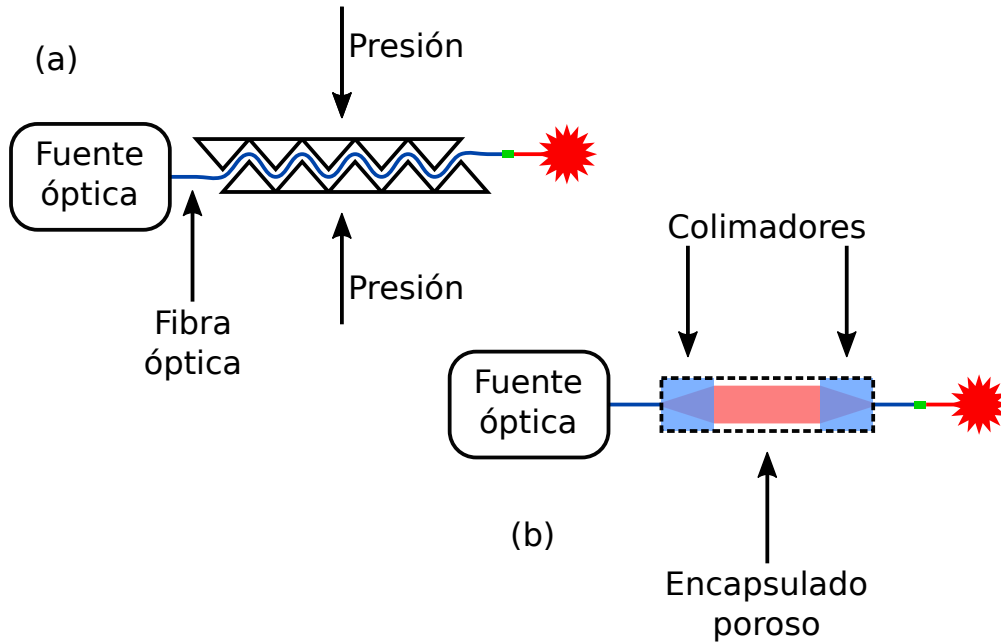


Figura 1.3: (a) Placas de presión. Las microcurvaturas provocadas en la fibra por las superficies dentadas producen una pérdida de guiado óptico y un aumento de la atenuación proporcional a la presión ejercida. (b) Celda de absorción. El encapsulado poroso permite al gas del entorno imprimir su huella espectral en el haz óptico. Interrogando el sensor a una longitud de onda absorbida por el gas, la atenuación es proporcional a la concentración del mismo.

Redes de Bragg en fibra

Las FBG son reflectores parciales selectivos en longitud de onda integrados en fibra óptica. Se generan mediante la creación de una variación periódica del índice de refracción a lo largo de un tramo de fibra, típicamente del orden de milímetros, lo que provoca una serie de reflexiones parciales distribuidas a lo largo de la estructura. Como resultado, una porción del espectro centrada a la longitud de onda λ_B , o longitud de onda de Bragg, para la cual tales reflexiones se suman en fase se verá reflejada, como muestra la figura 1.4. Dicha longitud de onda viene dada por la condición de interferencia totalmente constructiva asociada a la estructura: $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$, donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo del modo y Λ es el periodo de la modulación espacial del índice de refracción. Mediante teoría de modos acoplados pueden obtenerse los perfiles de reflexión y transmisión de estos dispositivos [Yariv y Yeh, 2007]. Una explicación más detallada de este último aspecto queda fuera del ámbito de este trabajo.

El método más común de fabricación de FBG es la exposición de un tramo de fibra fotosensible a un patrón de interferencia ultravioleta (UV), que imprime un perfil de índice de refracción en el núcleo de la forma:

$$n_1(z) = \bar{n}_1 + \Delta n_1(z) \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right), \quad (1.1)$$

donde z es posición a lo largo de la fibra, \bar{n}_1 es el índice de refracción promedio del núcleo en el tramo y $\Delta n_1(z)$ es la desviación máxima del índice de refracción con respecto a \bar{n}_1 , que puede variar con z para formar FBG de índice gradual, apodizadas o con salto de π rad, entre otras. Las segundas reducen la PSLR del espectro de reflexión y las terceras poseen un corte muy estrecho en el espectro de reflexión alrededor de λ_B ideal para sintonización de cavidades. La figura 1.5 representa los perfiles de índice

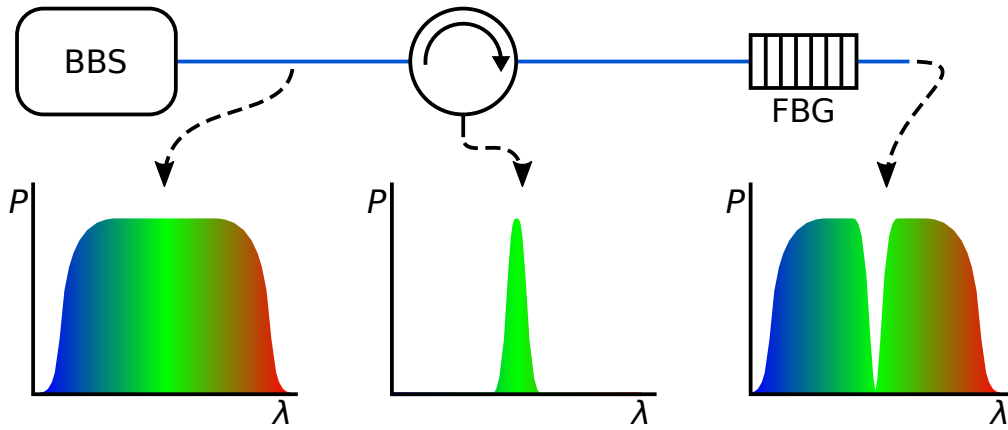


Figura 1.4: FBG típica iluminada mediante una fuente de banda ancha (BBS) a través de circulator y espectros ópticos en diferentes puntos del circuito.

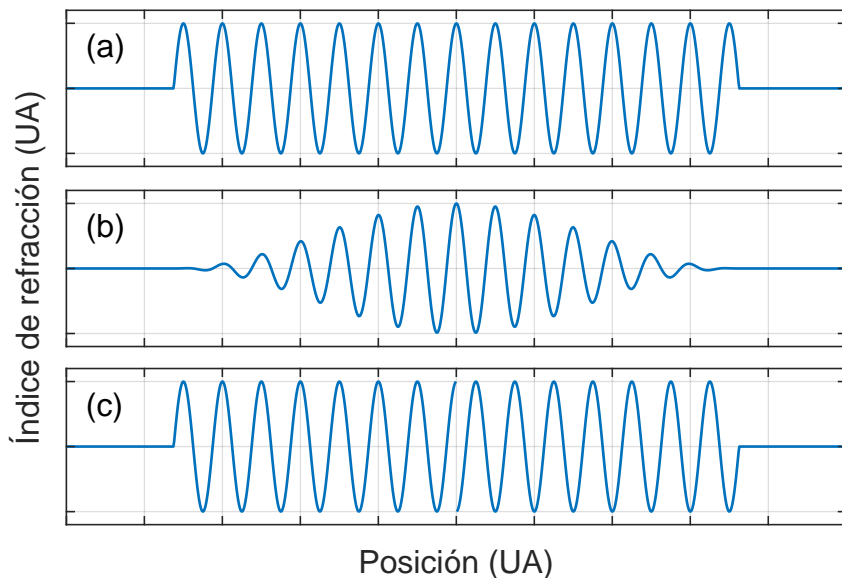


Figura 1.5: Ejemplos de perfiles de índice de refracción en FBG con promedio nulo: (a) uniforme, (b) apodizado en coseno alzado con factor de *roll-off* 1 y (c) con salto de π rad.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

asociados a los ejemplos anteriores. Para perfiles de índice uniformes, Δn_1 constante, el espectro de reflectividad es:

$$R(\lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(sL)}{s^2 \cosh^2(sL) + \sigma^2 \sinh^2(sL)}, \quad (1.2)$$

donde $\kappa = \pi\Delta n_1/\lambda$ es el coeficiente de acoplo entre modos contrapropagantes, $\sigma = \Delta\beta/2$, $\Delta\beta = 4\pi n_{eff}(1/\lambda - 1/\lambda_B)$ es la disparidad del momento, $s = \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2}$ es un parámetro proveniente de la solución de las ecuaciones acopladas y L es la longitud del tramo con variación del índice. Usualmente κ se aproxima a $\pi\Delta n_1/\lambda_B$ como constante. Además, la solución de las ecuaciones acopladas proporciona también la respuesta en fase, aunque queda fuera del ámbito de esta descripción.

A partir de la ecuación 1.2 pueden obtenerse métricas importantes como la reflectividad en pico, $R(\lambda_B) = \tanh^2(\kappa L)$, o el ancho de banda entre primeros nulos, que suele expresarse de forma simplificada empleando la aproximación $\kappa \approx \pi\Delta n_1/\lambda_B$ como [Erdogan, 1997]:

$$\Delta\lambda_0 \approx \frac{\Delta n_1}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_B}{\Delta n_1 L}\right)^2}. \quad (1.3)$$

En la literatura también se define la anchura del *gap* de una FBG como el ancho de la banda donde s toma valores reales ($\kappa^2 \geq \sigma^2$). Puede calcularse como el ancho entre ceros del numerador [Erdogan, 1997], puntos conocidos como los «límites de banda» de la FBG: $\Delta\lambda_{edge} = \Delta n_1 \lambda_B / n_{eff}$.

La reflectividad en pico y el ancho de banda entre primeros nulos pueden simplificarse aún más si se emplean las aproximaciones de redes fuertes y débiles. En el primer caso, si $\kappa L \gg \pi$ (red fuerte), $R(\lambda_B) \approx 1$ y $\Delta\lambda_0 \approx \Delta n_1 \lambda_B / n_{eff}$. $\Delta\lambda_0$ no depende de L porque el haz no llega a penetrar en

1.1. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

toda la FBG y está limitado por Δn_1 . En el segundo caso $\kappa L \ll \pi$ (red débil), $R(\lambda_B) \approx (\kappa L)^2$ y $\Delta\lambda_0 \approx \lambda_B^2 / (n_{eff} L)$. $\Delta\lambda_0$ será más pequeño cuanto mayor sea L y $R(\lambda_B)$ crece cuadráticamente con L .

La figura 1.6 muestra varias simulaciones de espectros de reflectividad donde puede observarse cómo, variando los parámetros Δn_1 y L , pueden ajustarse otros como $R(\lambda_B)$, $\Delta\lambda$ o la planitud alrededor de λ_B . Así mismo, también se muestra cómo, empleando perfiles apodizados de Δn_1 a lo largo de la FBG en lugar de uniformes, $\Delta n_1(z)$, se reduce la relación pico a lóbulo secundario pero se ensancha el lóbulo principal y se pierde reflectividad en pico. La respuesta espectral de FBG apodizadas se ha simulado aproximándolas a una sucesión de FBG uniformes, equivalente a un perfil de apodización discreto, y multiplicando las soluciones de las ecuaciones acopladas en forma matricial de cada elemento de la sucesión [Yariv y Yeh, 2007].

La dependencia $\lambda_B \propto n_{eff} \Lambda$ implica que variaciones de la longitud de la fibra en el lugar donde se sitúa la red, como estiramientos o dilatación térmica, desplazan el espectro de reflectividad, lo que las convierte en sensores intrínsecos de tensión mecánica y temperatura, respectivamente. Además, también responden ante grandes variaciones de presión, lo que permite su uso como sensores de alta presión [Xu *et al.*, 1993]. En el caso de que ninguno de los tres estímulos anteriores actúe de forma simultánea con alguno de los otros dos, la variación relativa de λ_B en función de cada uno puede

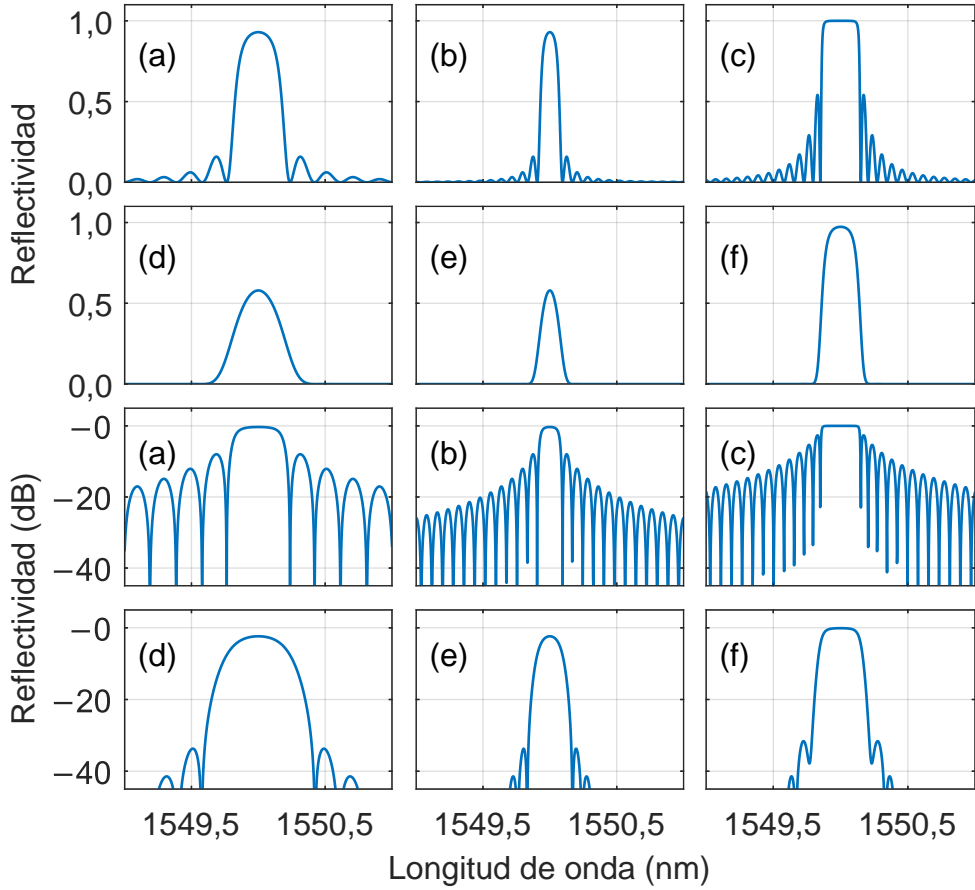


Figura 1.6: Espectros de reflexión simulados para diferentes FBG con $\lambda_B = 1550$ nm y $n_1 = \bar{n}_1 = 1,5$. (a) $\kappa L = 2$ y $L = 4$ mm; (b) $\kappa L = 2$ y $L = 10$ mm; y (c) $\kappa L = 5$ y $L = 10$ mm. (d), (e) y (f) tienen parámetros idénticos a (a), (b) y (c), respectivamente, pero $\Delta n_1(z)$ tiene aplicada una ventana coseno alzado con factor de *roll-off* 1. Nótese que el índice promedio del núcleo del tramo con variación de índice, \bar{n}_1 , es igual al índice del núcleo de la fibra sin variación de índice, n_1 . De esta manera se evita un salto de índice fuerte al inicio de la red y se obtienen espectros simétricos [Erdogan, 1997].

calcularse como:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{2\Delta(n_{eff}\Lambda)}{2n_{eff}\Lambda} = \begin{cases} \frac{1}{n_{eff}\Lambda} \left[\frac{\partial(n_{eff}\Lambda)}{\partial T} \Delta T \right] = \left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \\ \frac{1}{n_{eff}\Lambda} \left[\frac{\partial(n_{eff}\Lambda)}{\partial \varepsilon} \Delta \varepsilon \right] = \left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} \right) \Delta \varepsilon \\ \frac{1}{n_{eff}\Lambda} \left[\frac{\partial(n_{eff}\Lambda)}{\partial P} \Delta P \right] = \left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial P} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right) \Delta P \end{cases} , \quad (1.4)$$

con T la temperatura de la FBG, $\varepsilon = \Delta L/L$ la tensión mecánica aplicada y P la presión a la que está siendo sometida. La ecuación 1.4 puede reescribirse como [Kersey *et al.*, 1997; Comanici, 2010; Xu *et al.*, 1993]:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \begin{cases} (\alpha_{n_{eff}} + \alpha_\Lambda) \Delta T \\ \left\{ 1 - \frac{n_{eff}^2}{2} [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})] \right\} \Delta \varepsilon \\ \left[-\frac{1-2\mu}{E} + \frac{n_{eff}^2}{2E} (1-2\mu)(2p_{12} + p_{11}) \right] \Delta P \end{cases} , \quad (1.5)$$

donde $\alpha_{n_{eff}}$ es el coeficiente termoóptico, α_Λ es el coeficiente de expansión térmica, p es el tensor fotoelástico, μ es el coeficiente de Poisson y E es el módulo de Young. Hay que tener en cuenta que estos coeficientes pueden depender de temperatura, tensión mecánica y/o presión, de forma que si dos o más estímulos actúan a la vez pueden acoplarse y, llegado el caso, compensarse, como ocurre en sensores de tensión mecánica basados en FBG sometidos a cambios de temperatura [Kreuzer, 2006]. Empleando longitudes de onda de interrogación del orden de 1550 nm, los valores típicos de desplazamiento de λ_B ante variaciones de tensión mecánica, temperatura y presión son, respectivamente, 10,3 pm/K, 1,2 pm/ $\mu\varepsilon$ y $-3,1$ pm/MPa

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

[Kersey *et al.*, 1997; Xu *et al.*, 1993], pudiendo verse modificados en función de la técnica de fabricación, el tipo de fibra empleado, etc.

Cabe destacar que, debido a un proceso de fabricación basado en la incidencia lateral de un haz de luz, la inscripción de la variación periódica del índice de refracción no es radialmente simétrica, lo que genera birrefringencia [Erdogan y Mizrahi, 1994]. Aunque a priori puede suponer una desventaja, este hecho puede ser aprovechado para desacoplar las lecturas de tensión mecánica y temperatura [Oh *et al.*, 2004] o para medir tensiones mecánicas transversales [Caucheteur *et al.*, 2007]. Además, aparte de las FBG estándar, con o sin apodización, existen diferentes variantes de estos dispositivos de los cuales mencionaremos dos: las FBG largas y las CFBG. Por una parte, las FBG largas son en esencia FBG con longitudes de varios centímetros limitadas por el proceso de fabricación. Son útiles como reflectores distribuidos, y permiten detectar por tanto variaciones de la longitud de onda de Bragg a lo largo de la FBG producidas, por ejemplo, por puntos de calor [Ricchiuti *et al.*, 2014b; Ricchiuti *et al.*, 2014a]. Por otra parte, las CFBG cuentan con una modulación del índice de refracción cuyo periodo varía linealmente a lo largo de la fibra. Son también, por tanto, reflectores distribuidos, pero donde diferentes longitudes de onda reflejan a diferentes distancias, sufriendo un retraso dependiente de λ . Además de para tareas de sensado [Tosi, 2018], también son empleadas para inducir dispersiones controladas, de ahí su uso como compensadores de dispersión [Proximion, 2020]. Así mismo, una tercera aplicación de las CFBG es WTGDM [Peraita *et al.*, 2015], técnica que permite trasladar información de la longitud de onda de reflexión en retrasos temporales, simplificando la interrogación de OFS multiplexados y/o codificados en longitud de onda [Clement *et al.*, 2016a].

Como ejemplos de sensores multipunto, las FBG presentan ciertas limi-

1.1. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

taciones en función del tipo de multiplexación. La solución WDM está ampliamente extendida ya que evita la interrogación en el dominio temporal y permite una monitorización permanente de cada elemento sensor. No obstante, el espectro es un recurso limitado, por lo que el número de sensores en un mismo *array* es reducido y, además, el proceso de fabricación se complica al tener que cambiar el periodo Λ para cada FBG. Por el contrario, una solución TDM, esto es fabricando todas las FBG con el mismo periodo Λ como en *arrays* DTG[®] [FBGS, 2020], simplifica el proceso de fabricación pero requiere de un método capaz de discriminar temporalmente además de espectralmente [Dennis *et al.*, 1997; Fu *et al.*, 2008; Wang *et al.*, 2012; Hu *et al.*, 2014].

1.1.2. Sensores distribuidos

En contraste con los casos anteriores, los OFS distribuidos pueden sensar en cualquier punto a lo largo de un tramo de fibra óptica. Esto es debido a que, por las características de la fibra y/o el transductor empleados, el sensor puede reaccionar ante un determinado estímulo externo en cualquier punto de los mismos e inducir una modificación localizada de las propiedades del haz propagándose a través.

Los OFS distribuidos relectométricos se basan, típicamente, en medidas de *scattering* intrínseco en SMF [Bao y Chen, 2012]: Rayleigh [Palmieri y Schenato, 2013], Brillouin (temperatura y tensión mecánica) [Motil *et al.*, 2016] y Raman (temperatura) [Bolognini y Hartog, 2013]; o en fibras especiales, como las de plástico [Bilro *et al.*, 2012]. El *scattering* es producto de la interacción entre la luz y la materia en medios no homogéneos, donde tal inhomogeneidad puede ser natural o inducida [Boyd, 2003]. Entre los diferentes tipos, se distingue entre aquellos que producen un despla-

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

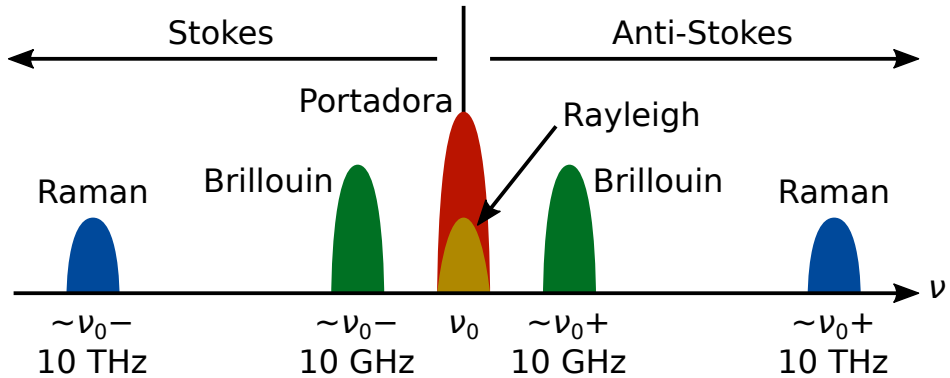


Figura 1.7: Espectro esquemático de posibles fenómenos de *scattering* en SMF.

zamiento en frecuencia de la luz dispersada, *scattering* inelástico, y los que no, elástico. Dentro de este último tipo, el más relevante en SMF es Rayleigh, producido por fluctuaciones no propagantes de la densidad del material, y cuyo efecto es la dispersión de la dirección de propagación de parte de los fotones. En cuanto al *scattering* inelástico en fibra, este puede ser Brillouin o Raman. El primero se relaciona con las ondas de presión, donde los fotones intercambian energía con el medio a través de fonones acústicos, y el segundo con los modos vibracionales de las moléculas, mediante fonones ópticos. El desplazamiento en frecuencia por el intercambio de energía también implica que se crean dos componentes ópticas nuevas con los fotones que pierden y ganan energía, denominándose, respectivamente, Stokes y anti-Stokes. La figura 1.7 esquematiza las componentes de Scattering creadas a partir de una portadora óptica y los valores típicos de desplazamiento en frecuencia.

Los sensores distribuidos presentan la ventaja de no necesitar transductores adicionales y ofrecen una alta densidad espacial limitada en última instancia por el método de interrogación. No obstante, el *scattering* intrínseco de

1.1. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

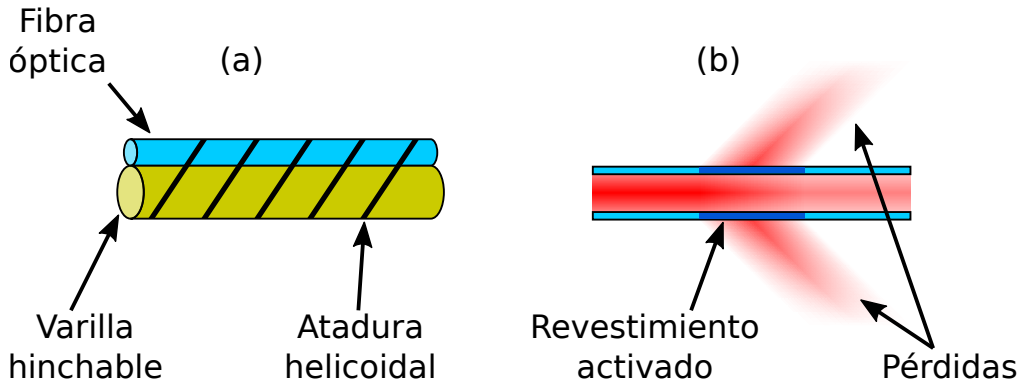


Figura 1.8: (a) Sección de OFS de varilla hinchable. La presencia de una determinada sustancia provoca un incremento localizado del volumen de la varilla que, mediante la atadura, comprime la fibra aumentando la atenuación en dicho punto. (b) Sección de fibra óptica con revestimiento reactivo. La presencia de una determinada sustancia provoca un cambio localizado del índice de refracción del revestimiento, reduciendo el confinamiento del haz en el núcleo y aumentando la atenuación en dicho punto.

las fibras ópticas suele reflejar niveles bajos, por lo que los métodos de interrogación son más exigentes. Además, también existen ejemplos basados en transductores, como las varillas hinchables o las fibras con revestimiento reactivo, ambos, esquematizados en la figura 1.8, interrogados obteniendo el perfil de atenuación de la fibra con medidas en el dominio temporal del RBS [Culshaw y Kersey, 2008].

Aunque los OFS distribuidos resultan ventajosos frente a los puntuales y multipunto en tanto que la acción de sensado es por defecto ubicua, conllevan una serie de desventajas frente a estos últimos como la necesidad de potencias altas para excitar niveles de *scattering* medibles o el uso de transductores distribuidos. Por ello, los OFS puntuales o multipunto son en múltiples ocasiones los apropiados para ciertas aplicaciones, puesto que

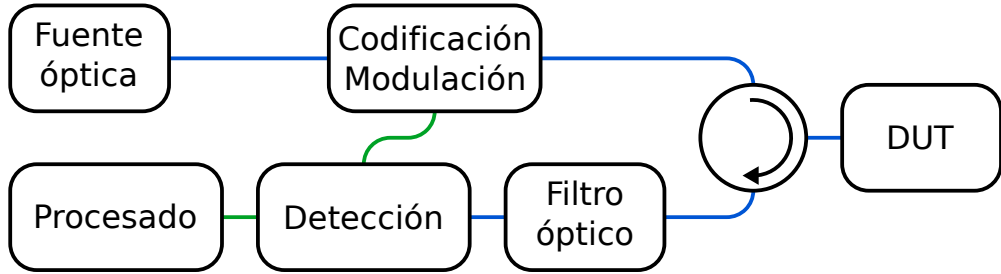


Figura 1.9: Esquema general de un interrogador óptico reflectométrico. Algunos bloques y conexiones pueden no estar presentes en ciertos sistemas. En azul, fibra óptica; en verde, cables RF.

la flexibilidad de dimensionamiento de los elementos sensores permite crear puntos de sensado localizados más sensibles que los OFS distribuidos.

1.2. Reflectometría óptica

La reflectometría óptica es una técnica consistente en enviar, típicamente a través de fibra óptica, una o varias señales de sondeo hacia un DUT y obtener el estado del mismo mediante el análisis de la luz reflejada [Derickson, 1998]. Su uso inicial se focalizó en la localización de fallos en tendidos de fibra, la caracterización en atenuación de dichos tendidos así como su monitorización cuando están operativos y la caracterización de componentes.

Progresivamente, estas técnicas se han ido incorporando también a la interrogación de OFS. La figura 1.9 esquematiza los bloques ópticos básicos de un interrogador reflectométrico. A grandes rasgos, estos sistemas consisten en enviar la emisión de una fuente óptica, opcionalmente codificada y/o modulada, a un DUT para después detectar el reflejo proveniente de este.

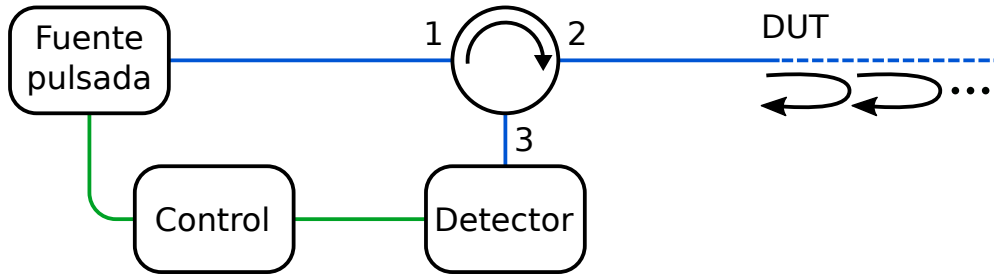


Figura 1.10: Esquema básico de un sistema OTDR. El subsistema de control se encarga de disparar el pulso óptico y de grabar la señal recibida por el detector a través de cables RF (en verde). Las líneas azules representan tramos de fibra óptica.

Opcionalmente también, puede situarse un filtro óptico antes del detector para adaptar el proceso de detección al sistema interrogador. Finalmente, una etapa de procesamiento interpreta la señal eléctrica generada por el detector, traduciéndola en información sobre el estado del DUT.

La principal ventaja de la reflectometría es que el equipo interrogador solo requiere acceso a la red sensora por un extremo de la fibra óptica. De esta forma se elimina la necesidad de instalar equipamiento en el otro extremo o bien de tender una segunda fibra, paralela a la sensora, para dar acceso al interrogador desde el extremo opuesto. En esta sección se describen las bases de las cuatro principales técnicas de reflectometría ópticas, que a su vez dan lugar a diversas variantes, centrándonos más en los sistemas que se han aplicado en esta tesis.

1.2.1. Reflectometría óptica en el dominio temporal

OTDR es la técnica más extendida para la caracterización y monitorización de tendidos de fibra óptica. En esencia, y siguiendo el esquema presentado

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

en la figura 1.10, OTDR consiste en lanzar un pulso óptico de duración Δt a través de un circulador por una fibra óptica y grabar, en función del tiempo, el nivel de potencia óptica saliente del circulador. De esta manera, se registra la potencia óptica en función del tiempo de llegada, observándose picos que representan ecos del pulso incidente. Estos ecos provienen de diferentes eventos reflexivos discretos ocurridos a lo largo de la fibra y debidos a causas varias como conectores, empalmes o curvaturas de radio elevado entre otras e incluso, si la sensibilidad del sistema es suficientemente alta, el RBS, que se observa como una curva exponencialmente decreciente de potencia recibida. La capacidad de estos sistemas para detectar Rayleigh los hace apropiados para la interrogación de sensores distribuidos [Palmieri y Schenato, 2013].

Suponiendo $\Delta t \rightarrow 0$ y que el comienzo de la grabación de potencia reflejada se sincroniza con el instante de lanzamiento del pulso óptico, cada punto temporal de la grabación τ se corresponde con la reflectividad puntual de la fibra a una distancia z según la ecuación:

$$z = \frac{c\tau}{2n_g}, \quad (1.6)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n_g el índice de refracción de grupo de la fibra a la longitud de onda central del pulso. El factor dos en el denominador da cuenta del camino de ida y vuelta que realiza el pulso hasta llegar a la posición z y el correspondiente eco hasta llegar a la posición 0, respectivamente. Sin embargo, en la práctica $\Delta t > 0$, lo cual implica que un eco generado a la distancia z se irá solapando en su camino de vuelta con el resto del pulso de sondeo, integrando, a lo largo de una distancia $c\Delta t/(2n_g)$, la función de reflectividad de la fibra, $R(z)$. La figura 1.11 ilustra este efecto. Tal resultado impide distinguir eventos reflexivos

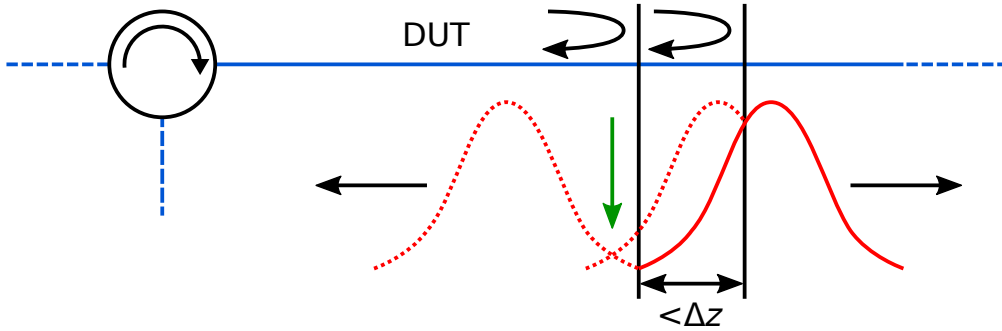


Figura 1.11: Detalle del solapamiento de ecos en un sistema OTDR. Dos ecos (líneas punteadas) de un pulso de sondeo (línea continua) se originan en sendas reflexiones puntuales. Dado que la distancia entre ambas es inferior al límite de resolución ($< \Delta z$), ambos ecos se solapan en el punto indicado por la flecha verde.

discretos dentro de dicha distancia de integración, imponiendo un límite de resolución Δz que puede calcularse como:

$$\Delta z = \frac{c\Delta t}{2n_g}. \quad (1.7)$$

No obstante, este fenómeno es el que permite medir reflexiones continuas, como la RBS, al integrar la potencia asociada a estas reflexiones distribuidas a lo largo de un tramo de fibra Δz . En este sentido, la duración del pulso en los OTDR comerciales se sitúa típicamente entre 1 ns y 10 ns, lo cual permite resoluciones del orden de decenas de centímetros.

En cuanto al rango de medida, en los equipos OTDR comerciales es de decenas o centenares de kilómetros, y viene determinado en última instancia por el RD de medida. Para una potencia dada, dentro del margen permitido por el RD, la potencia retrodispersada es proporcional a la duración del pulso. Por consiguiente, se tiene un compromiso entre rango y resolución.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

No obstante, existen métodos alternativos que realizan la compresión del pulso en recepción, similares a los empleados en radares por compresión de pulsos, los cuales permiten aumentar el rango sin pérdida de resolución. A grandes rasgos, estos métodos consisten en dividir cada pulso en una serie de subpulsos siguiendo una secuencia concreta de fase, amplitud, frecuencia, etc. con buenas propiedades de autocorrelación. De esta manera toda la señal recibida puede ser correlada con un pulso de referencia que comprimirá toda la energía de los ecos, por lo que la energía de cada pulso puede repartirse a lo largo de una mayor duración, sin requerir un aumento de potencia. La relación de compresión dependerá en gran medida de la secuencia elegida, por lo que prima emplear secuencias o parejas de secuencias cuya autocorrelación o correlación cruzada, respectivamente, eviten la presencia de lóbulos secundarios. Estos dispositivos se denominan OTDR de autocorrelación, siendo el ejemplo mas relevante el descrito en [Dolfi y Nazarathy, 1989]. En este caso, se trata de un sistema incoherente donde lo que se correla con la secuencia de referencia son las trazas de potencia recibida. Ambas trazas se codificaban con secuencias complementarias de Golay, de manera que la suma de ambas producía correlaciones perfectas. Sin embargo, al tratarse de secuencias polares, era necesario añadir un nivel de DC a la señal moduladora para generarlas. Otras alternativas se basan en el uso de secuencias pseudoaleatorias [Shim *et al.*, 2012]. Más recientemente, se han presentado sistemas como [Kravitz *et al.*, 2012], para medida de distancia en espacio libre, que evitan añadir DC empleando secuencias unipolares en transmisión y correlando digitalmente con secuencias polares en detección. Por otra parte, los sistemas de compresión de pulsos para aplicaciones OTDR en el dominio óptico coherente solamente han empezado a desarrollarse recientemente [Mompó *et al.*, 2019]. Estos alcanzan mayor sensibilidad pero requieren el uso de detectores coherentes.

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

Parte de las investigaciones en las que se basa la presente tesis se han centrado en el estudio de las propiedades de los FSL como generadores intrínsecos de formas de onda con buenas propiedades de correlación para OTDR coherentes con compresión de pulsos [Clement *et al.*, 2020a], habiéndose llegado a demostrar un sistema experimental basado en este tipo de fuente [Clement *et al.*, 2019b]. En última instancia, el factor de compresión de un pulso puede describirse por su producto tiempo-ancho de banda (TBP), de manera análoga a los pulsos radar [Levanon y Mozeson, 2004]. En el capítulo 3 se resumen los dos artículos anteriormente citados y se analizan las autocorrelaciones de los pulsos generados por FSL.

Adicionalmente, OTDR da lugar a multitud de variantes como OTDR polarizada (pOTDR). En líneas generales, se trata de OTDR donde solo se detecta una dirección de polarización de la señal recibida [Franciscangelis *et al.*, 2015], de forma que la traza de RBS presenta fluctuaciones típicas del estado de polarización recibido. Este esquema puede completarse con la detección de todos los estados de polarización en detección [Rogers, 1981]. El principal uso de pOTDR en sistemas es la medida distribuida de la PMD en tramos de fibra [Huttner *et al.*, 1999].

Una segunda variante es OTDR sensible a la fase (φ -OTDR), en la que se inyectan pulsos de luz muy coherentes que resultan en fluctuaciones del nivel de *scattering* de Rayleigh debidos a las múltiples interferencias entre centros de *scattering* de la fibra. Esta traza es repetible, pues refleja la estructura microscópica de la fibra y tiene múltiples aplicaciones en sensores distribuidos, entendiéndose la fibra como una sucesión de FBG con secciones del orden de centímetros de modo que se puede sondear sus variaciones locales mediante la detección a distintas longitudes de onda [Koyamada *et al.*, 2009]. La principal aplicación de φ -OTDR es su uso en sensores distribuidos de vibración (DVS), típicamente como sensores de

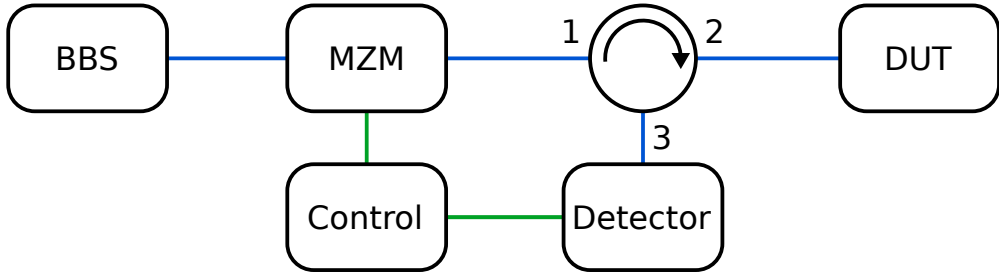


Figura 1.12: Esquema básico de un sistema I-OFDR. El subsistema de control se encarga de generar la secuencia de tonos RF $k\Delta f$ para gobernar el MZM, así como también de comparar, vectorialmente, la señal generada por el detector. En azul, fibra óptica; en verde, cables RF. BBS, fuente de banda ancha

intrusión [Palmieri y Schenato, 2013].

Una última variante es OTDR por conteo de fotones (ν -OTDR), que busca el aumento de la resolución mediante la introducción de pulsos cortos. Los niveles de retrodispersión tan bajos se detectan con un contador de fotones, un APD operado en modo Geiger [Eraerds *et al.*, 2010]. Ello permite medidas con un gran rango dinámico pero presenta como inconvenientes un gran tiempo de adquisición y las grandes zonas muertas derivadas del efecto de *afterpulsing*.

1.2.2. Reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia

I-OFDR consiste en la determinación de la función de transferencia RF en banda base de un enlace MWP DSB con un DUT en reflexión mediante un VNA, para después transformarla al dominio temporal y obtener

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

una traza reflectométrica equivalente a las de OTDR estándar [Derickson, 1998]. Técnicamente, este método es una aplicación del análisis estándar en dominio temporal de circuitos y líneas de transmisión en la banda de microondas [Keysight, 2017; Hiebel, 2011], pero donde los tonos de la modulación son portados por ondas ópticas y donde el sistema de interés es el circuito óptico entre el modulador y el detector. Los trabajos resumidos en el capítulo 2 se basan en esta técnica.

Siguiendo el esquema de la figura 1.12, en primer lugar se envía como señal de sondeo una portadora óptica incoherente, a fin de evitar interferencias en detección, modulada en IM por un tono RF cuya frecuencia varía secuencialmente, a lo largo de K frecuencias y en pasos de Δf desde una frecuencia mínima Δf hasta una máxima $K\Delta f$:

$$P_{1,k}(t) = P_0 T [1 + \mu \cos(k\Delta\Omega t)], \quad (1.8)$$

con P_0 la potencia promedio de la señal de sondeo; T las pérdidas totales del modulador, incluyendo las pérdidas de 3 dB por el ajuste en cuadratura; $k = 1, 2, \dots, K$; $P_{1,k}$ la potencia de la señal de sondeo, ahora dependiente del tiempo a escalas de $1/(k\Delta f)$ por la modulación; μ el índice de modulación, considerado constante por diseño; y $\Delta\Omega = 2\pi\Delta f$. La potencia del campo reflejado en la fibra sensora y recibido por el fotodetector será:

$$P_{2,k}(t) = P_0 T \int R(\tau) \{1 + \mu \cos[k\Delta\Omega(t - \tau)]\} d\tau, \quad (1.9)$$

donde $R(\tau)$ es la reflectividad de la fibra en cada posición z asociada a un retardo τ según la ecuación 1.6 y $\tau = 2n_g z/c$ es el tiempo de propagación desde el modulador, $z = 0$, a la posición z y al detector. La ecuación 1.9 representa la integración de toda la señal de sondeo reflejada a lo largo de la fibra en los diferentes eventos reflexivos, ya sean discretos o continuos,

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

teniendo además en cuenta el desplazamiento de la fase de la envolvente, proporcional a τ .

En última instancia, la fotocorriente generada por el detector asociada a la frecuencia $k\Delta f$ es:

$$I_k(t) = \mathcal{R}P_0T \left\{ R_L + \mu \int R(\tau) \cos[k\Delta\Omega(t - \tau)] d\tau \right\}, \quad (1.10)$$

siendo \mathcal{R} la responsividad del fotodetector y $R_L = \int R(\tau) d\tau$ las pérdidas de retorno del DUT asociadas a la retroreflexión de la portadora óptica. El segundo término de la ecuación 1.10 es una convolución que representa la suma o integral de reflexiones discretas o continuas, respectivamente, a frecuencia $k\Delta\Omega$. Esta suma es, a su vez, una oscilación a dicha frecuencia, cuya amplitud y fase contienen las contribuciones de los reflectores individuales. La ecuación 1.10 puede reescribirse, por tanto, como:

$$I_k(t) = \mathcal{R}P_0T [R_L + \mu |H[k]| \cos(k\Delta\Omega t + \varphi[k])], \quad (1.11)$$

donde $|H[k]|$ y $\varphi[k]$ representan la amplitud y fase, respectivamente, de la función de transferencia RF en frecuencias discretas del DUT en reflexión.

Acto seguido, se demodula en el dominio eléctrico y en fase y cuadratura la fotocorriente generada para cada frecuencia mezclando la señal con el tono a frecuencia $k\Delta\Omega t$ del LO y se normaliza con una medida de un DUT, consistente en un reflector de referencia en τ_0 , para anular los factores constantes en la ecuación 1.11, lo que permite obtener $|H[k]|$ y $\varphi[k]$ y construir la función de transferencia compleja, $H[k]$, equivalente al desarrollo en serie

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

de Fourier de $R(\tau)$:

$$\begin{aligned}
 H[k] &= |H[k]| \exp(j\varphi[k]) = |H[k]| \cos(\varphi[k]) + j|H[k]| \sen(\varphi[k]) \\
 &= \int R(\tau) \cos(k\Delta\Omega\tau) d\tau + j \int R(\tau) \sen(k\Delta\Omega\tau) d\tau \\
 &= \int R(\tau) \exp(jk\Delta\Omega\tau) d\tau. \quad (1.12)
 \end{aligned}$$

La sustitución por la integral en la ecuación anterior se obtiene comparando las ecuaciones 1.10 y 1.11 una vez mezcladas con el tono del LO a frecuencia $k\Delta\Omega t$. Además, con el fin de simplificar, τ_0 se supone 0. En la práctica, no obstante, $\tau_0 > 0$, lo que implica que a la secuencia $\varphi[k]$ obtenida se le resta una fase $k\Delta\Omega\tau_0$, lo que en última instancia supone simplemente un desplazamiento en el tiempo de la respuesta al impulso de $-\tau_0$. En este punto, $H[k]$ puede interpretarse como un interferograma en el dominio de RF que solamente incluye información de la red óptica. Considerando un DUT compuesto por un conjunto por M reflectores discretos a una distancia τ_m con $m = 1, \dots, M$, cada reflector produce una oscilación en el interferograma cuya FSR, $1/\tau_m$, da información de su posición y la amplitud, de su reflectividad. Esta es la forma de entender FSI, donde se envía una portadora a frecuencia ν_0 y una copia de la misma desplazada en frecuencia una cantidad f a un DUT por un camino común, y tras recibir ambas señales de vuelta la portadora se deslaza en frecuencia la misma cantidad f provocando una interferencia con la copia a $\nu_0 + f$ [Ye *et al.*, 2014]. Barriendo en f se obtiene un interferograma del DUT, cuya IFT proporciona la respuesta al impulso. I-OFDR, sin embargo, permite mayores resoluciones temporales ya que, para el desplazamiento en frecuencia, FSI emplea AOFS, con rangos limitados a centenares de megahercios, mientras que la modulación electroóptica permite rangos de decenas de gigahercios.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

A la hora de transformar $H[k]$ al dominio temporal, como su respuesta al impulso asociada es real ya que es la respuesta del DUT en el dominio temporal también lo es, $H[k]$ es hermítica y se puede completar la parte de frecuencias negativas con el complejo conjugado: $H[k] = H^*[-k]$ con $k = -K, -K + 1, \dots, K$. Todo este proceso tiene la ventaja de que la parte electrónica y de RF puede ser asumida por un VNA, razón por la que algunos autores se refieren a él como NA-OFDR o VNA-OFDR. Cabe puntualizar también que la muestra $k = 0$ suele interpolarse a la hora de espejar $H[k]$, ya que la mayoría de sistemas no son capaces de medirla, aunque su valor es indiferente una vez se normaliza la medida con un reflector de referencia ya que solo implica un nivel de DC. Finalmente, aplicando la transformada de Fourier discreta inversa (IDFT) se obtiene la respuesta al impulso, equivalente a la traza de un OTDR convencional. No obstante, al aplicar la IDFT a la secuencia $H[k]$, el número finito de muestras $2K + 1$ implica que las muestras en el dominio temporal discreto $h_w[n]$ son la discretización de la convolución de la respuesta al impulso normalizada en tiempo continuo $h(t)$ con la respuesta al impulso continua del enventanado impuesto $w(t)$:

$$h_w[n] = \frac{1}{2K + 1} \sum_k W[k] H[k] \exp\left(j2\pi \frac{n}{2K + 1} k\right) = (w(t) * h(t))[n\Delta\tau], \quad (1.13)$$

donde $*$ denota convolución; $\Delta\tau = 1/[(2K + 1)\Delta f]$; $h(t)$ equivale el perfil reflectométrico del DUT, $R(\tau)$, como puede observarse en la ecuación 1.12; y $W[k]$ es el enventanado espectral que da cuenta de la limitación del ancho de banda y el posible enventanado añadido en procesado para incrementar el RD [Dolfi *et al.*, 1988; Proakis y Manolakis, 2007]. El sistema requiere una fuente óptica incoherente a fin de evitar interferencias ópticas entre reflexiones. No obstante el uso de fuentes parcialmente coherentes puede

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

ser útil, por ejemplo, para la interrogación de *arrays* FP activados por longitud de coherencia [Hua *et al.*, 2017].

Nótese que al obtener la función de transferencia con un número discreto de frecuencias también se discretiza la respuesta al impulso siempre y cuando se trabaje en condiciones sin *aliasing*, $R(\tau) = 0$ para $\tau > 2K\Delta\tau$. Es por ello necesario, en I-OFDR, asegurar que el rango de frecuencias $k\Delta f$ empleado proporciona un rango temporal suficiente para cubrir todos los ecos provenientes del sensor. No obstante, en ciertos sistemas, la zona de sensores está situada tras una fibra de lanzamiento que obliga al sistema a trabajar en condiciones de *aliasing* aunque la longitud de la zona de sensores cumpla la condición $\tau > 2K\Delta\tau$. En estos casos, puede deshacerse el *aliasing* dividiendo la función de transferencia del conjunto fibra de lanzamiento más sensores por una función de transferencia de normalización de un DUT compuesto por la misma fibra de lanzamiento más un reflector de referencia. Esta operación equivale en el dominio temporal a desplazar la muestra $h[0]$ al punto del reflector de referencia, τ_0 , aunque deberá seguir cumpliéndose $R(\tau) = 0$ para $\tau > 2K\Delta\tau + \tau_0$ y ahora también para $\tau < \tau_0$ [Clement *et al.*, 2016a].

Además, cabe destacar la posibilidad de emplear un rango de frecuencias paso banda. Esto es, comenzar a una frecuencia $k\Delta f$ con $k > 1$. Esta técnica, común en el análisis en el dominio temporal mediante analizador de redes de circuitos de microondas con banda limitada [Keysight, 2017], también puede emplearse en sistemas I-OFDR en caso de que el subsistema de microondas sea paso banda. Sin embargo, es poco usual, ya que estos subsistemas suelen diseñarse para ofrecer una buena respuesta desde bajas frecuencias. El principal inconveniente de I-OFDR en paso banda es la pérdida de un factor 2 en resolución por la imposibilidad de realizar el espejado de la función de transferencia RF.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

Aunque comercialmente I-OFDR se encuentra menos extendida que OTDR, presenta una serie de ventajas fruto de su naturaleza no pulsada. En primer lugar, la resolución a un punto viene dada por el ancho de banda empleado, y en condiciones paso bajo se calcula, de forma similar a OTDR, como:

$$\Delta z = \frac{c\Delta\tau}{2n_g} = \frac{c}{2(2K+1)\Delta f n_g}. \quad (1.14)$$

Esto implica que con una frecuencia máxima de 5 GHz, una configuración relativamente factible, puede alcanzarse una resolución del orden del centímetro, mejorando los sistemas OTDR comerciales en más de un orden de magnitud [Derickson, 1998]. La resolución a un punto puede ser mejorada aplicando técnicas de procesado como relleno con ceros. Por otra parte, la resolución entre dos puntos, $\Delta\tau_2$, equivalente a la anchura de pulso en OTDR estándar, se define como el ancho a -3 dB de $w(t)$ e implica la separación mínima necesaria entre dos picos para que puedan ser resueltos de forma independiente. Con una ventana rectangular, $W[k] = 1$ para $k \leq K$, $\Delta\tau_2 = 1,21\Delta\tau$, el mínimo valor posible pero a costa de una PSLR de $-6,6$ dB. Otras ventanas ofrecen mejor PSLR pero a cambio de una peor resolución a dos puntos, generalizada como $\Delta\tau_2 = \kappa\Delta\tau$ con $\kappa \geq 1,21$. En nuestras implementaciones se ha usado la ventana tipo Kaiser-Bessel, la cual aproxima la ventana DPSS, que maximiza la concentración de energía en el lóbulo principal pero es difícil de computar [Kaiser y Schaffer, 1980; Proakis y Manolakis, 2007]. Esta ventana depende de un parámetro β para el que cuando $\beta = 0$, es una ventana rectangular, y cuando $\beta = 13$, el máximo usado en nuestros estudios, $\kappa = 2,8$ y la PSLR es de -49 dB [Clement *et al.*, 2019a].

En segundo lugar, la detección de la señal RF generada por el fotodetector en cada paso es un tono a frecuencia fija, por lo que puede realizarse una

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

detección superheterodina en el dominio eléctrico, posibilitando por tanto una detección con gran SNR, lo cual es imposible en OTDR. De esta forma puede filtrarse el ruido alrededor de dicha frecuencia y aumentar la SNR. Esta técnica consiste en mezclar en primera instancia la señal recibida con un tono generado localmente y desviado en frecuencia una cantidad constante f_{IF} respecto a la del tono generado en cada paso, $k\Delta f + f_{IF}$. De esta forma, la frecuencia de interés en cada paso será trasladada a f_{IF} , lejos de DC, donde la circuitería dedicada al filtrado y la detección coherente puede optimizarse a la frecuencia fija f_{IF} y el ruido de baja frecuencia es menor. Seguidamente vuelve a mezclarse la señal, ahora con un tono a frecuencia f_{IF} , para realizar la detección de potencia. Además, controlando la duración de la detección en cada paso k puede variarse el tiempo de promediado, que en el dominio de la frecuencia equivale a variar el ancho de banda de un filtrado alrededor de f_{IF} . En VNA-OFDR, este parámetro se conoce como IFBW, y permite aumentar la SNR de la medida de potencia aunque a costa de ralentizarla. Desplazando $\pi/2$ rad la fase del tono de mezcla se obtendría la componente en cuadratura, dotando así al sistema de capacidad vectorial.

La convolución en la ecuación 1.13 integra reflexiones distribuidas, permitiendo también la detección de RBS. Sin embargo, comparada con reflexiones discretas, la función de transferencia asociada a RBS muestra una estructura diferente dada por [Kapron *et al.*, 1981; Gafoori-Shiraz y Okoshi, 1986; Nakayama *et al.*, 1987]:

$$H_s(f) = \frac{S\alpha_s}{2\alpha} \frac{1}{1 + jf/f_a} \{1 - \exp[-2\alpha L - j2\pi f(2Ln_g/c)]\}, \quad (1.15)$$

con S la relación de captura de la retrodispersión; $f_a = \alpha c/(2\pi n_g)$ la frecuencia de corte de la atenuación, típicamente 1,5 kHz a 1550 nm; α_s el

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

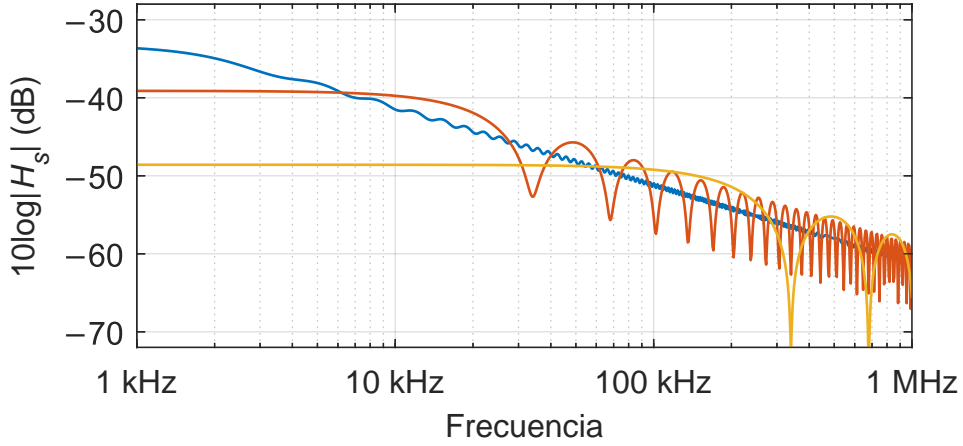


Figura 1.13: Función de transferencia de RBS $10 \log |H_s(f)|$ en SMF a 1550 nm para diferentes L : 30 km (azul), 3 km (naranja) y 300 m (amarillo).

coeficiente de atenuación de Rayleigh y α el coeficiente de atenuación total. Puede comprobarse que $H_s(f)$ presenta una caída de 10 dB por década por encima de f_a modulada a su vez por oscilaciones con periodo proporcional y amplitud inversamente proporcional a L , como muestra la figura 1.13. Este fenómeno es conocido como el «problema de alta frecuencia» de RBS [Urban *et al.*, 2016; Amaral *et al.*, 2017] e implica que para realizar medidas de RBS con mayor resolución en I-OFDR hace falta mayor sensibilidad.

En último lugar, el rango de medida viene determinado por:

$$z_{max} = 2K\Delta z = \frac{cK}{(2K+1)\Delta f n_g}, \quad (1.16)$$

pudiéndose observar cómo se establece un compromiso entre rango y resolución a través del número de pasos. Así mismo, la SNR puede aumentarse reduciendo el IFBW hasta alcanzar el nivel de ruido del VNA, pero a costa de ralentizar la medida de forma inversamente proporcional al IFBW

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

[Clement Bellido y R. Fernández-Pousa, 2015]. El tiempo de medida es, por tanto, proporcional al número de pasos e inversamente proporcional al IFBW, por lo que reducir el tiempo de medida requiere bien sacrificar el compromiso rango-resolución o bien la SNR y por ende la sensibilidad.

En la práctica, en los sistemas I-OFDR, es necesario substraer las contribuciones RF de componentes no correspondientes al DUT como cables, modulador o fotodiodo. Esta operación puede llevarse a cabo tomando una medida $H_n[k]$ en configuración «*through*», esto es conectando directamente el modulador al detector, y dividiendo por ella la traza en bruto $H_{raw}[k]$: $H[k] = H_{raw}[k]/H_n[k]$. Sin embargo, tal y como se ha descrito anteriormente, la traza $H_n[k]$ puede tomarse contra un reflector con reflectividad y posición conocidas. De esta manera, la traza $H[k]$ no solo se normaliza sino que también se calibra en amplitud y fase. Por contra, si el objetivo de la medida es el RBS, no es necesario realizar normalización debido al límite de ancho de banda que impone el «problema de alta frecuencia». Únicamente se realiza una calibración ajustando el nivel inicial $|h_w[0]|$ por convención al coeficiente estándar de RBS σ [Anderson *et al.*, 2004] de un pulso virtual rectangular cuya anchura $\Delta\tau$ es el FWHM del pulso sinc asociado a la ventana rectangular [Liehr, 2015]:

$$\sigma = 10 \log \left(S\alpha_s \frac{1,21c\Delta\tau}{2n_g} \right). \quad (1.17)$$

Otro aspecto a tener en cuenta sobre I-OFDR es el hecho de que, a diferencia de OTDR, el detector no debe saturarse ya que tras la IDFT se formaría una traza en el dominio temporal distorsionada. Además, al trabajar en régimen incoherente, no se puede esperar más de 40–50 dBo de RD [Derickson, 1998], que corresponde a una traza VNA de 80–100 dBe de rango dinámico, siendo este un límite práctico usual de la medida. Es por

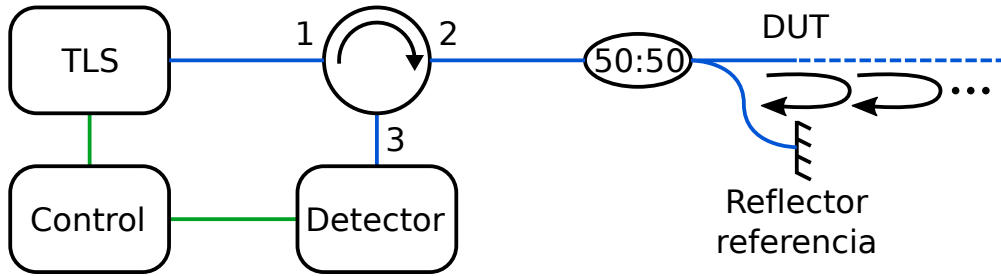


Figura 1.14: Esquema básico de un sistema OFDR. El subsistema de control provoca un barrido de frecuencia en forma de diente de sierra en la fuente láser sintonizable (TLS) y graba la señal RF generada por el detector, proporcional a los batidos entre las reflexiones en la DUT y el reflector de referencia. En azul, fibra óptica; en verde, cables RF.

ello que las medidas I-OFDR suelen estar limitadas por RD. Sin embargo, la ventaja de tomar la medida en el dominio de la frecuencia para después transformarla al dominio temporal es que se evitan las zonas muertas típicas de OTDR y se mantiene el RD en todos los puntos.

1.2.3. Reflectometría óptica coherente en el dominio de la frecuencia

OFDR difiere de I-OFDR en que el barrido se realiza directamente sobre la frecuencia óptica en lugar de sobre la modulación. En el equivalente coherente a I-OFDR, denominada a veces interferometría por barrido de longitud de onda (SWI), se recoge la interferencia entre un DUT y un reflector de referencia, siguiendo el esquema que se muestra en la figura 1.14. La traza resultante es un interferograma espectral discreto que contiene la respuesta óptica del DUT, y cuya IDFT proporciona la respuesta al impulso óptica del DUT. En [Kingsley y Davies, 1985] se emplea este con-

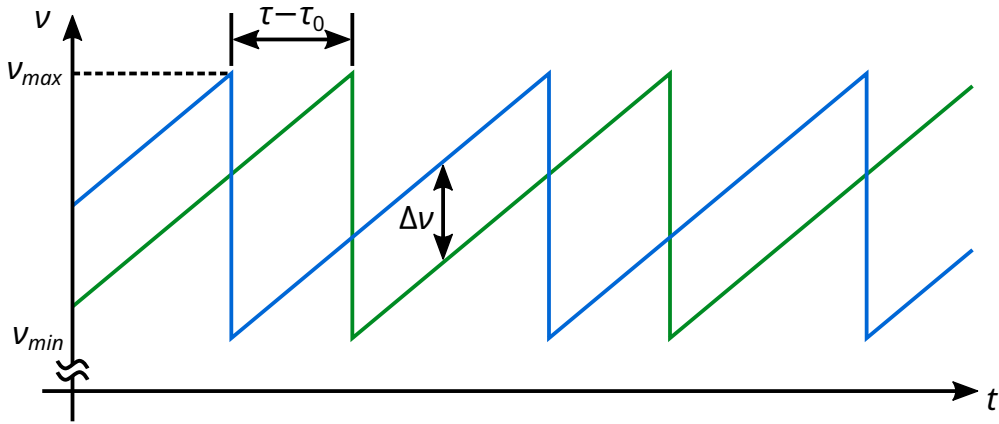


Figura 1.15: Frecuencia instantánea de señales ópticas recibidas por el fotodetector en un sistema en un sistema C-FMCW. En azul la proveniente del reflector de referencia, y en verde, la proveniente de un evento reflexivo en la DUT. La frecuencia del batido $\Delta\nu$ es proporcional al retraso relativo $\tau - \tau_0$, que es a su vez proporcional a la posición del evento en el DUT.

cepto para la caracterización de óptica integrada, y en [Zhao *et al.*, 2017] se emplea la reflexión de entrada al dispositivo como referencia. Dentro del campo de OFS, algunas aplicaciones son la medida de tensión mecánica en SMF mediante retrodispersión Rayleigh [Froggatt y Moore, 1998] y la medida de la respuesta en frecuencia de un DUT (VNA óptico) [Soller *et al.*, 2005].

Dentro de OFDR, un subtipo muy extendido es el modo de operación en onda continua y frecuencia modulada coherente (C-FMCW), en el que el barrido en longitud de onda se hace de forma continua en lugar de discreta entre las frecuencias ópticas ν_{min} y ν_{max} siguiendo un patrón de diente de sierra. A su vuelta, las señales reflejadas en los distintos eventos reflexivos del DUT se mezclan en el fotodetector con la señal proveniente del reflector de referencia, generándose un par de batidos por cada evento

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

reflexivo del DUT como se observa en la figura 1.15. De ambos, el de mayor frecuencia queda fuera del ancho de banda del fotodiodo [Zheng, 2004] y solo se detecta la oscilación del de menor frecuencia, $\Delta\nu$. Para cada batido, esta viene determinada por la diferencia de tiempo de vuelo entre el reflector de referencia y el evento reflexivo de el DUT en particular, y el parámetro de *chirp*, $\gamma = d\nu/dt$. Suponiendo que el tiempo de vuelo total para el camino óptico láser – reflector de referencia – fotodetector es τ_0 y para el camino láser – evento – fotodetector es $\tau > \tau_0$, $\Delta\nu$ puede calcularse como:

$$\Delta\nu = \gamma(\tau - \tau_0) = \frac{2\gamma zn_g}{c}, \quad (1.18)$$

donde z es la diferencia de distancias entre acoplador – evento y acoplador – reflector de referencia, asumiendo igual n_g en ambas fibras. De esta manera, el espectro de la señal RF generada por el fotodetector, $S(f)$, se corresponde con el perfil espacial de la reflectividad, $R(z)$, según:

$$R(z) \propto S\left(\frac{2\gamma zn_g}{c}\right). \quad (1.19)$$

La proporcionalidad depende de la reflectividad del reflector de referencia, el cual ha de ser considerablemente superior a las reflectividades del DUT a fin de enmascarar los batidos entre ellas, que producirán blancos a distancias referenciadas erróneamente. Por ello también es esencial emplear un acoplador 50:50 para que la señal reflejada en el reflector de referencia llegue con la mayor potencia posible.

Con respecto al rango, al igual que en un radar de onda continua y frecuencia modulada (FMCW), viene definido por el periodo del barrido T , donde $\tau - \tau_0 < T/2$, y es típicamente de decenas de metros, aunque puede ser extendido insertando un FSL en el brazo de referencia [Zhou *et al.*, 1996]. Por otra parte, la resolución vendrá determinada por la mínima variación

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

de frecuencia detectable por el analizador de espectro encargado de analizar la señal generada por el fotodetector, que a su vez conlleva un mayor tiempo de observación. Otra opción consiste en aumentar γ de forma que para una misma z , $\Delta\nu$ sea mayor. La contrapartida de esta solución es que para mantener T con una γ mayor y no perder rango hace falta aumentar el rango de sintonización del láser así como el ancho de banda de los componentes. Las resoluciones típicas de estos sistemas son del orden del micrómetro, siendo empleados principalmente para caracterización de componentes fotónicos [Glombitza y Brinkmeyer, 1993; von der Weid *et al.*, 1997] y permitiendo sensibilidades de $-152,5$ dB [Mussi *et al.*, 1996].

Así mismo, al igual que en OTDR, OFDR también puede beneficiarse del concepto de compresión de pulso. Esto es debido a que, según el teorema de Wiener-Khinchin, la densidad espectral de potencia de una señal, que es lo que obtiene el dispositivo de control en OFDR de la señal generada por el detector, equivale a la transformada de Fourier (FT) de la autocorrelación de dicha señal. Esto supone que si la fuente emite una secuencia con buenas propiedades de autocorrelación en lugar de *chirps*, el sistema de control realizará la autocorrelación de forma implícita comprimiendo toda la energía del pulso equivalente. Esto aporta ventajas similares al caso de OTDR con compresión de pulsos como son mayor sensibilidad y/o la posibilidad de emplear señales de baja potencia o similares a ruido.

1.2.4. Reflectometría óptica de baja coherencia

Siguiendo un esquema similar a OFDR, la reflectometría óptica de baja coherencia (OLCR) consiste en iluminar tanto un reflector de referencia como un DUT con un haz óptico de baja coherencia a través de un acoplador, como muestra la figura 1.16. De esta manera, la corta longitud de

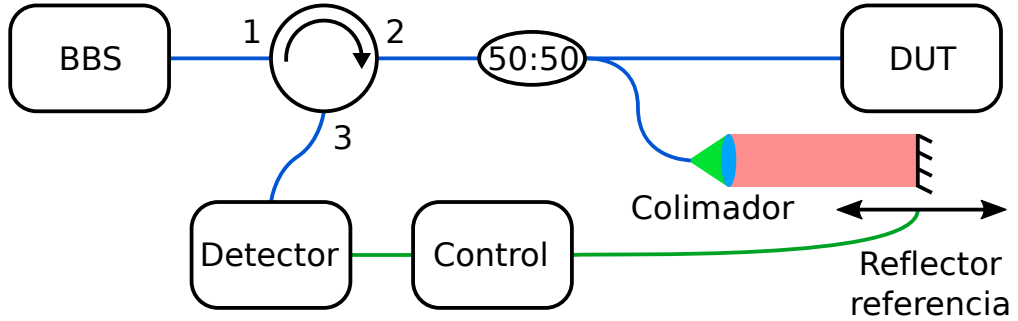


Figura 1.16: Esquema básico de un sistema OLCR. El subsistema de control desplaza con precisión el reflector de referencia y registra para cada posición el nivel de señal generado por el detector. En azul, fibra óptica; en verde, cables RF. BBS, fuente de banda ancha.

coherencia, L_c , provoca que el fotodetector solo perciba variaciones de intensidad por interferencia entre la reflexión en el reflector de referencia y un evento reflexivo en el DUT cuando la longitud del camino óptico fuente – reflector de referencia – fotodetector y del camino fuente – evento – fotodetector difieran una cantidad $\Delta z \sim L_c$, típicamente del orden de micrómetros. Variando la distancia del reflector de referencia al acoplador es posible escanear los diferentes eventos reflexivos en el DUT, puesto que las variaciones de intensidad por coherencia detectadas cuando el reflector de referencia se encuentre a una misma distancia z del acoplador que el evento revelarán su presencia. Además, las variaciones serán proporcionales a la magnitud del evento. Extrayendo la envolvente del patrón de interferencia obtenido al desplazar el reflector de referencia se obtiene el perfil espacial de reflectividad del DUT, $R(z) = R(z_0 + z_{DUT})$, con z_0 la distancia del acoplador al comienzo del DUT y z_{DUT} la distancia respecto a z_0 , es decir, la posición en el marco de referencia del DUT. La figura 1.17 muestra una simulación de una traza obtenida mediante OLCR. Obsérvese que el nivel

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

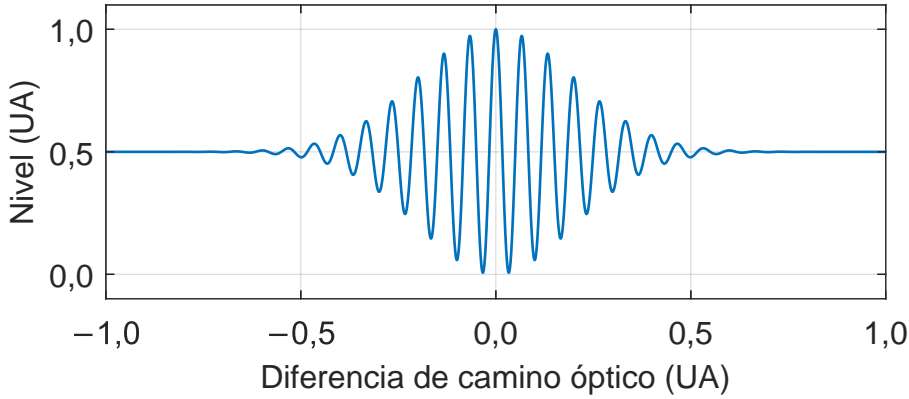


Figura 1.17: Nivel de señal generado por el fotodetector en un sistema OLCR en función de la diferencia de caminos ópticos al reflector de referencia y a un evento reflexivo discreto en el DUT.

detectado es constante cuando la diferencia de caminos ópticos es grande, típico de la suma de dos haces mutuamente incoherentes, y la amplitud de la interferencia va incrementándose conforme la diferencia se aproxima a cero, donde el nivel detectado alcanza el pico. La resolución en este tipo de sistemas suele establecerse como $\Delta z = L_c/2$, donde el factor 1/2 da cuenta del doble camino que realiza la luz reflejada en un evento del DUT, mientras que para una fuente con espectro gaussiano L_c se calcula como [Fercher *et al.*, 2003]:

$$L_c = \frac{4 \ln(2)}{\pi n_g} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}, \quad (1.20)$$

con n_g en índice de refracción de grupo, λ la longitud de onda central de la fuente y $\Delta \lambda$ el FWHM de la fuente.

Los primeros usos de técnicas OLCR en el campo de la fibra óptica datan de finales de los años 80 [Danielson y Whittenberg, 1987; Takada *et al.*, 1987; Youngquist *et al.*, 1987]. Debido a la limitación en rango que impone

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

el brazo móvil, las principales aplicaciones son el análisis de dispositivos [Gilgen *et al.*, 1989] y la medida de índices y espesores [Sorin y Gray, 1992].

La principal desventaja de OLCR frente a las técnicas descritas previamente es el uso de partes móviles para variar la posición del reflector de referencia. Ello impone un rango de medida notablemente corto limitado por el máximo desplazamiento del brazo de referencia, generalmente menor de un metro. Aun así, han sido desarrolladas técnicas para la extensión de rango en sistemas de fibra [Jong y Hotate, 1989; Baney y Sorin, 1993] llegándose a alcanzar hasta 150 m [Baney y Sorin, 1995]. En cuanto a resolución y sensibilidad, se han alcanzado los 2 μm , usando una fuente de 143 nm, [Clivaz *et al.*, 1992] y -146 dB, capturando retrodispersión Rayleigh con 28 μm de resolución [Takada *et al.*, 1992].

La naturaleza parcialmente coherente de OLCR implica además que para recuperar la fase del interferograma tal y como se representa en la figura 1.17 se necesita una alta estabilidad del interferograma. De lo contrario, la fase es inestable y únicamente puede recuperarse la envolvente. Una de las primeras ventajas que se le vio a los sistemas OLCR sensibles a fase es la posibilidad de realizar espectrometría de Fourier [Takada *et al.*, 1990]. La recuperación de la fase, usualmente mediante la implementación de un segundo interferómetro, permite otras aplicaciones relevantes como la compensación de la dispersión en el DUT [Brinkmeyer y Glombitza, 1992], que supone una fuente de ensanchamiento del pico de baja coherencia del reflectograma, o la síntesis de la función de coherencia [Jong y Hotate, 1989].

Dentro del campo del sensado, OLCR ha sido aplicada, por ejemplo, en sensores interferométricos [Pozzi *et al.*, 2008], de desplazamiento [Shafir *et al.*, 2011], microrresonadores [Sanogo *et al.*, 2013] o fibras de pocos modos [Gabet *et al.*, 2009]. Así mismo, el desarrollo de OLCR dio lugar a la

1.2. REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

tomografía óptica coherente (OCT), con aplicación directa en el análisis de tejidos y superficies [Fercher *et al.*, 2003].

La incorporación de técnicas MWP a OLCR se introdujo a finales de la pasada década como método de interrogación de sensores reflectométricos [Comanici *et al.*, 2010]. Posteriormente, esta idea fue recuperada [R. Fernández-Pousa *et al.*, 2014a; Deng *et al.*, 2014] y también se demostró teórica y experimentalmente que esta técnica equivale a interferometría de baja coherencia (LCI), identificándose las limitaciones básicas de la aproximación MWP más sencilla, modulación DSB y dispersión mediante carrete de SMF e indicando posibles mejoras futuras [R. Fernández-Pousa *et al.*, 2014b]. Durante esta década se han desarrollado nuevos métodos de interrogación de sensores FBG basados en RF-LCI [Chen *et al.*, 2019] y se han propuesto técnicas como la modulación SSB para evitar el CSE [Benítez *et al.*, 2017a], el empleo de múltiples subportadoras (SCM) para paralelizar el barrido y reducir el tiempo de medida [Benítez *et al.*, 2017b; Benítez González, 2019] o un doble paso por el camino óptico para aumentar la sensibilidad [Li *et al.*, 2019]. El empleo de un enlace MWP dispersivo en lugar de un segundo interferómetro para realizar el proceso de interrogación hace que esta técnica dependa en menor medida de la estabilidad mecánica del sistema. Un segundo MZM puede ser empleado después del tramo dispersivo para crear un batido a igual frecuencia de bandas con diferente retraso, lo que permitiría recuperar la fase del interferograma y realizar interferometría de Fourier. Este último punto ha sido en el que se han centrado nuestras investigaciones desde que se finalizaron los trabajos que comprenden la presente tesis. La sección 4.1 amplía la información acerca de esta nueva línea de investigación.

Capítulo 2

Sistemas basados en reflectometría óptica incoherente dispersiva en el dominio de la frecuencia

Gran cantidad de OFS multipunto codifican la información de los elementos sensores espectralmente y/o emplean WDM. Su interrogación supone un reto ya que requiere de discriminación tanto espacial como espectral, por lo que se suelen emplear esquemas complejos como TLS pulsadas [Dennis *et al.*, 1997; Fu *et al.*, 2008; Wang *et al.*, 2012; Hu *et al.*, 2014]. DI-OFDR es una variante de I-OFDR que incorpora a esta última la capacidad de discriminación espectral. Además presenta ventajas en cuanto a coste y resolución frente a técnicas basadas en fuentes pulsadas con barrido espectral. En este capítulo se resumen los trabajos realizados en la presente tesis doctoral que emplean DI-OFDR o que, si bien no la emplean directamente, sus resultados pueden ser empleados para mejorar alguna figura de mérito de esta.

CAPÍTULO 2. SISTEMAS DI-OFDR

Añadiendo entre el MZM y el detector de un sistema I-OFDR similar al representado en la figura 1.12 un elemento altamente dispersivo, como un carrete de SMF, un tramo de DCF o una CFBG en reflexión, se dota al sistema de capacidad espectrométrica. La dependencia de la velocidad de fase con el retardo que impone la dispersión traslada los espectros de reflexión de cada evento reflexivo en el DUT al dominio temporal, que I-OFDR es capaz de resolver. En este sentido, una onda modulada en IM y portada a una longitud de onda λ adquiere un retraso adicional igual a $D(\lambda - \lambda_0)$ con respecto al retraso que adquiere a λ_0 , siendo D la dispersión total del enlace. Esto implica que si un reflector de banda estrecha está situado a un retardo en ida y vuelta τ_0 , ante un cambio de la longitud de onda de reflexión de λ_0 a λ aparecerá situado a un retardo $\tau_0 + D(\lambda - \lambda_0)$. De esta forma se traslada la longitud de onda de reflexión a retrasos diferenciales, con una escala controlada D .

Suponiendo un DUT con un único evento reflexivo, en el caso de I-OFDR, la fase de la función de transferencia óptica, $\phi(\omega)$ con ω la frecuencia angular óptica, es lineal con respecto a ω , lo que implica que el canal óptico únicamente impone a la señal un retraso constante en ω . En DI-OFDR, sin embargo, $\phi(\omega)$ deja de ser lineal con respecto a ω debido a la dispersión y τ , cuya definición se extiende ahora como retardo de grupo debido a la dispersión, varía con ω . En escalas de RF, $\phi(\omega)$ puede aproximarse expandida hasta tercer orden como:

$$\phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega) \approx \tau(\omega)\Omega + \frac{1}{2}\tau'(\omega)\Omega^2 + \frac{1}{6}\tau''(\omega)\Omega^3, \quad (2.1)$$

donde las primas indican derivación con respecto a ω . En la misma escala, el módulo de la función de transferencia óptica puede suponerse constante. De igual forma, $\tau(\omega)$ puede aproximarse expandida hasta segundo orden

alrededor de una frecuencia óptica de referencia ω_0 :

$$\tau(\omega) \approx \tau_0 + \tau'_0(\omega - \omega_0) + \tau''_0(\omega - \omega_0)^2. \quad (2.2)$$

Introduciendo las aproximaciones desarrolladas en las ecuaciones 2.1 y 2.2 en la expresión de la función de transferencia RF de un enlace MWP DSB desarrollada en [Mora *et al.*, 2006] puede aproximarse la expresión de la respuesta al impulso normalizada bajo el efecto de la dispersión [Clement Bellido y R. Fernández-Pousa, 2015]:

$$h_D(t) \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi|\tau'_0|}} \cos\left(\frac{t^2}{2|\tau'_0|} - \frac{\pi}{4}\right) * \sqrt[3]{\frac{2}{\tau''_0}} \text{Ai}\left(-\sqrt[3]{\frac{2}{\tau''_0}}t\right) * \frac{1}{|D|} R(\lambda(t)), \quad (2.3)$$

donde $*$ denota convolución; $\text{Ai}(\cdot)$ es la función de Airy; $\tau'(\omega) \approx \tau'_0$; $\tau''(\omega) \approx \tau''_0$; $D = d\tau/d\lambda|_{\lambda=\lambda_0}$ con $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$; $R(\lambda)$ es el espectro reflejado en el evento reflexivo del DUT, esto es incluyendo el perfil espectral con el que se ilumina; y $\lambda(t)$ es la función que relaciona el retardo de grupo y la longitud de onda. Al igual que en la ecuación 1.12, τ_0 se establece a 0 por simplicidad, equivalente a normalizar por un reflector de referencia en $\tau = 0$ con una fuente monocromática a λ_0 . De igual forma que en I-OFDR, en el caso real de que el reflector de referencia esté en una posición $\tau > 0$, $h_D(t)$ únicamente sufre un desplazamiento en t . Por otra parte, los dos primeros términos de el convolución en la ecuación 2.3 corresponden, respectivamente, al efecto de la CSE, esperable en un enlace MWP dispersivo DSB [Urick *et al.*, 2015], y a la distorsión debida a la dispersión de orden superior (HOD). El tercer término representa el WTGDM, y la función $\lambda(t)$ que lo gobierna puede aproximarse expandida hasta segundo orden como:

$$\lambda(t) \approx \lambda_0 + \frac{t}{D} - \frac{1}{2} \frac{S}{D} \left(\frac{t}{D}\right)^2, \quad (2.4)$$

CAPÍTULO 2. SISTEMAS DI-OFDR

con $S = dD/d\lambda|_{\lambda=\lambda_0}$ la pendiente de la dispersión total, mientras que los coeficientes en las ecuaciones 2.2 y 2.4 se relacionan según las expresiones:

$$\tau_0' = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}D \quad (2.5)$$

y

$$\tau_0'' = \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)^2 \left(S + \frac{2}{\lambda_0}D\right). \quad (2.6)$$

Seguidamente, incorporando el efecto de enventanado que introduce la interrogación I-OFDR, la respuesta al impulso obtenida de un enlace MWP dispersivo puede escribirse como:

$$h_{D,w}(t) \approx w(t) * h_D(t), \quad (2.7)$$

con $w(t)$ la respuesta al impulso continua del enventanado impuesto. Así mismo, el término del CSE hasta la frecuencia en la que anula la función de transferencia y el factor $1/|D|$ en la ecuación 2.3 pueden compensarse normalizando en el dominio de la frecuencia por una traza con iluminación monocromática a λ_0 , mientras que el término dispersivo puede aproximarse a una delta si el medio dispersivo se diseña con $\tau_0'' \approx 0$ [Peraita *et al.*, 2015]. Esta última condición permite obtener, a partir de la ecuación 2.6, la identidad $S/D = -2/\lambda$ [Gouraud *et al.*, 2006], que sustituida en la ecuación 2.4 transforma esta última en:

$$\lambda(t) \approx \lambda_0 + \frac{t}{D} + \frac{1}{\lambda} \left(\frac{t}{D}\right)^2 \quad (2.8)$$

y cuyo término cuadrático puede despreciarse para valores típicos ($t = 1$ ns, $D = 170$ ps/nm y $\lambda = 1550$ nm), quedando como $\lambda(t) = \lambda_0 + t/D$. Finalmente, normalizando, empleando un medio dispersivo con $\tau_0'' \approx 0$ y

sustituyendo $\lambda(t)$; la ecuación 2.7 queda como:

$$h_{D,w}(t) \approx w(t) * R(\lambda_0 + t/D). \quad (2.9)$$

Nótese que $\lambda(t)$ proyecta sobre el eje temporal el espectro del reflejo en el evento reflexivo en el DUT, dotando por ende al sistema I-OFDR original de capacidad espectrométrica. De esta forma, para una longitud de onda de interrogación monocromática λ_c , $h_{D,w}(t)$ es la respuesta al impulso del enventanado centrada en $t = D(\lambda_c - \lambda_0)$ y multiplicada por el factor asociado a la reflectividad a λ_c del evento reflexivo. Cabe destacar que, debido a la ausencia de señal provocada por el CSE, el ancho de banda de interrogación debe restringirse a frecuencias por debajo de este [Clement Bellido y R. Fernández-Pousa, 2015].

Por último, la ecuación 2.9 puede extenderse para el caso general de varios eventos reflexivos en el DUT, incluidos eventos distribuidos. Para ello, $R(\lambda)$ pasa a depender también de τ , $R(\lambda, \tau)$, asumiendo que el espectro de reflexión puede ser diferente en cada posición del DUT. Añadiendo la discretización impuesta por I-OFDR, la ecuación queda como:

$$h_{D,w}[n] \approx \left(w(t) * \int R(\lambda(u), t - u) du \right) [n\Delta\tau]. \quad (2.10)$$

Cada reflector, con espectro comprendido en un intervalo $\Delta\lambda$, se observa como un pulso distribuido de duración $D\Delta\lambda$, de modo que dos reflectores cercanos pueden producir pulsos superpuestos y, por tanto, diafonía. La figura 2.1 ilustra este efecto en el caso de tres eventos reflexivos cuyas proyecciones se solapan. Este escenario sin embargo, es muy poco práctico desde el punto de vista de OFS ya que en el caso, por ejemplo, de un *array* de FBG supone diafonía entre sensores. En resumen, las condiciones necesarias para una interrogación DI-OFDR correcta son: una HOD

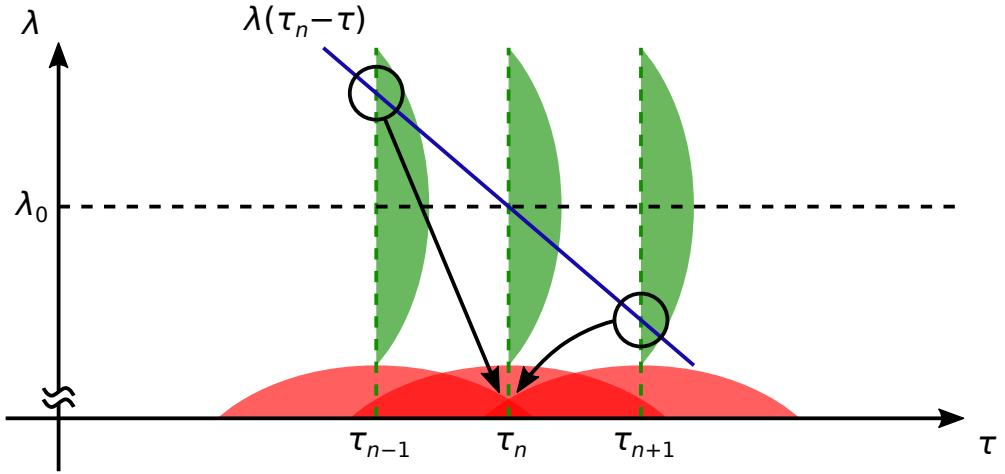


Figura 2.1: Diafonía por solapamiento en interrogación DI-OFDR de *array* de reflectores. En el punto $\tau = \tau_n$ se solapan parte de las proyecciones (en rojo) de los espectros de las FBG (en verde). La integral en la ecuación 2.10 integra la variable $R(\lambda, \tau)$ a lo largo del camino marcado por la función $\lambda(\tau_n - \tau)$ (en azul). Los círculos y las flechas indican la contribución de las FBG adyacentes en $t = \tau_n$, que distorsionan la medida, en este caso a λ_0 , de la FBG central.

nula o lo menor posible; un ancho de banda que alcance como máximo la frecuencia de CSE y espectros y distancias entre sensores que no se superpongan, teniendo en cuenta las posibles excursiones en longitud de onda de cada sensor. Esta última condición da lugar a considerar los reflectores de banda estrecha como la opción ideal para implementar OFS mediante DI-OFDR. No obstante, pueden emplearse FBG cortas con espectro ancho combinadas con filtrado espectral [Cheng *et al.*, 2015] o iluminación de banda estrecha [Clement *et al.*, 2016b].

2.1. Demodulación de FBG con fuente de doble longitud de onda

Tal y como se explica en la subsección 1.1.1, las FBG constituyen una de las tecnologías de sensado por fibra óptica más polivalentes y versátiles en la actualidad. Entre las diferentes ventajas que presentan las FBG, una a destacar es que, bajo ciertas técnicas de interrogación, muestran una mayor eficiencia de potencia frente a otros tipos de OFS [Thévenaz, 2014]. Esto se debe a su versatilidad, que permite crear sensores tanto puntuales como cuasi-distribuidos, en distancias del orden de metros, y a la vez pueden ser conformados en longitud de onda, anchura espectral de resolución, posición y reflectividad. No obstante, las técnicas típicamente empleadas en interrogadores comerciales, iluminación de banda ancha con espectrometría dedicada [Ibsen, 2020; BaySpec, 2020] o barrido espectral mediante láser sintonizable [Smart, 2020; Micron, 2020; HBM, 2020], no aprovechan la eficiencia de potencia, ya que solo una parte del espectro de sondeo se ve reflejado por el sensor. Sin embargo, estos métodos sí ofrecen, además de un amplio rango espectral, resolución picométrica en la detección de la longitud de onda de Bragg.

El objetivo del trabajo que se resume en la presente sección es la creación de un método de interrogación mediante MWP con resolución picométrica capaz de aprovechar la eficiencia de potencia que ofrecen las FBG, dando lugar así mismo a una publicación [Clement *et al.*, 2016b]. Para ello, el método desarrollado se basa en el empleo de fuentes de doble longitud de onda, un método además autorreferenciado y basado en la medición de intensidad. Introducida en [Wilson *et al.*, 2001], la ventaja de esta forma de interrogación en términos de eficiencia de potencia radica en que las

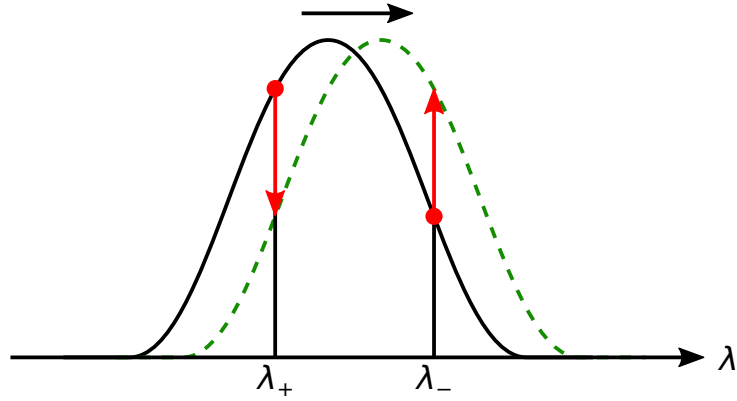


Figura 2.2: Variación del nivel de las longitudes de onda de una fuente dual reflejada en una FBG por el desplazamiento del espectro en reflexión de la misma.

dos longitudes de onda de la fuente pueden ser continuamente reconfiguradas para que siempre se vean reflejadas por la FBG. En concreto, el concepto se basa en situar cada una de las longitudes de onda en un punto intermedio de cada una de las pendientes del espectro de reflexión de la FBG, previo calibrado, y, en base a la medida diferencial de reflectividades, deducir la longitud de onda de Bragg del sensor. La figura 2.2 esquematiza la detección del desplazamiento del pico mediante este proceso, que matemáticamente puede expresarse como:

$$\Delta R_{\text{dB}} = R_{+, \text{dB}} - R_{-, \text{dB}} = P'_{+, \text{dBm}} - P'_{-, \text{dBm}} + \Delta P_{\text{dB}}, \quad (2.11)$$

donde ΔR_{dB} representa la medida diferencial de reflectividades en dB, $R_{\pm, \text{dB}}$ las reflectividades en dB a las longitudes de onda superior (+) e inferior (-), $P'_{\pm, \text{dBm}}$ la potencia recibida en dBm a las longitudes de onda superior (+) e inferior (-) y ΔP_{dB} un posible desbalanceo de potencia en

2.1. DEMODULACIÓN DE FBG CON FUENTE DUAL

dB de la fuente de doble longitud de onda. De esta forma, y en contraste con los sistemas comerciales de iluminación de banda ancha o de barrido láser, un sistema de doble longitud de onda solo sufre una penalización de 3 dB en potencia. Esto se debe a que el punto óptimo donde las líneas han de situarse para maximizar la sensibilidad del desplazamiento de la longitud de onda de Bragg es a mitad de máximo.

Este trabajo presenta, por primera vez, un concepto de interrogación pasiva remota de FBG mediante fuente de doble longitud de onda, de diseño relativamente simple y reconfigurable donde, además, tanto la generación como el análisis de las dos longitudes de onda se hace en base a técnicas MWP. Así mismo, este método representa un ejemplo donde MWP permite adaptar, de un modo eficiente en potencia, la generación de luz para sensores FBG y donde la fibra no solo permite al sistema operar de forma remota sino que también juega el papel de elemento dispersivo en DI-OFDR. Puede ser considerado como un caso límite del método propuesto en [Tosi, 2015], donde se usan técnicas de procesado para mejorar la medida a partir de un número limitado de medidas de la reflectividad de la FBG, en nuestro caso, solo dos. Así mismo, este trabajo también da pie al desarrollo de métodos que hagan uso de fuentes de múltiples longitudes de onda más reconfigurables y más complejas junto con etapas de procesado de señal más avanzadas.

En concreto, este trabajo se centra en la demodulación de una FBG típica con un 45 % de reflectividad, recibiendo una potencia óptica relativamente baja, -16 dBm, a través de un tramo de SMF de 32,9 km, lo que demuestra la aptitud para sensado remoto del sistema. Además, en contraste con el sistema propuesto en [Wilson *et al.*, 2001], basado en iluminación mediante diodo láser multimodal, nuestro sistema permite ser adaptado a FBG con diferentes longitudes de onda de Bragg y anchuras espectrales,

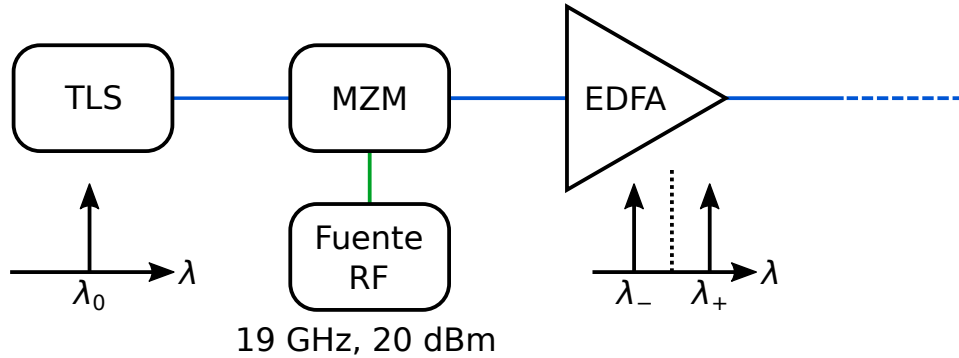


Figura 2.3: Diagrama esquemático de la fuente de doble longitud de onda empleada. En azul, fibra óptica; en verde, cable RF.

siendo su limitación básica la separación de las longitudes de onda, que se controla mediante modulación electroóptica y que por tanto involucra anchos de banda crecientes. La longitud de onda central se controla mediante un TLS. Con respecto al subsistema de análisis espectral para realizar la medida diferencial de potencia óptica, se han empleado dos variantes. La primera, más tradicional, basada en un OSA comercial, ha consistido en medir los picos de potencia recibidos a cada una de las longitudes de onda de la fuente dual, para luego restarlas y obtener la medida diferencial. La segunda ha empleado la técnica DI-OFDR, explicada en detalle en la subsección 1.2.2. La ventaja de este segundo método es que, más allá de poder resolver reflexiones espectralmente, también permite aislarlas en el dominio espacial, filtrando de esta forma reflexiones espúreas que pudieran distorsionar la medida.

2.1.1. FBG y fuente de doble longitud de onda

La FBG empleada en este trabajo, con una reflectividad de un 45 %, constaba, además, de una longitud de 1 cm, un FWHM de 257 pm y una longitud de onda de Bragg de 1552,9 nm. En cuanto a la fuente, emplea una configuración basada en MWP para proporcionar una emisión dual. Esquemática en la figura 2.3, su arquitectura consiste en una TLS (Keysight N7711A) modulada por un MZM (Avanex SD20, $V_{\pi} = 4,7$ V) en supresión de portadora, predominando entonces las dos primeras bandas laterales. De esta forma se obtiene un espectro equivalente, a efectos prácticos, al de una fuente de doble longitud de onda. El MZM era gobernado por un tono a 19 GHz y 20 dBm de potencia de RF. La figura 2.4 muestra, además del espectro de reflectividad de la FBG, el espectro de la fuente dual con la TLS sintonizada a 1552,9 nm. En particular, se alcanza una supresión de portadora de 18 dB y una separación entre bandas laterales de 0,31 nm, en buen acuerdo con el valor teórico de 306 pm. La supresión de las bandas al triple de frecuencia es ~ 30 dB.

Por último, la salida del MZM es amplificada con un EDFA (Keopsys) hasta una potencia de 19 dBm ópticos, correspondientes a 9,5 dBm por longitud de onda. Cada una de las longitudes de onda de la fuente mostraba una variación de potencia óptica pico a pico de $< 0,02$ dB y una diferencia entre ellas de 0,14 dB. Por otra parte, la fuente hereda su coherencia de la TLS, por lo que, para evitar la aparición de *scattering* de Brillouin al distribuir la señal en un tramo de fibra, se activa la función de *dithering* de la TLS, consistente en una modulación de fase interna a baja frecuencia para reducir la coherencia. Tras ello, la línea láser contaba con una anchura espectral de 0,9 pm, medida con una técnica autoheterodina retrasada, y mediante medidor de longitud de onda (Burleigh-EXFO WA-

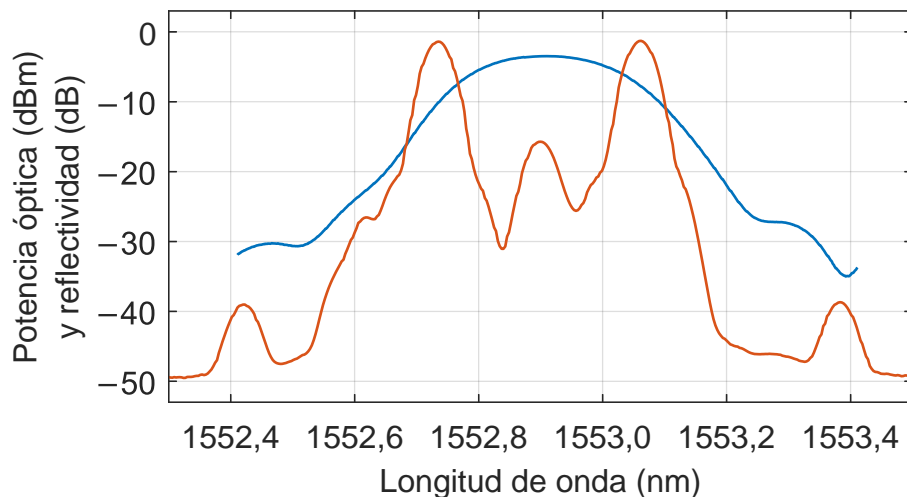


Figura 2.4: Espectro óptico de la fuente de doble longitud de onda (naranja) y reflectividad de la FBG (azul).

1500) se pudieron estabilizar las medidas dentro de una desviación máxima de $\pm 0,2$ pm y ajustar la exactitud de la TLS, desviada $1,7 \pm 0,2$ pm frente a su valor nominal.

2.1.2. Demodulación con espectrómetro

El primer experimento de demodulación de la FBG mediante la fuente dual consistió en medir la diferencia de potencia pico reflejada en el sensor a cada una de las longitudes de onda de la fuente mediante un OSA convencional (Agilent 84142B). El desplazamiento de la longitud de onda de Bragg se emuló variando la longitud de onda de la TLS, dejando la FBG en una posición relajada. Respecto a las variaciones térmicas, estas fueron de $\pm 0,1$ °C, lo que, tomando un valor típico de 10 °C/pm de sensibilidad de la longitud de onda de Bragg frente a la temperatura, limita la resolución

2.1. DEMODULACIÓN DE FBG CON FUENTE DUAL

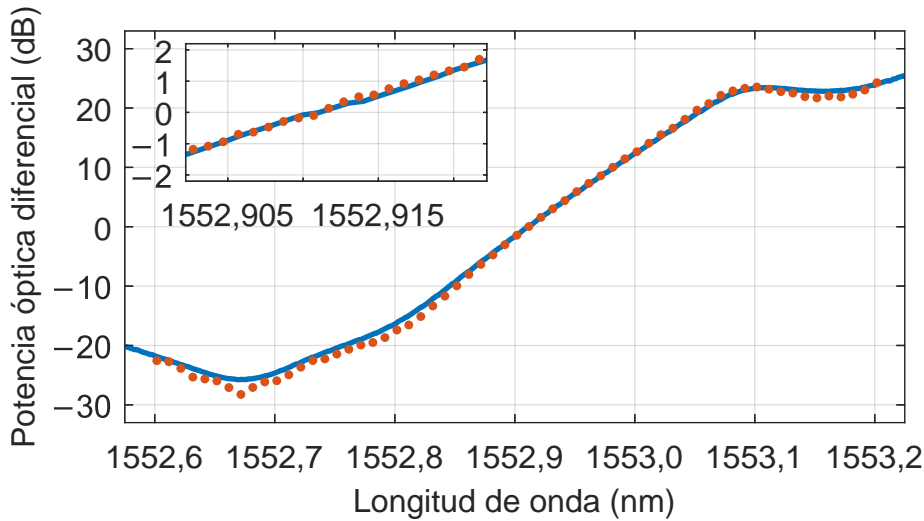


Figura 2.5: Curva de calibración (azul) y resultados del escaneo (puntos naranjas) en pasos de 10 pm, y en pasos de 1 pm en la gráfica insertada.

a ± 1 pm. Para cada cambio de longitud de onda de la TLS se dejó un tiempo de estabilización de 1 min, y la potencia fue atenuada para que a la entrada del OSA llegaran -16 dBm, equiparándola a la recibida por el demodulador DI-OFDR.

En una primera tanda de medidas se escaneó la FBG variando la longitud de onda de la TLS en pasos de 10 pm, al contrario que en una situación real donde es el espectro de la FBG el que se desplaza. Este procedimiento permite tener una referencia calibrada de desplazamiento. La figura 2.5 muestra los resultados junto con la curva de calibración obtenida a partir del espectro de reflectividad de la FBG, representado en la figura 2.4. Las curvas presentan una zona lineal a lo largo de los ~ 120 pm centrales con una pendiente de $0,15$ dB/pm y unas diferencias máximas de $< 0,5$ dB, correspondientes a ± 3 pm. El ajuste de los puntos obtenidos a partir del escaneo de la TLS en dicha zona muestra un coeficiente de correlación

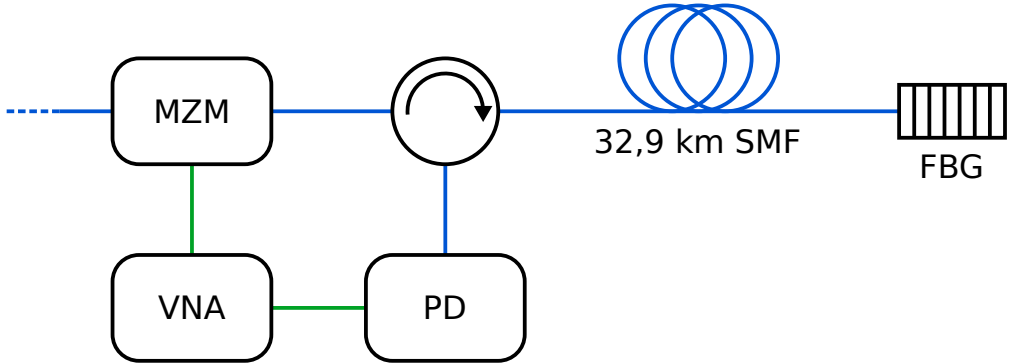


Figura 2.6: Interrogador DI-OFDR remoto. En azul, fibra óptica; en verde, cables RF. PD, fotodiodo.

$R^2 = 0,9986$ y un valor máximo de residuos de 0,57 dB (4 pm). Posteriormente, se realizó una segunda tanda de medidas barriendo la TLS en pasos de 1 pm alrededor del punto de corte con el cero en una banda de 20 pm. La pendiente del ajuste volvió a ser de 0,15 dB/pm, la máxima diferencia entre curvas de 0,15 dB (1 pm) y el coeficiente de correlación del ajuste lineal $R^2 = 0,9991$, con un valor máximo de residuos de 0,10 dB (0,7 pm).

2.1.3. Demodulación mediante DI-OFDR

La demodulación mediante DI-OFDR permite, además de selectividad espectral, selectividad espacial y la posibilidad de aumentar la SNR mediante un filtrado más fino a frecuencia intermedia a costa de una mayor tiempo de escaneo [Clement *et al.*, 2016a]. Por otra parte, el tramo de fibra hasta el sensor pasa a jugar un papel clave como medio dispersivo, aunque puede ser sustituido por otros medios dispersivos como CFBG. El esquema completo del interrogador empleado se representa en la figura 2.6.

El campo eléctrico de cada longitud de onda modulada de la fuente dual

2.1. DEMODULACIÓN DE FBG CON FUENTE DUAL

puede expresarse como:

$$E_{\pm}(t) = E_{0\pm} \exp(j2\pi\nu_{\pm}t)[1 + (m/2) \cos(2\pi ft)], \quad (2.12)$$

donde el subíndice \pm hace referencia a la línea de mayor (+) o menor (-) frecuencia óptica, m es el índice de modulación y ν_{\pm} la frecuencia óptica de la línea. Seguidamente, el campo compuesto por ambas líneas moduladas, $E(t) = E_+(t) + E_-(t)$, incide en la FBG, cuyo coeficiente de reflexión es $r(\nu)$. Dado que las bandas laterales se encuentran en el rango de microondas y la máxima excursión de RF es del orden de la mitad del FWHM de la FBG, el comportamiento de $r(\nu)$ puede aproximarse lineal a tales escalas:

$$r(\nu_{\pm} \pm f) \approx r(\nu_{\pm}) \times (1 \pm a_{\pm}f) \exp(\pm j2\pi f u_{\pm}), \quad (2.13)$$

con a_{\pm} y u_{\pm} las constantes de la expansión, donde u_{\pm} representa un retardo en el tono de RF debido a la dispersión acumulada en el camino MZM – FBG – fotodiodo.

El campo eléctrico reflejado puede entonces expresarse como:

$$E'_{\pm}(t) = E_{0\pm} r(\nu_{\pm}) \exp(j2\pi\nu_{\pm}t) \times \{1 + (m/2) \cos[2\pi f(t - u_{\pm})] + ja_{\pm}(m/2) \sin[2\pi f(t - u_{\pm})]\} \quad (2.14)$$

y la intensidad recibida por el fotodiodo tras el viaje de ida y vuelta al sensor a través de una línea de longitud L y atenuación α como:

$$I_{\pm}(t) = |E'_{\pm}(t)|^2 = P_{\pm} R_{\pm} \exp(-2\alpha L) \times \{1 + (1/8)(a_{\pm}m)^2 + m \cos[2\pi f(t - u_{\pm} - \tau_{\pm})] + \dots\}, \quad (2.15)$$

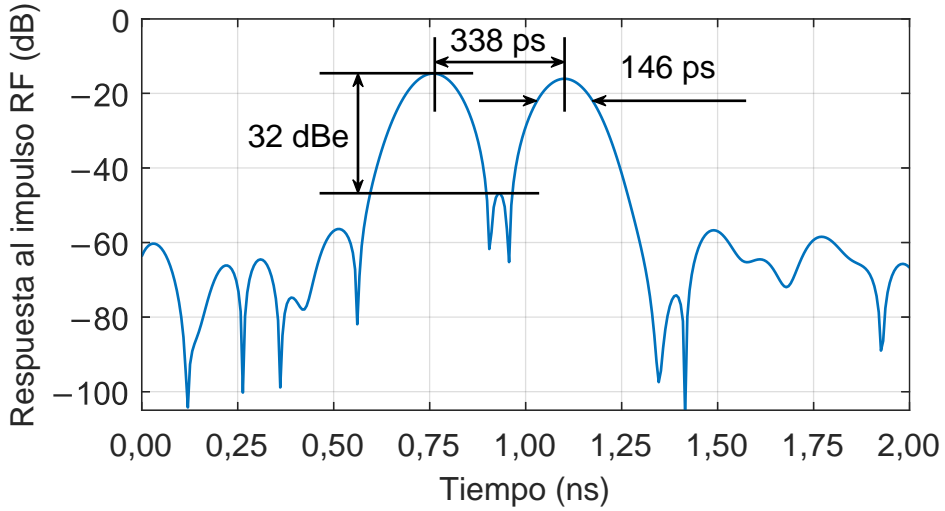


Figura 2.7: Respuesta al impulso RF mostrando la estructura de doble pico.

siendo $P_{\pm} = |E_{0\pm}|^2$, $R_{\pm} = |r(\nu_{\pm})|^2$, τ_{\pm} el retardo de propagación dependiente de la longitud de onda asociado a la línea dispersiva y los puntos suspensivos términos de distorsión omitidos. Finalmente, el VNA, aplicando la FT a la función de transferencia, obtiene la respuesta al impulso, con forma:

$$h(t) \propto m \exp(-2\alpha L) \times (R_+ P_+ \delta(t - u_+ - \tau_+) + R_- P_- \delta(t - u_- - \tau_-)). \quad (2.16)$$

La dispersión de la línea permite resolver los picos a diferente longitud de onda, cuya amplitud relativa se corresponde con la medida diferencial buscada. La figura 2.7 muestra la estructura de doble pico resuelta por el VNA.

El interrogador DI-OFDR se componía de un segundo MZM *push-pull*

2.1. DEMODULACIÓN DE FBG CON FUENTE DUAL

ajustado en cuadratura (JDSU APE AM-150, $V_{\pi} = 6,0$ V) y un VNA (Keysight N9928) amplificado por un amplificador de 15 GHz de ancho de banda de manera que el MZM era gobernado por una potencia total de 11 dBm. La línea dispersiva consistía en dos tramos de fibra con una longitud conjunta de 32,870 km, lo que proporciona una dispersión total de 544 ps/nm a 1550 nm. Las pérdidas ópticas totales eran de 26 dB y la potencia inyectada en el circuito por cada portadora 7 dBm.

Debido a los altos niveles de potencia óptica, se activó en la TLS la opción de *dithering* para evitar la aparición de *scattering* de Brillouin que pudiera distorsionar la medida. Así mismo, las funciones de transferencia de las diferentes medidas tomadas fueron normalizadas por una traza que empleaba como portadora óptica una única longitud de onda a 1552,9 nm a una potencia que igualara la recibida por el fotodiodo en los experimentos. De esta forma se compensaban los efectos de desvanecimiento dispersivo. Además, también se empleó un enventanado Kaiser-Bessel con $\beta = 6,5$, estableciendo una supresión del lóbulo secundario de -47 dBe (dB eléctricos) que permite despreciar la diafonía entre picos y asegurar que el pico situado entre los dos correspondientes a las reflexiones de las dos longitudes de onda es el residuo no suprimido de la portadora óptica original. El FWHM final de la respuesta al impulso correspondiente a cada longitud de onda fue de 146 ps (medido a -6 dB al trabajar con potencia de RF), como puede comprobarse en la figura 2.7 y la supresión de portadora, de 32 dBe. Finalmente, para obtener el desplazamiento de la longitud de onda de interrogación, que equivaldría al desplazamiento del espectro de la FBG, se toma la medida diferencial de potencias en pico tal como indica la ecuación 2.11.

La figura 2.8 muestra los resultados del escaneo de la FBG en pasos de 10 pm obtenidos mediante DI-OFDR, con un IFBW de 100 Hz y 175 puntos

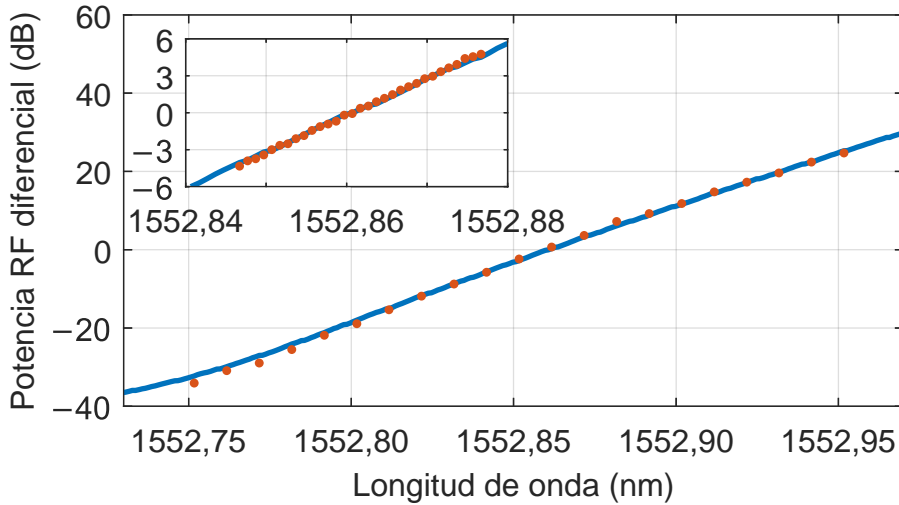


Figura 2.8: Curva de calibración (azul) y resultados del escaneo (puntos naranjas) en pasos de 10 pm, y en pasos de 1 pm en la gráfica insertada.

por traza del VNA, lo que producía un tiempo total de escaneo de 1,7 s. Los resultados muestran una desviación estándar de 0,05 dBe y una desviación máxima de 0,11 dBe, lo que se corresponde con variaciones de potencia óptica $<0,06$ dB, del orden de la estabilidad de la fuente ($<0,07$ dB). La pendiente en la parte central es de 0,30 dBe/pm, en buen acuerdo con los resultados obtenidos mediante el OSA y la desviación máxima con respecto a la curva de calibración de 1,10 dBe (4 pm), que fue ajustada para compensar la diferencia de temperatura ambiente en el momento de tomar las medidas. El coeficiente de correlación en el rango de 200 pm fue de $R^2 = 0,9974$ y el valor máximo de los residuos 1,9 dBe o 6 pm. Además, también se realizó un segundo barrido a lo largo de los 30 pm alrededor del punto de interceptación en pasos de 1 pm. La desviación estándar respecto a la curva de calibración fue de 0,15 dBe (0,5 pm) y la desviación máxima de 0,32 dBe (1 pm). El coeficiente de autocorrelación

del ajuste lineal mejoró ligeramente, $R^2 = 0,9994$ y el valor máximo de los residuos fue de 0,16 dBe (0,5 pm).

En conclusión, puede observarse la viabilidad del uso de peines de frecuencia ópticos para el muestreo del espectro de reflectividad de sensores FBG, demostrando ser eficientes en potencia, autorreferenciados, reconfigurables en longitud de onda y basados en intensidad. Además, este sistema podría ser integrado en esquemas de procesamiento de señal más complejos, más allá de únicamente medidas diferenciales de potencia.

2.2. Reflectometría óptica incoherente discreta en el dominio de la frecuencia

Los sistemas I-OFDR se benefician de la estabilidad de la interferencia RF en un régimen óptico incoherente y de una alta SNR gracias a la detección en banda estrecha. No obstante, debido también al régimen incoherente, el RD en el dominio óptico se ve reducido a la mitad, lo que obliga a emplear bajos IFBW si se desea aumentar dicho rango que a su vez incrementan el tiempo de medida [Hiebel, 2011]. Estos hechos pueden hacer de I-OFDR un método poco apropiado para sistemas de rápida detección.

En esta sección se presenta un sistema de interrogación de *arrays* FBG mediante I-OFDR que integra dos técnicas orientadas ambas al aumento de la velocidad de medida. En particular, se aumenta la IFBW del VNA empleado para la detección eléctrica de los tonos que conforman la respuesta en radiofrecuencia, $H(f)$, [Clement *et al.*, 2016a] y, a la vez, se reduce lo máximo posible el número de estos tonos de frecuencia f [Werzinger *et al.*, 2017]. De hecho, el número de tonos empleados es muy reducido, del orden del número de reflectores que se desea sondear, de ahí el nombre de I-OFDR

CAPÍTULO 2. SISTEMAS DI-OFDR

discreto. Como se detalla debajo, el interrogador propuesto obtiene directamente estimaciones de las reflectividades de *arrays* FBG a través de una simple IDFT del conjunto discreto de valores de la función de transferencia. Este hecho representa una ventaja adicional en cuanto a simplicidad y rapidez, y contrasta con otras implementaciones relacionadas que emplean etapas de procesamiento más complejas. En concreto en [Werzinger *et al.*, 2017] se emplea una demodulación paramétrica de las reflectividades, ajustando diversos valores de $H(f)$ a la respuesta esperada. Estos sistemas se basan, por tanto, en algoritmos de optimización no lineal que no pueden asegurar, a diferencia de la IDFT, una respuesta en un tiempo fijo. La posibilidad de emplear un número mínimo de puntos viene permitida por el hecho de emplear un *array* de FBG equiespaciadas, de manera que las frecuencias de interrogación se encuentran adaptadas a la topología del sensor. El sistema propuesto representa, por tanto, un ejemplo de interrogador cuyas etapas de iluminación, análisis óptico y procesamiento están diseñadas a partir de la topología de la red sensora, a diferencia de otras soluciones menos específicas, como por ejemplo el análisis espectral de una red WDM de sensores FBG. La descripción del sistema y su análisis se explicaron con mayor detalle en la publicación [Clement Bellido *et al.*, 2018] a la que dio lugar, adjuntada en el anexo B.

Así mismo, también se analiza en este trabajo el efecto de los errores en el equiespaciado de las FBG, lo cual produce diafonía entre las potencias reflejadas por cada uno de los elementos del *array*. Como se mostrará, dicha diafonía, y no el ruido, es el factor limitante del RD de medida de las reflectividades de las FBG del *array*, lo cual permite incrementar el IFBW para ganar velocidad de medida. A continuación se describen las dos modalidades de interrogación empleadas, una denominada «vectorial» que emplea la función de transferencia completa (compleja) que proporciona el VNA,

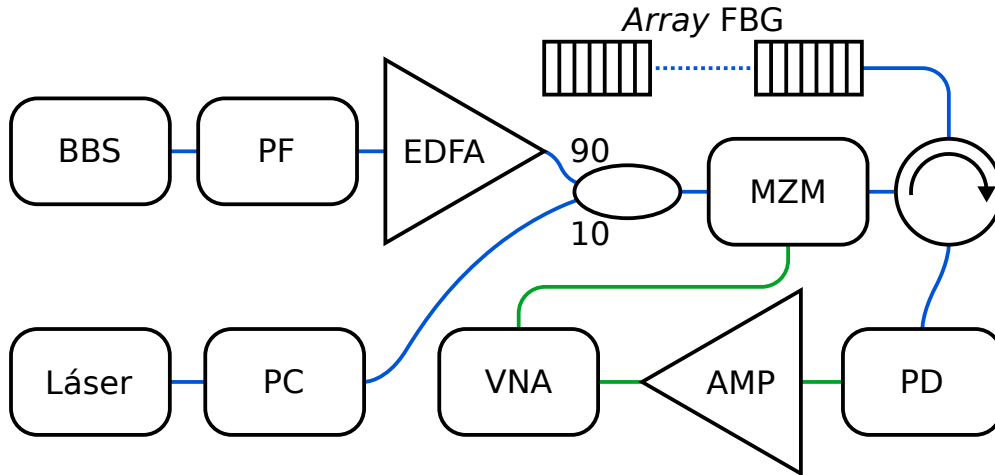


Figura 2.9: Esquema del sistema experimental. En azul, fibra óptica; en verde, cables RF. BBS, fuente de banda ancha; PF, filtro programable; PC, controlador de polarización; AMP, amplificador RF y PD, fotodiodo.

y otra solo con medidas de potencia o «*phaseless*» que, aunque requiere de aproximadamente el cuádruple de puntos RF y una FBG adicional de referencia, simplifica los requisitos de instrumentación.

La figura 2.9 muestra el esquema del sistema empleado en el experimento. La fuente óptica combina una TLS (Yenista Tunics T100S-HP) con una fuente ASE (NP Photonics C&L Band ASE Source) acondicionada por un filtro programable (Finisar WaveShaper 4000S) y amplificada por un EDFA comercial. El propósito del láser es iluminar de forma independiente la FBG de referencia, mientras que la fuente ASE ilumina únicamente las FBG sensoras. El filtro permite emular variaciones de la reflectividad de cada una de forma independiente, llegando incluso, a efectos prácticos, a anularlas por completo. El VNA (Agilent N5245A) fue operado a un IFBW de 1 kHz a no ser que se especifique otro valor, y se empleó un fotodiodo u²t photonics XPDV2020R y un MZM de 10 GHz. Respecto

CAPÍTULO 2. SISTEMAS DI-OFDR

al *array* FBG, estaba compuesto de 10 FBG equiespaciadas más una de referencia (FBG 0, iluminada solo en modo *phaseless*), todas centradas en longitudes de onda independientes. Esta característica permitía el ajuste independiente de su reflectividad aparente mediante el filtro programable, permitiendo emular reducciones individuales de reflectividad. No obstante, en la práctica el concepto se puede aplicar también a *arrays* de FBG a igual longitud de onda, ya que el interrogador discrimina en el dominio temporal. El espectro de reflexión del *array* se representa en la figura 2.10(a), mostrando un FWHM típico cada FBG de 0,2 nm y valores de reflectividad de ~ -12 dB que fueron ecualizados con un error de $\pm 0,4$ dB mediante el filtro programable. Por otra parte, la figura 2.10(b) muestra una traza I-OFDR convencional del *array* [Derickson, 1998]. Las FBG 0 y 1 están separadas una distancia de 5 cm mientras que el resto lo están a 10 cm entre sí. La separación de la FBG 0 a la mitad de distancia es requisito del método *phaseless*, como se explicará más adelante. Los tiempos de propagación en ida y vuelta fueron de 0,480 ns entre las dos primeras FBG y de $\Delta\tau = 0,979$ ns en promedio para el resto, con una desviación estándar relativa $\sigma = \delta\tau/\Delta\tau = 0,016$.

En cuanto al proceso de interrogación, se definen dos estados para cada FBG: ON para cuando una FBG refleja el nivel máximo promedio y OFF cuando su reflectividad se ve reducida 10 dB con respecto al nivel ON mediante el filtro programable, ligeramente por encima del nivel de diafonía, de -12 dB para una $\sigma = 0,016$, como se comenta debajo. De igual manera también se define el estado «todas ON» para cuando todas las FBG están en nivel ON.

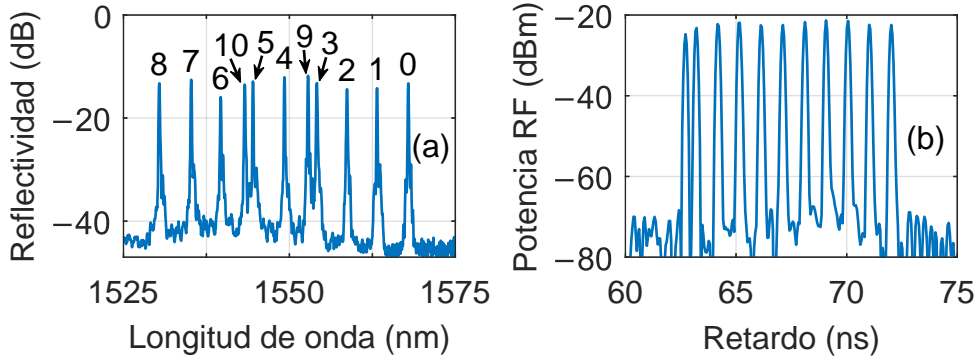


Figura 2.10: (a) Espectro de reflectividad y (b) traza I-OFDR del *array* FBG.

2.2.1. Interrogación vectorial

La función de transferencia de un *array* de FBG equiespaciadas puede describirse como:

$$H(f) = \sum_{n=1}^N P_n \exp[-j2\pi f(n-1)\Delta\tau], \quad (2.17)$$

donde N es el número de FBG en el *array*, P_n es la potencia reflejada por la FBG n -ésima y n es un entero que toma valores entre 1 y N e identifica cada FBG en el *array*. El retardo global en la ecuación 2.17 se ha normalizado con respecto a la primera FBG, de manera que $H(f)$ es periódica con un FSR de $1/\Delta\tau$. Así mismo, la distancia entre FBG consecutivas Δl se relaciona con $\Delta\tau$ según: $\Delta l = c\Delta\tau/(2n_g)$ con n_g el índice de grupo de la fibra. Eligiendo entonces un conjunto de frecuencias de interrogación

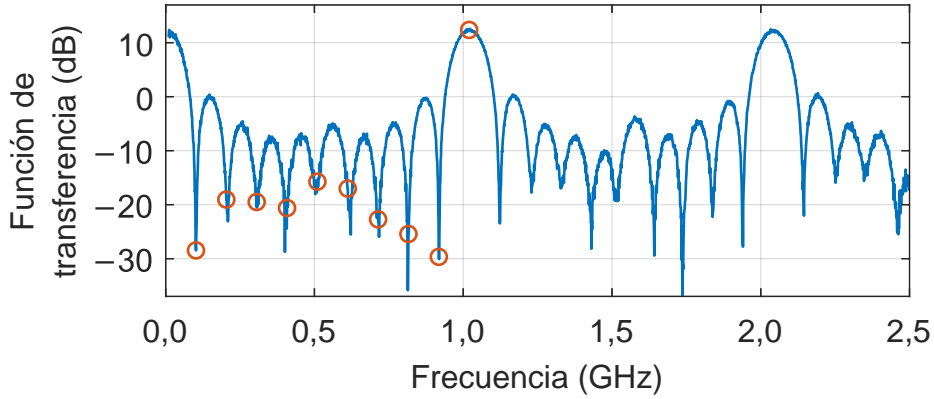


Figura 2.11: Función de transferencia RF en modo vectorial para el estado «todas ON» (línea azul) y frecuencias de interrogación (círculos naranjas).

$f_k = (k/N)FSR$ con $k = 0, 1, \dots, N - 1$, $H(f)$ se discretiza como:

$$H[k] = \sum_{n=1}^N P_n \exp \left[-j2\pi \frac{k(n-1)}{N} \right], \quad (2.18)$$

que es la transformada de Fourier discreta (DFT) de la secuencia de potencias reflejadas $h[n] = P_{n+1}$ con $n = 0, 1, \dots, N - 1$. En la práctica, el término $k = 0$ se obtiene a partir del equivalente a $f_N = FSR$, siendo por tanto el ancho de banda necesario para la interrogación $B = FSR = 1/\Delta\tau$. Finalmente, realizando una IDFT se obtiene el conjunto de potencias reflejadas, y conociendo la potencia incidente en cada FBG, su reflectividad, puesto que $H[k]$ y P_n forman un par de DFT.

En este modo, solo las FBG 1 a 10 son iluminadas, todas con la fuente ASE. La figura 2.11 muestra la función de transferencia RF del sistema y los puntos de interrogación discreta para el estado del sensor «todas ON». En el sistema discreto, la función de transferencia de un conjunto

de reflectividades iguales está por tanto asociada a una DFT compuesta por una muestra no nula seguida de $N - 1$ ceros. Estos son los valores que se observan en el sistema discreto de la figura 2.11, en círculos naranjas. Nótese que la muestra $H[0]$ se sustituye por su equivalente a $f = FSR = 1,02$ GHz.

No obstante, y como se ha adelantado antes, en la práctica el posicionamiento de las FBG en el *array* no es perfecto, lo que obliga a un estudio de los efectos que pueden provocar estos errores en la lectura de potencias reflejadas. Este análisis queda fuera del ámbito de este resumen pero se recoge en la publicación (anexo B). Únicamente cabe recalcar que la desviación estándar de los errores de posicionamiento del *array* empleado en los experimentos fue de $\sigma = 0,016$, típico en *arrays* DTG[®] [FBGS, 2020], lo que supone un nivel de diafonía de hasta -12 dB por debajo del nivel de potencia RMS. En última instancia, los errores de posicionamiento inducen desviaciones en la lectura de la reflectividad que limitan la precisión de la medida y, por ende, el RD.

Resultados experimentales

La figura 2.12(a) muestra la lectura de reflectividad para el estado «todas ON» así como para otros dos ejemplos de combinaciones: FBG 4 OFF y FBG 2, 4, 6, 8 y 10 OFF, donde se observa que el procedimiento es capaz de detectar el conjunto de redes que han pasado al estado OFF. Las barras están normalizadas con respecto al nivel de potencia promedio del estado «todas ON». La desviación estándar en el estado «todas ON» es de $\pm 0,3$ dB, del orden de la ecualización, $\pm 0,4$ dB, y de la desviación teórica asociada a la diafonía, $\pm 0,3$ dB, mientras que la pérdida de reflectividad detectada en la primera combinación (FBG 4 OFF) fue de $-9,5$ dB. Ade-

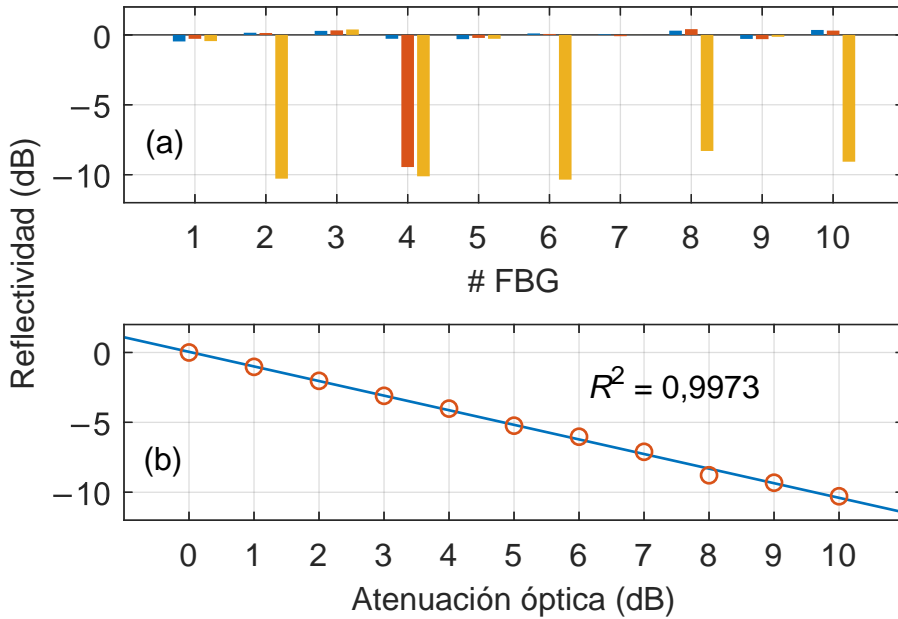


Figura 2.12: (a) Lecturas de reflectividad en modo vectorial. Azul: «todas ON»; naranja: 4 OFF; amarillo: FBG 2, 4, 6, 8 y 10 OFF. (b) Círculos naranjas: Lecturas de reflectividad en modo vectorial de la FBG 6 en función de la atenuación verdadera de su iluminación. Línea azul: ajuste lineal.

más del último caso (FBG pares OFF), se probaron otras combinaciones diferentes de hasta 5 FBG en OFF, donde para todas ellas los niveles de reflectividad medidos se situaban en el intervalo $-11,5$ dB/ $-8,0$ dB. Esta pérdida de precisión en la medida es atribuible al comportamiento de la diafonía en el sistema.

Por otra parte, también se tomaron medidas de la FBG 4 en OFF a mayores IFBW, hasta 100 kHz, valor para el cual el nivel medido fue 2,1 dB superior debido al aumento del nivel de ruido y el tiempo de escaneo fue de 10 μ s por FBG. Finalmente, también se analizó la linealidad del sistema reduciendo

la iluminación de la FBG 6 en pasos de 1 dB y manteniendo el resto en ON. El resultado se muestra en la figura 2.12(b) donde puede comprobarse que se mantiene la linealidad de la lectura de la reflectividad.

2.2.2. Interrogación *phaseless*

En modo *phaseless*, el sistema es capaz de obtener los valores de reflectividad solo con medidas de potencia de RF en el VNA, lo que supone una ventaja pues permite prescindir de las medidas de fase. Para ello se introduce una FBG de referencia en el *array* delante de la primera a una distancia $\Delta l/2$. La nueva función de transferencia puede expresarse ahora como:

$$H'(f) = P_0 + \exp\left(-j2\pi f \frac{\Delta\tau}{2}\right) H(f), \quad (2.19)$$

la cual puede interpretarse como la respuesta de un *array* equiespaciado con separación $\Delta\tau/2$ con $4N - 1$ FBG virtuales de las cuales solamente aquellas que coinciden con las del *array* real tienen potencias reflejadas distintas de cero. La reducción a la mitad del espaciado implica doblar el FSR: $FSR' = 1/(\Delta\tau/2) = 2FSR$, y, por tanto, el ancho de banda. Esto genera un nuevo conjunto de frecuencias de interrogación $f_k = [k/(4N - 1)]FSR'$ con $k = 0, 1, \dots, 4N - 2$ de forma que la función de transferencia discreta puede escribirse como:

$$H'[k] = \sum_{n=0}^{4N-2} Q_n \exp\left(-j2\pi \frac{kn}{4N - 1}\right), \quad (2.20)$$

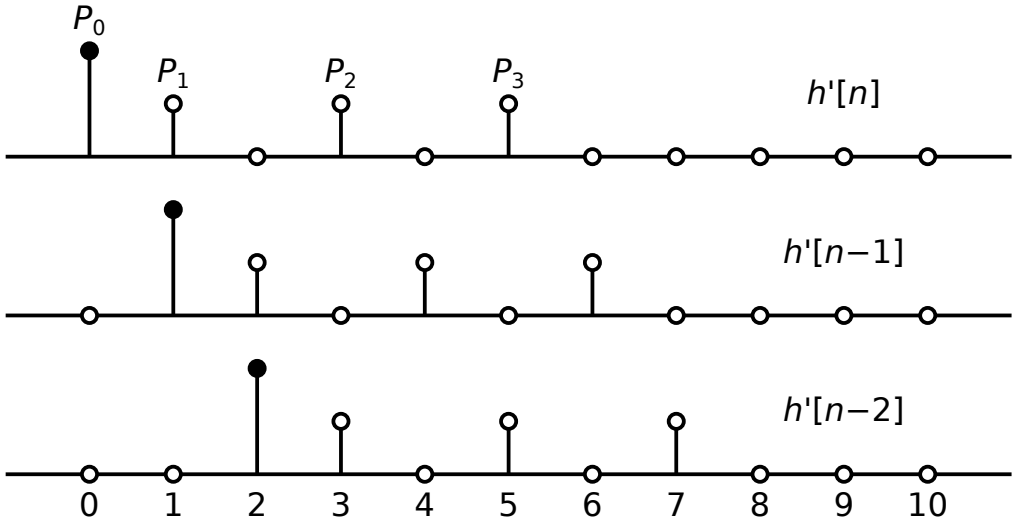


Figura 2.13: Respuesta al impulso discreta $h'[n]$ de un *array* $N = 3$ junto con los dos primeros desplazamientos circulares involucrados en la autocorrelación, donde el punto negro representa la reflectividad de la FBG de referencia. En los desplazamientos impares, $R[n]$ es el producto de P_0 y $P_{(n+1)/2}$.

con:

$$Q_n = \begin{cases} P_0 & \text{si } n = 0 \\ P_{(n+1)/2} & \text{si } n = 1, 3, 5, \dots, 2N - 1, \\ 0 & \text{resto} \end{cases} \quad (2.21)$$

con lo que la respuesta al impulso $h'[n]$ asociada a $H'[k]$ sería similar a la representada en la figura 2.13.

Seguidamente, la IDFT es aplicada a la respuesta en potencia $|H'[k]|^2$, lo que equivale a la autocorrelación circular sobre la secuencia $h'[n] = Q_n$ tal

como indica la figura 2.13:

$$\begin{aligned}
 R[n] &= \frac{1}{4N-1} \sum_{k=0}^{4N-2} |H'[k]|^2 \exp\left(j2\pi \frac{kn}{4N-1}\right) \\
 &= \sum_{m=0}^{4N-2} h'^*[m]h'[m+n \pmod{4N-1}], \quad (2.22)
 \end{aligned}$$

donde * representa el complejo conjugado [Proakis y Manolakis, 2007].

El resultado de la autocorrelación puede descomponerse como:

$$R[0] = \sum_{m=0}^N P_m^2, \quad (2.23)$$

$$R[2n-1] = R[4N-2n] = P_0 P_n \quad \text{con } n = 1, 2, \dots, N \quad (2.24)$$

y

$$R[2n] = R[4N-2n-1] = \sum_{m=1}^{N-n} P_m P_{m+n} \quad \text{con } n = 1, 2, \dots, N-1. \quad (2.25)$$

Se observa en la ecuación 2.24 que los valores de cada una de las N primeras muestras impares son proporcionales a la potencia reflejada por cada una de las FBG del *array* real, respectivamente. Nótese además que P_0 adquiere el papel de factor amplificador, proporcionando ganancia solo a las muestras de $R[n]$ empleadas en la demodulación. El análisis solamente en potencia permite por tanto determinar el estado de las FBG a costa de rapidez y ancho de banda (aumento de frecuencias de interrogación).

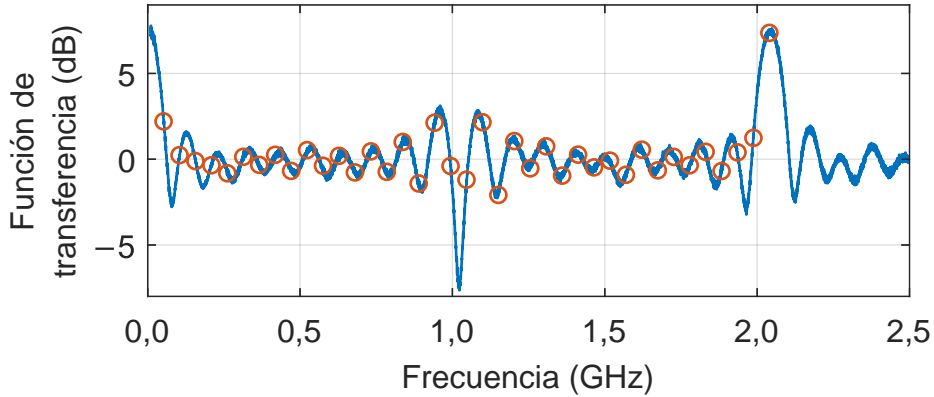


Figura 2.14: Función de transferencia RF en modo *phaseless* para el estado «todas ON» (línea azul) y frecuencias de interrogación (círculos naranjas).

Resultados experimentales

En el primer experimento en modo *phaseless*, la potencia óptica reflejada por la FBG de referencia se estableció ~ 9 dB por encima de la potencia promedio reflejada por el resto de FBG, para generar ganancia. La figura 2.14 muestra la función de transferencia RF del sistema y los puntos de interrogación discreta para el estado del sensor «todas ON», siendo ahora la FSR de 2,04 GHz. Así mismo, la figura 2.15(a) muestra las lecturas de reflectividad para los mismos estados que la figura 2.12(a) en el modo vectorial. El estado «todas ON» presenta una desviación de $\pm 0,5$ dB, comparable al obtenido en el modo vectorial y la lectura al establecer la FBG 4 en OFF fue de $-9,7$ dB. Igualmente, se probaron diferentes combinaciones de hasta 5 FBG en estado OFF simultáneamente, para las que las lecturas se situaron en el rango $-12,1$ dB/ $-6,9$ dB, detectándose claramente las caídas a pesar de la mayor incertidumbre. Finalmente, también se llevó a cabo una prueba de linealidad atenuando la FBG 6 en pasos de 1 dB.

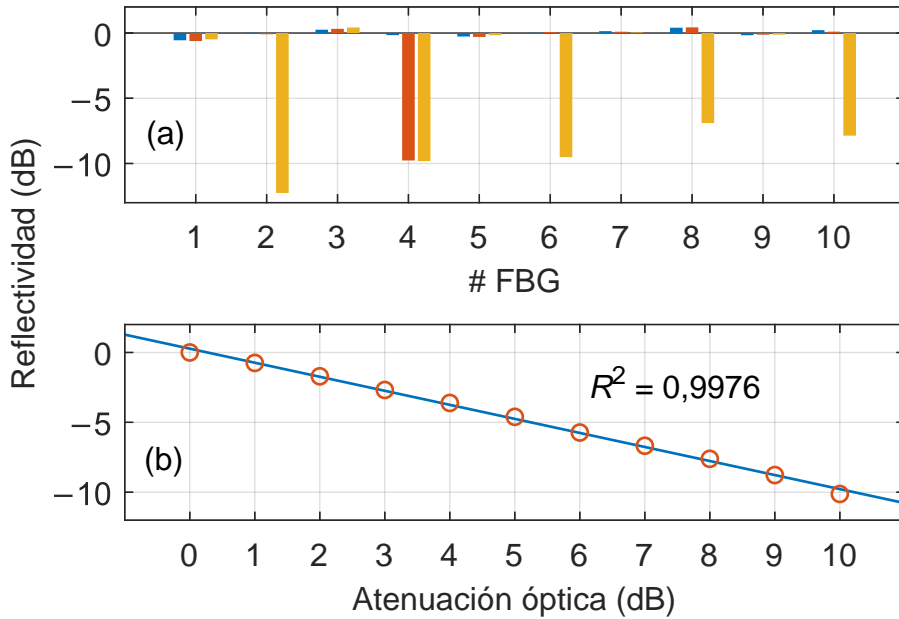


Figura 2.15: (a) Lecturas de reflectividad en modo *phaseless*. Azul: «todas ON»; naranja: 4 OFF; amarillo: FBG 2, 4, 6, 8 y 10 OFF. (b) Círculos naranjas: Lecturas de reflectividad en modo *phaseless* de la FBG 6 en función de la atenuación verdadera de su iluminación. Línea azul: ajuste lineal.

El resultado se representa en la figura 2.15(b), mostrando una linealidad similar a la del modo vectorial atribuible a la ganancia por el alto nivel de la referencia. Por otra parte, se realizó un segundo experimento repitiendo las pruebas del primero pero con un nivel de referencia 0,5 dB por debajo de la potencia promedio reflejada por las FBG sensoras. Los resultados fueron peores en ciertos aspectos como cabría esperar y se detallan en el artículo (anexo B).

El estudio del efecto que producían los errores de posicionamiento de las

CAPÍTULO 2. SISTEMAS DI-OFDR

FBG quedó fuera del ámbito del trabajo. No obstante, cabe destacar dos observaciones. En primer lugar, la SNR en general es menor que en el modo vectorial dado que cada muestra de $R[n]$ es una suma de varias muestras de $h'[n]$ (ecuación 2.22), y las variaciones debidas a errores de posicionamiento se suman aumentando la diafonía. En segundo lugar, para altos valores de P_0 con respecto a las potencias reflejadas por las FBG sensoras, el comportamiento del sistema bajo diafonía debe ser similar al del modo vectorial. Esto se deduce a partir de la ecuación:

$$|H'[k]|^2 = P_0^2 + P_0 \left[\exp\left(-j2\pi \frac{k}{4N-1}\right) H[k] + \text{cc} \right] + |H[k]|^2, \quad (2.26)$$

derivada a partir de la ecuación 2.19 y donde cc representa los términos complejo conjugados. Nótese que, para P_0 grande, el término $|H[k]|^2$ se puede despreciar, P_0^2 es una constante, y el sistema únicamente amplifica y desplaza $H[k]$.

En conclusión, las dos implementaciones presentadas, vectorial y *phaseless*, mostraron su viabilidad para la detección rápida de pérdidas de reflectividad en *arrays* FBG, concretamente, hasta 10 μs por FBG en modo vectorial, que se ven incrementados por un factor 4 en modo *phaseless* por el aumento del número de frecuencias. Así mismo, el sistema también demostró mantener la linealidad de la medida hasta atenuaciones de 10 dB, permitiendo establecer diferentes umbrales de pérdidas de reflectividad.

2.3. Reflectometría óptica incoherente en el dominio de la frecuencia con conversión electroóptica descendente de frecuencia

Como ya hemos comentado, uno de los principales inconvenientes de los sistemas I-OFDR es que, debido a su naturaleza incoherente, se ven limitados en RD [Derickson, 1998]. Además, la implementación estándar de los sistemas I-OFDR requiere el empleo de análisis vectorial eléctrico y, para alcanzar resoluciones subcentimétricas, estos deben poder operar a frecuencias de hasta varias decenas de gigahercios. Una de las soluciones propuestas es la detección mediante conversión electroóptica descendente de frecuencia, inicialmente demostrada en [Dolfi y Nazarathy, 1989], donde se obtuvo una resolución de 4 mm, todavía el menor valor obtenido, usando modulaciones con anchos de banda de hasta 26,5 GHz y dos fuentes RF a frecuencias independientes para realizar detección heterodina. El mismo concepto se aplica en FSI [Ye *et al.*, 2014], donde un único modulador acustoóptico modula en un sentido y reduce la frecuencia de forma homodina en el contrario. Esta técnica presenta dos inconvenientes importantes ya que, por una parte, al ser homodina, la señal detectada es un nivel de DC que sufre de ruido de baja frecuencia, limitando la sensibilidad, y por otra, al basarse en AOFS tiene poco ancho de banda y, por tanto, baja resolución.

El trabajo resumido en la presente sección consiste en un sistema I-OFDR con conversión electroóptica descendente homodina de frecuencia, basado en componentes comerciales, que prescinde de VNA y realiza la detección en banda base. Para superar el problema generado por el ruido a baja frecuencia se implementó una modulación del índice de modulación con

CAPÍTULO 2. SISTEMAS DI-OFDR

un tono fijo a 25,5 kHz de forma similar a [Schlemmer, 1989], pero con la particularidad de que la conversión electroóptica descendente permite emplear detectores de menor ancho de banda y, por tanto, mayor sensibilidad. Nuestro sistema demostró su aptitud para resolver reflexiones discretas, alcanzando sensibilidades de -90 dB y resoluciones centimétricas para una potencia óptica de entrada de 10 dBm, semejantes a los obtenidos mediante I-OFDR estándar [Liehr, 2015] y, por primera vez hasta donde sabemos, fue capaz de obtener trazas de retrodispersión Rayleigh mediante I-OFDR, alcanzando sensibilidades de -83 dB y resoluciones del orden del metro para una potencia óptica de entrada de 8 dBm. La publicación correspondiente [Clement *et al.*, 2019a], adjuntada en el anexo C, describe con mayor detalle el trabajo llevado a cabo.

En cuanto a la conversión electroóptica descendente de frecuencia, el sistema puede describirse como una modificación de un sistema I-OFDR típico similar al explicado en la subsección 1.2.2. Dicha modificación consiste en remodular sincronamente la potencia recibida $P_{out}(t)$ con el mismo conjunto de frecuencias mediante un segundo MZM, reduciendo el tono modulador a banda base. La potencia remodulada queda como:

$$\begin{aligned} P'_{out} &= P_{out} \times T' [1 + \mu' \cos(2\pi ft)] \\ &= P_0 T T' [R_L + \mu |H(f)| \cos(2\pi ft - \varphi(f))] \times [1 + \mu' \cos(2\pi ft)], \end{aligned} \quad (2.27)$$

donde $P_{out}(t)$ viene dada por la ecuación 1.9; T' son las pérdidas totales del segundo MZM, incluyendo las pérdidas de 3 dB por polarización en cuadratura; y μ' es su índice de modulación. De esta forma, empleando un detector cuyo ancho de banda sea inferior a cualquier frecuencia f , se

2.3. I-OFDR CON CONVERSIÓN DE FRECUENCIA

obtendrá la señal homodina X_f asociada a cada frecuencia f :

$$X_f = P'_{out}|_{DC} = P_0 T T' \left[R_L + \frac{1}{2} \mu \mu' |H(f)| \cos(\varphi(f)) \right], \quad (2.28)$$

siendo $|H(f)| \cos(\varphi(f))$ la información deseada. Además, para eliminar el problema del ruido de baja frecuencia, la señal que gobierna el segundo modulador puede mezclarse con un tono a frecuencia f_0 del orden del kilohercio, dentro de la banda del detector, de manera que la detección se realice en una banda de bajo ruido. Esto equivale a escribir $\mu' = \mu'_0 \cos(2\pi f_0 t)$ en la ecuación 2.28 y detectar la información deseada mediante filtrado en paso banda alrededor de esa frecuencia. En el sistema montado, la señal generada por el detector fue digitalizada a una frecuencia de muestreo $f_s > 2f_0$, filtrada y demodulada sincrónamente.

I-OFDR con conversión descendente de frecuencia presenta dos problemas a tener en cuenta. Por una parte, al remodular la señal recibida, los armónicos generados por la distorsión armónica del segundo modulador pueden batir entre sí generando ecos al doble y al triple de distancia. El eco al doble de distancia puede reducirse ajustando el punto de cuadratura de los MZM, mientras que para eliminar el eco al triple se debe reducir la potencia de la señal moduladora hasta que el eco pueda considerarse despreciable. Por otra parte, dado que los MZM son dispositivos dependientes de la polarización, cualquier DUT también dependiente de esta o que la rote puede suponer un problema. En estos casos, el valor de reflectividad leído puede estar distorsionado por la dependencia de la polarización del reflector o la potencia de vuelta P'_{out} puede no remodularse correctamente al no estar alineada con el plano del segundo MZM, respectivamente. Algunas soluciones pasan por el empleo de fibra mantenedora de la polarización, conmutación (*switching*) de la polarización, o aleatorizadores (*scramblers*)

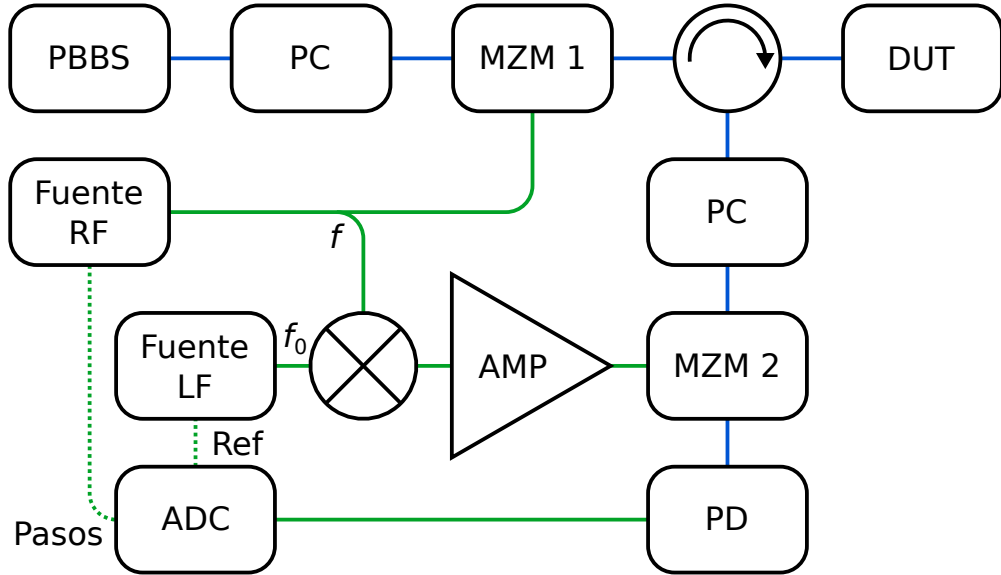


Figura 2.16: Esquema del sistema experimental. Líneas azules: fibra óptica, líneas verdes continuas: cables RF, líneas verdes discontinuas: TTL indicando los saltos de frecuencia RF (Pasos) y el tono de referencia (Ref). PBBS, fuente de banda ancha polarizada; PC, controlador de polarización; AMP, amplificador RF y PD, fotodiodo.

de polarización [Werzinger *et al.*, 2016]. En el presente trabajo se ha empleado conmutación de polarización.

2.3.1. Sistema experimental y procesamiento de señal

El sistema experimental se representa en la figura 2.16. Se empleó una fuente de banda ancha polarizada con 20 nm de ancho espectral. Al igual que un sistema I-OFDR convencional, la luz es modulada por un primer MZM (JDSU APE AM-150) y enviada al DUT a través de un circulator. La luz recibida es después remodulada por un segundo MZM (Avanex PowerBit

2.3. I-OFDR CON CONVERSIÓN DE FRECUENCIA

SD-20), que realiza la conversión descendente de frecuencia, y detectada por un fotodiodo amplificado de alta sensibilidad y bajo ancho de banda (Koheron PD01-AC-400). Antes de cada MZM se situaron controladores de polarización para alinear el haz con el eje del modulador. Con respecto al subsistema de RF, se empleó un generador de RF (Anritsu MG3692) para generar el barrido de frecuencias y un generador de señal (TTi TG4001) para generar el tono de referencia, a $f_0 = 25,5$ kHz. Se emplearon dos rangos de frecuencia: 3,2–14,2 GHz para detección de reflexiones discretas y 10,1–30,1 MHz para las medidas de RBS. Finalmente, la señal generada por el fotodiodo era grabada por una tarjeta digitalizadora (Digilent Analog Discovery 2), a una frecuencia de muestreo $f_s = 80$ kHz, al igual que las señales TTL que indicaban cada salto de frecuencia f_k , y el tono de referencia.

Tras digitalizar la señal definida por la ecuación 2.28, la información relevante de la señal $X_{f_k}[n]$ está contenida en la oscilación de μ' a frecuencia f_0 . Este tono, a su vez, entra como señal TTL en el digitalizador, que es a su vez muestreado a la misma tasa f_s y convertido a señal compleja como $\exp(j2\pi f_0 n/f_s + \theta)$, donde θ da cuenta de la diferencia de fase entre el tono recibido a través de la señal óptica y el recibido a través de la TTL, al haber recorrido caminos de diferente longitud. La amplitud de la oscilación a frecuencia f_0 contenida en $X_{f_k}[n]$, que representa la información de interés, se obtiene de la referencia a frecuencia f_0 calculando la IDFT de la señal a dicha frecuencia:

$$A_c[k] = \frac{1}{L_k} \sum_{n=0}^{L_k-1} X_{f_k}[n] \exp(j2\pi f_0 n/f_s + j\theta), \quad (2.29)$$

siendo L_k es la longitud de X_{f_k} . El resultado, en general, es una cantidad compleja, ya que depende de la diferencia de fase θ . Un ejemplo de estas

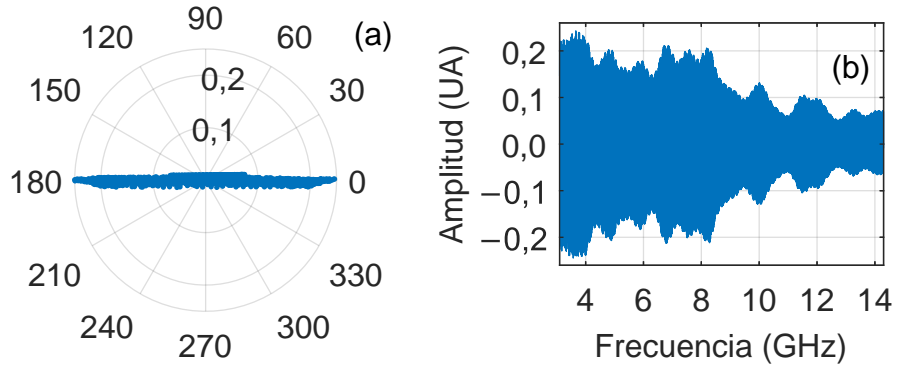


Figura 2.17: Amplitudes complejas de traza I-OFDR con conversión electroóptica descendente de frecuencia (a) e interferograma espectral (b) con DUT consistente en tramo de SMF acabado en PC

amplitudes $A_c[k]$ puede verse en la figura 2.17(a), donde se representan las correspondientes a un tramo de SMF acabado en PC para un determinado conjunto de frecuencias. Para obtener las amplitudes reales, se ajusta el valor de θ mediante análisis de componentes principales del vector $A_c[k]$, despreciando entonces su parte imaginaria:

$$A[k] = \Re\{A_c[k] \exp(-j\theta)\}. \quad (2.30)$$

Estas amplitudes reales $A[k]$ pueden verse, en función de las frecuencias f_k , en la figura 2.17(b). La señal representa la componente en fase de la función de transferencia de RF, y puede interpretarse como un interferograma espectral (en RF) pues contiene información de la posición y reflectividad de los distintos reflectores del circuito óptico. No obstante, $A[k]$ contiene información de las partes no ópticas del circuito (cables, moduladores y detector), que se reflejan en diversas oscilaciones de amplitud así como una caída progresiva a altas frecuencias debido al ancho de banda de los

2.3. I-OFDR CON CONVERSIÓN DE FRECUENCIA

componentes.

Para normalizarla, se completa a una función compleja $H_{raw}[k]$ mediante transformada de Hilbert, y se mide la misma cantidad $H_n[k]$ cuando el circuito óptico se sustituye por un reflector conocido (típicamente un fin de fibra plano de -14 dB). La cantidad $H[k] = H_{raw}[k]/H_n[k]$ no solamente está normalizada en su parte de RF, sino que también está calibrada en reflexión y en distancia, siendo el cero de distancia la localización del reflector plano de referencia. Finalmente, se recorta la señal $H[k]$ para eliminar los efectos transitorios de la transformada de Hilbert, dejando un ancho de banda de 10,08 GHz y se obtenía la respuesta al impulso aplicando la IDFT.

2.3.2. Experimentos y resultados

La parte experimental del trabajo se centró en el estudio de dos escenarios relevantes en OFS: la determinación de reflectividades discretas, y la detección de RBS. En el primer caso, la red óptica estaba compuesta por fines de fibra tanto, PC como APC, y por un *array* WDM comercial compuesto por cinco FBG.

Interrogación de eventos reflexivos discretos

El objetivo del primer experimento fue determinar la resolución espacial, RD y sensibilidad del sistema. Para ello se interrogaron dos eventos reflexivos discretos y simples como son dos fines de fibra PC y APC. Para el primero se insertó un atenuador de 5 dB para no saturar el fotodiodo, lo que resultó en una reflectividad calibrada de $-24,4$ dB. En cuanto a la IDFT, se empleó un enventanado Kaiser-Bessel con $\beta = 13$, lo que resultó

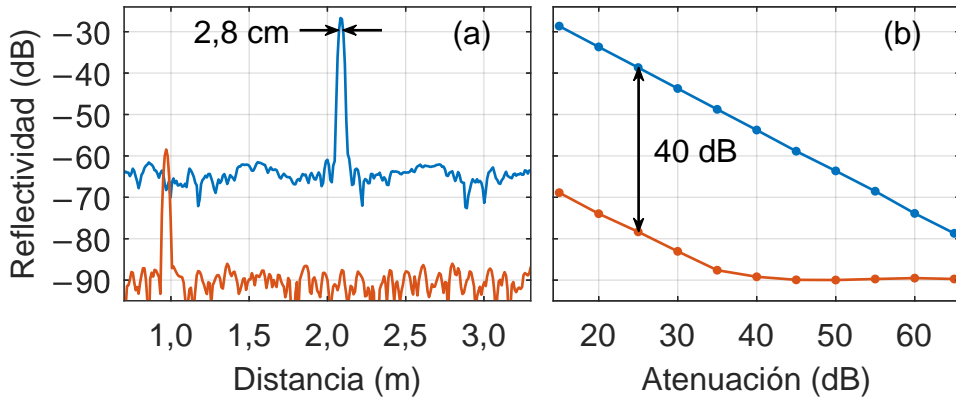


Figura 2.18: (a) Medida de una reflexión PC-aire atenuada (limitada por RD, azul) y de una reflexión APC-aire (limitada por sensibilidad, naranja). (b) Niveles de pico (azul) y fondo de ruido RMS (naranja) para una reflexión PC-aire atenuada progresivamente.

en una resolución entre dos puntos de 2,8 cm, coincidiendo con el valor teórico esperado. Así mismo, con una potencia óptica a la salida del circulator, se observó un RD de 40 dB, una sensibilidad de -90 dB y el rango de medida se estimó en ~ 75 dB. Los resultados obtenidos que corroboran estos datos están representados en la figura 2.18.

En un segundo experimento, se interrogó un *array* comercial de cinco DTG[®] equiespaciadas 1 m e inscritas en fibra de bajas pérdidas por curvatura (LBL). Cada FBG tenía una longitud de 4 mm, una reflectividad de $8,7 \pm 0,5\%$ y un FWHM de 0,18 nm, y las longitudes de onda de Bragg estaban mutuamente espaciadas 2 nm, como muestra la figura 2.19(a). La reflectividad observada es menor debido a las pérdidas de acoplo entre fibra LBL y SMF. Cada medida de interrogación consistió en la suma de dos trazas I-OFDR con polarizaciones mutuamente ortogonales a fin hacer la medida independiente del estado de polarización de la fuente. La potencia

2.3. I-OFDR CON CONVERSIÓN DE FRECUENCIA

óptica de entrada al *array* fue de 4 dBm, y la calibración de reflectividad se llevó a cabo con un extremo PC más atenuación adicional. La figura 2.19(b) muestra, en azul, los resultados, arrojando un valor promedio de reflectividad pico de -31 dB. Estos bajos valores de la reflectividad, 15 dB menos que la medida proporcionada por el OSA, se deben a que la normalización fue tomada con un reflector de banda ancha y a las ya comentadas pérdidas de transición entre SMF de lanzamiento y LBL de sensado. Los valores de reflectividad en pico mostraron desviaciones de $\pm 0,2$ dB respecto a las medidas OSA. Para acabar este experimento, se tomó una última medida del *array* incluyendo una CFBG con dispersión $D = -170$ ps/nm para realizar WTGDM. Los resultados se representan también en la figura 2.19(b) en naranja, mostrando como fue esperado, un desplazamiento de ± 340 ps para el primer par de FBG alrededor de la central y de ± 680 ps para el par restante.

Obtención de perfil de retrodispersión Rayleigh

En un último experimento, se empleó el sistema para demostrar su utilidad en la determinación del perfil de RBS en SMF. Para ello se redujo el rango de frecuencias desde el mínimo posible de nuestro generador RF, 10,1 MHz, hasta 30,1 MHz, un valor máximo que evitaba el «problema de alta frecuencia» de RBS [Urban *et al.*, 2016; Amaral *et al.*, 2017]. La figura 2.20(a) muestra la traza reflectométrica de un carrete SMF de 10 km acabado en APC empleando I-OFDR con reducción electroóptica de frecuencia y el nuevo rango de frecuencias (azul), y OTDR estándar con una anchura de pulso de 1 μ s (naranja). Ambas trazas fueron calibradas según la ecuación 1.17 y tienen una resolución por punto de 6 m. La apariencia ruidosa es debida al desalineamiento parcial de la polarización, también apreciable en sistemas OTDR de polarización [Franciscangelis *et al.*, 2015].

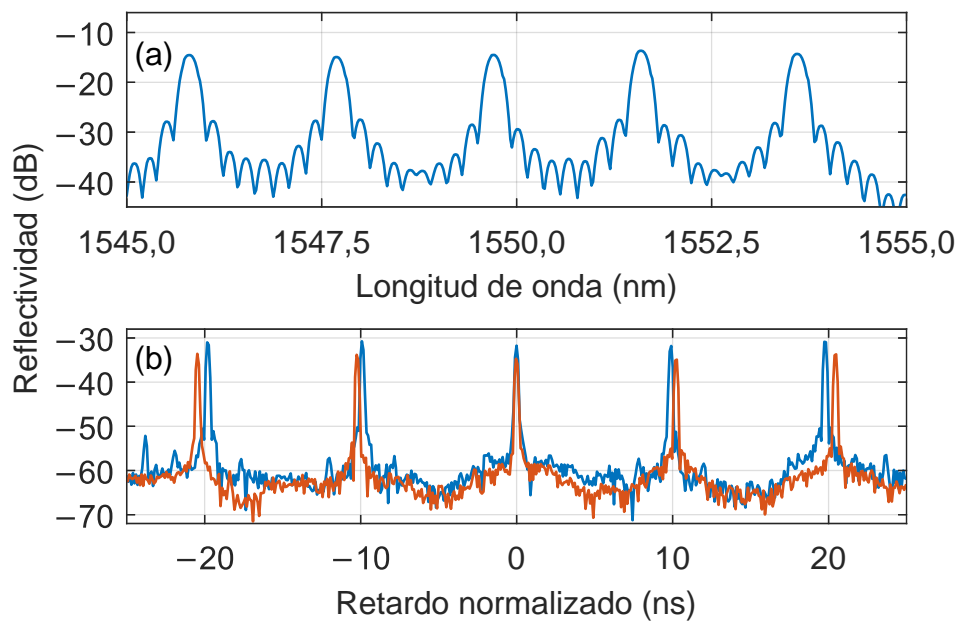


Figura 2.19: (a) Espectro de reflectividad del *array* FBG. (b) Trazas I-OFDR con conversión electroóptica descendente de frecuencia sin (azul) y con (naranja) medio dispersivo.

2.3. I-OFDR CON CONVERSIÓN DE FRECUENCIA

La implementación de soluciones a este problema, como despolarizadores o conmutadores de polarización, quedó fuera del ámbito de este trabajo. En la figura se aprecia una sensibilidad de -83 dB, superior a la obtenida durante la interrogación de reflexiones discretas debido al cambio de componentes RF para operar en la nueva banda de frecuencias y a la pérdida de 3 dB por polarización. También se tomaron medidas del carrete limitando la frecuencia a 15,1 MHz. Los resultados se representan en la figura 2.20(b) y muestran una reducción de la resolución a un punto por un factor 4 y un incremento del nivel RBS de 6 dB, en buen acuerdo con lo esperado. En el artículo (anexo C) se muestran más medidas de RBS simulando escenarios diferentes.

En resumen, este trabajo presentó una alternativa a los sistemas I-OFDR estándar que, por medio de la conversión electroóptica descendente permite prescindir de componentes de alta frecuencia para detección y de alto coste, como VNA, y emplear detectores de bajo ancho de banda y alta sensibilidad, superando la penalización en potencia que impone la conversión electroóptica. Así mismo, el procedimiento de conversión homodina simplifica el proceso frente a una alternativa heterodina que requeriría dos tonos RF separados una determinada frecuencia que fijaría la IF. Como contrapartida, el segundo MZM añade ecos debidos a su distorsión armónica, que debe ser optimizada para minimizarlos, y fija un eje de polarización asociado a la orientación del elemento electroóptico, lo que obliga a emplear aleatorizadores de polarización o medidas con polarizaciones ortogonales para obtener trazas reflectométricas independientes de la polarización.

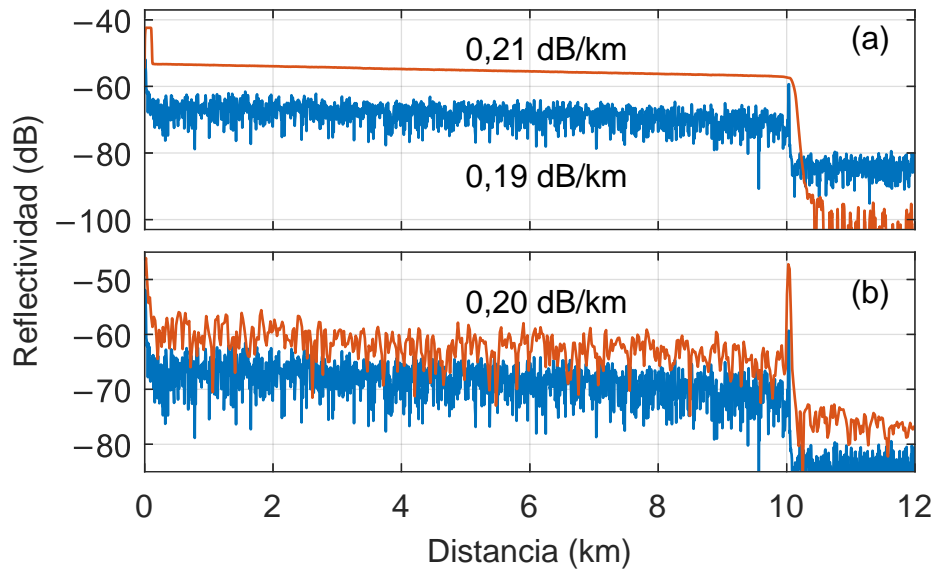


Figura 2.20: (a) Traza I-OFDR con reducción electroóptica de frecuencia y 20 MHz de ancho de banda (azul) y traza con OTDR comercial (naranja) de carrete SMF de 10 km. (b) Trazas I-OFDR con reducción electroóptica de frecuencia de carrete SMF de 10 km con un ancho de banda de 20 MHz (azul) y de 5 MHz (naranja)

Capítulo 3

Aplicaciones metrológicas de bucles desplazadores de frecuencia

De entre los diferentes tipos de fuentes ópticas adecuadas para la integración en sistemas fotónicos, los FSL han surgido como un generador compacto de formas de onda ópticas para múltiples aplicaciones. En esencia, consisten en una cavidad amplificadora, alimentada por una portadora coherente, con un elemento desplazador de frecuencia, típicamente un AOFS. Su espectro de salida es un peine de frecuencias cuyas fases espectrales poseen una relación cuadrática en frecuencia ajustable. Pueden ser empleados para espectrometría de alta resolución, procesamiento de señal o generación de formas de onda ópticas como, por ejemplo, *chirps* con tasas de repetibilidad de decenas de megahercios y anchos de banda también de decenas de gigahercios [Durán *et al.*, 2019]. Tales pulsos son, típicamente, del orden de nanosegundos, con tasas de repetición determinadas por la frecuencia con la que se gobierna el desplazamiento de frecuencia, que puede ir de ~ 100 MHz a decenas de kilohercios si se concatenan dos AOFS

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

en sentido opuesto. Además, las fases cuadráticas inducidas dispersan los pulsos implementando el equivalente a miles de kilómetros de SMF. Ello convierte los FSL en herramientas versátiles para, entre otras tareas, realizar FT en tiempo real y FrFT [Schnébelin, 2018; Schnébelin y Guillet de Chatellus, 2017]. Así mismo, se ha demostrado teóricamente que este tipo de sistemas es capaz de generar secuencias de *chirps* ópticos con fases relativas que siguen la secuencia de las fases de Gauss con autocorrelación perfecta, lo que las hace interesantes para el diseño de sistemas lidar o reflectométricos con compresión de pulsos [R. Fernández-Pousa, 2017]. El trabajo llevado a cabo con FSL en la presente tesis doctoral ha demostrado, por una parte, la aplicabilidad de este tipo de sistemas como fuente óptica para medición de distancia por compresión de pulsos. Por otra parte, se han estudiado nuevas propiedades de los *chirps* ópticos generados por FSL, propiedades que pueden ser explicadas en analogía con la óptica difractiva. Desde el punto de vista teórico, se ha probado experimentalmente la equivalencia de las fases generadas en condiciones Talbot fraccionario con las secuencias de fase perfecta de Gauss [Clement *et al.*, 2020a].

El ejemplo más sencillo de generador de peine de frecuencias ópticas basado en FSL emplea inyección láser continua y óptica en fibra, tal y como representa la figura 3.1 [Durán *et al.*, 2019]. La inyección láser, de la forma $E_0 \exp(j\omega_0 t)$, se lleva a cabo a través de un acoplador con coeficiente de acoplo en potencia T_1 , el tiempo de propagación alrededor de la cavidad es el resultante de la suma de cada uno de los tramos indicados en la figura: $\tau_c = \tau_0 + \tau_1 + \tau_2$ y la frecuencia de desplazamiento en cada paso por el AOFS es $f_s = \omega_s / (2\pi)$. Un segundo acoplador permite extraer una fracción de potencia T_2 del campo dentro de la cavidad, mientras que la eficiencia de difracción del AOFS, considerada invariable con la frecuencia, es η . Además, un filtro paso banda sintonizable (TBPF) selecciona el número de

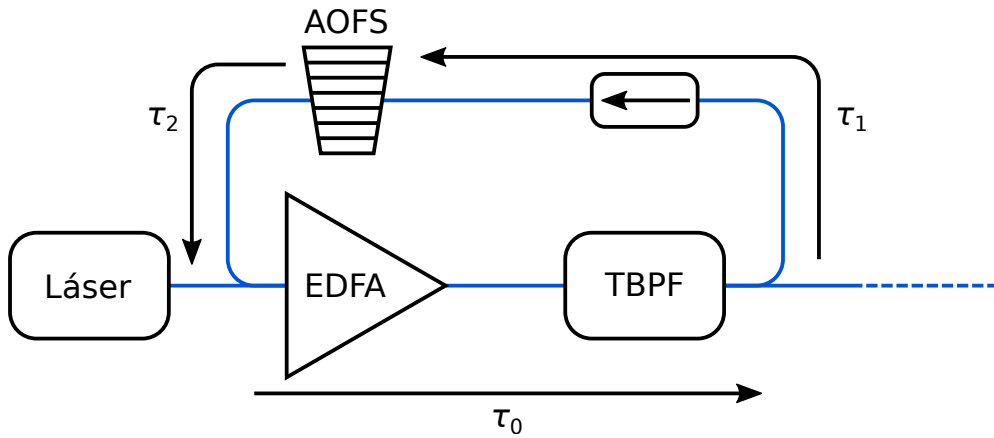


Figura 3.1: Esquema simplificado de un FSL. Las flechas representan los tiempos de propagación en cada tramo del bucle.

modos y filtra el ASE del EDFA fuera de la banda de interés para evitar que consuma los recursos del EDFA, y un aislador limita el sentido de los modos intracavidad a los apropiados para la disposición de los acopladores. La ganancia del medio activo más el espectro de transmitividad del TBPF, dependientes de la frecuencia, se define como $h(n)$, siendo $\omega_0 + n\omega_s$ la frecuencia angular de cada modo. La envolvente compleja $E(t)$ del campo a la salida del FSL en fibra, $\mathcal{E}(t) = E(t) \exp(j\omega_0 t)$ puede obtenerse como una modificación de la expresión calculada en [Guillet de Chatellus *et al.*,

2013b]:

$$\begin{aligned}
 E(t) = & E_0\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}h(0) \exp(j\phi_0) \\
 & + E_0\eta\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}(1 - T_1)^{1/2}(1 - T_2)^{1/2}h(0)h(1) \\
 & \times \exp(j\omega_s t) \exp(j\phi_1) \\
 & + E_0\eta^2\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}(1 - T_1)^{2/2}(1 - T_2)^{2/2}h(0)h(1)h(2) \\
 & \times \exp(j2\omega_s t) \exp(j\phi_2) \\
 & + E_0\eta^3\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}(1 - T_1)^{3/2}(1 - T_2)^{3/2}h(0)h(1)h(2)h(3) \\
 & \times \exp(j3\omega_s t) \exp(j\phi_3) \\
 & + \dots,
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

con

$$\begin{aligned}
 \phi_0 & = -\omega_0\tau_0, \\
 \phi_1 & = \phi_0 - \omega_0\tau_1 - (\omega_0 + \omega_s)(\tau_2 + \tau_0), \\
 \phi_2 & = \phi_1 - (\omega_0 + \omega_s)\tau_1 - (\omega_0 + 2\omega_s)(\tau_2 + \tau_0), \\
 \phi_3 & = \phi_2 - (\omega_0 + 2\omega_s)\tau_1 - (\omega_0 + 3\omega_s)(\tau_2 + \tau_0) \dots
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Las fases pueden generalizarse como:

$$\phi_n = -\omega_0\tau_0 - n\omega_0\tau_c + n\omega_s\tau_1 - n(n + 1)\omega_s\tau_c/2 \tag{3.3}$$

y

$$g(n) = \eta^n\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}(1 - T_1)^{n/2}(1 - T_2)^{n/2} \prod_{k=0}^n h(k) \tag{3.4}$$

puede ser vista como la envolvente del espectro óptico de salida, con $g(n) = 0$ para $n < 0$ o $n > N$, siendo N el orden del mayor modo soportado por la cavidad, determinado por el TBPF y el EDFA. Finalmente, la ecuación

3.1 puede escribirse como:

$$E(t) = E_0 \sum_n g(n) \exp(jn\omega_s t) \times \exp(-j\omega_0\tau_0) \exp(-jn\omega_0\tau_c) \exp(jn\omega_s\tau_1) \exp[-jn(n+1)\omega_s\tau_c/2], \quad (3.5)$$

lo que supone un peine óptico de frecuencias equiespaciadas una cantidad f_s , amplitud exponencialmente decreciente y fases cuadráticas con n , donde la frecuencia de la primera línea coincide con la de la inyección.

Aunque todas las señales generadas por el FSL comparten la forma espectral para el mismo número de líneas y decaimiento espectral, la forma de onda depende de las fases espectrales del peine de frecuencias. Estas pueden ser clasificadas usando la teoría del efecto Talbot temporal [Azaña y Muriel, 2001]. Cuando f_s es ajustada de forma que $f_s\tau_c$ es un entero p , la salida es un tren de pulsos con transformada limitada con una tasa f_s . Por el contrario, cuando $f_s\tau_c$ es una fracción irreducible de la forma p/q , la energía se reparte en q pulsos con transformada limitada cuyas fases siguen secuencias de Gauss [Romero Cortés *et al.*, 2016a; Romero Cortés *et al.*, 2016b; R. Fernández-Pousa, 2017] y equiespaciados dentro del mismo periodo $1/f_s$. La figura 3.2 muestra algunas de las formas de onda, cuya relación con las secuencias de Gauss fue estudiada en [Clement *et al.*, 2020a], adjuntada en el anexo E. Así mismo, también se muestran los peines de frecuencia de cada tren de pulsos, obtenidos a partir de la FT de cada uno, los cuales contaban con ~ 1600 periodos. La señal fue obtenida mediante detección autoheterodina de la salida de un FSL con inyección CW tal y como se describe en la figura 3.3 y como se explica a continuación.

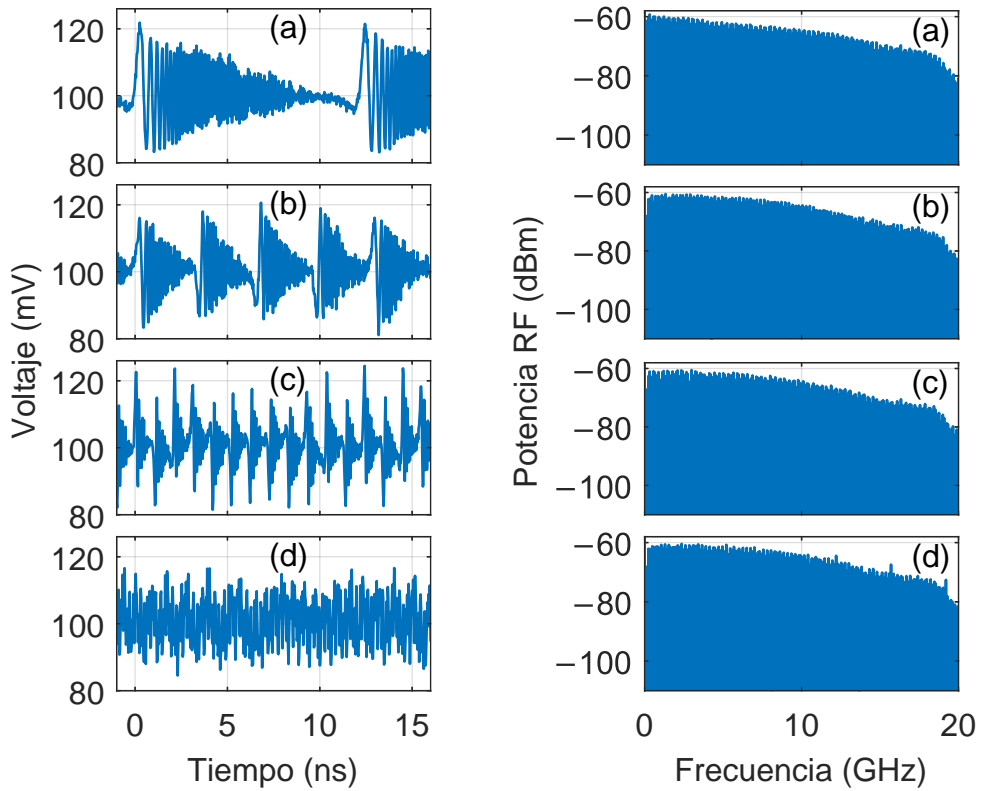


Figura 3.2: Señal generada en un fotodiodo por la salida de un FSL heterodinada ajustando f_s a 82,018 MHz (a), 78,572 MHz (b), 80,841 MHz (c) y 81,327 MHz (d); correspondientes, respectivamente, a los índices de dispersión Talbot 1, 1/4, 1/12 y 1/21. A la derecha, espectros RF respectivos.

3.1. Medición de distancia por láser con compresión de pulsos mediante bucles desplazadores de frecuencia

Los sistemas de radar por compresión de pulsos se basan en el incremento del TBP de una señal de sondeo que, tras una detección por filtro adaptado, se comprime en un pulso virtual de menor anchura, consiguiendo por tanto mayor resolución, pero conservando la energía del pulso original, de manera que el sistema no pierde sensibilidad o alcance. En el dominio óptico, pueden encontrarse ejemplos de sistemas con compresión de pulsos basados tanto en detección incoherente como coherente. Dentro de este último tipo, la variante más exitosa es FMCW [Derickson, 1998; Culshaw y Giles, 1982; Zheng, 2004; Zou *et al.*, 2015], ya que la información de distancia y reflectividad se obtiene de la FT de la interferencia entre el pulso de sondeo y el reflejado. No obstante, los sistemas ópticos coherentes con compresión de pulsos son escasos y limitados a anchos de banda por debajo del gigahercio. Dentro del campo de FMCW, se han ensayado técnicas como la detección heterodina [Zou *et al.*, 2015], y se han demostrado sistemas que emplean modulación por código y detección I/Q, aunque dependen de detectores con diversidad de fase [Bergman *et al.*, 2016; Mompó *et al.*, 2019].

La publicación resumida en la presente sección [Clement *et al.*, 2019b] demostró, por primera vez hasta donde sabemos, el uso de FSL con inyección CW [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018b] como generador de formas de onda periódicas para medición de distancia con compresión digital de pulsos en el dominio óptico coherente. El uso de FSL permite, manteniendo una anchura espectral fija, generar diferentes formas de onda como pulsos con

FT limitada, pulsos dispersados o señales cuasicontinuas similares a ruido. Además, también permite extender el TBP concatenando pulsos con diferente fase, y el carácter de banda lateral única de su espectro permite reconstruir el campo eléctrico complejo empleando detección autoheterodina, un esquema más sencillo de implementar que detección coherente con diversidad de fase y polarización. El número de líneas que formaban el espectro de las formas de onda generadas fue de ~ 250 con una separación mutua de ~ 80 MHz, en buen acuerdo con el TBP observado. No obstante, cabe destacar que es posible obtener un mayor número de líneas ampliando el ancho de banda óptico del sistema [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018a] o situando dos AOFS enfrentados dentro del bucle para obtener valores de f_s del orden de 1 MHz [Durán *et al.*, 2018].

3.1.1. Autocorrelación del campo

La figura 3.3 muestra el esquema del sistema FSL empleado, donde un AOFS desplaza en cada vuelta la semilla de un láser CW. Nótese que por las posiciones del EDFA y del TBPF en el bucle experimental, la portadora no se ve amplificada por el medio activo ni atenuada por el filtro. Esto es: $h(0) = 0$ en la ecuación 3.1. En el siguiente desarrollo teórico se asume la respuesta del TBPF plana. La detección es autoheterodina, mezclando la señal proveniente del DUT con parte de la semilla.

Asumiendo que el AOFS produce un desplazamiento de frecuencia positivo $f_s = 1/T$, con T el periodo de la modulación, el campo eléctrico a la salida del FSL puede describirse como: $\mathcal{E}(t) = E(t) \exp(j\omega_0 t)$, con $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ la frecuencia angular óptica de la semilla y $E(t)$ la envolvente compleja. Sin contar con una fase global y un retardo constante, la envolvente puede describirse a partir de la ecuación 3.5 como un peine de frecuencias espaciadas

3.1. OTDR CON COMPRESIÓN DE PULSOS FSL

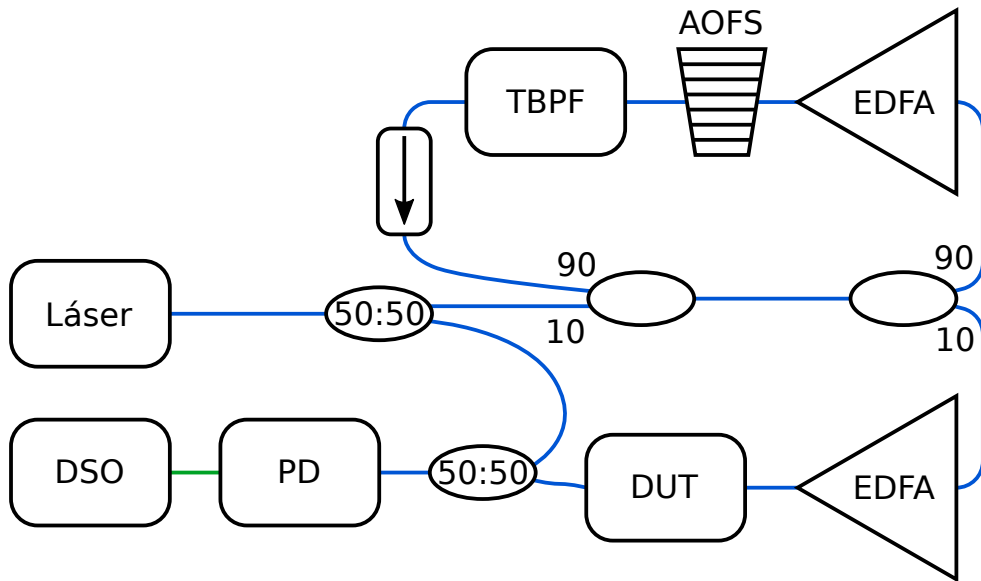


Figura 3.3: Esquema del sistema experimental. En azul, fibra óptica; en verde, cable RF. PD, fotodiodo.

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

por f_s en banda lateral única [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018b; Guillet de Chatellus *et al.*, 2013b]:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n \exp(j2\pi f_s n t) = E_0 \sum_{n=0}^{N-1} \rho^{n/2} \exp(-j\pi f_s \tau_c n^2) \exp(j2\pi f_s n t), \quad (3.6)$$

con E_n la amplitud compleja del armónico n -ésimo, N el número total de líneas, $\rho < 1$ la caída de potencia entre líneas consecutivas [Nithyanandan *et al.*, 2018], y τ_c el tiempo de propagación en una vuelta completa del bucle. La potencia de cada línea espectral puede calcularse como $P_n = |E_n|^2 = P_0 \rho^n$ y el ancho de banda total como $B = (N - 1)f_s \approx Nf_s$. En adelante se usará el número efectivo de líneas espectrales, N_{eff} , que es el inverso de la distribución de potencia en el peine:

$$N_{eff} = \frac{(\sum_n P_n)^2}{\sum_n P_n^2}, \quad (3.7)$$

y que se relaciona con N y ρ como:

$$N_{eff} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \frac{1 - \rho^N}{1 + \rho^N}. \quad (3.8)$$

De esta forma, definiendo el ancho de banda efectivo como $N_{eff} f_s$, N_{eff} puede ser interpretado como un TBP efectivo.

Las propiedades de compresión de $E(t)$ vienen descritas por su función de autocorrelación periódica (PACF), cuyo cálculo se detalla en el artículo, siendo su valor absoluto:

$$|\mathcal{R}(\tau)| = \mathcal{R}(0) \sqrt{\frac{1 + C_N \text{sen}^2(\pi f_s N \tau)}{1 + C_1 \text{sen}^2(\pi f_s \tau)}}, \quad (3.9)$$

3.1. OTDR CON COMPRESIÓN DE PULSOS FSL

con $C_k = 4\rho^k/(1-\rho^k)^2$ para $k = 1$ y $k = N$. De esta forma, la PACF puede modificarse controlando el decaimiento espectral ρ y el número de líneas N . Así mismo, puesto que en la práctica es difícil obtener $\rho > 0,99$, el coeficiente C_N puede omitirse, de manera que la ecuación 3.9 puede verse como la PACF de la raíz cuadrada de la reflectividad periódica de un filtro FP. El ancho de la PACF del sistema se define, por tanto, como un ancho equivalente:

$$\Delta\tau_{eq} = \frac{1}{\mathcal{R}(0)^2} \int_0^T |\mathcal{R}(\tau)|^2 d\tau = T \frac{\sum_n P_n^2}{(\sum_n P_n)^2} = \frac{T}{N_{eff}}, \quad (3.10)$$

a partir del cual se obtiene que la razón de compresión equivale al número efectivo de líneas del peine: $T/\Delta\tau_{eq} = N_{eff}$.

3.1.2. Experimento y resultados

El FSL experimental sobre el que se aplicó el procedimiento anterior tenía un tiempo de propagación en el bucle en una vuelta de $\tau_c = 73,202$ ns, el AOFS (AA Optoelectronics) impartía un desplazamiento de $f_s \approx 80$ MHz y el ancho espectral era $\Delta\nu \approx 20$ GHz ($N \approx 250$). El detector (Alphasal UPD-15-IR2-FC) contaba con un ancho de banda de 25 GHz y su salida era grabada por un DSO (LeCroy-Teledyne Wavemaster 8) con 40 GS/s. Además se usaron fibras mantenedoras de la polarización para que el sistema pudiera analizarse como un modelo escalar.

Para obtener $E(t)$, se empleó detección heterodina, lo que fue permitido por el carácter unilateral del espectro de salida del FSL. La señal heterodina a la salida del detector en la figura 3.3 viene dada por:

$$v(t) = I_{LO} + I(t) + 2\sqrt{I_{LO}} \Re\{E(t) \exp(-j\varphi)\}, \quad (3.11)$$

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

donde I_{LO} es la intensidad del oscilador local (LO), $I(t) = |E(t)|^2$ y φ la fase del LO. Filtrando DC y obteniendo la señal analítica se obtiene:

$$E_c(t) = \sqrt{I_{LO}}E_+(t) \exp(-j\varphi) + I_+(t), \quad (3.12)$$

donde $E_+(t)$ es el doble de la envolvente con la DC filtrada, $E_+(t) = 2(E(t) - E_0)$, e $I_+(t)$ es la señal analítica de la intensidad con la DC filtrada, esto es, la señal compleja asociada con los armónicos positivos de la intensidad. Se observa que $E_c(t)$ es una buena aproximación de $E_+(t)$ para altos valores de ganancia coherente I_{LO} , ajustada experimentalmente, que a su vez muestra propiedades de compresión similares a $E(t)$ al diferir solo en la primera línea del peine.

Para estudiar las propiedades de autocorrelación de la señal generada por el FSL se decidió usar formas de onda tipo *chirp*, para lo que se varió ligeramente la frecuencia de desplazamiento f_s respecto de la posición Talbot fraccionario provocando el efecto equivalente a una dispersión del orden de centenares de kilómetros de SMF. Una vez obtenidos los pulsos, se estudió la PACF del campo $E_c(t)$ en configuración Talbot 1/4 para diferentes ganancias del EDFA del FSL. Las propiedades de la PACF son claves a la hora de predecir las propiedades del sistema como medidor de distancia, ya que el resultado de la compresión digital de los pulsos producirá una función similar. La figura 3.4 muestra los espectros heterodinos para cada nivel de ganancia, así como las PACF obtenidas a partir de cada espectro y una simulación de las PACF esperadas a partir de los valores N_{eff} y ρ extraídos de los espectros. Las PACF fueron obtenidas correlando los 10 primeros periodos de la traza del DSO con una porción de la traza intermedia de ~ 1600 periodos. Las PACF se ajustan en buena medida a las simulaciones y demuestran su control en ancho de banda o resolución a través del decaimiento espectral. Los picos secundarios que se observan en

3.1. OTDR CON COMPRESIÓN DE PULSOS FSL

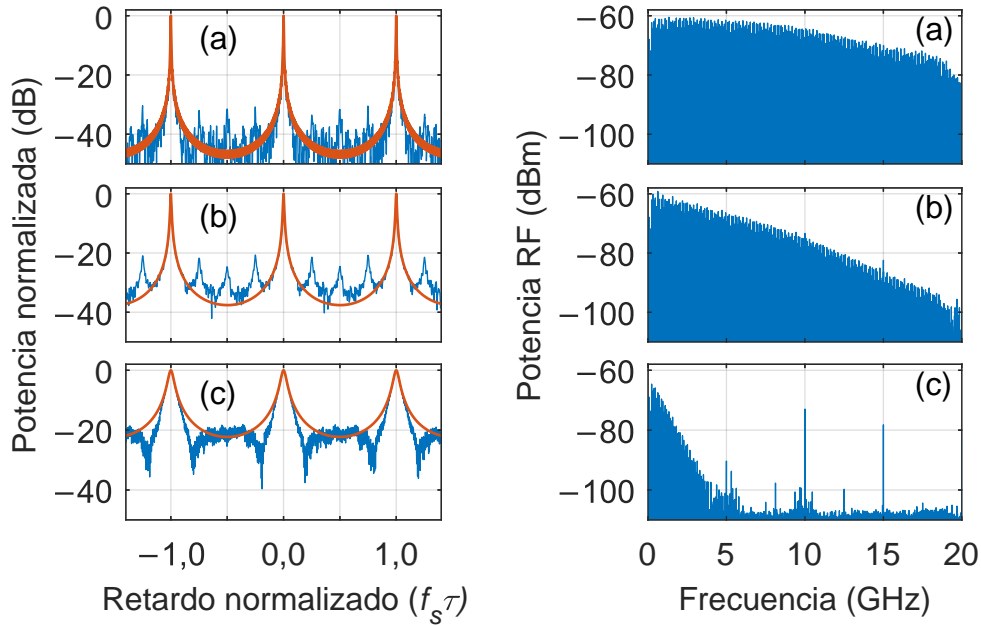


Figura 3.4: PACF normalizadas de las señales analíticas correspondientes a las generadas en el fotodiodo por la salida del FSL heterodinada (azul) en configuración Talbot 1/4 y simulaciones en base a los coeficientes N_{eff} y ρ obtenidos de sus respectivos espectros (naranja); y espectros RF respectivos. La corriente de bombeo del EDFA fue ajustada a 101 mA (a), 47 mA (b) y 31 mA (c).

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

la figura 3.4 entre los picos de la PACF se adscriben a una ganancia de LO insuficiente que no termina de suprimir el término $I_+(t)$ de la ecuación 3.12. Una posible estrategia para mitigar estos picos secundarios consiste en ajustar el FSL para generar formas de onda en condición Talbot entero o con una relación de potencia pico-promedio baja que mejore la aproximación $E_c(t) \approx E_+(t)$ en la ecuación 3.12. Estas formas de onda son de especial relevancia, ya que cuentan con potencia promedio casi constante y pueden ser amplificadas a un mayor nivel sin llegar a saturar el amplificador. En el artículo se muestran los resultados de esta estrategia, obteniendo relaciones pico a lóbulo secundario mayores que 28 dB para varias formas de onda convenientemente seleccionadas.

Medición de distancia por compresión coherente de pulsos

Por último, se empleó este método para realizar un experimento de medición de distancia. Para ello se introdujo como DUT un interferómetro Michelson con un brazo, consistente en ~ 2 m de fibra, acabado en un espejo y otro brazo consistente en 1 m de fibra seguida de un colimador y de un espejo en espacio libre sobre un raíl que le permitía un desplazamiento de hasta 2 m respecto del colimador. Los resultados para dos posiciones del espejo, empleando la forma de onda de la figura 3.2(d), se muestran en la figura 3.5. Se empleó un fotodiodo de 5 GHz (Thorlabs DET08CFC). El decaimiento espectral fue de $\rho = 0,960$, con un ancho de PACF $\tau_{eq} = 250$ ps, que corresponde a un FWHM de 330 ps, en buen acuerdo con los valores medidos en la figura 3.5. Sin embargo, la resolución a un punto en este experimento vino determinada por el intervalo de muestreo del DSO, 25 ps, que implica un valor de 4 mm en espacio libre.

3.1. OTDR CON COMPRESIÓN DE PULSOS FSL

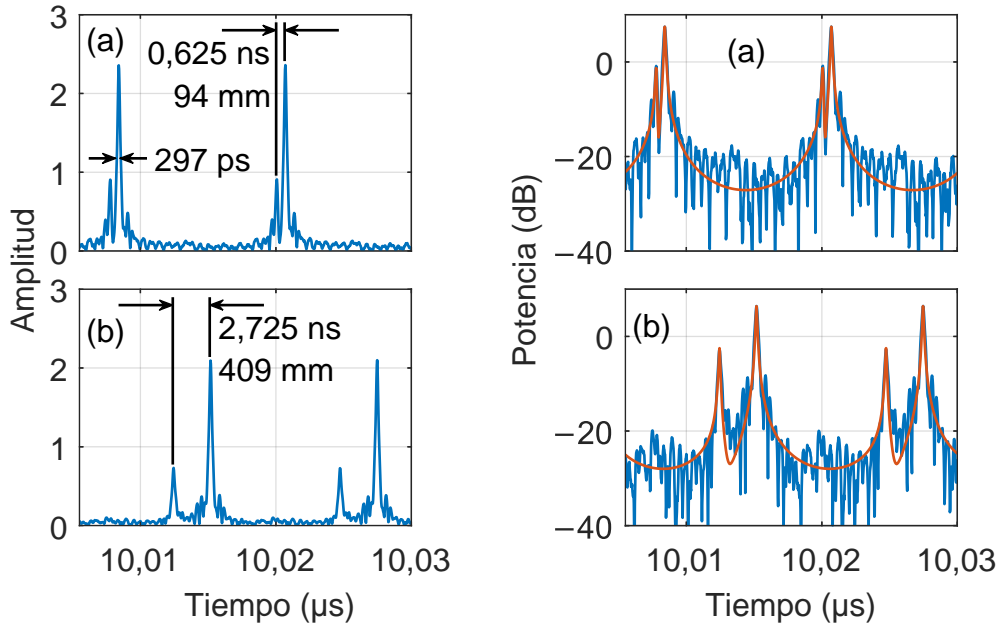


Figura 3.5: Correlación cruzada del reflejo en el brazo fijo del interferómetro Michelson y del reflejo en ambos brazos con el brazo móvil en dos posiciones diferentes, en escalas lineal y logarítmica. En naranja, simulación de los picos de la correlación.

3.2. Formas de onda Talbot en campo lejano generadas mediante bucles desplazadores de frecuencia acustoópticos

Tal y como se ha explicado anteriormente, los FSL permiten, entre otras, la generación de formas de onda ópticas de tipo *chirp* y multiplicar la tasa de repetición de *chirps* mediante efecto Talbot. Esta última propiedad permite la generación de secuencias de pulsos con fases de Gauss y autocorrelación perfecta [R. Fernández-Pousa, 2017], lo que tiene especial aplicación en sistemas basados en compresión de pulsos como se explica en la sección 3.1.

En un segundo trabajo [Clement *et al.*, 2020a], resumido en la presente sección, se presentó un modelo teórico para estas formas de onda tipo *chirp* generadas por FSL basado en óptica difractiva [Born y Wolf, 1999] y se comparó con las formas de onda generadas por el sistema de la figura 3.3. En particular, se estudiaron propiedades específicas como la linealidad del *chirp*, la captura de la fase entre pulsos consecutivos así como las fases relativas de las secuencias de pulsos en condiciones de Talbot fraccionario. Además, gracias a la naturaleza periódica de las señales grabadas, se pudo realizar una reducción notable del ruido filtrando únicamente los armónicos asociados a la señal y se pudo desdoblar el alias digitalmente, aumentando el ancho de banda efectivo de la señal hasta el último armónico distinguible del ruido a ~ 25 GHz.

3.2.1. Formas de onda en condiciones Talbot entero y fraccionario

Cuando el producto $f_s \tau_c$ de un FSL se ajusta de forma que coincide con un entero p , las líneas espectrales definidas en la ecuación 3.5 están en fase y la envolvente del FSL es un tren de pulsos con transformada limitada y periodo $T = 1/f_s$. Matemáticamente puede describirse como:

$$E_{FSL}(t) = \sum_m E_0(t - mT). \quad (3.13)$$

A su vez, los pulsos individuales $E_0(t)$ pueden describirse a partir de la amplitud espectral del peine: $g(\nu - \nu_0)$, consistente en un borde espectral, $g(\nu - \nu_0) = 0$ para $\nu < \nu_0$, y una caída suave interpolando los armónicos espectrales, $g(n f_s) = g_n$, como representa la figura 3.6. Definiendo $f = \nu - \nu_0$:

$$E_0(t) = \int_0^\infty g(f) \exp(j2\pi ft) df. \quad (3.14)$$

Cabe destacar que el borde espectral induce una caída temporal asintótica suave, del orden de $1/t$, que podría inducir interferencia entre pulsos [Bender y Orszag, 2013]. Esto podría invalidar la descripción del tren en forma de pulsos individuales aislados. Sin embargo, se puede estimar que este problema no es determinante al menos en Talbot entero [Clement *et al.*, 2020a].

En el caso de Talbot fraccionario, esto es $f_s \tau_c = p/q$ con p y q coprimos, la envolvente del FSL es:

$$E_{FSL}(t) = \frac{1}{\sqrt{q}} \sum_m \exp\left(j\pi \frac{s}{q} m^2\right) E_0\left(t - m\frac{T}{q} - \epsilon_{pq} \frac{T}{2}\right), \quad (3.15)$$

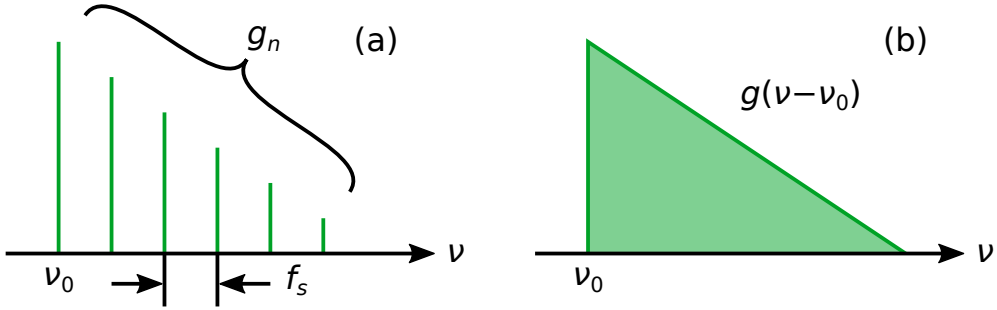


Figura 3.6: (a) Esquema del peine de frecuencias unilateral del FSL; g_n , Amplitudes espectrales en escala logarítmica. (b) Esquema del espectro del pulso limitado por FT $g(f) = g(\nu - \nu_0)$.

donde ϵ_{pq} es 0 para pq par y 1 para pq impar, s es un entero función de p y q y se ha omitido un retardo constante $\tau_c/2$ y una fase constante ξ_0 . s tiene paridad opuesta a q [R. Fernández-Pousa, 2017], por lo que $\exp(j\pi sn^2/q) = \exp[j\pi s(n+q)^2/q]$. Por tanto, el periodo de la forma de onda en la ecuación 3.15 es $T = 1/f_s$, correspondiente con la periodicidad impuesta por el AOFS como se explica, de otra manera, en la sección 3.1. De esta forma, cuando el ancho temporal de $E_0(t)$ es menor que T/q , la tasa de repetición de pulsos en intensidad se multiplica por un factor q . Esta es una de las aplicaciones prácticas más relevantes del efecto Talbot temporal [Azaña y Muriel, 2001]. Desde el punto de vista de la amplitud compleja, la ecuación 3.15 indica que cada uno de los pulsos poseen una fase del tipo $\exp(j\pi sn^2/q)$, cuadrática en el índice de pulso dentro de la secuencia y con periodicidad q . Estas q fases distintas ($n = 0, \dots, q-1$) son fases de Gauss con autocorrelación perfecta, cuyas propiedades están en el núcleo de múltiples aplicaciones del efecto Talbot [R. Fernández-Pousa, 2017].

3.2.2. Formas de onda fuera de condiciones Talbot

A diferencia de en condiciones Talbot entero o fraccional, donde los pulsos son limitados por FT, los pulsos fuera de estas condiciones poseen las propiedades de *chirp* buscadas. A partir de la ecuación 3.5 puede deducirse que en un FSL ligeramente fuera de condiciones Talbot, $f_s\tau_c = p/q + \delta f_s\tau_c$, los pulsos generados experimentan una GVD adicional $\phi = \tau_c\delta f_s/(2\pi f_s^2)$ convirtiéndose así en formas de onda tipo *chirp* [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018b]. La magnitud de dispersión inducida para valores típicos $f_s = 100$ MHz, $\tau_c = 10$ ns y $\delta f_s = 50$ kHz es la equivalente a ~ 500 km de SMF en banda C. La envolvente de cada pulso, será entonces de la forma:

$$E(t) = \int_0^\infty g(f) \exp(-j2\pi^2\phi f^2) \exp(j2\pi ft) df \\ = \frac{\exp(-j \operatorname{sign}(\phi)\pi/4)}{\sqrt{2\pi|\phi|}} \int E_0(t') \exp\left[j\frac{(t-t')^2}{2\phi}\right] dt', \quad (3.16)$$

donde en la segunda parte de la ecuación se ha empleado el propagador temporal de Fresnel para expresar la envolvente dispersada como una convolución. Nótese también que $E(t, -\phi) = E^*(-t, \phi)$, por lo que se puede restringir el estudio a GVD positivas, $\phi > 0$ o $\delta f_s > 0$, sin pérdida de generalidad.

Al ser ϕ grande en la ecuación 3.16, $E(t)$ representa $E_0(t)$ en el análogo temporal del campo lejano de óptica difractiva paraxial. Definiendo entonces variables adimensionales: $u = \nu/\Delta\nu$, $\tau = t/\Delta t$, $G(u) = \Delta\nu g(u\Delta\nu)$ y $U(\tau) = E(\tau\Delta t)$; la ecuación puede reescribirse como:

$$U(\tau) = \exp(j\pi\alpha\tau^2) \int_0^\infty G(u) \exp[-j\pi\alpha(u-\tau)^2] du, \quad (3.17)$$

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

con $\alpha = 2\pi\phi\Delta\nu^2$, siendo esta grande, lo que implica campo lejano. De esta manera, el campo lejano de la señal temporal $E_0(t)$ se representa como el campo cercano de su espectro $g(f)$ multiplicado por una función *chirp*, lo que permite su análisis asintótico. En unas condiciones típicas de FSL, como las del sistema experimental construido, $\alpha \sim 200$, de forma que el campo en la ecuación 3.17 puede analizarse mediante su expansión asintótica en potencias inversas a α , que puede interpretarse como un número de Fresnel espectral (apéndice en anexo E). Usando la terminología de óptica difractiva, se denomina a los primeros órdenes de la expansión términos de óptica geométrica (*go*), borde (*edge*) y pendiente (*slope*), respectivamente [Kildal, 1984]:

$$\begin{aligned} U(\tau) &= U_{go}(\tau) + U_{edge}(\tau) + U_{slope}(\tau) \\ &= \frac{\exp(-j\pi/4)}{\sqrt{\alpha}} \exp(j\pi\alpha\tau^2)G(\tau) + \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{F(2\alpha\tau^2)}{\tau} G(0) \\ &\quad + \frac{j}{2\pi\alpha} (F(2\alpha\tau^2) - 1)G'(0) + \mathcal{O}(\alpha^{-3/2}), \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde $F(x)$, definida para $x \geq 0$, es la integral de Fresnel modificada presentada por Kouyoumjian y Pathak en su teoría uniforme de la difracción [Kouyoumjian y Pathak, 1974] y $G'(0) = dG/du|_{u=0+}$. La figura 3.7 muestra las diferentes componentes la parte real del campo $U(\tau)$. *go* es la componente asociada a la sombra geométrica del borde espectral, y produce un campo que reproduce el espectro $G(\tau)$ escalado en el tiempo, multiplicado por una *chirp* perfecta. Esta contribución, que se alcanza solamente en el límite $\alpha \rightarrow \infty$, describe lo que comúnmente se denomina transformación de tiempo a frecuencia en medios altamente dispersivos [Guillet de Chatellus *et al.*, 2016]. Las componentes *edge* y *slope*, por su parte, son correcciones de borde, análogas a las presentes en el campo cercano de la difracción por un borde espacial [Born y Wolf, 1999]. La principal diferencia es que

3.2. FORMAS DE ONDA TALBOT EN CAMPO LEJANO EN FSL

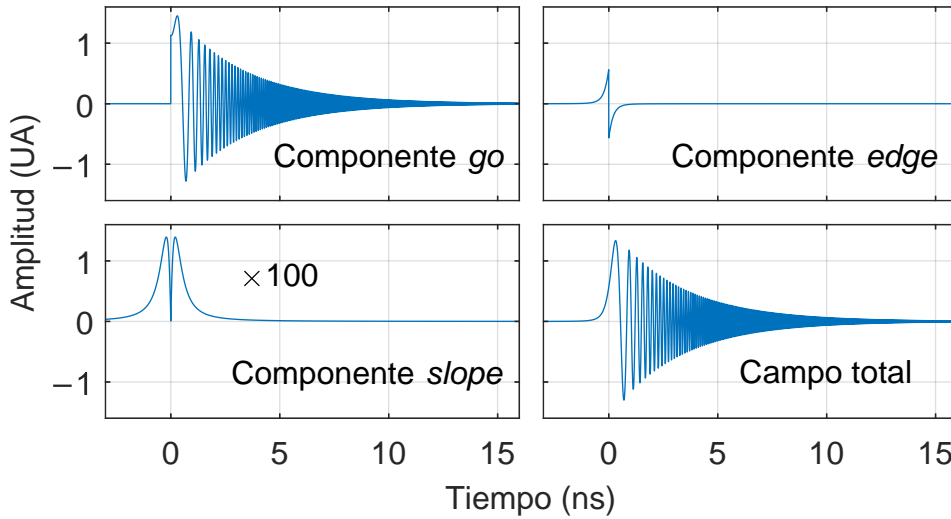


Figura 3.7: Simulación de las componentes del campo $U(\tau)$ en fase con $\tau_c = 50$ ns, $f_s = 80,050$ MHz y $\Delta\nu = 8$ GHz.

la transmitancia típica del borde espectral es exponencial decreciente, a diferencia del borde espacial donde la transmitancia pasa abruptamente a cero. De ahí que aparezcan dos contribuciones, una debida al borde en sí (*edge*), y otra, más pequeña y localizada, asociada a que este borde tiene un espectro con pendiente (*slope*). Nótese que si la componente *go* tiene una banda suficientemente limitada o decae más rápido que la componente *edge*, esta última dominará y distorsionará la linealidad del *chirp*. El desarrollo llevado a cabo para obtener la ecuación 3.18 se describe con más detalle en la publicación anexa (anexo E).

El modelo que proporciona la ecuación 3.18 deja ver que el campo *go* proporciona un *chirp* lineal perfecto, pero la adición del campo *edge*, principalmente, provoca la aparición de desviaciones que implican una desviación de la linealidad, lo que supone una limitación en sistemas FMCW. Por otra parte, se observa en la figura 3.8 que la fase óptica, en efecto, crece

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

cuadráticamente a lo largo del *chirp*, pero decae abruptamente cuando este se extingue, para volver a crecer en el siguiente pulso. Esto es debido a la presencia del inicio del siguiente pulso, que presenta, a su vez, un campo *edge* precursor que captura la fase.

Finalmente, se desarrolló la expresión para el campo del tren completo. Para ello, teniendo en cuenta el carácter predominante de la componente *edge* en $\tau \rightarrow \infty$, se descompone esta a su vez en una componente asintótica y otra local:

$$\begin{aligned} U_{edge}(\tau) &= U_{edge}^{(asympt)}(\tau) + U_{edge}^{(local)}(\tau) \\ &= \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{G(0)}{\tau} + \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{G(0)}{\tau} (F(2\alpha\tau^2) - 1). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Definiendo $U_{local}(\tau) = U_{edge}^{(local)}(\tau) + U_{slope}(\tau)$, el campo del tren puede escribirse como:

$$\begin{aligned} U_{FSL}(\tau) &= \sum_m (U_{go}(\tau - m\tau_0) + U_{local}(\tau - m\tau_0)) \\ &\quad + \frac{jG(0)}{2\alpha\tau_0} \cot\left(\pi \frac{\tau}{\tau_0}\right) + \mathcal{O}(\alpha^{-3/2}), \end{aligned} \quad (3.20)$$

donde se ha usado la expansión de Mittag-Leffler $\pi \cot(\pi z) = \sum_k (z + k)^{-1}$ [Silverman, 1972] para sumar la serie infinita de componentes asintóticas de los campos *edge*.

3.2.3. Resultados experimentales

El esquema experimental empleado fue similar al del trabajo resumido en la sección 3.1, con detector único y medidas autoheterodinadas tomadas mezclando la salida del FSL con una parte de la señal semilla. La señal

3.2. FORMAS DE ONDA TALBOT EN CAMPO LEJANO EN FSL

heterodina viene dada por:

$$v(t) = E_{LO}^2 + 2E_{LO} \Re\{\exp(-j\varphi)E_{FSL}(t)\} + |E_{FSL}(t)|^2, \quad (3.21)$$

con E_{LO} la amplitud del campo del LO y φ la fase del LO. Maximizando E_{LO} , $v(t)$ se aproxima al valor de la amplitud del campo E_{FSL} con una fase φ . La relación $E_{LO}/(\text{máx } |E_{FSL}(t)|)$ fue ~ 10 .

Ajuste del modelo

En un primer experimento, se estableció $f_s = 82,018$ MHz, por encima de la frecuencia $f_{s0} = 81,975$ MHz de la condición Talbot entero con $f_s\tau_c = 6$, de forma que $\delta f_s\tau_c = 0,003$. Dado que cada traza se componía de ~ 1600 periodos, las líneas espectrales se distinguían claramente en la DFT de $v(t)$ como múltiplos de f_s . Este hecho permitió filtrarlas individualmente e incluso deshacer el alias producido por el DSO (20 GHz), extendiendo el rango de detección hasta el máximo del fotodiodo, 25 GHz. La figura 3.8 muestra un periodo de la traza filtrada junto con el mismo periodo sin filtrar, así como la fase del periodo filtrado. Esta última traza se generó a partir del campo complejo, anulando las componentes negativas y la DC.

Una vez filtrado, las trazas experimentales se compararon con los modelos descritos en las ecuaciones 3.18 y 3.20. $g(f)$ se obtuvo interpolando y filtrando a paso bajo los picos de las líneas espectrales de $v(t)$ y forzando el borde a frecuencia 0. Además, las primeras muestras fueron extrapoladas del resto para reducir la contribución de $|E_{FSL}(t)|^2$ en la ecuación 3.21. Por último, el ajuste se llevó a cabo optimizando en pasos independientes los valores de la dispersión global ϕ , la amplitud del FSL, la fase del LO φ y el tiempo inicial del pulso. Se obtuvo una desviación máxima de medio ciclo para un total de 103 oscilaciones de fase que componían el pulso y se

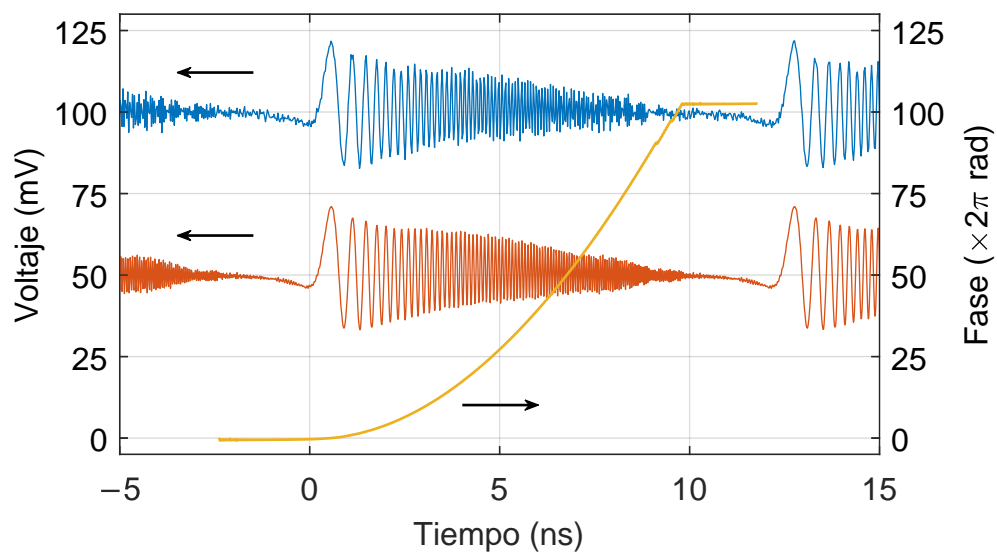


Figura 3.8: Traza heterodinada en bruto (azul) y filtrada (naranja, desplazada -50 mV), y fase desenvuelta del periodo central mostrado de la señal filtrada (amarillo).

3.2. FORMAS DE ONDA TALBOT EN CAMPO LEJANO EN FSL

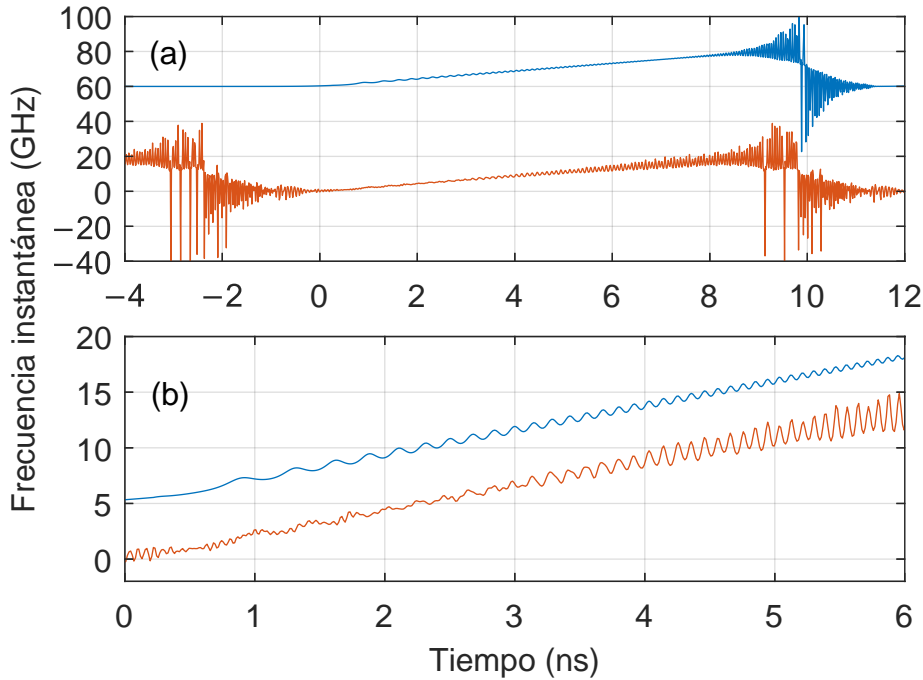


Figura 3.9: (a) Frecuencia instantánea del pulso *chirp* filtrado (naranja) y teórica según el modelo (azul, desplazada 60 GHz). (b) Ampliación de la parte central, con la traza teórica desplazada 5 GHz.

comprobó, como predecía el modelo, que la frecuencia instantánea no es puramente lineal sino que presenta una oscilación creciente debida al efecto de captura de fase. Este fenómeno, similar al proceso de interferencia entre dos estaciones FM, se produce por el decaimiento más lento de la componente *edge* con respecto a la componente *go*, distorsionando la variación perfectamente lineal de la frecuencia instantánea de esta última. El efecto, tanto simulado como observado experimentalmente, se representa en la figura 3.9.

Fases Gauss en pulsos Talbot fraccionario

En un segundo experimento se determinaron las fases de los pulsos en condiciones Talbot fraccionario. Para ello se introdujeron desviaciones de frecuencia correspondientes a índices Talbot fraccionarios de la forma $(q - 1)/q$ con $q = 3, 6$ y 12 sobre la condición Talbot entero $p = 5$. El uso de formas tipo *chirp* en lugar de pulsos con transformada limitada fue necesario para obtener una correcta detección por correlación.

La fase del pulso n -ésimo de cada periodo en o cerca de la condición Talbot fraccionario $(q - 1)/q$ viene dada por [R. Fernández-Pousa, 2017; Romero Cortés *et al.*, 2016a; Romero Cortés *et al.*, 2016b]:

$$\Phi_n = \exp[j\pi(q - 1)n^2/q] = (-1)^n \exp(-j\pi n^2/q). \quad (3.22)$$

La determinación de las fases consistió en correlar digitalmente cada uno de los q pulsos en un periodo de la traza de envolventes complejas filtradas con el pulso de referencia $n = 0$, E_{ref} :

$$\mathcal{C}(u) = \int_0^{T/q} E_{ref}^*(t) E_{FSL}(t + u) dt. \quad (3.23)$$

De esta forma, las fases de los picos de correlación a intervalos T/q se corresponden con la diferencia de fase buscada respecto al pulso de referencia: $\mathcal{C}(u = nT/q) \approx \exp(j\pi sn^2/q)$ con $n = 0, 1, \dots, q - 1$ mód q . Los resultados experimentales se muestran en las constelaciones de la figura 3.10. Cada una incluye 10 muestras para cada nivel escogidas aleatoriamente de entre los ~ 1600 periodos grabados. A pesar de que para índices q altos la SNR baja debido a la mayor dispersión de la energía del periodo completo, el ajuste con los valores teóricos es excelente, con errores de solo unos pocos grados en los peores casos de Talbot 11/12.

3.2. FORMAS DE ONDA TALBOT EN CAMPO LEJANO EN FSL

En conclusión, este trabajo propuso un modelo teórico para las formas de onda generadas por FSL con inyección CW y demostró experimentalmente las características predichas por dicho modelo. Entre ellas, cabe destacarse en primer lugar el seguimiento, por parte de las secuencias de pulsos en condición Talbot fraccionario, de las fases de Gauss, lo que convierte al sistema en una fuente óptica apropiada para sistemas de medición de distancia basados en compresión de pulso. En segundo lugar, también se identificaron algunos puntos débiles del sistema, igualmente predichos por el modelo. Por una parte, la existencia de un borde espectral provoca un decaimiento lento de los pulsos del orden de $1/t$ que puede generar interferencia entre pulsos. Por otra parte, ese mismo decaimiento espectral también es responsable de provocar un efecto de captura de fase y de distorsionar la linealidad de los *chirps* generados. No obstante, ambos efectos pueden ser mitigados suavizando el borde espectral del peine de frecuencias, reduciendo así la interferencia entre pulsos y linealizando la variación de la frecuencia instantánea.

CAPÍTULO 3. APLICACIONES METROLÓGICAS DE FSL

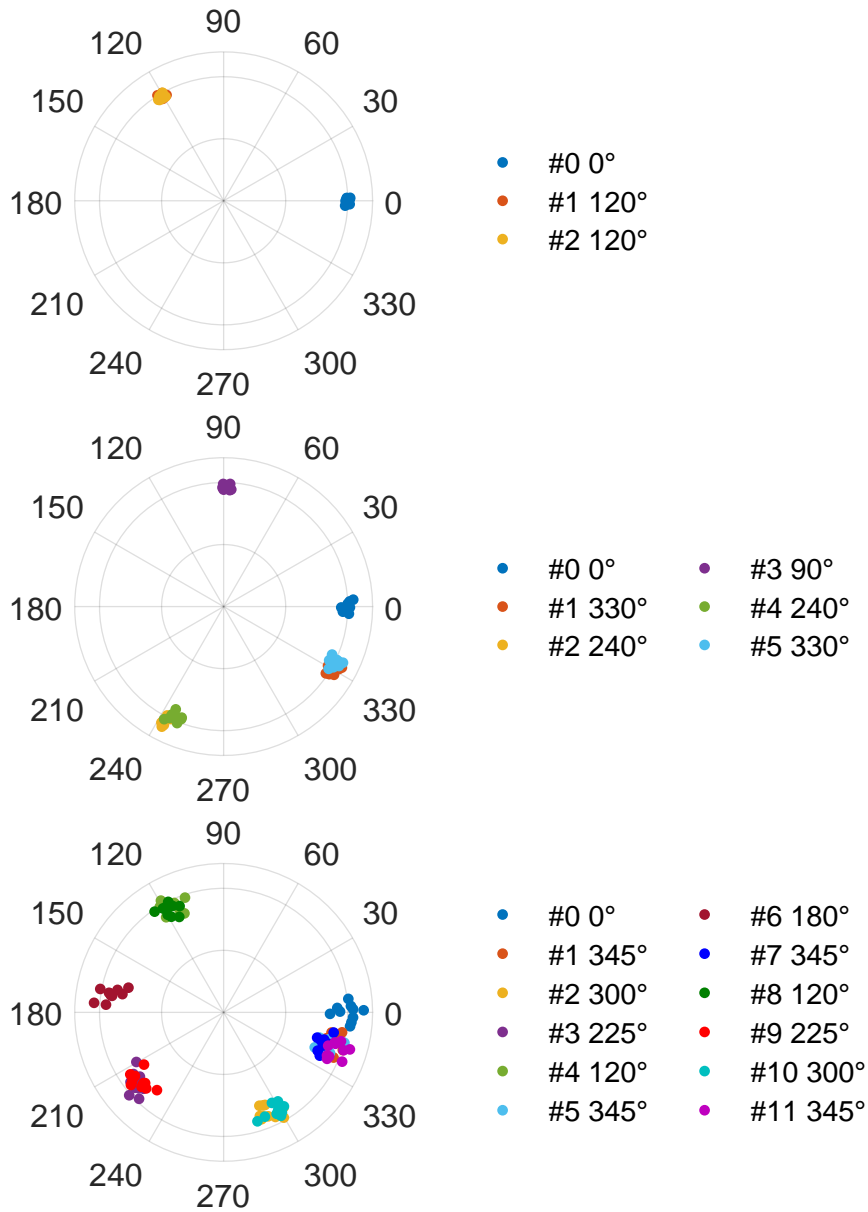


Figura 3.10: Fases Talbot medidas en las secuencias de pulsos del FSL y fases Gauss teóricas. De arriba a abajo: Talbot $2/3$ ($f_s = 77,435$ MHz), Talbot $5/6$ ($f_s = 79,706$ MHz) y Talbot $11/12$ ($f_s = 80,841$ MHz).

Capítulo 4

Conclusiones

En esta tesis doctoral se han desarrollado varias técnicas metrológicas basadas en MWP. Aquellas presentadas en el capítulo 2 han consistido en sistemas I-OFDR mejorados mientras que en el capítulo 3 se describen las aplicaciones de los FSL en sistemas lidar con compresión de pulsos y se estudian las propiedades de las formas de onda ópticas generadas, cuyas fases en condiciones Talbot fraccionario coinciden con las secuencias de fase perfecta de Gauss.

El primero de los sistemas basados en I-OFDR demostró la interrogación pasiva y remota de FBG mediante una fuente de doble longitud de onda y detección DI-OFDR empleando, como medio dispersivo, 32,9 km de SMF. Con una potencia óptica recibida de -16 dBm y un tiempo de escaneo de ~ 1 s, el sistema mostró desviaciones de 2 pm para la determinación de la longitud de onda de Bragg en un rango de 200 pm, suficiente para cubrir el FWHM de una FBG estándar, y de ± 1 pm para los 30 pm centrales. Además de poder reconfigurar dinámicamente la longitud de onda de interrogación, el método de detección implementado evita que reflexiones

CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES

espúreas como las debidas a los conectores alteren las medidas de potencia reflejadas en el sensor. Como contrapartida, la detección DI-OFDR requirió implementar *dithering* en la fuente para evitar *scattering* de Brillouin y se apreció la variación del nivel de señal debido a la deriva de la polarización de los moduladores. No obstante, estos inconvenientes no suponen limitaciones fundamentales ya que pueden ser minimizados con técnicas estándar.

El segundo sistema desarrollado presentó una variación de un sistema I-OFDR estándar para la interrogación rápida de *arrays* de FBG equiespaciadas, basado en minimizar el número de puntos de interrogación. Ello permitió medir caídas en la reflectividad de hasta 10 dB con tiempos de escaneo de 10 μ s por FBG. El sistema requiere de un menor ancho de banda de modulación en comparación con las técnicas I-OFDR estándar y el rango dinámico y la precisión en las medidas de reflectividad están limitados por la diafonía inducida por los errores de posicionamiento de los reflectores en el *array*. Además, también se implementó un modo *phaseless* basado únicamente en medidas de potencia que permite simplificar el sistema al prescindir de las medidas en fase y cuadratura en la detección eléctrica de la onda modulada. Como contrapartida, esta simplificación viene a costa de doblar el ancho de banda y de cuadruplicar el número de frecuencias de interrogación, con el incremento en el tiempo de escaneo que ello implica. Así mismo, en este modo, las medidas empeoran levemente con ganancia de correlación y aún más sin ella. En cualquier caso, la linealidad de la medida se mantuvo hasta rangos de -10 dB, permitiendo definir diferentes umbrales de caída de los estados de las FBG.

El tercer desarrollo consistió en el diseño de un sistema I-OFDR con conversión electroóptica descendente de frecuencia. Esta técnica permite prescindir de componentes electrónicos de alta frecuencia dedicados y usar

receptores de bajo ancho de banda y alta sensibilidad que permiten compensar las pérdidas asociadas a la conversión. Sin embargo, el uso de modulación electroóptica genera ecos asociados a la distorsión armónica y obliga al uso de aleatorizadores o conmutadores de polarización para obtener medidas independientes de la polarización. En el sistema experimental, se emplearon dos moduladores independientes para realizar las tareas de modulación y conversión descendente de frecuencia, aunque también es posible la integración de ambos en un único dispositivo bidireccional. Además, la modulación del índice de modulación permitió la detección con bajo ancho de banda evitando el uso de esquemas más complejos como detección heterodina en el dominio de RF. En cuanto a los resultados, este sistema representa, hasta donde sabemos, la primera demostración de detección de RBS en SMF usando conversión electroóptica descendente, con una resolución por punto de hasta 6 m. Así mismo, en lo que concierne a medidas de reflectores discretos, se alcanzó una sensibilidad de -90 dB, un rango dinámico de 40 dB y un rango de medida de ~ 75 dB.

El cuarto trabajo probó la viabilidad de los peines de frecuencia ópticos generados por FSL como fuente para sistemas coherentes de medición de distancia con compresión de pulsos. Gracias a la naturaleza de banda lateral única de la señal generada por el FSL, el campo complejo del mismo pudo reconstruirse aproximadamente empleando un único detector en lugar de detección I/Q. Maximizando N_{eff} , las PACF obtenidas a partir de la señal analítica heterodina mostraron en todos los casos PSLR por encima de 28 dB. Respecto a la capacidad de compresión, se obtuvieron razones de compresión de hasta 150, pasando de periodos de 12,5 ns a picos en la PACF de ~ 80 ps. Como último experimento, se empleó el sistema para medir diferencias de camino óptico en un interferómetro mixto en fibra y espacio libre, alcanzándose resoluciones de 4 mm.

CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES

Finalmente, en el último artículo se explica la investigación, tanto teórica como experimental, de las formas de onda tipo *chirp* generadas por FSL acustoópticos desviando la frecuencia del AOFS de las condiciones de Talbot entero o fraccional. El principal resultado fue demostrar la equivalencia de las fases Talbot generadas en condiciones fraccionales y las secuencias de Gauss. Las formas de onda generadas fueron a su vez comparadas con un modelo teórico desarrollado, comprobándose la aparición de varias desviaciones respecto a una conversión de frecuencia a tiempo estándar debidas al borde espectral del campo del FSL. Entre ellas, es destacable el decaimiento de los pulsos a un ritmo $\sim 1/t$ que puede llegar a producir solapamientos de pulso o promediados, de especial relevancia en procesadores o generadores de señal [Guillet de Chatellus *et al.*, 2016]. En cualquier caso, este problema puede solucionarse suavizando el borde espectral mediante un filtro óptico. Así mismo, el modelo teórico, corroborado por los resultados experimentales, muestra dos limitaciones genéricas en la linealidad de las *chirps*, como son oscilaciones y efecto de captura de fase debido a la interferencia entre pulsos. No obstante, cabe destacar que los sistemas basados en el espectro del peine de frecuencia no se ven afectados por estas limitaciones ya que la fase espectral puede ser calibrada, como en los casos de espectroscopía de alta resolución [Durán *et al.*, 2018; Duran *et al.*, 2019], o directamente no juega ningún papel como en los medidores de distancia con compresión de pulsos[Clement *et al.*, 2019b].

4.1. Desarrollos posteriores y futuros

Los trabajos llevados a cabo en la presente tesis doctoral han dado o pueden dar pie a futuros sistemas con mayor complejidad y prestaciones apoyados en las técnicas desarrolladas. En primer lugar, el siguiente paso a dar

4.1. DESARROLLOS POSTERIORES Y FUTUROS

tras la demodulación de FBG mediante fuente de doble longitud de onda es la sustitución de esta última por una más compleja de tipo peine de frecuencias ópticas. Este esquema puede permitir procesados de señal más complejos que una simple medida diferencial, como realizar el seguimiento de múltiples FBG en paralelo o demodular una misma FBG con un mayor número de líneas y mayor precisión. En segundo lugar, una variación de la técnica I-OFDR con conversión electroóptica descendente de frecuencia ha sido empleada para el diseño de un sistema MWP LCI sensible a la fase, siguiendo un esquema similar pero empleando modulación DSB con supresión de portadora [Clement *et al.*, 2020b]. La estabilidad proporcionada por este tipo de interferómetros controlados por RF es clave para la obtención de la fase del interferograma, lo que permite obtener la respuesta en fase del DUT y hacer espectrometría de Fourier. Por último, con respecto a los sistemas basados en FSL, además de un filtrado óptico adecuado para mitigar los efectos del borde espectral, se prevé el empleo de desplazamiento de frecuencia electroóptico para obtener anchos de banda del orden del terahercio [Wang y LaRochelle, 2017] comparables a los de los sistemas FMCW que emplean técnicas de linealización específicas por barrido de frecuencia [Roos *et al.*, 2009; Baumann *et al.*, 2014; Hariyama *et al.*, 2018]. Así mismo, el TBP también puede incrementarse concatenando la salida periódica del FSL con una modulación por código, que, aunque suponga un decremento de la tasa de escaneo, aún se situaría en el rango de los megahercios, haciéndolo adecuado para tareas de monitorización y detección en tiempo real.

En conclusión, el objetivo de esta tesis ha sido explorar la aplicación de técnicas MWP en sistemas de metrología óptica y, más concretamente, de sensado, con el objetivo de obtener nuevos diseños que proporcionen mejores prestaciones en aspectos tales como resolución, rango, sensibilidad

CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES

o coste, entre otros, y combinarlas de formas que los sistemas ópticos o de microondas por sí solos no pueden ofrecer.

Anexos

Anexo A

Remote picometer fiber Bragg
grating demodulation using a
dual-wavelength source

Remote picometer fiber Bragg grating demodulation using a dual-wavelength source

JUAN CLEMENT, GERMÁN TORREGROSA, HAROLDO MAESTRE, AND CARLOS R. FERNÁNDEZ-POUSA*

Department of Communications Engineering, Universidad Miguel Hernández, Elche 03202, Spain

*Corresponding author: c.pousa@umh.es

Received 15 June 2016; revised 22 July 2016; accepted 22 July 2016; posted 22 July 2016 (Doc. ID 268084); published 10 August 2016

We report on the self-referenced, intensity-based, remote and passive interrogation of a fiber Bragg grating (FBG) for point sensing, by use of a reconfigurable dual-wavelength source composed of a tunable wavelength and subsequent suppressed-carrier, electro-optic amplitude modulation. The demodulation procedure is based on the measurement of the reflected power at two different wavelengths within the FBG spectral response. The grating was interrogated by use of conventional spectral analysis, and also after 32.9 km of single-mode fiber using a dispersive incoherent optical Fourier-domain reflectometry technique. Both procedures provide picometer resolution in the determination of Bragg wavelength shifts at a comparatively similar scan time (~ 1 s) and received power (-16 dBm). The main limitations in each interrogation scheme have been identified. These results show the feasibility of interrogation systems incorporating relatively simple frequency combs at a calibrated, and eventually reconfigurable, wavelength grid with an, at least, similar performance to that of commercial FBG interrogators. © 2016 Optical Society of America

OCIS codes: (120.0280) Remote sensing and sensors; (060.3735) Fiber Bragg gratings; (060.2370) Fiber optics sensors.

<http://dx.doi.org/10.1364/AO.55.006523>

1. INTRODUCTION

Fiber Bragg gratings (FBGs) constitute one of the most versatile fiber-optics sensing technologies due to their flexibility to imprint and multiplex a wide variety of spectral or temporal responses. To name a few, point sensors based on FBGs with different reflectivities and spectral widths are routinely fabricated; fiber spools incorporating thousands of identical weak FBGs can be continuously inscribed in the draw tower [1]; long-period gratings [2] offer the possibility to detect the presence of narrowband light; faint long [3] or chirped [4] FBGs represent almost-ideal distributed reflectors in lengths of tens of centimeters at a single or at a progressive reflection wavelength, respectively, and the spectral response of FBGs can be multiplexed not only in the conventional, wavelength domain [5], but also with specific spectral codes [6].

Associated with this versatility in the response design, FBGs also show advantages in terms of power efficiency [7]. In these cases, however, the efficiency level depends on the interrogation approach used to retrieve a given form of FBG response. Within the wide class of conventional FBG point sensors, commercial interrogators, offering resolutions in Bragg wavelength shifts in the picometer range, are constructed either on the basis of broadband sources and dedicated spectrometers, or of swept laser sources, in some cases incorporating pulse modulation to provide range selectivity. In both examples, the spectral range

covered by the interrogator has to be sufficiently large to probe the actual FBG spectral band and its expected excursion, both of which may vary in different applications. Flexibility in the interrogation unit may thus come at the risk of power inefficiency, since a large fraction of the optical power can be wasted in bands where the reflected signal is absent. Then, a natural question that arises is the more efficient way to demodulate an FBG for a given available optical power, reaching, at the same time, the standard picometer resolution offered by commercial systems.

One of the techniques for power-efficient, self-referenced, intensity-based FBG demodulation is the use of dual-wavelength sources [8]. The concept focuses on the determination of the differential FBG reflectivity at only two calibrated wavelengths. As is shown in Fig. 1, we denote the received power at the two wavelengths as P'_{\pm} , where + (respectively -), stands for the longer (resp. shorter) wavelengths, λ_{\pm} . Then, the differential FBG reflectivity ΔR is obtained as the difference between the two powers, namely,

$$\Delta R_{\text{dB}} = R_{+, \text{dB}} - R_{-, \text{dB}} = P'_{+, \text{dBm}} - P'_{-, \text{dBm}} + \Delta P_{\text{dB}}, \quad (1)$$

where ΔP is a possible power imbalance in the dual-wavelength source.

When these two wavelengths are placed in opposite slopes of the FBG reflectivity, any shift in its Bragg wavelength induces a

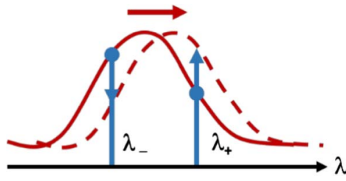


Fig. 1. Shift in the Bragg wavelength of an FBG induces a change in the optical power reflected by two wavelengths placed in opposite slopes of its reflectivity curve. The variation is indicated as a change from dots to arrows.

change in ΔR , as schematically shown in Fig. 1. The Bragg wavelength shift is determined from ΔR by use of a calibration curve, constructed from the FBG reflectivity and the separation between wavelengths. This concept contrasts with interrogation schemes based on passive filtering of continuous-wave broadband sources or on swept laser sources, since here the source provides a set of two wavelengths acting as a parallel and dedicated spectrometer that only delivers and records optical power in the FBG reflection band. As a consequence, demodulation only suffers from an intrinsic penalty of 3 dB, associated with the fact that illumination impinges at the FBG full width at half-maximum (FWHM) points, where the sensitivity to Bragg wavelength shifts is higher.

Related dual-wavelength or multiwavelength concepts have been used for FBG sensor network interrogation in different forms. The list includes systems incorporating multiwavelength sources based in passive filtering of broadband sources according to WDM grids [9] or multiwavelength lasers [10]. It also comprises demonstrations using arrayed waveguide grating (AWG) filters for spectral analysis [11,12], and systems where the sensing FBGs are part of active multiwavelength devices, such as fiber lasers [13] or distributed amplifiers [14]. In general, the accuracy in the FBG peak determination provided by these systems depends on the stability of the passively filtered or actively generated interrogating wavelengths, on the wavelength readout procedure, and on the numerical processing used. For instance, whereas the use of AWG filters can reach the subpicometer range [11], the characterization of spectral lines through conventional spectral analysis and peak determination, as done for instance in [13], is typically limited to 10 pm [15].

In this paper, and by use of a relatively simple but reconfigurable frequency comb, we report, for the first time to the best of our knowledge, on the use of the dual-wavelength FBG

interrogation concept for a purely passive remote FBG demodulation. This approach is justified not only by the number of alternatives to the implementation of static or reconfigurable frequency combs [16–18], but also by the recognition of the necessity of signal processing stages to increase the interrogator resolution [19,20]. In this regard, the dual-wavelength interrogation procedure can be considered as a limit case of the approach by Tosi [19], who used signal processing techniques to improve spectral measurements based on coarse samples of the FBG reflectivity—in our case, only two points. It can thus be envisioned that more complex multiwavelength sources can provide samples of the FBG reflectivity spectrum at a calibrated and reconfigurable wavelength grid, of direct use in subsequent signal processing stages.

In particular, in the present paper we focus on the demodulation of conventional FBGs (45% reflectivity) at low receiving power levels (−16 dBm), demonstrating its use in passive remote sensing (32.9 km of single-mode fiber, SMF). In contrast to the original demonstration [8], the dual-wavelength source used here is based on a single, tunable laser line after carrier-suppressed amplitude modulation, which sets two stable reference wavelengths that can be easily reconfigured to adapt to gratings with different Bragg wavelengths and spectral widths.

We used the dual-wavelength source in two different interrogation scenarios, both of which reached the sought-for picometer resolution. For comparison, we first recorded the differential reflectivity in a direct measurement of the reflected spectrum by use of an optical spectrum analyzer (OSA), and subsequently in a remote measurement by use of the dispersive incoherent optical Fourier-domain reflectometry (DI-OFDR) technique [21–27]. The spatial selectivity provided by this technique is able to isolate spurious reflections, which otherwise can distort a direct measurement of the reflected spectrum. In both interrogation schemes, we analyze the degradation factors that limit the overall demodulation resolution based on the dual-wavelength concept.

2. FBG AND DUAL-WAVELENGTH SOURCE

The experimental setups are depicted in Fig. 2. On the left is shown the dual-wavelength source used in the rest of the experiment, which is described in more detail in the following paragraphs. The central and right-hand-side parts of Fig. 2 describe the OSA and DI-OFDR interrogation procedures. The sensing FBG is placed locally in the first case and remotely, after 32.9 km of SMF, in the second. The FBG used in our experiments is a 1-cm long, strong FBG with a reflectivity of 45%, a

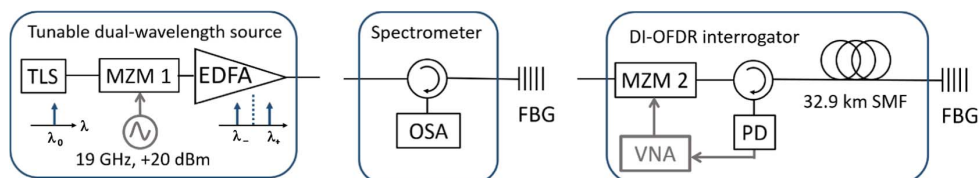


Fig. 2. Schematic diagram of the setups. Left, tunable dual-wavelength source. MZM, Mach-Zehnder modulator; TLS, tunable laser source; EDFA, erbium-doped fiber amplifier. Middle, local demodulation by use of a spectrometer. OSA, optical spectrum analyzer. Right, remote DI-OFDR interrogation. SMF, single-mode fiber; PD, photodiode; VNA, vector network analyzer; FBG, fiber Bragg grating. MZM 1 is biased at zero transmission to produce a carrier-suppressed amplitude-modulated optical wave, whereas MZM 2 is biased at quadrature.

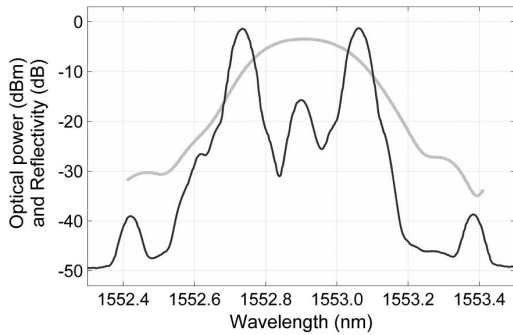


Fig. 3. Black trace: optical spectrum of the dual-wavelength source when the TLS carrier is at 1552.9 nm. Gray trace: FBG reflectivity.

FWHM of 257 pm, and centered at 1552.9 nm. Its reflectivity spectrum is shown in Fig. 3 with a gray trace, for its comparison with the wavelength-dependent power distribution of the dual-wavelength source.

This dual-wavelength source was engineered from the output of a narrow-linewidth, single-frequency tunable laser source (TLS, Keysight N7711A), which is modulated by a push-pull 20-GHz Mach-Zehnder modulator (MZM, Avanex SD20, $V_{\pi} = 4.7$ V) driven by a sinusoidal tone at variable frequency f_0 and biased at minimum transmission to suppress the carrier. In our experiments we used a default MZM modulation tone with frequency $f_0 = 19$ GHz, and stimulus RF power of +20 dBm, just below the 3-dB MZM modulation bandwidth. In Fig. 3, we show the optical spectrum when the carrier wave is at 1552.9 nm, leading to a carrier suppression of 18 dB and a two-tone separation $\Delta\lambda = 0.31$ nm, in good agreement with the theoretical value of 306 pm. The suppression of the modulation sidebands at $\pm 3f_0$ due to the modulator's harmonic distortion is ~ 30 dB.

As shown in Fig. 2, the output of the MZM was directed to an erbium-doped fiber amplifier (Keopsys) to increase the optical power up to +19 dBm. Each of the two optical wavelengths shows peak-to-peak power variations < 0.02 dB, and a difference in optical power of 0.14 dB. When the power variations of each wavelength are measured after the second modulator in the DI-OFDR technique (Fig. 2, right), they are increased up to < 0.07 dB, a fact that we ascribe to polarization instability between both modulators.

The coherence of the dual-wavelength source is inherited from the TLS. This unit specifies an absolute wavelength accuracy of ± 22 pm, and a short-term stability of ± 0.5 pm (in 1 min). The TLS, which is based on a tunable laser assembly, contains an internal phase modulation stage to dither the laser line. This utility was used to avoid stimulated Brillouin scattering in the fiber line, as is explained below. The linewidth after dithering was measured by use of the delayed self-heterodyne method, giving a FWHM value of 110 MHz that corresponds to a carrier's spectral width $\Delta\lambda_c = 0.9$ pm. The wavelength was monitored by a wavelength meter (Burligh-EXFO WA-1500) after averaging ten times to account for the dither. Using this procedure, wavelength measurements could be stabilized within a maximum deviation of ± 0.2 pm. This also permitted

us to assess the wavelength accuracy in the band of interest, showing a deviation of 1.7 ± 0.2 pm that has been corrected in the data presented below.

3. LOCAL SPECTROMETER DEMODULATION

Instead of shifting the Bragg wavelength of the FBG by use of a temperature or strain change, we simulated the same behavior by changing the TLS wavelength in the dual-wavelength source while keeping the FBG unstrained and at constant temperature. This procedure permits the calibration of the relative shift between the probe and FBG with an accuracy limited by the wavelength meter (± 0.2 pm) and the environmental stability. In the results presented below, the temperature varied, in the worst case, by $\pm 0.1^\circ\text{C}$ during the experiment. Using a typical value of 10 pm/ $^\circ\text{C}$ for the Bragg wavelength sensitivity with respect to temperature, this sets a limit of ± 1 pm for the attainable resolution in Bragg wavelength shifts.

The FBG was analyzed with a conventional, grating-based OSA (Agilent 84142B) by determining the power of both reflected wavelengths after five averages of the retrieved spectrum and after waiting for about 1 min for laser reconfiguration and power stabilization. The total measurement time was ~ 1 s. In addition, the dual-wavelength source was attenuated so that the input power at the OSA was -16 dBm. These values of input power and measurement time are similar to those used in the DI-OFDR demodulation, and have been chosen to provide a fair comparison between them. With the OSA, the attained indeterminacy of the power measurements was < 0.01 dB.

In a first experiment, we scanned the FBG by changing the central frequency of the tunable in 10-pm shifts. This value has been chosen as representative of the typical resolution provided by peak determination of standard, grating-based spectrum analyzers in the absence of signal postprocessing [15]. The results of this characterization are shown with dots in Fig. 4, together with the calibration curve obtained from the FBG reflectivity spectrum in Fig. 3. With this procedure, we are essentially comparing two calibration curves, one from the reflectivity and the other from the scan in the central wavelength of the dual-wavelength source, which also simulates 10-pm shifts in the Bragg wavelength.

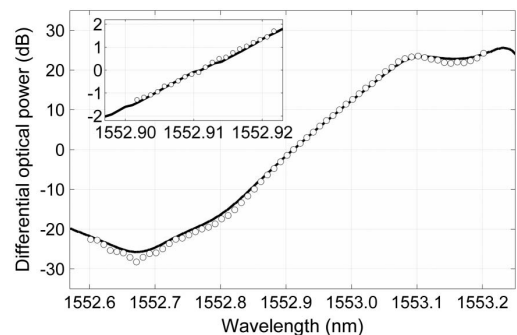


Fig. 4. Reflectivity calibration curve (black trace) and results from the coarse TLS wavelength scan in 10-pm steps (dots). Inset: results from the fine TLS wavelength scan in 1-pm steps around the 0 dB-intercept.

The results show a good general agreement. In both measurements we observe a central, almost linear region with average slope of 0.15 dB/pm, corresponding to a total power difference of ± 10 dB and wavelength width of ~ 120 pm. In this range, the differences between curves are < 0.5 dB, which corresponds to a relative deviation of ± 3 pm. Beyond this region, one of the wavelengths goes through the first lateral notch in the FBG reflectivity spectrum whereas the other reflected wavelength continues to decrease, resulting in a local maximum (resp. minimum) in the calibration curve at long (resp. short) wavelengths. This nonlinear region, which is reproduced by the dual-wavelength measurements in the OSA, is not suitable for FBG demodulation since high differential power measurements can be disturbed by low-level cross talk from unwanted reflections.

The wavelength shift can be retrieved from the experimental data without reference to the FBG reflectivity calibration curve by use of a linear fit. In the central 120-pm region such a linear fit provides similar results to that of a calibration based on the FBG reflectivity, with a correlation coefficient $R^2 = 0.9986$ and a maximum value of the residuals of 0.57 dB (4 pm).

In the inset of that figure we show the results of a second experiment where the central wavelength of the dual-wavelength source is shifted in 1-pm steps in a band of 20 pm around the central region. The 0-dB intercept is at 1552.911 nm, which can be used as a reference for measurements in Bragg wavelength shifts. The wavelength given by the intercept does not necessarily coincide with the (peak) Bragg wavelength, since it does not take into account a possible asymmetry in the FBG reflectivity spectrum. In the OSA trace, however, we have found a consistent value of 1552.91 nm for the FBG peak reflectivity.

The slope in the linear region of the inset is again 0.15 dB/pm. The measurement uncertainty, evaluated as the standard deviation of the difference between both curves is 0.07 dB (0.5 pm) with a maximum deviation of 0.15 dB (1 pm), showing that the local OSA measurements reach the picometer resolution at least in the probed 20-pm range. Finally, a calibration based on a linear fit yields again comparable results, with $R^2 = 0.9991$ and a maximum value of residuals of 0.10 dB (0.7 pm).

4. REMOTE DI-OFDR DEMODULATION

A. Interrogation System

In the DI-OFDR technique the two wavelengths are amplitude-modulated at a progressive frequency, and the RF response of the optical system recorded by use of a vector network analyzer (VNA), which is subsequently Fourier transformed to obtain the system's impulse response. The technique is based on the fact that the two copies of the modulating tone, carried by each of the two wavelengths in the optical source, are mutually delayed by dispersion in its path toward the photodiode. In this regard, the fiber line, rather than a mere passive transmission path, constitutes a necessary part of the interrogation systems as it provides the chromatic dispersion that delays the two wavelengths before detection. The main advantages of this technique are its spatial selectivity, which avoids the spectral cross talk from unwanted reflectors, and the possibility to tailor

the SNR through the intermediate frequency at the expense of scan time [21].

Previous applications of DI-OFDR have been focused on extracting information from FBG spectral shifts or values of free spectral range in the form of differential delays [21–26]. Here the demodulation technique is based on power measurements, and is therefore intrinsically resilient to thermal variations in the fiber path that may induce spurious delay drifts [27]. An analysis of the application of DI-OFDR for power measurements is given in the following paragraphs.

The electric field of each modulated wavelength is given by the combination $E(t) = E_+(t) + E_-(t)$, with

$$E_k(t) = E_{0k} e^{j2\pi\nu_k t} [1 + (m/2) \cos(2\pi f t)]. \quad (2)$$

Here, $k = \pm$, index m is the intensity modulation index, and ν_k is the optical frequency corresponding to the carrier wavelength λ_k . The composite field $E(t)$ impinges a reflector whose reflection coefficient at the carrier wavelengths is $r(\nu_k)$. As for the sidebands, we assume that the reflection coefficient is well described by a linear expansion in both amplitude and phase with respect to the carrier:

$$r(\nu_k \pm f) \cong r(\nu_k) \times (1 \pm a_k f) e^{\pm j2\pi f u_k}, \quad (3)$$

with a_k and u_k expansion constants. This linear approximation is justified since the modulation sidebands lie in the MW range. In our experiments, the maximum value of f , or modulation bandwidth B , is 7 GHz, which corresponds to deviations of ± 56 pm in the C band. The total RF excursion (112 pm) is then of the order of half the FBG FWHM (257 pm), and thus representative of the range where the reflectivity can be approximately linear. With respect to the phase in Eq. (3), parameter u_k simply accounts for a delay in the RF tone.

The reflected waves are then given by

$$E'_k(t) = E_{0k} r(\nu_k) e^{j2\pi\nu_k t} \times \left[1 + \frac{m}{2} \cos(2\pi f(t - u_k)) + j a_k \frac{m}{2} \sin(2\pi f(t - u_k)) \right]. \quad (4)$$

After round-trip propagation in a distance L with attenuation α , the intensity is

$$I_k(t) = |E'_k(t)|^2 = P_k R_k e^{-2\alpha L} \times \left[1 + \frac{1}{8} (a_k m)^2 + m \cos(2\pi f(t - u_k - \tau_k)) + \dots \right], \quad (5)$$

where $P_k = |E_{0k}|^2$ is the carrier power, $R_k = |r(\nu_k)|^2$ is the reflectivity, and $P'_k = R_k P_k$ for its comparison with Eq. (1). In Eq. (5) we have introduced an additional wavelength-dependent propagation delay τ_k that accounts for the dispersive line. The omitted terms are second-harmonic distortion terms at frequency $2f$, which are filtered by the VNA. In conclusion, the detected MW signal is composed of two copies of the modulating tone, mutually delayed due to the optical dispersion in the fiber line, and with an amplitude proportional to the FBG reflectivity at the corresponding carrier wavelength.

The VNA determines the RF transfer function $H_{RF}(f)$ from the amplitude and phase of the fundamental oscillation at f , and the inverse Fourier transform yields an impulse response of the form

$$h(t) \propto mc^{-2\alpha L} [R_+ P_+ \delta(t - u_+ - \tau_+) + R_- P_- \delta(t - u_- - \tau_-)]. \quad (6)$$

As in a conventional optical time-domain reflectometry trace, the peaks are associated with the two reflective events at the two wavelengths in the same FBG, which are temporally resolved due to fiber dispersion. The relative amplitude between these two peaks constitutes a measure of the sought-for differential reflectivity Eq. (1).

The interrogation scheme is shown in the right-hand side of Fig. 2. The dual-wavelength source is amplitude-modulated by use of a second, push-pull 20-GHz MZM biased at quadrature (JDSU APE AM-150, $V_\pi = 6.0$ V). The feeding sinusoidal waveform is extracted from a VNA (Keysight Fieldfox N9928) and amplified by use of a 15-GHz wideband amplifier up to +11 dBm before driving the modulator.

The double-wavelength, amplitude-modulated optical probe signal is directed to the fiber line, which is composed of two SMF coils of length 12.750 and 20.120 km. The total dispersion of this fiber line, measured at 1550 nm by the amplitude-modulation method [28], is 544 ps/nm. The total circuit attenuation, including circulator, FBG peak reflectivity, and the effect of impinging with the two wavelengths at the FWHM, is 26 dB, and the injected power in the circuit was +10 dBm or +7 dBm per carrier.

Due to this power level, special care was taken to mitigate stimulated Brillouin scattering (SBS). After the reflection in the FBG, the modulated dual-wavelength probe signal copropagates toward the photodiode with the SBS signal generated before reflection, where the probe signal power is higher. This is manifested in two ways. First, as an additional, spurious peak in the RF response at 10.88 GHz, originated from the beat between the SBS and reflected probe signals. This SBS peak can be avoided simply by restricting the acquisition bandwidth B below 10.88 GHz, as was done in the experiment. However, even in this situation the presence of the SBS signal can distort the measurements, since a SBS signal with power 26 dB below the probe signal power can introduce a noise term comparatively of the same level. For this reason the TLS wavelength was dithered to increase the SBS threshold.

The reflected wavelengths from the sensing FBG return to the modulator side and, by use of a circulator, are directed to a fast photodiode. The exit electrical signal feeds the input port of the VNA, which records the RF transfer function $H_{RF}(f)$ of the optical system. The unit also computes the Fourier transform for the two-sided $H_{RF}(f)$ by use of the chirp-Z transform [29]. To compensate for dispersive fading effects we normalize $H_{RF}(f)$ by the system's frequency response when it is driven by a single wavelength at 1552.9 nm and at the same received power as that used in the experiment.

The resulting RF impulse response, $h(t)$, shows a series of peaks associated with every reflector that provides an optical path from the modulator to the detector. Different reflectors are separated in the $h(t)$ trace by a delay equal to their

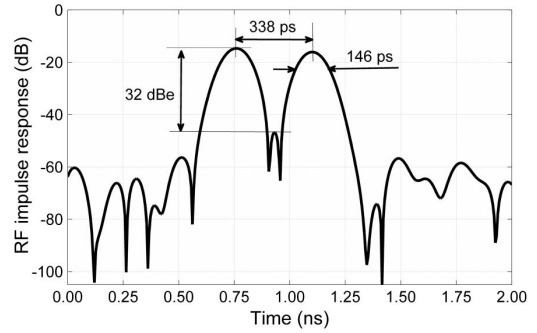


Fig. 5. Electrical impulse response showing the two-peak structure.

round-trip travel time in fiber. Therefore, each reflection of the modulated dual-wavelength produces two peaks, one for each carrier wavelength. A typical trace of the electrical impulse response is depicted in Fig. 5, showing this double-pulse structure. At this position, where the peaks are almost equal, the received optical power is typically -16 dBm and the average photocurrent 20 μ A.

The time separation between the two peaks is given by

$$\Delta\tau = 2DL\Delta\lambda, \quad (7)$$

with D [ps/nm.km] the SMF dispersion, L its single-trip length, $\Delta\lambda$ represents the spectral separation between carrier tones, and the factor of 2 arises due to the double pass through the SMF. In our experiment, the observed peak separation is 338 ps, which compares well with the expected value of 333 ps.

According to the standard Rayleigh criterion [28], the two peaks associated with the same reflector are resolved if $\Delta\tau$ is larger than the impulse response's FWHM, $\Delta\tau_p$. Its value depends on the acquisition bandwidth B ; on parameter κ_β , which accounts for the Kaiser window used to retrieve the frequency response; on total dispersion $2DL$; and on carrier's spectral width $\Delta\lambda_c$ [21]:

$$\Delta\tau_p^2 = (\kappa_\beta/B)^2 + (2DL\Delta\lambda_c)^2. \quad (8)$$

Despite the high value of the round-trip total dispersion, in our experiments the second factor accounting for the carrier spectral width can be neglected with respect to the bandwidth-dependent factor. We used a Kaiser-Bessel window with $\beta = 6.5$, for which $\kappa_\beta \cong 1$, and the width predicted by Eq. (8) agrees well with the measured width in Fig. 5, which is 146 ps.

Although the peak width $\Delta\tau_p$ is lower than the peak separation $\Delta\tau$, the cross talk between peaks has been minimized by an appropriate window function. The first (main) sidelobe of the Kaiser-Bessel window is located at separations $\pm\tau_{SDL}$ with respect to the peak center, where

$$\tau_{SDL} = \frac{1}{2\pi B} \sqrt{\theta^2 + \beta^2}, \quad (9)$$

and $\theta = 4.4934095$ [30]. With our default value $\beta = 6.5$, $\tau_{SDL} = 180$ ps and we get a sidelobe suppression of -47 dB (electrical dB), sufficient to rule out any cross talk between peaks. This also implies that the level in the middle point between peaks is determined by the residual optical carrier at the TLS wavelength, which has not been completely suppressed

by the MZM, as shown in Fig. 3. In the situation depicted in Fig. 5, we expect that the carrier suppression is decreased by about 3 dB since the two wavelengths are approximately placed at the FBG FWHM points. This lowers the carrier suppression to about -15 dB, or to -30 dB if measured in electrical dB. This estimate compares well with the -32 dB observed in Fig. 5, and also points out that the modulator's bias drift, which may originate an increase of the carrier just between the two measured peaks, is the main source of degradation of peak isolation. In any case, we did not observe such a degradation while performing our measurements.

B. Results

In the results presented below, after switching the TLS wavelength to a given value, we performed a single VNA scan in a frequency range dc-7 GHz, for an intermediate frequency bandwidth 100 Hz, 175 points per trace, and a total scan time of 1.7 s. We then extracted the differential RF power, $P_{RF\pm}$, between the peaks in Fig. 5 by use of the standard utilities provided by the VNA. The measured power is proportional to the squared reflected optical power, $P_{RF\pm} \propto (P'_{\pm})^2$, so that the sensitivity of differential RF power to wavelength variations, when measured in dB, is double with respect to an equivalent measurement in optical power. The power resolution provided by our VNA is 0.01 dB. To assess the repeatability of the RF power measurements we performed a simple test with the two peaks at almost the same height, as in Fig. 5, and performed 20 consecutive measurements over the left peak. The results showed a standard deviation of 0.05 dB and a maximum deviation of 0.11 dB with respect to the mean, which would correspond to optical power variations <0.06 dB, of the order of the stability of the dual-wavelength source (<0.07 dB).

In a first experiment, we scanned the FBG over 200 pm again in 10-pm steps. The results of the differential RF power measurement, together with the calibration curve obtained from the FBG reflectivity, are plotted in Fig. 6. The 0-dB intercept changed to $\cong 1552.86$ nm, since the DI-OFDR characterization was performed when the lab temperature was 5°C lower than in the previous local characterization. The calibration curve obtained from the reflectivity plot in Fig. 3 was thus

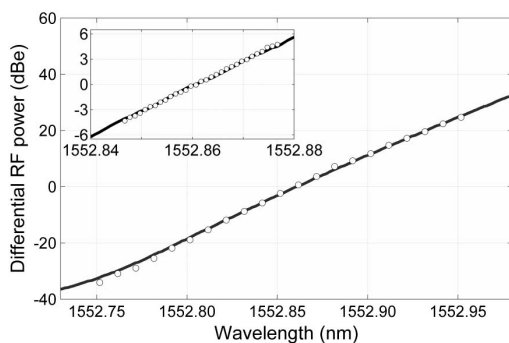


Fig. 6. Reflectivity calibration curve (black trace) and results from the coarse TLS wavelength scan in 10-pm steps (dots). Inset: results from the fine TLS wavelength scan in 1-pm steps around the 0dB-intercept.

shifted -50 pm to carry out the comparison, assuming a standard C-band value of peak FBG variation of 10 pm/°C.

In the central part of Fig. 6, the results yield the expected slope of 0.30 dBe/pm. In this range, the maximum deviation between both curves is as high as 1.10 dB or 4 pm, and occurs at the lowest wavelength region where the differential RF power (34 dB) decreases to a level comparable to both the electrical noise and the central peak level. Within the central ± 20 - dB range the standard deviation of the difference decreases to 0.38 dB (2 pm), comparable to the accuracy of optical power measurements provided by the OSA. If the calibration is performed with respect to a linear fit in the whole 200-pm range, the correlation coefficient is $R^2 = 0.9974$. Again, the maximum value of the residuals, 1.9 dB or 6 pm, corresponds to the limits of the measured wavelength range, where nonlinear deviations are more prominent.

In the inset we have plotted the results of a finer scan with 1-pm steps within a 30-pm range around the central portion of the curve, with the 0-dB intercept at 1552.861 nm. The DI-OFDR technique performs similarly to the OSA demodulation for the same received optical power: the standard deviation of the difference is as low as 0.15 dB (0.5 pm), with a maximum value of the deviation equal to 0.32 dB (1 pm). The linear fit calibration performed slightly better: $R^2 = 0.9994$, with a maximum value of the residuals of 0.16 dB (0.5 pm).

5. CONCLUSIONS

In this paper, we have interrogated a standard FBG by use of a dual-wavelength source both with a conventional, local demodulation based on an OSA, and also in a passive, remote setup after 32.9 km of SMF by use of the DI-OFDR technique. Both procedures were implemented at the same received optical power (-16 dBm) and a comparatively equal scan time (~1 s). The results for the, slightly better, remote DI-OFDR configuration show 2-pm deviations in the determination of Bragg wavelength shifts in a range of 200 pm, which almost covers the FBG FWHM, and ± 1 - pm resolution in the central 30-pm range, limited by environmental thermal stability. In our setup, the range can be extended by dynamically reconfiguring the TLS central wavelength following the Bragg wavelength shift.

In the case of the local demodulation, the dual-wavelength power measurements are hampered by spurious reflections that may alter the differential power values when one of the reflecting wavelengths is weak. In fact, we were not able to validate the OSA demodulation in the remote configuration due to the use of PC connectors in the fiber line. With respect to the remote DI-OFDR configuration the main identified limitations were the necessity of using phase-dithering techniques to avoid SBS and the presence of spurious signal levels due to the modulator's bias drift. These limitations, which can be alleviated by use of standard techniques, pertain to the particular interrogation systems used in the experiment, and do not represent a fundamental limitation in the dual-wavelength or multiwavelength interrogation concepts.

These results show the feasibility of the use of power-efficient, self-referenced, intensity-based interrogation systems incorporating relatively simple frequency combs, with the aim

to provide samples of the FBG reflectivity spectrum at a calibrated and eventually reconfigurable wavelength grid, which can be integrated with more complex signal processing schemes than the simple differential power measurement used here.

Funding. Generalitat Valenciana (ACIF/2016/214).

Acknowledgment. We thank J. Hervás, D. Barrera, and S. Sales, from Univ. Politécnica de Valencia, for useful discussions, the loan of a fiber coil, and the fabrication of the grating used in this experiment.







REFERENCES

1. B. A. Childers, M. E. Froggatt, S. G. Allison, T. C. Moore, D. A. Hare, C. F. Batten, and D. C. Jegley, "Use of 3000 Bragg grating strain sensor distributed on four eight-meter optical fibers during static load tests of a composite structure," *Proc. SPIE* **4332**, 133–142 (2001).
2. A. L. Ricchiuti, D. Barrera, A. Urrutia, J. Goicoechea, F. J. Arregui, and S. Sales, "Continuous liquid-level sensor based on a long-period grating and microwave photonics filtering techniques," *IEEE Sens. J.* **16**, 1652–1658 (2016).
3. A. L. Ricchiuti, D. Barrera, S. Sales, L. Thévenaz, and J. Capmany, "Long weak FBG sensor interrogation using microwave photonics filtering technique," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26**, 2039–2042 (2014).
4. Y. Wang, J. Zhang, O. Coutinho, and J. Yao, "Interrogation of a linearly chirped fiber Bragg grating sensor with high resolution using a linearly chirped optical waveform," *Opt. Lett.* **40**, 4923–4926 (2015).
5. J. M. Senior, S. E. Moss, and S. D. Cusworth, "Multiplexing techniques for noninterferometric optical point-sensor networks: a review," *Fiber Integr. Opt.* **17**, 3–20 (1998).
6. A. Triana, D. Pastor, and M. Varón, "Enhancing the multiplexing capabilities of sensing networks using spectrally encoded fiber Bragg grating sensors," *J. Lightwave Technol.* (2016, to be published).
7. L. Thévenaz, "Next generation of optical fibre sensors: new concepts and perspectives," *Proc. SPIE* **9157**, 9157AN (2014).
8. A. Wilson, S. W. James, and R. P. Tatam, "Time-division-multiplexed interrogation of fibre Bragg grating sensors using laser diode," *Meas. Sci. Technol.* **12**, 181–187 (2001).
9. H.-J. Park and M. Song, "Linear FBG temperature sensor interrogation with Fabry-Perot ITU multi-wavelength reference," *Sensors* **8**, 6769–6776 (2008).
10. L. Talaverano, S. Abad, S. Jarabo, and M. López-Amo, "Multiwavelength fiber laser sources with Bragg-grating sensor multiplexing capability," *J. Lightwave Technol.* **19**, 553–558 (2001).
11. Y. Sano and T. Yoshino, "Fast optical wavelength interrogator employing arrayed waveguide grating for distributed fiber Bragg grating sensors," *J. Lightwave Technol.* **21**, 132–139 (2003).
12. A. Trita, E. Voet, J. Vermeiren, D. Delbeke, P. Dumon, S. Pathak, and D. Van Thourhout, "Simultaneous interrogation of multiple fiber Bragg grating sensors using an arrayed waveguide grating filter fabricated in SOI platform," *IEEE Photonics J.* **7**, 7802611 (2015).
13. P.-C. Peng, H.-Y. Tseng, and S. Chi, "Long-distance FBG sensor system using a linear-cavity fiber Raman laser scheme," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 575–577 (2004).
14. S. Diaz, S. Abad, and M. López-Amo, "Fiber-optic sensor active networking with distributed erbium-doped fiber and Raman amplification," *Laser Photon. Rev.* **2**, 480–497 (2008).
15. S. D. Dyer, P. A. Williams, R. J. Espejo, J. D. Kofler, and S. M. Etzel, "Fundamental limits in fiber Bragg grating peak wavelength measurements," *Proc. SPIE* **5855**, 88–93 (2005).
16. V. Torres-Company and A. M. Weiner, "Optical frequency comb technology for ultrabroadband radio-frequency photonics," *Laser Photon. Rev.* **8**, 368–393 (2014).
17. V. Corral, R. Guzmán, C. Gordón, X. J. M. Leijtens, and G. Carpintero, "Optical frequency comb generator based on a monolithically integrated passive mode-locked ring laser with a Mach-Zehnder interferometer," *Opt. Lett.* **41**, 1937–1940 (2016).
18. V. DeMiguel-Soto, M. Bravo, and M. Lopez-Amo, "Fully switchable multiwavelength fiber laser assisted by a random mirror," *Opt. Lett.* **39**, 2020–2023 (2014).
19. D. Tosi, "KLT-based algorithm for sub-picometer accurate FBG tracking with coarse wavelength sampling," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27**, 2134–2137 (2015).
20. A. Lamberti, S. Vanlanduit, B. De Pauw, and F. Berghmans, "A novel fast phase correlation algorithm for peak wavelength detection of fiber Bragg grating sensors," *Opt. Express* **22**, 7099–7112 (2014).
21. J. Clement, G. Torregrosa, J. Hervás, D. Barrera, S. Sales, and C. R. Fernández-Pousa, "Interrogation of a sensor array of identical weak FBGs using dispersive incoherent OFDR," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 1154–1156 (2016).
22. S.-J. Choi, W. Mao, and J.-K. Pan, "Novel RF interrogation of a fiber Bragg grating sensor using bidirectional modulation of a Mach-Zehnder electro-optical modulator," *Sensors* **13**, 8403–8411 (2013).
23. J. Hervás, C. R. Fernández-Pousa, D. Barrera, D. Pastor, S. Sales, and J. Capmany, "An interrogation technique of FBG cascade sensors using wavelength to radio-frequency delay mapping," *J. Lightwave Technol.* **33**, 2222–2227 (2015).
24. J. Clement and C. R. Fernández-Pousa, "Spectral analysis using a dispersive microwave photonics link based on a broadband chirped fiber Bragg grating," *J. Lightwave Technol.* **33**, 4207–4214 (2015).
25. R. Cheng, L. Xia, J. Yan, J. Zhou, Y. Wen, and J. Rohollahnejad, "Radio frequency FBG-based interferometer for remote adaptive strain monitoring," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27**, 1577–1580 (2015).
26. J. Zhou, L. Xia, R. Cheng, Y. Wen, and J. Rohollahnejad, "Radio-frequency unbalanced M-Z interferometer for wavelength interrogation of fiber Bragg grating sensors," *Opt. Lett.* **41**, 313–316 (2016).
27. J. Clement, G. Torregrosa, J. Hervás, and C. R. Fernández-Pousa, "Absolute Bragg wavelength and dispersion determination in dispersive incoherent OFDR interrogators," *Proc. SPIE* **9916**, 99161K (2016).
28. D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement* (Prentice-Hall, 1998).
29. Keysight, Time domain analysis using a network analyzer, Application note 1287-12, Literature number 5989-5723EN (2012).
30. J. F. Kaiser and R. W. Schafer, "On the use of the I_0 -sinh window for spectrum analysis," *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process.* **28**, 105–107 (1980).

Anexo B

Fast Incoherent OFDR Interrogation of FBG Arrays Using Sparse Radio Frequency Responses

Fast Incoherent OFDR Interrogation of FBG Arrays Using Sparse Radio Frequency Responses

Juan Clement Bellido , Javier Hervás Peralta , Javier Madrigal Madrigal , Haroldo Maestre Vicente ,
Germán Torregrosa Penalva, *Member, IEEE*,
Carlos Rodríguez Fernández-Pousa , *Senior Member, IEEE, Senior Member, OSA*,
and Salvador Sales Maicas , *Senior Member, IEEE*

Abstract—We present two implementations of fast, discrete incoherent optical frequency-domain reflectometers (I-OFDR) for the interrogation of equally spaced fiber Bragg grating (FBG) arrays, based on the determination of the array's radio frequency (RF) response at a sparse number of frequencies. FBG reflectivities are determined by use of the inverse discrete Fourier transform (IDFT) of the sparse RF response, in a dynamic range limited by crosstalk induced by FBG positioning errors. The first implementation employs the complete, vector RF response at a number of frequencies equal to the number N of FBGs in the array. In the second, the introduction of a reference reflector allows for an interrogation using the power (phaseless) RF response in $4N - 1$ frequencies. Demodulation based on IDFT leads to total interrogation times determined by the network analyzer scan time, which can be as low as $10 \mu\text{s}$ per FBG. Depending on the interrogation technique, electrical bandwidth requirements are 1–2 GHz in our array with 10-cm separation. We implemented both techniques in a $N = 10$ array, inducing decays in reflectivity by 10 dB in one or several FBGs. Unambiguous detection of FBG decays was obtained in both interrogation methods. Additional tests performed on the measured reflectivities also show that measurement linearity is preserved in the 10-dB decay range. As discrete I-OFDR systems, the proposed techniques show the possibility to reach compromises between interrogation time and dynamic range or accuracy in reflectivity measurements, using the number of interrogation frequencies and the sensor topology.

Index Terms—Fiber Bragg gratings, incoherent OFDR, microwave photonics, optical fiber sensors, sensor interrogation.

I. INTRODUCTION

QUASI-DISTRIBUTED sensors based on arrays of fiber Bragg gratings (FBG), at the same or different nominal

Manuscript received January 31, 2018; revised March 13, 2018; accepted March 22, 2018. Date of publication March 30, 2018; date of current version August 30, 2018. This work was supported in part by Infraestructura GVA-FEDER operative program 2007–2013 and in part by the Spanish MINECO through Project TEC2017-88029-R. The work of J. Clement Bellido was supported by the GVA VALi+d scholarship ACIF/2016/214. The work of J. Hervás was supported by the Spanish MEC scholarship FPU13/04675. (*Corresponding author: Juan Clement Bellido.*)

J. Clement Bellido, H. Maestre Vicente, G. Torregrosa Penalva, and C. R. Fernández-Pousa are with the Department of Communications Engineering, Universidad Miguel Hernández, Elche 03202, Spain (e-mail: jclement@umh.es; hmaestre@umh.es; gtorregrosa@umh.es; c.pousa@umh.es).

J. Hervás Peralta, J. Madrigal Madrigal, and S. Sales Maicas are with the ITEAM Research Institute, Universitat Politècnica de València, Valencia 46022, Spain (e-mail: jaherpe2@teleco.upv.es; jamadmad@iteam.upv.es; ssales@com.upv.es).

Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2018.2821199

reflection wavelength, have become an industry standard due to its mass production as draw tower gratings [1], in scales that may reach thousands of reflectors. Interrogators based on Fabry-Pérot filters [2] or wavelength-swept lasers, both in local [3] and remote [4] configurations, are suitable for conventional wavelength-division multiplexed FBG arrays. In turn, when the reflectors share the same wavelength range, the interrogators require both spatial and wavelength selectivity. Demonstrated systems include coherent [5], [6] and incoherent optical frequency-domain reflectometers (OFDR) [7]–[12]; time-division multiplexing techniques [13]–[16]; optical time-domain reflectometry [17]–[19]; and frequency-shifted interferometers [20], [21].

Among them, incoherent OFDR (I-OFDR) systems, based on similar concepts to those underlying microwave photonics (MWP) filters [22], benefit from the stability of the radio-frequency (RF) interference in the optical incoherent regime, and also of the high signal-to-noise ratio (SNR) offered by electrical narrowband detection [23]. On the downside, optical dynamic range is halved with respect to its value in the electrical domain due to the incoherent regime. Practical figures are limited to ~ 50 dB [24], and require low values of intermediate frequency bandwidth (IFBW) that lengthen the measurement time [25]. This fact may preclude the use of I-OFDR methods in scenarios requiring fast detection. A number of techniques can be used to reduce the interrogation time. First, of course, is the increase of IFBW [9]. Second, the use of a sparse number of frequencies in the RF characterization [12]. And third, the use of non-parametric demodulation algorithms with low processing latency, which render the total interrogation time essentially equal to that of trace acquisition.

In this paper, we present two implementations of fast, low-bandwidth I-OFDR interrogators where the aforementioned strategies are incorporated. They are based on the observation that in FBG arrays the position of *equally-spaced* reflectors is known in advance, at least approximately, so that MWP filtering approaches provide the possibility to allocate sparse RF frequencies adapted to this sensor topology. This approach allows for the increase in interrogation speed while keeping the aforementioned general advantages of I-OFDR techniques. In contrast to the parametric approach used in [12], demodulation is based on the inverse discrete Fourier transform (IDFT) of the retrieved sparse RF response, and therefore the interrogators can

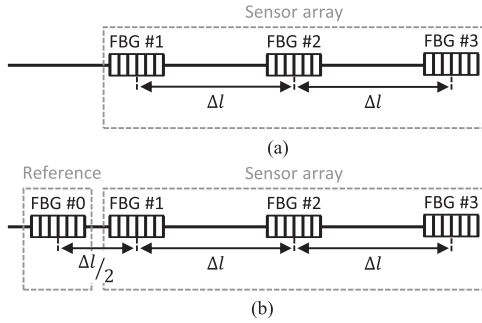


Fig. 1. Scheme of the FBG array composed of three FBGs spaced Δl (a) without and (b) with a reference at $\Delta l/2$.

be viewed as *discrete* I-OFDR systems. Deviations in the FBG positioning are shown to induce crosstalk among the power reflected by different elements in the array. The dynamic range becomes limited by crosstalk, and not by noise, and so the IFBW can be increased without incurring in additional penalties. Sparsity and IDFT demodulation thus decrease the scan speed at the expense of accuracy and dynamic range of reflectivity measurements. In our experiments we have used this compromise for the fast detection of coarse values of FBG reflectivities. In the first implementation of the concept, we used as input data the complete (vector) RF transfer function. In the second, and following related approaches [26], the use of a reference reflector permits the interrogation using the power (phaseless) response. This second scheme provides an advantage in terms of requirements of instrumentation, since only power measurements in the RF domain are involved.

The interrogation methods are explained in Sections II and III, together with the analysis of crosstalk. The experimental system and the array characterization are presented in Section IV. The results are detailed in Section V, and we end in Section VI with our conclusions.

II. VECTOR INTERROGATION

The RF transfer function $H(f)$ of an optical network in the form of an equally-spaced FBG array, such as that shown in Fig. 1(a), can be written as a sum over taps weighted by the reflected optical power:

$$H(f) = \sum_{n=1}^N P_n \exp[-j2\pi f(n-1)\Delta\tau], \quad (1)$$

where N is the number of FBGs in the array, P_n is the optical power reflected on the n -th FBG, $\Delta\tau$ is the round-trip time between two consecutive FBGs, and integer n , ranging from 1 to N , identifies each FBG in the array. In (1) we have normalized the global delay with respect to the first FBG, so that $H(f)$ becomes periodic in frequency with a free spectral range (FSR) of $1/\Delta\tau$. The distance between FBGs Δl and the corresponding round-trip time $\Delta\tau$ are related as $\Delta l = c\Delta\tau/(2n_{eff})$, with c the speed of light in vacuum and n_{eff} the fiber's effective refractive index.

Thus, by choosing a set of *interrogation frequencies* f_k given by:

$$f_k = \frac{k}{N}FSR \quad \text{with } k = 0, 1, \dots, N-1, \quad (2)$$

the transfer function, now discretized, becomes:

$$H[k] = \sum_{n=1}^N P_n \exp\left[-j2\pi \frac{k(n-1)}{N}\right], \quad (3)$$

which is the discrete Fourier transform (DFT) of the sequence of reflected powers, or discrete-time impulse response, $h[n] = P_{n+1}$ with $n = 0, \dots, N-1$.¹ This impulse response can be computed through the IDFT of $H[k]$. In practice, the dc term corresponding to $k = 0$ in (2) is obtained from the electrical response at the equivalent frequency $f_N = FSR$. The electrical bandwidth required by this method is thus $B = FSR = 1/\Delta\tau$, which is inversely proportional to the FBG separation within the array, and corresponds to the frequency sample of highest frequency. For instance, the bandwidth is as low as 100 MHz for arrays of FBGs separated by 1 meter, increasing to 1 GHz at the 10-cm separation used in our experiments. With an available bandwidth of 50 GHz, the spacing can be ~ 2 mm.

The impact of small deviations in the reflector's positions around their ideal, equally-spaced, values can be analyzed as follows. Let us consider a general situation where the N reflectors are located at positions $\tau_n = n\Delta\tau + \delta\tau_n$, with $n = 0, \dots, N-1$. The transfer function is:

$$H(f) = \sum_{n=0}^{N-1} P_{n+1} e^{-j2\pi f\tau_n} = \sum_{n=0}^{N-1} P_{n+1} e^{-j2\pi f\Delta\tau(n+u_n)}, \quad (4)$$

with $u_n = \delta\tau_n/\Delta\tau$ the relative variation of the $(n+1)$ -th reflector position. After discretization and taking the statistical average, denoted with angles, we get:

$$\begin{aligned} \langle H[k] \rangle &= \sum_{n=0}^{N-1} P_{n+1} e^{-j2\pi kn/N} \langle e^{-j2\pi k u_n/N} \rangle \\ &= \Phi(k/N) \sum_{n=0}^{N-1} P_{n+1} e^{-j2\pi kn/N}, \end{aligned} \quad (5)$$

where $\Phi(\nu)$ is the characteristic function of the probability distribution of the relative variations u_n . These are assumed independent, identically distributed, and Gaussian with standard deviation σ , so that:

$$\Phi(\nu) = \langle \exp(-j2\pi\nu u) \rangle = \exp(-2\pi^2\sigma^2\nu^2). \quad (6)$$

Thus, on average, positioning errors amount to low-pass filtering the frequency response. In the reciprocal domain, this low-pass filter mixes the ideal response corresponding to $h[n] = P_{n+1}$ with adjacent sample values, and thus induces crosstalk between reflectors. This (average) crosstalk is, however, of order σ^2 , and therefore small, reflecting that the influence of positioning errors is compensated on average.

¹Here we follow the standard convention of discrete-time signals where the running index starts from zero.

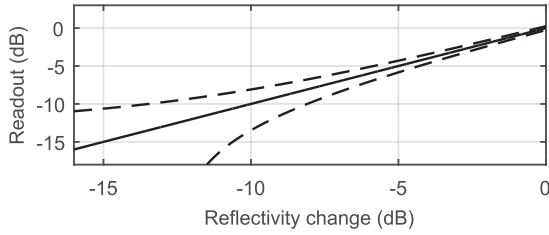


Fig. 2. Ideal readout (continuous trace) and readout bounds (dashed traces) of reflectivity changes $\Delta R = 10 \log_{10} \ell$ in an array with $\sigma = 0.016$ and $N = 10$.

Of more relevance is the standard deviation of the crosstalk level, which represents an estimate, of order σ , of the expected impact of a specific distribution of positioning errors u_n . Denoting the crosstalk-induced variations by X_n , so that $h[n] = \langle h[n] \rangle + X_n \simeq P_{n+1} + X_n$, the rms standard deviation, averaged over the N positions of the sequence, is:

$$\bar{\sigma}_X = \left(\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \langle X_n^2 \rangle \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \sigma \bar{P}, \quad (7)$$

with $\bar{P} = (N^{-1} \sum_{n=1}^N P_n^2)^{1/2}$ the rms power reflected by the elements of the array. This formula, derived in the appendix, predicts that, for the standard deviation $\sigma = 0.016$ found in our experiments, crosstalk can reach a level of -12 dB below the rms power level. This value of σ is representative of the positioning error in commercial FBG arrays built in draw towers, which typically show a maximum deviation $< 5\%$ [27].

This crosstalk induces deviations in the readout of reflectivities, which are higher at larger background rms powers relative to the measured reflectivity. Let us assume that initially all FBGs reflect the same power P , so that $\bar{P} = P$. If the reflectivity of one of the FBGs decreases by a factor $\ell \leq 1$, the expected readout range is $\ell P \pm \bar{\sigma}_X$. This range is depicted in Fig. 2 with dashed traces as a function of the reflectivity change $\Delta R = 10 \log_{10} \ell$ for $N = 10$. At $\Delta R = 0$ dB ($\ell = 1$, initial state), the readout may vary by ± 0.3 dB, whereas at $\Delta R = -10$ dB the measured value may lie in the range between -8 dB and -14 dB. Therefore, crosstalk limits the dynamic range of accurate reflectivity measurements, which in Fig. 2 is $\Delta R \simeq -6$ dB for an accuracy of ± 1 dB, reflecting the basic compromise underlying the proposed technique.

III. PHASELESS INTERROGATION

In contrast to the vector mode, the phaseless mode retrieves the P_n values only from RF power responses after a modification of the array structure and the interrogation frequencies. First, a *reference* FBG with reflected power P_0 is introduced at a location $\Delta l/2$ before the first FBG in the array, as shown in Fig. 1(b). The transfer function is given by:

$$H'(f) = P_0 + \exp\left(-j2\pi f \frac{\Delta\tau}{2}\right) H(f), \quad (8)$$

with $H(f)$ given by (1). Alternatively, (8) can be understood as the response of an equivalent set of $4N - 1$ equally-spaced

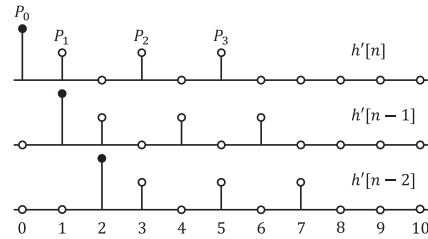


Fig. 3. Discrete-time impulse response $h'[n]$ of a $N = 3$ array with reference FBG in phaseless mode (top), together with the first two circular shifts involved in the autocorrelation. Black pins represent the reference FBG. At odd shifts n , $R[n]$ is the product of P_0 with $P_{(n+1)/2}$.

reflectors separated by $\Delta l/2$, of which only those corresponding to the N FBGs in the array, together with the reference reflector, are non-zero. Since the tap interval is halved in comparison with the vector mode, the periodicity in frequency of the transfer function is doubled: $F'SR' = 1/(\Delta\tau/2) = 2FSR$. This also means that the required bandwidth is doubled with respect to the vector mode. Second, the set of $4N - 1$ interrogation frequencies is now given by:

$$f_k = \frac{k}{4N - 1} F'SR' \quad \text{with } k = 0, 1, \dots, 4N - 2, \quad (9)$$

The discrete transfer function can be written as:

$$H'[k] = \sum_{n=0}^{4N-2} Q_n \exp\left(-j2\pi \frac{kn}{4N - 1}\right), \quad (10)$$

with:

$$Q_n = \begin{cases} P_0 & \text{if } n = 0, \\ P_{(n+1)/2} & \text{if } n = 1, 3, 5, \dots, 2N - 1, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (11)$$

The IDFT is applied to the RF power response $|H'[k]|^2$. The result of this IDFT is the *circular* autocorrelation of the impulse response $h'[n] = Q_n$:

$$\begin{aligned} R[n] &= \frac{1}{4N - 1} \sum_{k=0}^{4N-2} |H'[k]|^2 e^{j2\pi nk/(4N-1)} \\ &= \sum_{m=0}^{4N-2} h'^*[m] h'[m + n \pmod{4N - 1}], \end{aligned} \quad (12)$$

where the asterisk represents complex conjugation [28].

The result of this circular autocorrelation is exemplified in Fig. 3. This figure shows the $h'[n]$ sequence corresponding to the array in Fig. 1(b) and the first two circular shifts associated to the $R[1]$ and $R[2]$ components of the circular autocorrelation $R[n]$. The autocorrelation components are obtained as the sum of the pointwise multiplication of sequence $h'[n]$ in the first row

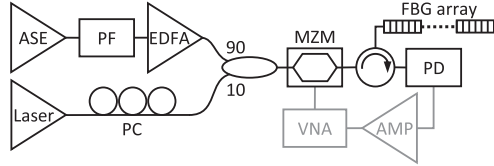


Fig. 4. Experimental setup. Black: optical path. Gray: RF path. ASE: amplified spontaneous emission source. PF: programmable filter. EDFA: erbium-doped fiber amplifier. PC: polarization controller. MZM: Mach-Zehnder modulator. PD: photodiode. VNA: vector network analyzer. AMP: RF amplifier.

and each of its circular shifts below. The result is:

$$R[0] = \sum_{m=0}^N P_m^2, \quad (13)$$

$$R[2n-1] = R[4N-2n] = P_0 P_n, \quad (14)$$

$$R[2n] = R[4N-2n-1] = \sum_{m=1}^{N-n} P_m P_{m+n}, \quad (15)$$

with n running from 1 to N in (14), and from 1 to $N-1$ in (15). The P_n values can thus be recovered from (14), whereas (15) is the (non-circular) autocorrelation of the sequence describing the FBG reflected powers. It should be noticed that in (14) the reference's power P_0 plays the role of an amplifying factor, providing *selective gain* to those samples in $R[n]$ used in the sensor demodulation.

As for the impact of errors in the reflectors' positions, a full statistical study is out of the scope of the present investigation. We restrict our analysis to two general observations. On the one hand, the expected performance of the phaseless mode is, in general, worse than in vector interrogation. This is because of the structure of the circular autocorrelation (12), where the value of a particular sample $R[n]$ depends on the aggregate of products $h^*[m]h'[m+n]$ for all values of m . Variations in $h'[m]$ due to positioning errors add in the correlation, and so the expected crosstalk level is higher. On the other hand, the limit of large reference power P_0 can be analyzed from the following representation of the discrete power response, derived from (8):

$$|H'[k]|^2 = P_0^2 + P_0 \left(e^{-j2\pi k/(4N-1)} H[k] + \text{cc} \right) + |H[k]|^2, \quad (16)$$

where cc stands for complex conjugation. The IDFT of the three terms in this equation corresponds, respectively, to the P_0^2 contribution to the dc term $R[0]$ in (13), to the two expressions in (14), and to the correlation (15). When the reference is strong, $P_0 \gg |H[k]|$, the last term can be neglected and, apart from the constant P_0^2 , the system simply amplifies and shifts the response $H[k]$ of the array of N FBGs. In the case of strong references, we thus expect a similar behavior under crosstalk as in the vector interrogation mode.

IV. EXPERIMENTAL SETUP AND ARRAY CHARACTERIZATION

The scheme employed in the experiment, depicted in Fig. 4, is a standard I-OFDR system based on a network analyzer (NA). The optical source combines a tunable laser (Yenista Tunics

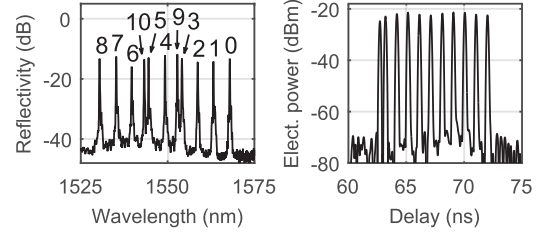


Fig. 5. Left: Array reflectivity spectrum. The numbers identify the FBGs and follow the notation of Fig. 1. Right: I-OFDR trace of the FBG array.

T100S-HP) emitting at the reference's Bragg wavelength, and a broadband source that feeds the rest of the FBGs in the array, so that the vector and phaseless modes can be emulated by turning the laser off and on, respectively. The broadband source is composed of an amplified spontaneous emission (ASE) source (NP Photonics C&L Band ASE Source), filtered with a programmable amplitude and phase filter (Finisar WaveShaper 4000S), and amplified with an erbium-doped fiber amplifier (EDFA). The purpose of the filter is to equalize and emulate changes in the power reflected by the FBGs in a calibrated way. Other devices in the setup are a vector network analyzer (Agilent N5245A) operated at an IFBW of 1 kHz, unless specified; a fast photodiode (u²t photonics XPDV2020R); and a 10-GHz Mach-Zehnder modulator (MZM).

The array is composed of $N = 10$ FBGs plus a reference FBG, all of them with different Bragg wavelengths. Its reflectivity spectrum is plotted in Fig. 5, left, where the notation follows that in Fig. 1. The FBGs have typical FWHM of 0.2 nm and reflectivity values ~ -12 dB, and were equalized by the programmable filter within ± 0.4 dB. The first two FBGs were spaced by $\Delta l/2 = 5$ cm, whereas the rest show a mutual separation of $\Delta l = 10$ cm. The resulting round-trip times were determined by I-OFDR [24]. The reflectometric trace, plotted in Fig. 5, right, showed a round-trip time between the first two FBGs of 0.480 ns and, for the rest of the array, an average round-trip time between consecutive FBGs of 0.979 ns, with a relative standard deviation $\sigma = 0.016$.

V. INTERROGATION

In a series of experiments, we measured the power reflected by the FBG array using both vector and phaseless modes. In the default state of the sensor array, that composed of $N = 10$ FBGs, all of the elements reflect the same power. This situation will be referred to as the all-ON state of the sensor. Using the programmable filter, we simulated a decrease in the reflectivity of one or several FBGs by attenuating its illumination up to 10 dB, slightly above the expected crosstalk level of -12 dB. In this case, the FBGs will be referred to as being in the OFF state. The objective is the determination of the FBGs in OFF state for different attenuation levels.

A. Vector Interrogation

In this mode, only the $N = 10$ equally-spaced FBGs are illuminated by the equalized ASE source. Fig. 6 shows the RF

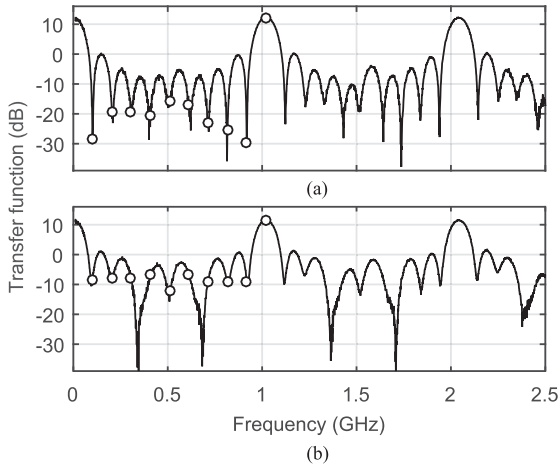


Fig. 6. System's power responses (traces) and interrogation frequencies (circles), for the vector interrogation mode when (a) the array is in the all-ON state, and (b) when the FBG #4 is in OFF state. The traces were normalized by the response of the isolated first grating to set the phase reference to the first reflector.

power response, $10\log_{10}|H(f)|^2$, and with circles its values at the sparse interrogation frequencies (2) that conform the $H[k]$ sequence. $H[0]$ is replaced by its equivalent at $f = FSR = 1.02$ GHz. In the first situation, shown in Fig. 6(a), the FBGs have been equalized to the all-ON state, whereas in Fig. 6(b) FBG #4 has been set to the OFF state by an attenuation of 10 dB. In the first case, the response at the interrogation frequencies follows the expected behavior, which corresponds to the DFT of a constant sequence, i.e., to a high dc level followed by $N - 1$ zeroes. In the second plot, we observe the modification in the sampled amplitudes originated by the sole attenuation of FBG #4.

The reflectivity readouts are shown with black and dark gray bars in Fig. 7(a). These readouts represent the normalized amplitudes of the impulse response sequences, $|h[n]|$, computed by the IDFT from the complete vector response. The third set, in light gray bars, is the result of setting FBGs #2, 4, 6, 8 and 10 to the 10-dB OFF state. These bars describe the relative attenuation of each FBG reflectivity with respect to the average value when all of them are in ON state. In the first example [see Fig. 7(a), black bars], the standard deviation of the all-ON state is ± 0.3 dB, of the order of our equalization (± 0.4 dB) and the theoretically computed deviation due to crosstalk (± 0.3 dB). When only the reflection of FBG #4 is attenuated [see Fig. 7(a), dark gray bars], the detected decay is -9.5 dB, close to the exact value. As expected, when more FBGs are set to the OFF state, the accuracy in the decay determination decreases due to the local variation of the crosstalk level, as it is observed in the measurements for FBGs #8 and 10. Nevertheless, these decays are still well resolved. In a series of experiments, we attenuated by 10 dB several combinations of up to five gratings, finding that in all cases the decay readouts fall within the range -11.5 dB/ -8.0 dB.

Subsequently, we characterized the sensor with only FBG #4 in the 10-dB OFF state at increasing values of the NA's IFBW,

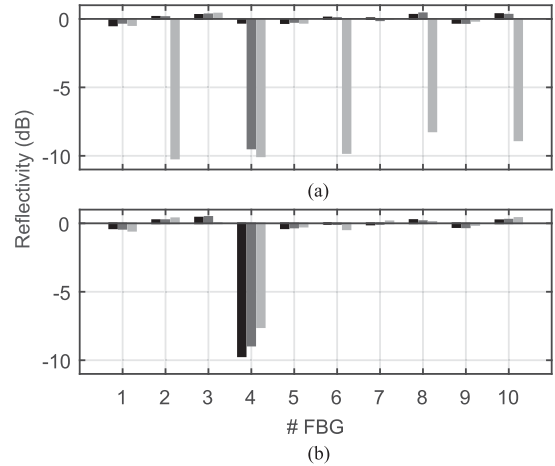


Fig. 7. Reflectivity readouts in vector interrogation mode, at IFBW 1 kHz. (a) All-ON state (black); FBG #4 in OFF state (dark gray); and FBGs #2, 4, 6, 8, and 10 in OFF state (light gray). (b) FBG #4 in OFF state with IFBWs: 1 Hz (black), 10 kHz (dark gray), and 100 kHz (light gray). The readouts were normalized relative to a 0 dB level defined by the mean value of the reflectivity in the all-ON state.

from 1 Hz to 100 kHz. Representative results are shown in Fig. 7(b). In the range 1 Hz – 1 kHz the readouts are almost invariant (within ± 0.1 dB), indicating that the noise level is still well below the readout level. At 10 kHz and 100 kHz, the readouts of FBG #4 increase by 0.8 dB and 2.1 dB, respectively, so that the noise level becomes progressively closer to the induced attenuation. Further increase in IFBW above 100 kHz would lead to measurements limited by noise, not by crosstalk. At our faster scan at IFBW 100 kHz, the total scan time was $100 \mu\text{s}$, which amounts to a relative scan time of $10 \mu\text{s}$ per trace point or per FBG.

We finally performed another set of measurements, consisting in reducing the FBG #6 illumination power in 1-dB steps down to 10 dB at our default value of 1 kHz IFBW, while keeping the rest of FBGs in the ON state. The results are presented in Fig. 8(a), showing that the readout linearity is maintained. According to the previous discussions, the readouts, and thus their linearity, can be impacted by a change in the background, and also by noise through the increase in IFBW, with these effects becoming lower as the values of the induced attenuation decrease.

B. Phaseless Interrogation

In a first experiment, the laser was set so that the reflected optical power on the reference was ~ 9 dB higher than the average optical power reflected by the rest of FBGs, in order to provide gain to the measurement samples in the circular autocorrelation. Fig. 9(a) and (b) show, respectively, the transfer function amplitude $|H'(f)|$ and the $|H'[k]|$ sequence, in the all-ON state and when FBG #4 is set to the 10-dB OFF state, in a $FSR' = 2.04$ GHz.

Fig. 10(a) depicts the relative change in reflectivity measured from the amplitude of the first N odd coefficients of the circular autocorrelation $R[n]$. There, the all-ON state is shown again

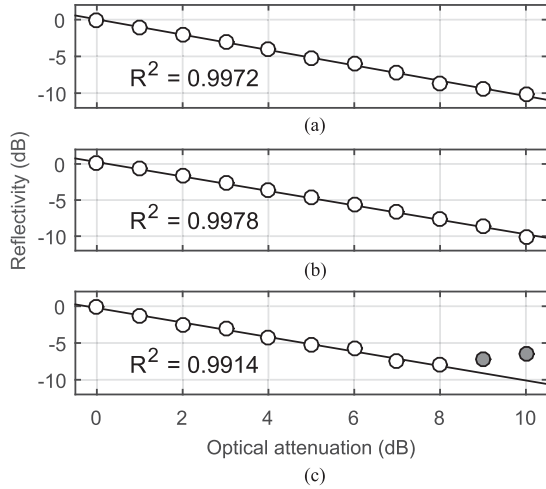


Fig. 8. Readout of the relative power reflected by FBG #6 as a function of the attenuation when the rest of FBGs are in the ON state. Readouts from (a) the impulse response sample $h[6]$ in vector interrogation, and the circular autocorrelation sample $R[11]$ in phaseless interrogation (b) with and (c) without correlation gain. Lines represent the linear fits of the eleven data points, except in (c), where the last two measurements, in gray, were discarded. The R^2 values stand for the coefficients of determination of the linear fits.

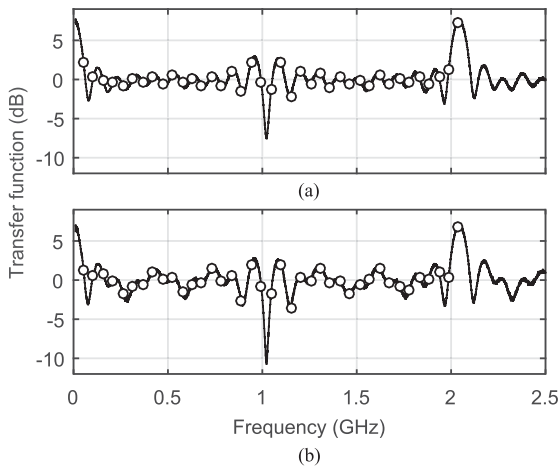


Fig. 9. System's power responses (traces) and interrogation frequencies (circles), for the phaseless interrogation mode with correlation gain when (a) the array is in the all-ON state, and (b) when the FBG #4 is in OFF state. The traces were normalized by the response of the isolated first grating.

with black bars, and with dark gray bars for #4 OFF. The third case where FBGs #2, 4, 6, 8, and 10 are OFF is also shown with light gray bars. The all-ON state presents a deviation of ± 0.5 dB, comparable to that obtained in the vector interrogation mode, and the attenuation value found for the isolated FBG #4 is -9.7 dB. We repeated the same attenuation test for several groups of up to five gratings, obtaining measured decays in the range -12.1 dB/ -6.9 dB. Despite the fact that deviations are larger than in vector mode, reflectivity decays can still be unambiguously detected. We also explored the readout linearity by attenuating the FBG #6. The results, plotted in Fig. 8(b),

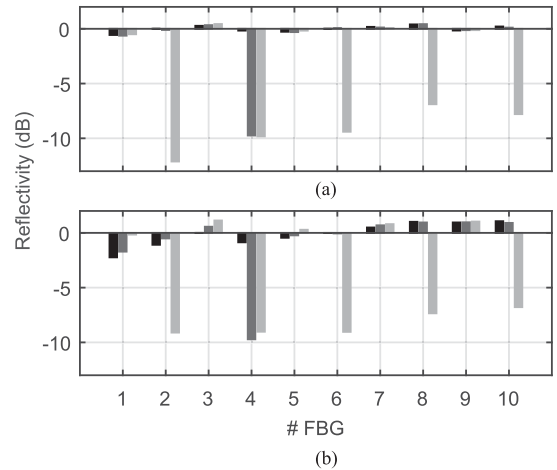


Fig. 10. Reflectivity readouts in phaseless interrogation mode (a) with and (b) without correlation gain, corresponding to an array in the all-ON state (black); FBG #4 in OFF state (dark gray); and FBGs #2, 4, 6, 8, and 10 in OFF state (light gray).

indicate a good linearity, similar to that found in the vector mode. Overall, the performance shown is similar to the vector mode, a fact that can be attributed, as explained in Section III, to the presence of a high reference level that provides selective gain in the readout samples. The scanning time, however, increases by a factor $(4N - 1)/N \sim 4$ with respect to vector mode at any value of IFBW, due to the increase in the number of interrogation frequencies.

In a second series of experiments, we repeated the same tests in phaseless mode without correlation gain, using a lower reference level, 0.5 dB below the average power reflected by $N = 10$ sensing FBGs. As shown in Fig. 10(b), the uncertainty in the readouts is higher than in the previous experiments: the standard deviation of the all-ON state is ± 1.6 dB, the readout for the isolated FBG #4 is -9.7 dB. The measurement range of 10 -dB OFF decays found in several independent tests was -15.7 dB/ -6.8 dB. Also, the results of the progressive attenuation test over FBG #6, plotted in Fig. 8(c), show that linearity is only assured until an attenuation level of 8 dB. The loss in performance found in this interrogation mode is compatible with the expected higher crosstalk level in the absence of a strong reference.

VI. CONCLUSION

We have presented two implementations, vector and phaseless, of a sparse, low-bandwidth I-OFDR system, for the fast interrogation of equally-spaced FBG arrays based on IDFT demodulation. Dynamic range and reflectivity accuracy have been shown to be limited by the crosstalk level induced by random positioning errors in the reflectors. The two implementations have succeeded in the fast detection of 10 -dB FBGs reflectivity decays, with scan times in vector mode as low as $10 \mu\text{s}$ per FBG. In phaseless mode, which in contrast to the vector mode only involves the determination of the RF power response, the scan

time is increased by a factor of four due to the increase in interrogation frequencies, and reflectivity measurements worsens slightly when the implementation incorporates correlation gain, and more notably without it. Additional measurements have also shown that readout linearity is maintained in ranges up to 10 dB, thus permitting the definition of different decay thresholds. Understood as discrete I-OFDR systems, the proposed techniques point to new routes to trade interrogation time with dynamic range and accuracy in reflectivity measurements, through the number and values of interrogation frequencies and the sensor topology, which can be applied to arrays of broad or narrowband reflectors, in the latter case at equal or different wavelengths, or integrated in systems incorporating wavelength scan.

APPENDIX

Using Parseval’s theorem, the variance, averaged over the N samples, only depends on the average variance in the frequency domain:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_X^2 &= \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \sigma_{X_n}^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (\langle |h[n]|^2 \rangle - |\langle h[n] \rangle|^2) \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{k=0}^{N-1} (\langle |H[k]|^2 \rangle - |\langle H[k] \rangle|^2). \end{aligned} \tag{17}$$

This quantity can be computed from (4), using that positioning errors are assumed Gaussian, independent, and identically distributed. In terms of the characteristic function we get:

$$\begin{aligned} &\langle |H[k]|^2 \rangle - |\langle H[k] \rangle|^2 \\ &= \sum_{n=1}^N P_n^2 \times (\Phi(0) - |\Phi(k/N)|^2). \end{aligned} \tag{18}$$

The sum over k is calculated in the large N limit, as it becomes a Riemann integral, from which one can extract the leading contribution of order σ^2 . Using the definition of \bar{P} , we have:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_X^2 &= \frac{\bar{P}^2}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (\Phi(0) - |\Phi(k/N)|^2) \\ &\simeq \bar{P}^2 \int_0^1 dx (1 - e^{-4\pi^2 \sigma^2 x^2}) \simeq \frac{4\pi^2 \sigma^2}{3} \bar{P}^2 \end{aligned} \tag{19}$$

which directly gives (7). The computation is thus exact up to orders σ^2/N and σ^4 .

REFERENCES

[1] C. G. Askins, M. A. Putnam, G. M. Williams, and E. J. Friebele, “Stepped-wavelength optical-fiber Bragg grating arrays fabricated in line on a draw tower,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 2, pp. 147–149, Jan.1994.
 [2] A. D. Kersey, T. A. Berkoff, and W. W. Morey, “Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry–Perot wavelength filter,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 16, pp. 1370–1372, Aug. 1993.
 [3] S. H. Yun, D. J. Richardson, and B. Y. Kim, “Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength-swept fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 11, pp. 843–845, Jun. 1998.
 [4] M. Fernández-Vallejo and M. López-Amo, “Optical fiber networks for remote fiber optic sensors,” *Sensors*, vol. 12, no. 4, pp. 3929–3951, Mar. 2012.

[5] M. Froggatt, B. Childers, J. Moore, and T. Erdogan, “High density strain sensing using optical frequency domain reflectometry,” *Proc. SPIE*, vol. 4185, pp. 249–255, Nov. 2000.
 [6] B. A. Childers *et al.*, “Use of 3000 Bragg grating strain sensors distributed on four 8-m optical fibers during static load tests of a composite structure,” *Proc. SPIE*, vol. 4332, pp. 133–142, Jun. 2001.
 [7] J. Huang, X. Lan, M. Luo, and H. Xiao, “Spatially continuous distributed fiber optic sensing using optical carrier based microwave interferometry,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 15, pp. 18 757–18 769, Jul. 2014.
 [8] J. Hervás, C. R. Fernández-Pousa, D. Barrera, D. Pastor, S. Sales, and J. Capmany, “An interrogation technique of FBG cascade sensors using wavelength to radio-frequency delay mapping,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 33, no. 11, pp. 2222–2227, Jun. 2015.
 [9] J. Clement, G. Torregrosa, J. Hervás, D. Barrera, S. Sales, and C. R. Fernández-Pousa, “Interrogation of a sensor array of identical weak FBGs using dispersive incoherent OFDR,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 10, pp. 1154–1156, May 2016.
 [10] R. Cheng *et al.*, “Ultra-short FBG based distributed sensing using shifted optical Gaussian filters and microwave-network analysis,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 3, pp. 2466–2484, Feb. 2016.
 [11] S. Werzinger, S. Bergdolt, R. Engelbrecht, T. Thiel, and B. Schmauss, “Quasi-distributed fiber Bragg grating sensing using stepped incoherent optical frequency domain reflectometry,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 34, no. 22, pp. 5270–5277, Nov. 2016.
 [12] S. Werzinger, M. Gottinger, S. Gussner, S. Bergdolt, R. Engelbrecht, and B. Schmauss, “Model-based compressed sensing of fiber Bragg grating arrays in the frequency domain,” *Proc. SPIE*, vol. 10323, no. 6H, Apr. 2017.
 [13] M. A. Putnam, M. L. Dennis, I. N. Duling III, C. G. Askins, and E. J. Friebele, “Broadband square-pulse operation of a passively mode-locked fiber laser for fiber Bragg grating interrogation,” *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 2, pp. 138–140, Jan. 1998.
 [14] Y. Wang, J. Gong, B. Dong, D. Y. Wang, T. J. Shillig, and A. Wang, “A large serial time-division multiplexed fiber Bragg grating sensor network,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 30, no. 17, pp. 2751–2756, Sep. 2012.
 [15] C. Hu, H. Wen, and W. Bai, “A novel interrogation system for large scale sensing network with identical ultra-weak fiber Bragg gratings,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 32, no. 7, pp. 1406–1411, Apr. 2014.
 [16] P. Han, Z. Li, L. Chen, and X. Bao, “A high-speed distributed ultra-weak FBG sensing system with high resolution,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 29, no. 15, pp. 1249–1252, Aug. 2017.
 [17] M. L. Dennis, M. A. Putnam, J. U. Kang, T.-E. Tsai, I. N. Duling III, and E. J. Friebele, “Grating sensor array demodulation by use of a passively mode-locked fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 17, pp. 1362–1364, Sep. 1997.
 [18] L. Ma, C. Ma, Y. Wang, D. Y. Wang, and A. Wang, “High-speed distributed sensing based on ultra weak FBGs and chromatic dispersion,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 1344–1347, Jun. 2016.
 [19] C. Wang *et al.*, “Distributed OTDR-interferometric sensing network with identical ultra-weak fiber Bragg gratings,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 22, pp. 29 038–29 046, Nov. 2015.
 [20] Y. Ou, C. Zhou, L. Qian, D. Fan, C. Cheng, and H. Guo, “Large-capacity multiplexing of near-identical weak fiber Bragg gratings using frequency-shifted interferometry,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 24, pp. 31 484–31 495, Nov. 2015.
 [21] Y. Ou *et al.*, “Large WDM FBG sensor network based on frequency-shifted interferometry,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 29, no. 6, pp. 535–538, Mar. 2017.
 [22] J. Hervás *et al.*, “Microwave photonics for optical sensors,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 2, pp. 327–339, Mar./Apr. 2017.
 [23] D. W. Dolfi, M. Nazarathy, and S. A. Newton, “5-mm-resolution optical-frequency-domain reflectometry using a coded phase-reversal modulator,” *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 8, pp. 678–680, Aug. 1988.
 [24] D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement*. Englewood Cliffs, NJ, USA: Prentice-Hall, 1998.
 [25] M. Hiebel, *Fundamentals of Vector Network Analysis*, 5th ed. Munich, Germany: Rohde & Schwarz, 2011.
 [26] Z. Glasser, G. Zaychik, R. Abramov, D. Gotliv, and S. Sternklar, “Phase-less incoherent optical frequency domain spectroscopy,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 9, pp. 1848–1851, May 2017.
 [27] FBGS International. [Online]. Available: <http://www.fbgs.com/> [Accessed: Jan. 2018].
 [28] J. G. Proakis and D. G. Manolakis, *Digital Signal Processing*, 4th ed. London: U.K.: Pearson, 2007.

Juan Clement Bellido was born in Alicante, Spain, in 1992. He received the B.E. degree in telecommunication engineering and the M.E. degree both from the Universidad Miguel Hernández, Alicante, Spain, in 2014 and 2016, respectively. He is currently working toward the Ph.D. degree in communications engineering at the Department of Communications Engineering, Universidad Miguel Hernández, supported by a scholarship from the regional Valencian Government. His thesis is devoted to the study of novel fiber optics sensor interrogation techniques based on microwave photonics.

Javier Hervás Peralta was born in Valencia, Spain, in 1988. He received the Bachelor's degree in telecommunications engineering, and the M.S. degree both from the Universitat Politècnica de València, Valencia, Spain, in 2013 and 2014, respectively. He is currently working toward the Ph.D. degree in communications engineering at Photonics Research Labs, ITEAM Research Institute, Universitat Politècnica de València, Valencia, Spain, supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation through Formación de Personal Universitario scholarship. In 2013, he joined the PRL Group, ITEAM Research Institute, Universitat Politècnica de València, Valencia, Spain, as a Researcher, and was first involved in the FBG sensors field. His research interests include the design and fabrication of FBG, multicore fibers applications, optical sensors, and microwave photonics applications.

Javier Madrigal Madrigal received the M.Sc. degree in telecommunications engineering from Universitat Politècnica de València, Valencia, Spain, in 2015. He is currently working toward the Ph.D. degree in communications engineering. Since 2015, he has been working as a Researcher with Photonics Research Labs, ITEAM Research Institute, Valencia, Spain, where he has been involved in the design and fabrication of fiber Bragg gratings. His research interests include multicore fibers, optical fiber sensors, long period gratings, and fiber Bragg gratings.

Haroldo Maestre Vicente received the Ingeniero de Telecomunicación degree and the Ph.D. degree from the Universidad Miguel Hernández, Elche, Spain, in 2005 and 2011, respectively. He is a Professor with the Department of Communications Engineering, Universidad Miguel Hernández and is a member of the Photonic Systems Group. His research interests include optical-frequency conversion with nonlinear materials, photonic generation and detection of THz signals, and photonic processing of microwave signals.

Germán Torregrasa Penalva (S'00–M'05) was born in Novelda, Spain, in 1976. He received the Ingeniero de Telecomunicación degree and the Ph.D. degree from the Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, Spain, in 1999 and 2004, respectively. In October 2002, he joined Area de Teoría de la Señal y Comunicaciones, Universidad Miguel Hernández, Elche, Spain, where he is currently an Associate Professor. His research interests include the study of electron discharges in microwave components, the thermal and electrical characterization of microwave power amplifiers, and the design of microwave circuits and subsystems.

Carlos Rodríguez Fernández-Pousa (M'03–SM'11) received the B.S., M.S., and Ph.D. degrees in physics from the Universidad de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela, Spain, in 1993, 1994, and 1998, respectively. In 1997, he joined the Optics Division, Universidad Miguel Hernández, Elche, Spain, where he conducted research on recording materials, grating, diffractive, and polarization optics. In 2004, he joined the Division of Signal Theory and Communications, Universidad Miguel Hernández, where he is currently an Associate Professor. He is the author and coauthor of more than 100 papers in international refereed journals and conferences. His research interests include microwave photonics, photonic signal processing, and fiber optics sensors. He is a member of the Spanish Optical Society (affiliated to the European Optical Society) and a senior member of the Optical Society of America.

Salvador Sales Maicas (S'93–M'98–SM'04) received the M.Sc. and Ph.D. degrees from the Universitat Politècnica de València, Valencia, Spain. Since 2007, he has been a Professor with the ITEAM Research Institute, Universitat Politècnica de València. He is a coauthor of more than 125 journal papers and 300 international conferences. He has been collaborating and leading some national and European research projects since 1997. His research interests include optoelectronic signal processing for optoelectronic and microwave systems, optical delay lines, fiber Bragg gratings, WDM and SCM lightwave systems, and semiconductor optical amplifiers. He is a recipient of the Annual Award of the Spanish Telecommunication Engineering Association for the best Ph.D. on optical communications.

Anexo C

Incoherent Optical Frequency-Domain Reflectometry Based on Homodyne Electro-Optic Down-conversion for Fiber-Optic Sensor Interrogation

Article

Incoherent Optical Frequency-Domain Reflectometry Based on Homodyne Electro-Optic Downconversion for Fiber-Optic Sensor Interrogation

Juan Clement ^{*} , Haroldo Maestre , Germán Torregrosa  and Carlos R. Fernández-Pousa 

Engineering Research Center (I3E), Department of Communications Engineering, Universidad Miguel Hernández de Elche, Av. Universidad s/n, 03202 Elche, Spain; hmaestre@umh.es (H.M.); gtorregrosa@umh.es (G.T.); c.pousa@umh.es (G.R.F.-P.)

* Correspondence: jclement@umh.es

Received: 3 April 2019; Accepted: 2 May 2019; Published: 4 May 2019

Abstract: Fiber-optics sensors using interrogation based on incoherent optical frequency-domain reflectometry (I-OFDR) offer benefits such as the high stability of interference in the radio-frequency (RF) domain and the high SNR due to narrowband RF detection. One of the main impairments of the technique, however, is the necessity of high-frequency detectors and vector network analyzers (VNA) in systems requiring high resolution. In this paper, we report on two C-band implementations of an I-OFDR architecture based on homodyne electro-optic downconversion enabling detection without VNA and using only low-bandwidth, high-sensitivity receivers, therefore alleviating the requirements of conventional I-OFDR approaches. The systems are based on a pair of modulators that are synchronized to perform modulation and homodyne downconversion at a reference frequency of 25.5 kHz. In the first system, we attain centimeter resolution with a sensitivity down to -90 dB using the modulation frequency range comprised between 3.2 and 14.2 GHz. In the second, we measured, for the first time using this approach, Rayleigh backscattering traces in standard single mode fiber with resolution of 6 m and a sensitivity of -83 dB by use of the 10.1–30.1 MHz range. These results show the feasibility of these simple, homodyne downconversion I-OFDR systems as compact interrogators for distributed or quasi-distributed optical fiber sensors.

Keywords: reflectometry; incoherent optical frequency-domain reflectometry; frequency-shifted interferometry; fiber Bragg grating; Rayleigh backscattering; optical fiber sensing

1. Introduction

Incoherent optical frequency-domain reflectometry (I-OFDR) was devised soon after the inception of optical time-domain reflectometry (OTDR) as an alternative technique for the characterization of fiber lines [1–4] and optical devices [5,6]. I-OFDR systems are based on the determination of the baseband radio-frequency (RF) transfer function of the system under test by use of a vector network analyzer (VNA), which is subsequently transformed to the time domain in order to provide a reflectometric trace equivalent to that of conventional OTDR [7]. Technically, the method is an application of the standard time-domain analysis of circuits and transmission lines in the microwave band [8,9], but where the modulation tones are carried by optical waves and where the system of interest is the optical circuit connecting the optical modulator and the detector.

The potentiality of I-OFDR systems for both distributed and quasi-distributed fiber-optics sensing has been widely recognized due to the inherent stability of the RF interference in the optical incoherent domain, and also to the high SNR that may be attained by electrical filtering. This way, I-OFDR has been applied to the measurement of both narrowband or broadband, discrete or distributed reflectors, either in time or directly in the RF domain, including fiber Bragg gratings (FBG) [10,11];

interferometers [12–14]; rings [15,16], Rayleigh [17], Brillouin [18], and Raman scattering [19]; and composite systems FBG/Raman [20]. It has also been enriched with concepts from Microwave Photonics [10,21], and much effort has been dedicated to the incorporation of additional functionalities to the technique. Wavelength-resolved reflectograms have been obtained by sweeping the wavelength of a narrowband optical probe wave [11] or filtering the backreflected light under broadband illumination [22,23], and the addition of dispersive elements has been used to map Bragg wavelength shifts into RF time delays directly measurable by the VNA [24–26]. In addition, specific techniques for discrete narrowband reflectors, typically FBG, have been adapted to I-OFDR systems, such as slope-assisted dual-wavelength [27] or dual-filter [28] interrogation, or fast techniques relying on model-based search [29] or equally-spaced arrays of reflectors [30]. In a different context, I-OFDR techniques have also proven its viability under a different set of stringent requirements, as embedded systems occupying a single RF channel for in-line monitoring of sub-carrier multiplexed fiber lines using Rayleigh backscattering (RBS) [31,32].

Despite this wealth of applications, I-OFDR shows certain general limitations of practical relevance. Being an optical incoherent technique, I-OFDR systems are usually limited by dynamic range [7]. Moreover, the standard implementation requires the use of a complex system such as the VNA. In addition, high resolution, down to the mm scale [5,6], can only be attained at the price of modulation and detection bandwidths exceeding several tens of GHz.

One of the proposed solutions to these issues that has recently received renewed attention is the use of optical downconversion to demodulate the reflected or backscattered wave, thus avoiding the VNA and allowing for the use of low-bandwidth, high sensitivity receivers without sacrificing bandwidth. In the first demonstration, Dolfi and Nazarathy [6] used two 26.5-GHz modulators to perform heterodyne optical downconversion of the stepped modulating tone to an intermediate frequency of 50 kHz, reaching a resolution of 4 mm that still constitutes the lowest attained value. The same concept is applied in frequency-shifted interferometry (FSI) [33], where a single acousto-optic modulator provides modulation in the forward path and homodyne downconversion to baseband in the reverse path. Due to the limited bandwidth of these devices, extension to GHz or multi-GHz bandwidths requires the alternative use of electro-optic amplitude or phase modulators. At moderate bandwidths (<GHz), homodyne downconversion of the reflected light can be performed by operating the modulator only in the forward direction [23,24,33]. In multi-GHz systems, however, modulation is only efficient if the RF modulation tone travels through the electrode in the same direction as light, and so it requires the use of specific driving stages to operate the electrode bidirectionally [34,35], the change of the modulator's design [36], or the use of two different modulators as in the original heterodyne experiment [6]. Being homodyne, however, the retrieved signal from each modulating frequency is a dc voltage level, and so these systems suffer from the low-frequency noise present in the front-end amplifier, noise that may eventually limit the system's sensitivity.

In this paper, we present an amplitude-modulated (AM) I-OFDR system based on homodyne electro-optic downconversion that overcomes this last problem by introducing a low-frequency modulation of the modulation index in the downconverting path, following an approach similar to that of Schlemmer in conventional I-OFDR [4]. The reflectometer is based on commercially available components, and employs two different electro-optic modulators for modulation and downconversion, stages that can be, in principle, integrated into a single device using the same techniques as in [35]. The system is conceived as a versatile platform that permits the practical exploration of two fiber-optics sensor scenarios, namely the interrogation of FBG arrays and the capture of RBS, both in the C band. In the first case, we demonstrate sensitivities down to -90 dB with centimeter resolution in fiber at an input optical power of +10 dBm, surpassing the values achieved by FSI and lock-in detection at a much lower resolution [37]. In the second case, we show, for the first time to the best of our knowledge, RBS traces using I-OFDR with electro-optical downconversion, reaching -83 dB sensitivity and a resolution in the meter range at an input optical power of +8 dBm.

This paper is organized as follows. In Section 2 we present, with a certain level of detail, the theoretical background describing both the standard stepped I-OFDR technique based on VNA and the optical downconversion procedure used here, together with a brief analysis of the calibration procedures. Section 3 describes the experimental system and the general signal processing techniques used to retrieve the reflectogram. Section 4 is devoted to the presentation and discussion of the results, and we end in Section 5 with our conclusions.

2. Theoretical Background

2.1. Amplitude-Modulated Incoherent Frequency-Domain Reflectometry

I-OFDR systems are based on a modulated optical signal, used as a probe, whose modulating frequency is stepped over a certain bandwidth [1–7]. Whereas phase-modulated signals require specific demodulation schemes [35], AM waves can be directly detected by use of photodiodes. Due to its incoherent character, AM I-OFDR systems can be analyzed from power considerations as follows. Referring to Figure 1a, light from a broadband source (BBS) is modulated in amplitude by a Mach-Zehnder modulator (MZM). The power of this probe signal is given by

$$P_{in}(t) = P_0 T (1 + \mu \cos(2\pi f t)) \quad (1)$$

where P_0 is the source's optical power; T represents the modulator's total loss, including the 3-dB loss due to quadrature bias; μ is the modulation index; and f is the RF modulating tone, extracted from the output port of the VNA. The probe signal (Equation (1)) is directed to a fiber under test (FUT), and the backreflected intensity converted to the electrical domain by use of a photodiode (PD). The received power is:

$$P_{out}(t) = P_0 T [R_L + \mu |H(f)| \cos(2\pi f t - \varphi(f))] \quad (2)$$

where R_L represents the return loss of the system under test, and the amplitude and phase variations of the modulated power are described by $|H(f)|$ and $-\varphi(f)$, respectively. These functions, which constitute the system's RF transfer function in reflection, are retrieved by the VNA in complex form, $H(f) = |H(f)| \exp(-j\varphi(f))$, after electronic mixing with the modulation tone of frequency f . Function $H(f)$, if properly calibrated, can be presented in reflectivity units, as has been implicitly assumed in Equation (2). The reflectometric trace $\mathcal{R}(z)$ is retrieved by performing the inverse Fourier transform (IFT) of $H(f)$, which yields the RF impulse response $h(t)$, followed by the transformation from round-trip time to distance $t = 2z/v$ with v the fiber's group velocity, $v = c/n_g$ with c the speed of light in vacuum and n_g the group index, so that $\mathcal{R}(z) = |h(2z/v)|$.

The impulse response depends on the bandwidth where $H(f)$ is determined. In bandpass I-OFDR, the transfer function is retrieved between two non-zero frequencies, f_{min} and f_{max} , with RF bandwidth $B = f_{max} - f_{min}$. In lowpass I-OFDR, $f_{min} = 0$ and $H(f)$ can be extended to negative frequencies by use of the hermiticity condition, $H(-f) = H(f)^*$, whereas the dc value is extracted by interpolation. This effectively doubles the IFT computation bandwidth, which is therefore ηB with $\eta = 1$ for bandpass and $\eta = 2$ for lowpass I-OFDR. Although all our experiments are bandpass I-OFDR, we maintain η in our discussion for the sake of generality.

In either case, the computation of the IFT is described by use of a window function $W(f)$ that accounts for the bandwidth limitation, and also includes the possible windowing used to increase the measurement's dynamic range [5,38]. The windowed impulse response is:

$$h^w(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} df W(f) H(f) e^{j2\pi f t} = w(t) * h(t) \quad (3)$$

where $w(t)$ is the IFT of the window $W(f)$ and the asterisk denotes convolution. In a typical implementation, the RF transfer function is determined at a discrete number of N frequencies, $f_k = f_{min} + k\Delta f$, with $k = 1, \dots, N$ and Δf the scanning step, and the IFT leading to Equation (4)

is performed as an inverse discrete Fourier transform (IDFT). In lowpass I-OFDR, the number of frequency steps is doubled to $k = -N, \dots, N - 1$. The range of $h^w(t)$ is $t_{max} = 1/\Delta f$, whereas the one-point resolution, or range bin size, expresses the separation between trace points and is given in terms of the bandwidth B as $\Delta t_1 = 1/\eta B$. The one-point resolution is a measure of the system's capacity to locate the reflectivity's peak value of a discrete reflector, and can be decreased by use of standard signal processing techniques, such as zero padding or the chirp Z-transform [38]. In turn, the two-point resolution, or range resolution, Δt_2 , is the full width at half maximum (FWHM) of a peak in $|h^w(t)|$, and represents the minimum separation between reflectors that can be resolved by the instrument [7]. The range resolution can also be expressed in distance as $\Delta z = v\Delta t_2$, which is the physical distance illuminated by a virtual pulse of duration Δt_2 at a given instant. Under this point of view, we can map I-OFDR to OTDR parameters, and in fact we also use the OTDR displayed resolution, $\mathcal{W} = v\Delta t_2/2$, which is the physical distance that contributes to the backscattering captured at a given instant. The factor $1/2$ in \mathcal{W} with respect to Δz accounts for the round-trip path of backscattering [39].

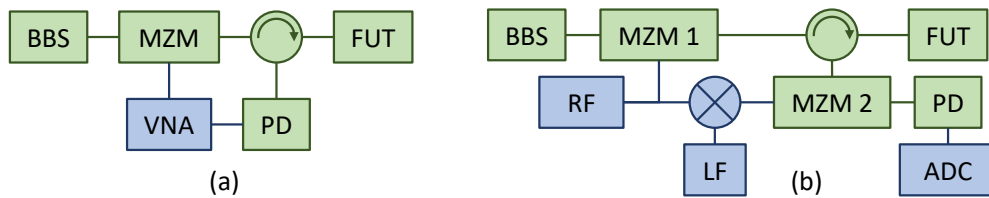


Figure 1. Schemes of stepped-frequency I-OFDR systems based on (a) vector network analysis; and (b) electro-optic downconversion. Photonic components are represented in green; RF and electronic components in blue.

Let us now assume that the fiber line contains M point reflectors. The k th reflector, with reflectivity R_k , is located at distance z_k with corresponding round-trip delay $\tau_k = 2z_k/v$. The returned power signal is composed of a series of N delayed replicas of the AM signal with transfer function $H_d(f) = \sum_{k=1}^M R_k e^{-j2\pi f\tau_k}$, and the windowed impulse response is

$$h_d^w(t) = \sum_{k=1}^M R_k w(t - \tau_k) \quad (4)$$

The two-point resolution is equivalent to the pulse width in a standard OTDR measurement since $w(t)$ in Equation (3) or Equation (4) plays the role of a virtual OTDR input pulse. For a rectangular window, $w(t) = \text{sinc}(\eta Bt)$, so that its FWHM is given by $\Delta t_2 = 1.21/\eta B$. This is the lowest attainable value, but shows a low sidelobe suppression of -6.6 dB. For a general window, $\Delta t_2 = \kappa/\eta B$ with factor $\kappa \geq 1.21$ given by the window type. In our implementations, we include as the default window a Kaiser–Bessel window [38,40] with $\beta = 13$, for which $\kappa = 2.8$ and the sidelobe suppression ratio is -49 dB. In any case, the compromise between range and resolution is established through the number of frequency steps, since $t_{max}/\Delta t_2 = \eta N/\kappa$.

The reflectogram associated to Equation (4) thus shows a series of M peaks at delays τ_k with heights $R_k w(0)$. For this reason, the window is normalized as $w(0) = \int W(f)df = 1$, so that the peak readouts correspond to reflectivities. In addition, the determination of $H_d(f)$ in a practical, high-bandwidth system requires the subtraction of the non-optical RF response of cables, modulator, and photodiode. This can be accomplished by taking a “through” trace $H_n(f)$ with the modulator directly connected to the detector, and normalizing the experimental trace $H_{exp}(f)$ with respect to this reference, so that $H_d(f) = H_{exp}(f)/H_n(f)$ [5]. If the normalization is taken instead against a reflector of known reflectivity, such as the -14.4 dB Fresnel reflection of a flat fiber end, the reflectogram is not only normalized but also calibrated. This has been the procedure followed in the present investigation. This procedure also leads to the determination of the sensitivity as the absolute noise level of the observed noise floor, computed as a rms or as a 98% value [39]. Finally, the dynamic range

is defined as the difference between the highest measurable peak, typically that used for calibration, and the observed noise level in this configuration. This definition, which differs with respect to OTDR considerations and will be referred to as the *I-OFDR dynamic range*, constitutes a measure of the usable optical power range for the computation of the IDFT. Due to the incoherent character of the technique, typical values are limited to about 40–50 dB, and therefore halved with respect to the corresponding values in coherent systems [7].

Compared to discrete reflections, the RF transfer function of RBS shows a different structure. It is given by [1–3]:

$$H_s(f) = \frac{S\alpha_s}{2\alpha} \frac{1}{1 + jf/f_a} \left(1 - e^{-2\alpha L} e^{-j2\pi f(2L/v)}\right) \quad (5)$$

with S the backscatter capture ratio, $f_a = \alpha v/2\pi$ the attenuation cut-off frequency, α_s the Rayleigh attenuation coefficient, and α the total attenuation coefficient. The IFT of Equation (5) is an exponentially decaying impulse response restricted to the time interval $0 \leq t \leq 2L/v$. Standard values for the parameters in Equation (5) in the case of single-mode fiber (SMF) at 1.55 μm are $S = 1.2 \times 10^{-3}$, $\alpha_s = 3.9 \times 10^{-5}$ Np/m, $\alpha = 4.6 \times 10^{-5}$ Np/m, and $n_g = 1.47$ [7], so that $f_a = 1.5$ kHz. At low frequencies $H_s(f)$ tends to the total return loss, and above f_a shows an overall amplitude decay of 10 dB per decade. This effect is known as the *high frequency issue* of RBS in I-OFDR [31,32], and was believed in the early stages of I-OFDR development to prevent its measurement [41]. This overall decaying trend is modulated with oscillations whose amplitude increases and whose spectral period decreases as L decreases, as exemplified in Figure 2.

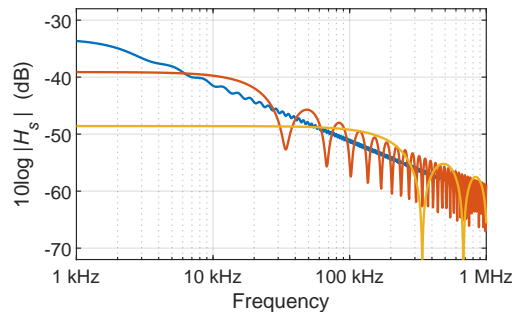


Figure 2. Backscattering transfer function $10 \log |H_s(f)|$ of SMF at 1.55 μm for different fiber lengths: 30 km (blue), 3 km (orange), and 300 m (yellow).

To avoid the high frequency issue, our RBS measurements have been limited to a maximum frequency of 30.1 MHz and to frequency spans of 20 MHz, for which normalization was not necessary. As for the calibration, the readout level at $t \rightarrow 0$ is given by:

$$h_s^w(0) = w(t) * h_s(t)|_{t=0} \simeq \frac{S\alpha_s v}{2} \int_{-\infty}^{\infty} w(t) dt \quad (6)$$

where we have neglected attenuation and assumed that the virtual pulse $w(t)$ is entirely contained within the initial section of the fiber. In practice, the value of the right-hand side of Equation (6) is obtained by extrapolating the $|h_s^w(t)|$ trace to zero distance. Compatibility of different measurements thus requires that windows be normalized as $W(0) = \int w(t) dt = \text{constant}$ [42]. This means that all windows applied to the same bandwidth B are chosen so that $w(t)$ carry the same energy in the time domain, although they can present different resolutions.

The calibration of the RBS trace is not performed through a reference reflector, but after the identification with a particular virtual probe pulse. In detail, the initial readout level $|h_s^w(0)|$ is set by

convention to the standard RBS coefficient σ [39] of a virtual square pulse whose width is the FWHM of the sinc pulse associated to the rectangular window [42]:

$$|h_s^w(0)| \equiv \sigma = 10 \log(S\alpha_s \mathcal{W}) = 10 \log\left(S\alpha_s \frac{v\Delta t_2}{2}\right) \quad (7)$$

with $\Delta t_2 = 1.21/\eta B$. With this definition, the initial RBS level of traces with double bandwidth differ by 3 dB and, in turn, traces with the same bandwidth but with different windows, and therefore with different values of κ , show the same initial RBS level, but differ in resolution. In our measurements, σ is the standard RBS coefficient of Corning's SMF28 fiber at 1.55 μm , -82 dB at a pulse width of 1 ns. Finally, presentation is provided in 10 log scale. This scale implies that RBS dynamic range, now defined, as usual, as the difference between the initial RBS level and the noise level, differs by a factor of two with the standard OTDR scale. Since in I-OFDR the reflective events located at the fiber's input must be well resolved to perform the IFT, part of the 40–50 dB I-OFDR dynamic range in 10 log scale is sacrificed, so that OTDR-like dynamic ranges, in 5 log scale, are lowered to about 10 dB [31,32].

2.2. I-OFDR Using Homodyne Electro-Optic Downconversion

Referring now to Figure 1b, let us consider that instead of direct detection and VNA analysis we synchronously remodulate the received power $P_{out}(t)$ (Equation (2)) at the same stepped frequency f by use of a second modulator (MZM 2) driven by a RF signal generator (RF in Figure 1b) in order to downconvert to baseband the modulation tone. We temporally discard the mixer in Figure 1b. The remodulated power is:

$$\begin{aligned} P'_{out}(t) &= P_{out}(t) \times T' [1 + \mu' \cos(2\pi ft)] \\ &= P_0 T T' [R_L + \mu |H(f)| \cos(2\pi ft - \varphi(f))] \times [1 + \mu' \cos(2\pi ft)] \end{aligned} \quad (8)$$

with μ' and T' the modulation index and loss of the second modulator, respectively. Let us assume that the detector's bandwidth is lower than any modulating tone f . The detector's dc output represents therefore the homodyne signal X_f associated to the stepped frequency f , given by:

$$X_f = P'_{out}(t)|_{dc} = P_0 T T' \left[R_L + \frac{1}{2} \mu \mu' |H(f)| \cos(\varphi(f)) \right] \quad (9)$$

Here, the desired information is the in-phase component of the RF transfer function, $|H(f)| \cos(\varphi(f))$. As shown in Figure 1b, this component is retrieved by passing the modulating tone f through a double balanced mixer, and so the waveform driving the second modulator is $\mu'_0 \cos(2\pi f_0 t) \cos(2\pi f t)$, with the *reference tone* f_0 extracted from a low-frequency signal generator (LF) and lying typically in the kHz range, within the lowest-noise detection band. This is equivalent to a low-frequency modulation of the modulation index, $\mu' = \mu'_0 \cos(2\pi f_0 t)$ in Equation (9). The homodyne signal X_f , now sinusoidally dependent in time, is digitized by an analog-to-digital converter (ADC in Figure 1b) at a sampling rate $f_s \geq 2f_0$, and the in-phase component of the RF transfer function extracted by digital filtering at the reference frequency f_0 followed by synchronous demodulation, as is described in the following section. The return loss term in Equation (9) is thus filtered and detection isolated from the low-frequency receiver's noise. Comparison with Equation (2) indicates that the output incurs in an additional loss of $T' \mu'_0 / 4$ with respect to the level $P_0 T \mu$ of a standard I-OFDR system based on VNA. This loss includes the downconversion loss $T' \mu'_0 / 2$ in Equation (9) and the additional 3-dB demodulation loss at f_0 . For typical values $T' = 5$ dB and $\mu'_0 = 0.5$, this represents an additional power penalty of 14 dB, which should be recovered by the increase in sensitivity provided by low-noise, amplified low-frequency receivers.

In the simplest case of a series of discrete reflectors, the in-phase component of the RF transfer function can be understood as a *spectral interferogram*, since it is composed of a sum of M oscillations of

the form $R_k \cos(2\pi f \tau_k)$ with spectral periods $1/\tau_k$ determined by the reflector's position and with amplitudes proportional to their reflectivities. Each of these terms can be interpreted as the result of the interference between the modulation sidebands after its return from the reflector, and the modulation sidebands locally generated from the carrier in the second modulation. This is the standard point of view in FSI systems [33].

In general, the electro-optic modulators used in the implementation of Equation (9) are operated at relatively high modulation indices to minimize modulation and downconversion losses, and therefore both modulation stages typically show significant harmonic distortion. In conventional stepped frequency I-OFDR with only the first modulation stage, distortion is not detrimental since higher-order harmonics are filtered by the VNA's RF receiver. In turn, harmonic distortion when two modulators are used results in observable echoes of reflective events at double or triple distances, associated, respectively, to second- and third-order distortion. The echo at double distance is thus absent when the modulators are biased at quadrature. The detailed analysis of distortion is out of the scope of the present investigation.

Finally, polarization effects constitute another general limitation of the technique, since the probe optical signal can only be effectively modulated and remodulated in a linear polarization state if conventional electro-optic Mach-Zehnder modulators are used. Polarization mode dispersion and environmental effects such as local stress, orientation, and temperature changes within the fiber, together with the intrinsic polarization dependence of reflectors, may cause different responses to different input polarizations. Polarization control at the receiver's side mitigates this problem, but this option is only viable for low ranges. The standard approaches to overcome this issue include the use of polarization-maintaining fiber [43]; the use of depolarizers or polarization scramblers to average the response over polarization at the price of an additional 3 dB power penalty [23]; or the use of polarization switching [43,44]. In our measurements of point reflectors, we implemented polarization switching, as described below. As for the RBS measurements, we adopted the point of view that the second modulator defines a polarization axis at the receiver, and thus the system is similar to a polarization OTDR, but based on I-OFDR techniques.

3. Experimental System and Signal Processing

The experimental setup is depicted in Figure 3. A 20-nm-wide polarized broadband source (PBBS) was modulated by a Mach-Zehnder modulator (MZM, JDSU APE AM-150) and launched into a FUT through a circulator. The reflected signal was modulated by a second MZM (Avanex PowerBit SD-20) and detected by a high-sensitivity, low-bandwidth amplified photodiode (Koheron PD01-AC-400). To maximize the modulation efficiency, a polarization controller was placed before each MZM to align the polarization to the modulator's axes. The typical modulation indices of both modulators were in the 0.5–0.7 range. Regarding the RF subsystem, the output of a stepped RF signal generator (Anritsu MG3692B) was split, driving the first MZM in one path and the mixer's local oscillator port in the other. The system was configured in two different settings using commercial splitters and mixers, covering the 3.2–4.2 GHz range for the high resolution measurement of discrete reflections, and the 10.1–30.1 MHz band for low-resolution RBS measurements. The mixer's intermediate frequency port was fed by the reference tone at $f_0 = 25.5$ kHz from a signal generator (TTi TG4001), and the resulting mixed signal drove the second MZM. To compensate for the mixer's conversion losses, the signal was boosted by a RF amplifier adapted to the corresponding band. Finally, a digital board (Digilent Analog Discovery 2), working at a sampling frequency $f_s = 80$ kHz and with a depth of 12 bits, digitized the photodiode's output as well as recorded two TTL signals describing the initial and final instances of the time interval associated to each stepped frequency f_k from the RF source, and the reference tone f_0 from the signal generator. These two signals are denoted as *Steps* and *Ref* in Figure 3, respectively.

were slightly trimmed before IDFT to get rid of a transient behavior produced by the numerical Hilbert transform, as shown in Figure 5b, and therefore improving the time-domain response at the expense of a small resolution loss associated to an effective bandwidth of 10.08 GHz. The normalization procedure was not necessary with low-bandwidth sweeps, such as those used in RBS measurements.

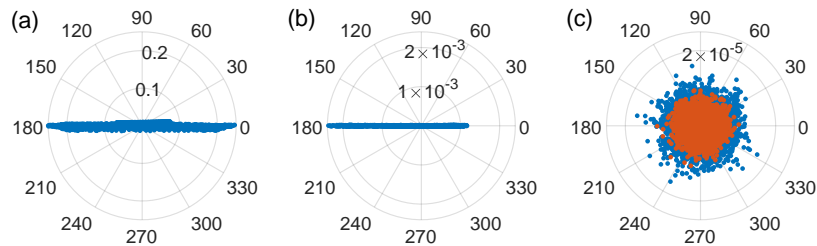


Figure 4. Interferogram constellations $A_c[k] \exp(-j\theta)$ after in-phase demodulation and rotation of: (a) a flat fiber end; (b) a 10-km SMF Rayleigh backscattering; and (c) system's noise level when the RF signal is turned off but the optical source is on (blue), and when both RF and optical sources are off (orange), also for a 10-km SMF spool. The number of points in each constellation, or number of I-OFDR frequency steps f_k , is 5000.

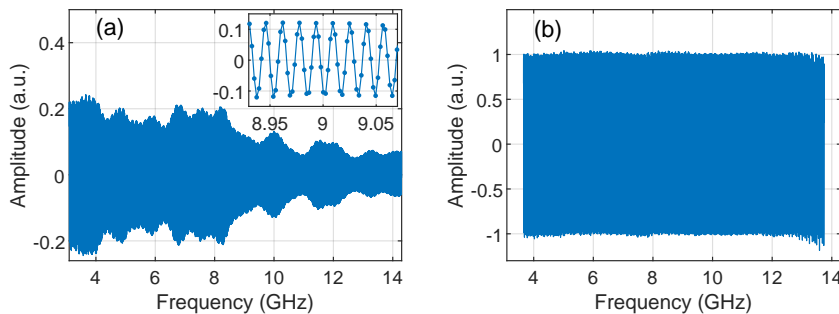


Figure 5. (a) Spectral interferogram $H_n[k]$ used for normalization and calibration, where the FUT is the reflection in a flat fiber end located 1 m after the circulator. Inset: Zoom over the 9-GHz region. Points are $H_n[k]$ samples; (b) Normalized and calibrated interferogram $H[k]$, where the flat fiber end is situated 3 m after the calibration plane. Notice the constant level in a 10-GHz bandwidth and the trimming of $H[k]$.

4. Results

In a first series of experiments, we characterized our bandpass I-OFDR system with broadband discrete reflectors in a total bandwidth of 10.08 GHz and an input optical power, at the output of the circulator, of +10 dBm. Traces were retrieved after maximizing the detected power after the second modulator by use of the polarization controller, and calibrated at a reflectivity of -24.4 dB using a flat fiber end and a 5-dB attenuator in double pass. We used a Kaiser–Bessel window with $\beta = 13$, thus the expected two-point resolution was 2.8 cm, a figure that can be lowered to 1.2 cm using a rectangular window. The systems under test were a couple of high and low reflective events, implemented through PC and APC connectors, the first after an addition of ~ 6 -dB of attenuation to keep the optical power below the maximum rating of the photodetector. The results, shown in Figure 6a, describe, respectively, a dynamic-range limited measurement and a sensitivity limited measurement. In the first, we observed the expected two-point resolution and a I-OFDR dynamic range of 40 dB; in the second,

the absolute rms sensitivity reached -90 dB. The system's measurement range could be estimated as ~ 75 dB, measured from the sensitivity floor to the -15 dB reflectivity value associated to the maximum power handled by the photodiode. To further confirm the values of sensitivity and dynamic range, we performed an additional experiment where the PC-ended patchcord was preceded by a variable attenuator. Figure 6b shows the evolution of peak and noise levels for this configuration when the round-trip attenuation was progressively increased. The value of the dynamic range was similar to that obtained in the original, high-resolution, I-OFDR demonstrations [5,6] and also to the more recent baseband, 2-GHz conventional I-OFDR presented in [42]. The 98% sensitivity of this last reflectometer reached a value of -92 dB, but obtained at an input power of $+13.5$ dBm and after 3 min of acquisition time.

Regarding the trade-off between range and two-point resolution, our system was ultimately limited by the 10.08-GHz bandwidth and the maximum number of frequency steps allowed by our RF generator, $N_{\max} = 10,000$. These values restricted the range to ~ 45 m at the maximum resolution. However, in this first characterization, we only employed $N = 5000$ steps, as the associated >20 m range met the requirements of the tested FUTs. That also permitted to extend the dwell time of each frequency step up to 20 ms, ensuring a total acquisition time $\lesssim 2$ min.

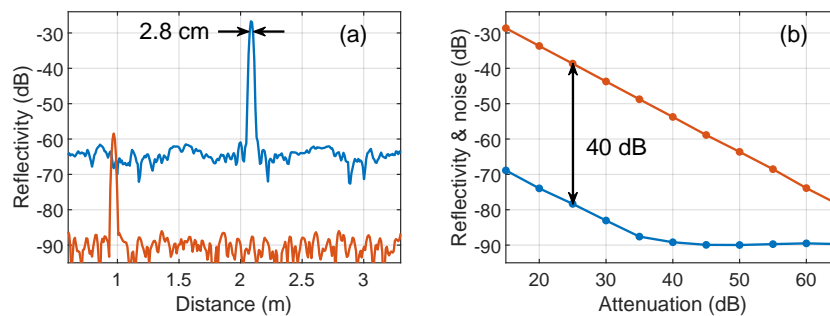


Figure 6. (a) System measurements limited by dynamic range (attenuated PC-air reflection, red) and sensitivity, (APC-air reflection, blue); and (b) peak (orange) and rms noise floor (blue) levels for progressively attenuated PC-air reflections.

In a second set of experiments, we explored a commercial C-band WDM array of five equally-spaced FBG (Draw Tower Grating from FBGS, inscribed in low bend loss fiber, LBL-1550-125) with length of 4 mm, reflectivity of $8.7 \pm 0.5\%$, FWHM of 0.18 nm, and a nominal separation between FBGs of 1 m. The Bragg wavelengths were mutually separated by 2 nm, as shown in Figure 7a. The observed reflectivity was lower due to the losses by mode mismatch between SMF and LBL fiber. This WDM array was chosen to perform a comparison of reflectivities measured with an OSA.

To take into account polarization changes in the paths between FBGs, we performed two different measurements using polarization switching between two orthogonal states of polarization. The second polarization controller was placed before the circulator, and then adjusted to the maximum and minimum reflectivity of the central FBG as displayed in an OSA placed after the second modulator. This assured that the light from this reflector reached the detector in the two orthogonal linear polarizations defined by the modulator's axes, since it acted as a polarizer for the modulated wave. In addition, it was not difficult to show that these two configurations also assured that the light from the rest of reflectors also reached the detector in orthogonal polarizations, but not necessarily linear. The optical input power in this experiment was reduced to $+4$ dBm and calibrated by a flat fiber end without additional attenuation. Figure 7b shows the reflectograms in units of relative delay with respect to the central FBG. These two traces were finally summed, as depicted in Figure 7c in blue trace. The values of the reflectivity, calibrated with respect to a broadband reflector, were around -31 dB, approximately 15 dB lower than the reflectivities measured in the OSA due to the narrowband

character of the FBGs. Relative reflectivity values between different FBGs were also compared with those of the OSA, showing a maximum deviation among the five FBGs as low as ± 0.2 dB after taking into account the BBS spectral density at the different Bragg wavelengths.

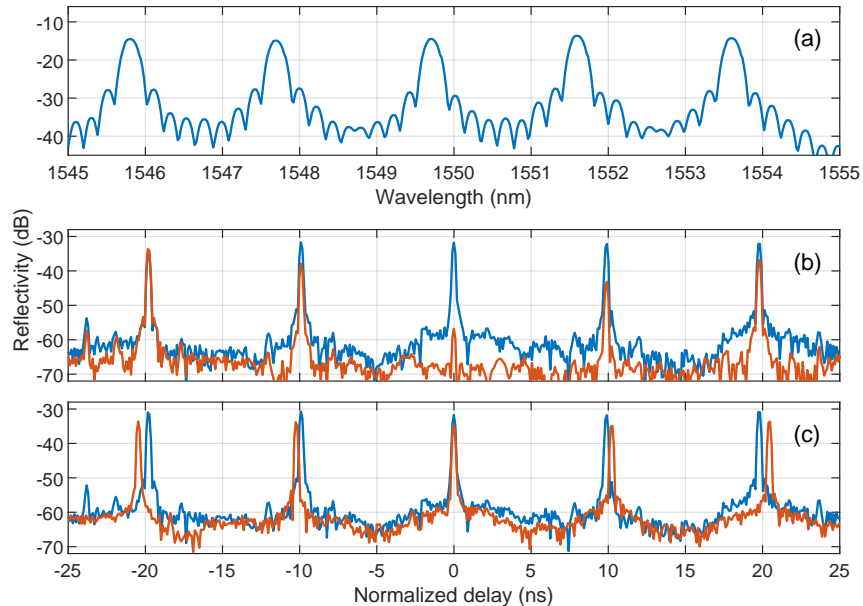


Figure 7. (a) FBG array measurement with orthogonally polarized light; (b) addition of traces on (a) with (orange) and without (blue) CFBG right before down-converting MZM; and (c) FBG array reflectivity spectrum with resolution bandwidth 0.5 nm (blue) and 0.06 nm (orange).

In a final measurement, we included a dispersive element before the second modulator to illustrate the determination of dispersion-induced relative delays, a procedure which was used to measure relative Bragg wavelength shifts in FBG arrays [24–26]. The dispersive element was a chirped fiber Bragg grating (CFBG) with dispersion $D = -170$ ps/nm in the C band. The reflectogram is depicted in Figure 7b with an orange trace, showing a decrease in reflectivity level of 2.9 dB due to the CFBG insertion loss, and a shift in the FBGs peaks. Since the results are presented by normalizing the global delay of the central FBG, the relative shifts were about ± 340 ps for the first pair of gratings, and ± 680 ps for the second, being their mutual wavelength separation 2 nm. It can be also noticed how the peaks associated to the input connectors to the FBG array, located at ± 23.7 ns in the blue trace, disappeared in the orange trace. This was because the temporal response of connectors, being wideband reflectors, was smeared in time due to the presence of the dispersive element.

A zoom view of the rightmost pair of peaks in Figure 7c, normalized in time with respect to the blue trace, is presented in Figure 8. In this example, we employed a rectangular window to ease the visualization of the peaks, and increased the one-point resolution of the plot by zero padding to reach the picosecond scale, which corresponded to a precision of 6 picometers in the determination of Bragg wavelength shifts at our value of dispersion. Again, this performance is similar to that obtained in conventional I-OFDR systems [25,26]. Moreover, the system's architecture is, in principle, compatible with other forms of incorporating wavelength selectivity [11].

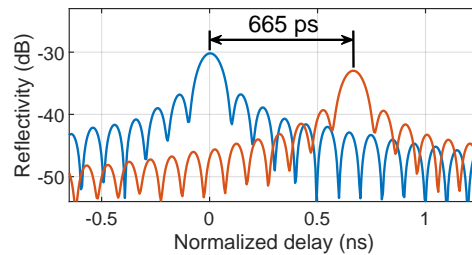


Figure 8. Zoom view of the two rightmost reflective peaks of Figure 7c, corresponding to the FBG at ~ 1554 nm, with (blue) and without (orange) dispersive element. The window used here is rectangular.

Finally, we performed a set of experiments targeted to the determination of RBS in several combinations of SMF spools using a mixer and a RF amplifier in a frequency band from $f_{min} = 10.1$ MHz to $f_{max} = 30.1$ MHz. The use of a lower frequency band, where the I-OFDR signal is higher, was not possible using our RF signal generator. First, the time-domain responses of a 10-km SMF coil ended in an APC connector are depicted in Figure 9a, measured with down-converted I-OFDR (blue) and with a standard OTDR at a 1- μ s pulse width (orange). Both, as well as those in the following subplots, were calibrated following Equation (7), and showed a one-point resolution of 6 m. We observed in this subplot the wavy appearance of the I-OFDR trace, similar to that of polarization OTDRs [45]. We also depict the attenuation values obtained using both methods. In the I-OFDR trace, the fiber attenuation was determined by fitting the RBS in linear scale to an exponential decay, avoiding the fiber sections near the initial and final reflective events. The low discrepancies in the attenuation coefficient were ascribed to the random polarization of the received wave, which should be isolated from reflective events and averaged over a large number of spatial samples.

The observed rms sensitivity in Figure 9a was -83 dB, which differed with respect to the high-bandwidth configuration presented above due to the change in RF components and to the additional 3-dB loss due to the polarization-dependent detection. The dynamic range, measured from the initial RBS level to the noise floor, was 21 dB, which corresponded to 10.5 dB in 5 log scale and represented a value similar to that obtained in [31] using the conventional I-OFDR approach.

In Figure 9b, we illustrate the effect of reducing the acquisition bandwidth, by limiting the maximum frequency to $f_{max} = 15.1$ MHz (orange) and therefore reducing the one-point resolution by a factor of four and increasing the RBS level by 6 dB. The 20-MHz bandwidth trace, in blue, is also plotted for the sake of comparison. In Figure 9c, a 1.6-km SMF spool is added after the 10 km through a 3 dB optical attenuator to illustrate the detection of a local fault. The expected 6-dB round-trip decay with a dead zone limited by the two-point resolution, typical of I-OFDR measurements, is clearly visible at 10 km. Finally, as shown in Figure 9d, we measured the echoes originated by modulators' harmonic distortion in a typical configuration. In this plot, the 1.6-km spool was measured standalone (orange) and with a 1-m APC-PC fiber section connected at the farther end through a 10-dB attenuator (blue) to simulate a highly reflective end. Echoes at odd multiples of this high-reflectivity end are visible, the third being the dominant 25.7 dB below the main peak. In the absence of highly reflective events, these echoes are harmless as they lie below the noise level, as shown in the orange trace.

Globally, the performance of this I-OFDR reflectometer for RBS characterization is similar to that of conventional I-OFDR systems based on VNA for sensor interrogation [17,42] or in-line monitoring [31], but with the identified limitations of polarization-dependent detection and echoes induced by harmonic distortion. The first can be solved by incorporating polarization switching [43,44] or scrambling [23]; the second represents a deterministic impairment that can be avoided, if necessary, by a previous calibration of the distortion and subsequent equalization.

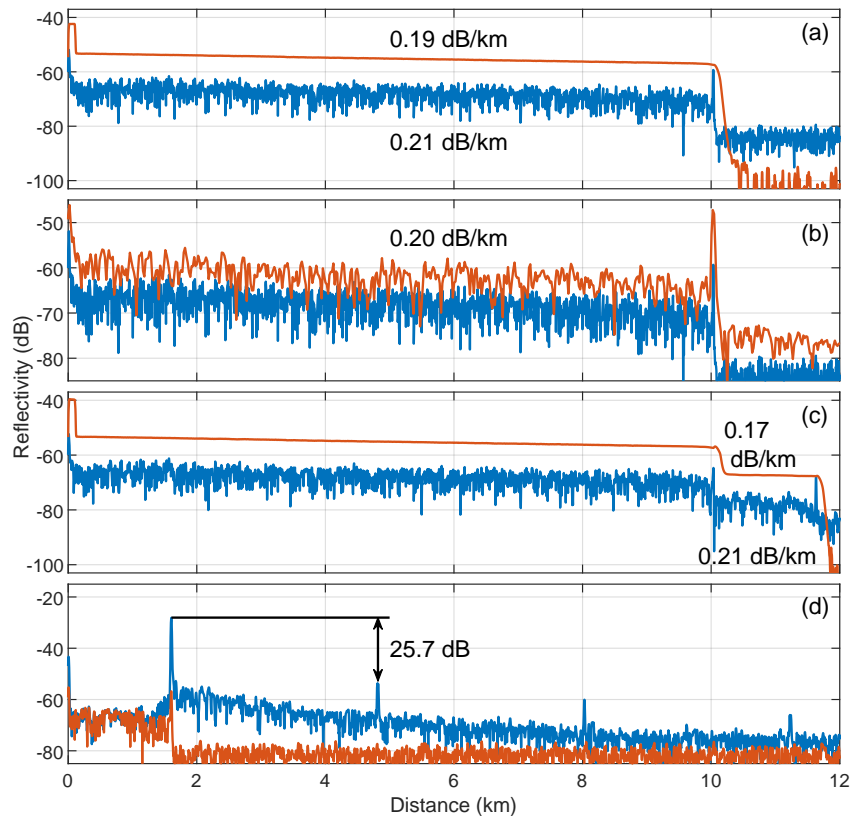


Figure 9. (a) Reflectometric traces, in 10 log scale, of a 10-km spool of SMF using I-OFDR (blue) and a commercial OTDR (orange); (b) I-OFDR traces for 10-km SMF with $B = 20$ MHz (blue) and $B = 5$ MHz (orange); (c) I-OFDR (blue) and commercial OTDR (orange) measurements for the 10-km SMF coil followed by a 3-dB attenuator and 1.6 km of SMF; and (d) I-OFDR traces for 1.6-km SMF ended in PC (blue) and APC (orange) connectors. The acquisition time was 30 s at a pulse width of $1 \mu\text{s}$ for the OTDR and $\lesssim 2$ min for the I-OFDR.

5. Conclusions

In this paper, we report on an I-OFDR system based on electro-optic downconversion as a platform to explore the general capacities of this approach in fiber-optics sensor interrogation. The main advantages of this concept are the absence of dedicated high-frequency electronic components and the use of low-bandwidth, high-sensitivity receivers that overcome the power penalties associated to optical downconversion, thus enabling the implementation of competitive I-OFDR systems in terms of overall cost. On the downside, the amplitude-modulated system presented here shows echoes associated to modulator's harmonic distortion, and requires specific polarization scrambling or switching stages to provide polarization-independent measurements.

In our setup, modulation and downconversion have been implemented by use of two different MZM, which can be integrated into a single device using bidirectional modulation. Moreover, the homodyne downconversion procedure based on modulation of the modulation index has permitted the use of a low-frequency band for detection, without the requirement of the more complex heterodyne downconversion with two swept tones separated by an intermediate frequency.

The general performance of the reflectometer is, overall, similar to equivalent systems based on the conventional I-OFDR approach for fiber-optics sensor interrogation of point or distributed reflectors. In addition, our system has provided, for the first time to the best of our knowledge, measurements of RBS in SMF using downconversion, measurements that can be improved in sensitivity by use of bands of lower frequency. In conclusion, the results show the feasibility of this simple approach for the implementation of compact, general-purpose I-OFDR interrogators for distributed or quasi-distributed optical fiber sensors.

Author Contributions: Conceptualization, J.C., C.R.F.-P. and G.T.; methodology, J.C., H.M. and G.T.; software, J.C.; validation, J.C., H.M. and G.T.; formal analysis, J.C. and C.R.F.-P.; investigation, J.C., H.M., C.R.F.-P. and G.T.; resources, H.M.; data curation, J.C. and H.M.; writing—original draft preparation, J.C. and C.R.F.-P.; writing—review and editing, H.M. and G.T.; visualization, J.C.; supervision, G.T. and C.R.F.-P.; project administration, H.M.; and funding acquisition, G.T. and C.R.F.-P.

Funding: This research was funded by Agencia Estatal de Investigación (AEI) and Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, Spain, and by European Union through FEDER, under project TEC2017-89688-P. The work of J.C. was also funded by Generalitat Valenciana, Spain, under grant number ACIF/2016/214.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest.

References

1. Kapron, F.P.; Kneller, D.G.; Garel-Jones, P.M. Aspects of optical frequency-domain reflectometry. In *Technical Digest of the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication*; Optical Society of America: San Francisco, CA, USA, 1981; paper WF2.
2. Ghafoori-Shiraz, H.; Okoshi, T. Fault location in optical fibers using optical frequency domain reflectometry. *J. Light. Technol.* **1986**, *4*, 316–322. [[CrossRef](#)]
3. Nakayama, J.; Iizuka, K.; Nielsen, J. Optical fiber fault locator by the step frequency method. *Appl. Opt.* **1987**, *26*, 440–443. [[CrossRef](#)]
4. Schlemmer, B. A simple and very effective method with improved sensitivity for fault location in optical fibers. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **1991**, *3*, 1037–1039. [[CrossRef](#)]
5. Dolfi, D.W.; Nazarathy, M.; Newton, S.A. 5-mm-resolution optical-frequency-domain reflectometry using a coded phase-reversal modulator. *Opt. Lett.* **1988**, *13*, 678–670. [[CrossRef](#)]
6. Nazarathy, M.; Dolfi, D.W. Optical frequency domain reflectometry with high sensitivity and resolution using synchronous detection with coded modulators. *Electron. Lett.* **1989**, *25*, 160–162.
7. Derickson, D. *Fiber Optics Test and Measurement*; Prentice Hall: Upper Saddle River, NJ, USA, 1998.
8. Keysight Technologies. Time-Domain Analysis Using A Network Analyzer. Available online: <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5989-5723EN.pdf> (accessed on 4 May 2019).
9. Hiebel, M. *Fundamentals of Vector Network Analysis*; Rohde & Schwarz: Munich, Germany, 2005.
10. Ricchiuti, A.L.; Barrera, D.; Sales, S.; Thévenaz, L.; Capmany, J. Long fiber Bragg grating sensor interrogation using discrete-time microwave photonic filtering techniques. *Opt. Express* **2013**, *21*, 28175–28181. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
11. Werzinger, S.; Bergdolt, S.; Engelbrecht, R.; Thiel, T.; Schmauss, B. Quasi-distributed fiber Bragg grating sensing using steeped incoherent optical frequency domain reflectometry. *J. Light. Technol.* **2016**, *34*, 5270–5277. [[CrossRef](#)]
12. Wei, T.; Huang, J.; Han, Q.; Xiao, H. Optical fiber sensor based on a radio frequency Mach-Zehnder interferometer. *Opt. Lett.* **2012**, *37*, 647–649. [[CrossRef](#)]
13. Huang, J.; X. Lan, X.; Luo, M.; Xiao, H. Spatially continuous distributed fiber optic sensing using carrier based microwave interferometry. *Opt. Express* **2014**, *22*, 18758–18767. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
14. Huang, J.; Lan, X.; Song, Y.; Li, Y.; Hua, L.; Xiao, H. Microwave interrogated sapphire fiber Michelson interferometer for high temperature sensing. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2015**, *27*, 1398–1401. [[CrossRef](#)]
15. Xu, Z.; Shu, X.; Fu, H. Sensitivity enhanced fiber sensor based on a fiber ring microwave photonic filter with the Vernier effect. *Opt. Express* **2017**, *25*, 21560–21566. [[CrossRef](#)]
16. Cheng, B.; Hua, L.; Zhang, Q.; Lei, J.; Xiao, H. Microwave-assisted frequency domain measurement of fiber-loop ring-down system. *Opt. Lett.* **2017**, *42*, 1209–1212. [[CrossRef](#)]

17. Liehr, S.; Nöther, N.; Krebber, K. Incoherent optical frequency domain reflectometry and distributed strain detection in polymer optical fibers. *Meas. Sci. Technol.* **2009**, *21*, 017001. [[CrossRef](#)]
18. Garus, D.; Gogolla, T.; Krebber, K.; Schliep, F. Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain sensing. *J. Light. Technol.* **1997**, *15*, 654–662. [[CrossRef](#)]
19. Karamehmedović, E.; Glombitza, U. Fiber-optic distributed temperature sensor using incoherent optical frequency domain reflectometry. *Proc. SPIE* **2004**, 5363, 107–115.
20. Köppel, M.; Werzinger, S.; Ringel, T.; Bechtold, P.; Thiel, T.; Engelbrecht, R.; Bosselmann, T.; Schmauss, B. Combined distributed Raman and Bragg fiber temperature sensing using incoherent optical frequency domain reflectometry. *J. Sens. Sens. Syst.* **2018**, *7*, 91–100. [[CrossRef](#)]
21. Hervás, J.; Ricchiuti, A.L.; Li, W.; Zhu, N.H.; Fernández-Pousa, C.R.; Sales, S.; Li, M.; Capmany, J. Microwave Photonics for optical sensors. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2017**, *23*, 327–339. [[CrossRef](#)]
22. Xi, L.; Cheng, R.; Li, W.; Liu, D. Identical FBG-based quasi-distributed sensing by monitoring the microwave responses. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2015**, *27*, 323–325. [[CrossRef](#)]
23. Werzinger, S.; Härteis, L.-S.; Koepfel, M.; Schmauss, B. Time and wavelength division multiplexing of fiber Bragg gratings with bidirectional electro-optical frequency conversion. In Proceedings of the 26th International Conference on Optical Fiber Sensors, Optical Society of America, Lausanne, Switzerland, 24–28 of September 2018; paper ThE19.
24. Mao, W.; Kim, H.H.; Pan, J.K. A novel fiber Bragg grating sensing interrogation method using bidirectional modulation of a Mach-Zehnder electro-optical modulator. In Proceedings of the OECC 2010 Technical Digest, Sapporo, Japan, 5–9 July 2010; pp. 314–315.
25. Hervás, J.; Fernández-Pousa, C.R.; Barrera, D.; Pastor, D.; Sales, S.; Capmany, J. An interrogation technique of FBG cascade sensors using wavelength to radio-frequency delay mapping. *J. Light. Technol.* **2015**, *33*, 2222–2227. [[CrossRef](#)]
26. Clement, J.; Torregrosa, G.; Hervás, J.; Barrera, D.; Sales, S.; Fernández-Pousa, C.R. Interrogation of a sensor array of identical weak FBGs using dispersive incoherent OFDR. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2016**, *28*, 1154–1156. [[CrossRef](#)]
27. Clement, J.; Torregrosa, G.; Maestre, H.; Fernández-Pousa, C.R. Remote picometer fiber Bragg grating demodulation using a dual-wavelength source. *Appl. Opt.* **2016**, *55*, 6523–6529. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
28. Cheng, R.; Xia, L.; Ran, Y.; Rohollahnejad, J.; Zhou, J.; Wen, J. Interrogation of ultrashort Bragg grating sensors using shifted gaussian filters. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2015**, *27*, 1833–1836. [[CrossRef](#)]
29. Werzinger, S.; Gottinger, M.; Gussner, S.; Bergdolt, S.; Engelbrecht, R.; Schmauss, B. Model-based compressed sensing of fiber Bragg grating arrays in the frequency domain. *Proc. SPIE* **2017**, 10323, paper 103236H.
30. Clement, J.; Hervás, J.; Madrigal, J.; Maestre, H.; Torregrosa, G.; Fernández-Pousa, C.R.; Sales, S. Fast incoherent OFDR interrogation of FBG arrays using sparse radio frequency responses. *J. Light. Technol.* **2018**, *36*, 4393–4400. [[CrossRef](#)]
31. Urban, P.J.; Amaral, G.C.; von der Weid, J.P. Fiber monitoring using a sub-carrier band in a sub-carrier multiplexed radio-over-fiber transmission system for applications in analog mobile fronthaul. *J. Light. Technol.* **2016**, *34*, 3118–3125. [[CrossRef](#)]
32. Amaral, G.C.; Baldivieso, A.; Dias Garcia, J.; Villafani, D.C.; Leibel, R.C.; Herrera, L.E.Y.; Urban, P.J.; von der Weid, J.P. A low-frequency tone sweep method for in-service fault location in sub-carrier multiplexed optical fiber networks. *J. Light. Technol.* **2017**, *35*, 2017–2025. [[CrossRef](#)]
33. Ye, F.; Zhang, Y.; Qian, L. Frequency-shifted interferometry – a versatile fiber-optic sensing technique. *Sensors* **2014**, *14*, 10977–11000. [[CrossRef](#)]
34. Xiong, Z.; Zhou, C.; Guo, H.; Fan, D.; Ou, Y.; Liu, Y.; Sun, C.; Qian, L. High spatial resolution multiplexing of fiber Bragg gratings using single-arm frequency-shifted interferometry. *Proc. SPIE* **2017**, 10323, 103233S.
35. Clement, J.; Maestre, H.; Torregrosa, G.; Fernández-Pousa, C.R. Incoherent optical frequency domain reflectometry using balanced frequency-shifter interferometry in a downconverted phase-modulated link. In Proceedings of the 2018 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Toulouse, France, 22–25 October 2018; pp. 1–4.
36. Porte, H.; Mottet, A. Band pass & low-voltage symmetrical electro-optic modulator for absolute distance metrology. In Proceedings of the 2018 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Toulouse, France, 22–25 October 2018; pp. 1–4.

37. Qi, B.; Qian, L.; Tausz, A.; Lo, H.-K. Frequency-shifted Mach-Zehnder interferometer for locating multiple weak reflections along a fiber link. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2006**, *18*, 295–297.
38. Proakis, J.G.; Manolakis, D.G. *Digital Signal Processing*; Pearson: Upper Saddle River, NJ, USA, 1996.
39. Anderson, D.R.; Johnson, L.; Bell, F.G. *Troubleshooting Optical-Fiber Networks*; Elsevier: San Diego, CA, USA, 2004.
40. Kaiser, J.F.; Schafer, R.W. On the use of the I_0 -sinh window for spectrum analysis. *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process.* **1980**, *28*, 105–107. [[CrossRef](#)]
41. Shadaram, M.; Kuriger, W.L. Using the optical frequency domain technique for the analysis of discrete and distributed reflections in an optical fiber. *Appl. Opt.* **1984**, *23*, 1092–1096. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
42. Liehr, S. Fiber Optic Sensing Techniques Based On Incoherent Optical Frequency Domain Reflectometry. Ph.D. Thesis, BÄM, Berlin, Germany, 2015.
43. Ibrahim, S.K.; Van Roosbroeck, J.; O'Dowd, J. A.; Van Hoe, B.; Lindner, E.; Vlekken, J.; Farnan, M.; Karabacak, D. M.; Singer, J.M. Interrogation and mitigation of polarization effects for standard and birefringent FBGS. *Proc. SPIE* **2016**, *9852*, 98520H.
44. Ibrahim, S.K.; O'Dowd, J.A.; Bessler, V.; Karabacak, D.M.; Singer, J.M. Optimization of fiber Bragg grating parameters for sensing applications. *Proc. SPIE* **2017**, *10208*, 102080P.
45. Francisangelis, C.; Florida, C.; Simões, G.C.C.P.; Schmitt, F.; Fruett, F. On-field distributed first-order PMD measurement based on pOTDR and optical pulse width sweep. *Opt. Express* **2015**, *23*, 12582–12594. [[CrossRef](#)]



© 2019 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

C.1. Fe de erratas

- En el último párrafo de la página 7, donde se lee «*covering the 3.2–4.2 GHz range*», debería ser «*covering the 3.2–14.2 GHz range*».
- En la figura 7, las etiquetas del pie de foto no se corresponden con las de las subfiguras. En el pie de foto: (a) es (b), (b) es (c) y (c) es (a).

Anexo D

Laser ranging using coherent
pulse compression with frequency
shifting loops



Laser ranging using coherent pulse compression with frequency shifting loops

JUAN CLEMENT,¹ CÔME SCHNÉBELIN,² HUGUES GUILLET DE CHATELLUS,² AND CARLOS R. FERNÁNDEZ-POUSA^{1*}

¹Engineering Research Center (I3E), Dep. of Communications Engineering, Univ. Miguel Hernández, 03202 Elche, Spain

²Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, 38000 Grenoble, France

*c.pousa@umh.es

Abstract: We report on the use of the acousto-optic frequency combs generated by frequency shifting loops as compact and versatile optical waveforms generators for pulse compression systems in the optical coherent domain. The high degree of tunability and mutual coherence of these sources permits an efficient use of the available detection bandwidth, and represent simple alternatives to broadband lasers that do not require fast electronics. The full, complex optical field is retrieved using heterodyne measurements in bandwidths as high as 20 GHz. Compression ratios up to 150 at 80-MHz repetition rate, with autocorrelation peak-to-sidelobe ratios in excess of 28 dB, are demonstrated. In a proof-of-concept ranging experiment, we obtain resolutions of 4 mm in free space at meter scales, limited by detection bandwidth. Systems based on frequency shifting loops thus enable compact implementations of the pulse compression concept in the optical coherent domain, for its use in general optical metrology systems.

© 2019 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

Pulse compression radar systems are based on the increase of the time-bandwidth product (TBP) of a probe wave which, after matched-filter detection, is compressed to a single virtual pulse carrying the energy of the initial probe waveform. For a given probe power, the waveform may show the bandwidth, and thus the resolution, of shorter pulses; and also the energy, and thus the range, of longer pulses. Typical implementations involve a continuous wave modulated in frequency to increase its bandwidth, or modulated with a number of amplitude or phase levels according to a sequence with good correlation properties [1].

Intensity-coded pulse compression systems have been extensively used in the optical domain, usually in the form of pseudorandom bit sequences [2–4], noise [5], or of single or complementary pairs of unipolar sequences [6, 7], for its use in laser ranging, reflectometry, and sensor interrogation. These systems benefit from the fact that the optical wave merely acts as a non-coherent carrier of an intensity code, so that only direct detection and subsequent correlation in the electrical domain are necessary. This way, optically incoherent information, namely the range-resolved reflectivity, can be retrieved. Within the coherent optical domain, the most successful approach has been the use of Frequency-Modulated Continuous Waves (FMCW) [8–11], since range and reflectivity can be extracted from the Fourier transform of the interference between probe and echo signals. Correlation techniques are also employed in the distributed analysis of Brillouin gain spectra [12–14], where the stimulated acoustic wave is proportional to a weighted correlation between pump and signal fields.

Genuine coherent pulse compression systems based on matched-filter detection, analogous in concept to their radar counterparts, are, however, scarce, and limited to sub-GHz bandwidths. In [11] it was presented a FMCW ranging system based on heterodyne detection, and not on the standard probe/echo interference, showing km range and 50-cm spatial resolution. In [15], compression from a complementary pair of bipolar Golay phase codes was used to characterize,

after I/Q detection, dynamic Brillouin gratings generated in polarization maintaining fibers, attaining resolutions of 20 cm in a 30-m range. However, and despite their advantage in accessing in real time the full, complex response of optical circuits even at low signal-to-noise ratios, the widespread use of coherent systems based on pulse coding seems to be hampered by the necessity of using phase diversity receivers [15, 16].

In this paper we report, for the first time to the best of our knowledge, on the use of CW injection-seeded Frequency Shifting Loops (FSL) [17] as compact sources for pulse compression ranging systems in the optical coherent domain. The main advantage of FSL within this context is its versatility in the generation of optical waveforms suitable for pulse compression, with a high degree of tunability and mutual coherence, and without requiring a broadband laser, nor fast electronics. This versatility allows for the compact generation of different optical fields, ranging from chirped pulses to noise-like, periodic waveforms, at selectable bandwidths that reach 20 GHz in our experiments. Moreover, once given an available detection bandwidth, the periodic character of the emitter allows for the extension of the TBP by enlarging the probe's duration by concatenation with additional amplitude or phase codes, so that the attainable range can be, in principle, arbitrary. Finally, the single-sided character of the FSL optical spectrum permits, as an additional advantage in terms of simplicity, the use of simple heterodyne receivers for the reconstruction of the complex electric field. In summary, the use of FSL represents a simple and versatile solution leading to compact coherent pulse compression architectures, only limited in resolution by the available detection bandwidth.

This paper is organized as follows. In Section 2 we present an analytical model of the FSL field and its periodic autocorrelation. This model is based on the assumption of a uniform spectral decay between the lines within the single-sided FSL frequency comb [18]. Section 3 explains the proposed approach to field reconstruction using heterodyne measurements, and in Section 4 we present our experimental results describing the different alternatives for waveform selection and their compression properties. Finally, we describe in Section 5 the results of a proof-of-concept ranging experiment reaching mm resolution in a meter-scale, composite fiber/free space interferometer, and end in Section 6 with our conclusions.

2. FSL field autocorrelation

A CW injection-seeded Frequency Shifting Loop (FSL), schematically shown in Fig. 1(a), is composed of a CW laser, here at 1550 nm, that feeds a fiber loop. Inside the loop it is placed an acousto-optic frequency shifter (AOFS) followed by an EDFA that partially compensates for the losses within the loop. The loop is completed with an isolator and an optical tunable bandpass filter (TBPF) that defines the optical width of the FSL output and also blocks the amplified spontaneous emission from the amplifier. In the following, we assume that the filter transmission function is an ideal flat-top profile (*i.e.*, the transmission is constant over the filter bandwidth). The loop can thus sustain a number of recirculating frequencies, as shown in Fig. 1(b), in the form of a frequency comb and with a tunable spectral separation determined by the AOFS.

In our setup, a second EDFA boosts the power level of the FSL, and self-heterodyne measurements are obtained after mixing a portion of the seed CW laser with the loop's output, followed by a high-bandwidth photodiode (PD) and a digital sampling oscilloscope (DSO), not shown in the figure. This scheme permits the introduction of a device under test (DUT) after the amplified output and prior to detection, and its analysis through the digital signal recorded by the scope.

Assuming that the AOFS imparts a positive frequency shift $f_s = 1/T$, with T the modulation period, the FSL output is described by an electric field $\mathcal{E}(t) = E(t) \exp(j\omega_0 t)$, with $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ the seed frequency and $E(t)$ the optical envelope. Up to a global phase and a constant delay, this envelope is a one-sided comb of harmonics spaced by f_s [17, 19], as is schematically shown in

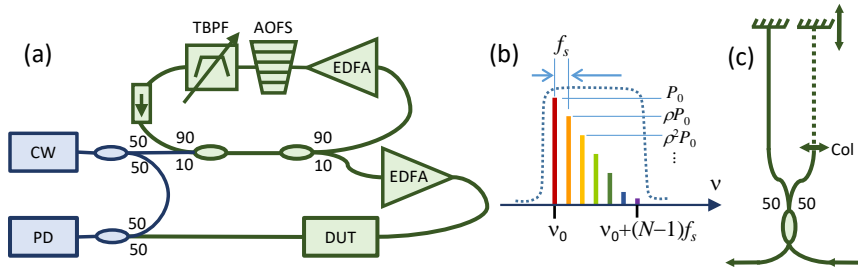


Fig. 1. Scheme of (a) FSL, (b) frequency comb, and (c) the fiber/free space interferometer used in the ranging experiment. In (b), the dashed trace represents the TBPF transmittance.

Fig. 1(b),

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n e^{j2\pi f_s n t} = E_0 \sum_{n=0}^{N-1} \rho^{n/2} e^{-j\pi f_s \tau_c n^2} e^{j2\pi f_s n t}, \quad (1)$$

where E_n is the complex amplitude of the n -th harmonic and, in particular, E_0 is the complex amplitude of the first line in the comb at the seed frequency ν_0 . N is the number of lines, selected by the TBPF, $\rho < 1$ is the power decay between consecutive lines [18], and τ_c is the loop's round-trip time. We assume here that the transmission function of the loop (gain and losses) is constant over the TBPF bandwidth. The spectral power of the n -th line is denoted as $P_n = |E_n|^2 = P_0 \rho^n$, and the spectral width is $B = (N-1)f_s \approx Nf_s$. For future use we define the effective number of spectral lines, N_{eff} , as the inverse of the power distribution within the comb,

$$N_{eff} = \frac{(\sum_n P_n)^2}{\sum_n P_n^2}. \quad (2)$$

Since $N_{eff} \leq N$, this is a measure of the number of lines weighted by their power. N_{eff} can also be interpreted as an effective TBP provided that we define an effective bandwidth as $N_{eff} f_s$. In our model, Eq. (1), the effective number of lines is related to N and ρ as:

$$N_{eff} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \frac{1 - \rho^N}{1 + \rho^N}. \quad (3)$$

The compression properties of $E(t)$ are described by its periodic autocorrelation function (PACF) [1], as defined in the first part of the following equation:

$$\mathcal{R}(\tau) = \int_0^T E(t)^* E(t + \tau) dt = T \sum_{n=0}^{N-1} |E_n|^2 e^{j2\pi f_s n \tau} = T P_0 \sum_{n=0}^{N-1} \rho^n e^{j2\pi f_s n \tau} \quad (4)$$

and where the last part follows from our model, Eq. (1). Notice that the sum of harmonics extends over non-negative indices due to the single-sided spectrum of $E(t)$, and that the autocorrelation only depends, as dictated by the Wiener-Kintchine theorem, on the comb's spectral power distribution and not on its spectral phase. A simple computation yields

$$\mathcal{R}(\tau) = T P_0 \frac{1 - \rho^N e^{j2\pi N f_s \tau}}{1 - \rho e^{j2\pi f_s \tau}} \equiv \mathcal{R}_N(\tau) \quad (5)$$

with the alternative notation $\mathcal{R}_N(\tau)$ highlighting its dependence on the number of lines. In terms of the energy contained in a period, $E_p = \mathcal{R}(0)$, the absolute value of this PACF is:

$$|\mathcal{R}(\tau)| = E_p \left[\frac{1 + C_N \sin^2(\pi f_s N \tau)}{1 + C_1 \sin^2(\pi f_s \tau)} \right]^{1/2} \quad (6)$$

with coefficients $C_k = 4\rho^k / (1 - \rho^k)^2$ for $k = 1$ and $k = N$. The PACF can thus be tailored by controlling the spectral decay and the number of lines in the comb, as is exemplified in Fig. 2 for different values of ρ and a typical value $N = 250$. For $\rho \leq 0.99$, the coefficient C_N can be neglected, and the functional form of Eq. (6) becomes that of the square root of the periodic reflectivity of a Fabry-Pérot filter, resulting in a sidelobe-free PACF with a decay $\sim 1/\tau$. At $\rho = 1$, Eq. (6) reads $|\mathcal{R}(\tau)| = E_p |\sin(\pi N f_s \tau) / (N \sin(\pi f_s \tau))|$, and corresponds to the PACF of an ideal comb of lines with equal power. However, it is difficult to attain in practice values of $\rho > 0.99$, equivalent to decays lower than 0.05 dB per line, and the PACF shown by the FSL output will be mostly of Fabry-Pérot type. In either case, the PACF width is defined as an equivalent width:

$$\Delta\tau_{eq} = \frac{1}{\mathcal{R}(0)^2} \int_0^T |\mathcal{R}(\tau)|^2 d\tau = T \frac{\sum_n P_n^2}{(\sum_n P_n)^2} = \frac{T}{N_{eff}}, \quad (7)$$

so that the compression ratio equals the effective number of lines, $T/\Delta\tau_{eq} = N_{eff}$ which, despite the existence of an unavoidable spectral decay, can attain values of the order of 150, as will be shown in the present study. With a typical shifting frequency of ~ 80 MHz, this results in resolutions of ~ 80 ps, which amount to 12 mm in free space or 8 mm in fiber.

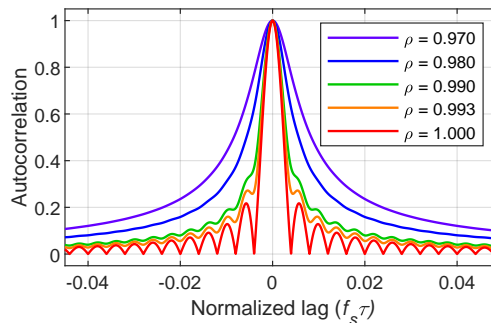


Fig. 2. Normalized PACFs of FSL combs with $N = 250$ for different values of the decay parameter ρ .

3. FSL field autocorrelation using heterodyne detection

In our experiments, we determined the envelope $E(t)$ using a heterodyne receiver. This is enabled by the one-sided character of the FSL optical spectrum, as described as follows. The heterodyne signal at the detector output in Fig. 1(a) is given by:

$$v(t) = I_{LO} + I(t) + 2\sqrt{I_{LO}} \operatorname{Re}[E(t)e^{-j\varphi}] \quad (8)$$

where I_{LO} is the intensity of the local oscillator (LO), $I(t) = |E(t)|^2$ the FSL intensity, Re stands for real part, and φ is the LO phase. Let us first assume that we use balanced detection instead of the single-branch heterodyne receiver of Fig. 1(a). The output would be twice the last term

in Eq. (8), $4\sqrt{I_{LO}} \text{Re}[E(t)e^{-j\varphi}]$. Use of Eq. (1) in this expression shows that, blocking dc and Hilbert transforming (*i. e.*, detaching the negative harmonics and multiplying by a factor of two the positive ones), yields the complex signal $2\sqrt{I_{LO}} E_+(t)e^{-j\varphi}$, where $E_+(t)$ is twice the dc-subtracted envelope, $E_+(t) = 2(E(t) - E_0)$. Field $E_+(t)$ shows equivalent compression properties to those of $E(t)$, since they are related by the removal of only the first line in the comb. In fact, it is immediate to show, using Eq. (5), that the autocorrelation $\mathcal{R}_+(\tau)$ of $E_+(t)$ is related to that of $E(t)$ as

$$\mathcal{R}_+(\tau) = 4\rho e^{j2\pi f_s \tau} \mathcal{R}_{N-1}(\tau). \quad (9)$$

The same procedure –dc block followed by Hilbert transform– can be applied to the single-detector heterodyne signal, Eq. (8), with the result

$$E_c(t) = \sqrt{I_{LO}} E_+(t) e^{-j\varphi} + I_+(t). \quad (10)$$

where $I_+(t)$ is the analytic signal of the dc-subtracted intensity, *i. e.*, the complex signal associated to the positive harmonics of the intensity. We observe, finally, that $E_c(t)$ is a good approximation to $E_+(t)$ at high values of the coherent gain I_{LO} , and so to the true envelope $E(t)$.

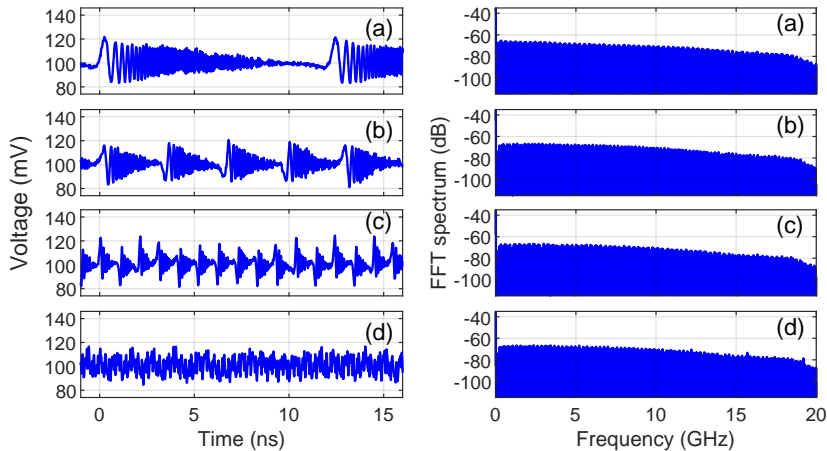


Fig. 3. Left: FSL heterodyne signal $v(t)$ for frequency shifts f_s set to (a) 82.018 MHz, (b) 78.572 MHz, (c) 80.841 MHz, and (d) 81.327 MHz, corresponding to the dispersion of Talbot fields with indices 1, 1/4, 1/12, and 1/21, respectively. Right: FFT spectra of the corresponding heterodyne signals.

4. Experimental waveforms and autocorrelations

The aforementioned procedure was applied to a number of FSL outputs, following the scheme presented in Fig. 1(a). In our setup, the loop's round-trip time is $\tau_c = 73.202$ ns, the AOFS (AA Optoelectronic) imparts frequency shifts at about 80 MHz, and the total optical spectral width is $\Delta\nu \approx 20$ GHz ($N \approx 250$). This figure coincides with the electrical bandwidth B of the detection stage, composed of a 25-GHz photodiode (PD, Alphas UPD-15-IR2-FC) and the DSO (Lecroy-Teledyne Wavemaster 8, depth of 8 bits, sampling rate 40 GS/s). All the setup is built from polarization-maintaining fibers, so that the previous scalar model is suitable for the analysis of the system. The required conditions of high LO gain were experimentally achieved by a procedure described below.

Though all FSL waveforms share the same PACF for a given spectral decay and number of lines, the FSL waveforms depend on the spectral phases carried by the frequency comb which, according to Eq. (1), are given by $\exp(-j\pi f_s \tau_c n^2)$. They can be classified by use of the theory of temporal Talbot effect [20]. When the shifting frequency f_s is adjusted so that the product $f_s \tau_c$ is an integer p , the spectral phases are either in phase or show a consecutive π shift. The output is simply a sequence of transform-limited pulses at a rate f_s . When the product $f_s \tau_c$ equals an irreducible fraction of the form p/q , the output is composed of q transform-limited pulses with equal energy and equally spaced within the period. Neither of these waveforms, however, are suitable for our purposes, because the pulse width is of the order of the minimum time feature resolvable by the detector. Nonetheless, when the shifting frequency is slightly detuned by an amount δf_s from a certain Talbot condition, the q pulses per period are stretched by a controllable group velocity dispersion $\phi'' = \tau_c \delta f_s / (2\pi f_s^2)$ [17], thus allowing for a proper recording with the available bandwidth.

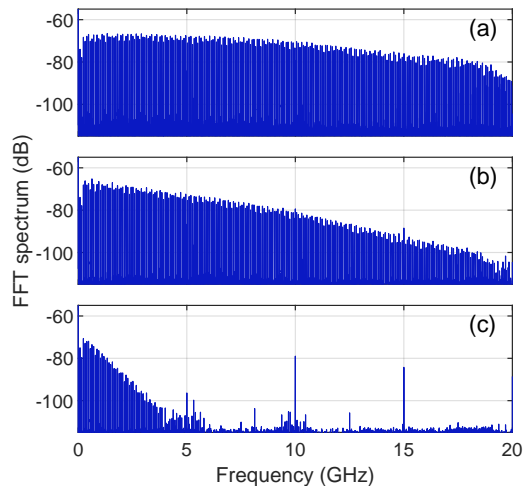


Fig. 4. Heterodyne spectra of the FSL output with $f_s = 80.841$ MHz, corresponding to dispersed Talbot 1/4 pulses (waveform (c) in Fig. 3, $N = B/f_s = 247$) for different values of EDFA pump currents: (a) 101 mA ($\rho = 0.992$, $N_{eff} = 150$), (b) 47 mA ($\rho = 0.974$, $N_{eff} = 70$), and (c) 31 mA ($\rho = 0.857$, $N_{eff} = 13$). The spikes at multiples of 5 GHz are due to the DSO's internal sampling clock.

In Fig. 3, left, we show the heterodyne signals of the four waveforms used in our experiments. In the first three waveforms on the left hand side, the linear chirps generated by dispersion from a single pulse per period (integer Talbot with $p = 1$) or from four or twelve pulses per period (fractional Talbot with $p/q = 1/4$ and $1/12$) are clearly observable, since the overlap with adjacent pulses is negligible. Chirped pulses within the same period show different phases following a Gauss sequence of length q [21,22]. The characterization of these phases will be the object of a separate study, as they do not influence the compression properties of the waveforms. In Fig. 3(d), the waveform was generated by imparting a large dispersion to the fractional Talbot condition $p/q = 1/21$, resulting in a noise-like, but periodic, waveform encompassing the interference of 21 dispersed pulses per period.

These traces were retrieved using the entire DSO memory of $20 \mu\text{s}$, which amounts to ~ 1600 periods of the waveform and permits a clear observation, after Fourier transform, of the spectral

comb structure. The heterodyne spectra are shown in Fig. 3, right. Sufficient coherent gain was provided as follows. We first notice that the spectrum of both the heterodyne signal, Eq. (8), and its complex version, Eq. (10), are composed of the contribution from $\sqrt{I_{LO}}E_+(t)e^{-j\varphi}$, which shows a smooth decay, and that from $I_+(t)$, which is concentrated in the harmonics of qf_s . In the experiment, we simply modified the EDFA gains so that the smooth contribution dominates over the spikes at qf_s . As a result, the four traces in Fig. 3, right, are essentially equivalent, as they show the same smooth decay and only differ by small differences in f_s . Due to the roll-off in bandwidth and to the spectral dependence of the TBPF transmission function, the spectral decay is, however, not uniform, in contrast to what was assumed in our model, Eq. (1). A fit of the spectral power below ≤ 12 GHz shows a good linearity in the decay, permitting the estimation of the spectral decay ρ . The effective number of lines, in turn, can be obtained directly from the heterodyne spectrum and its definition, Eq. (2). In all cases, the total number of lines is $N \simeq 250$, the effective number of lines is $N_{eff} \simeq 150$, and the spectral decay is $\rho \simeq 0.99$.

In the first part of our analysis, we studied the PACF of field $E_c(t)$ for the Talbot 1/4 configuration at different FSL amplifier gains, following the procedure described in the previous section. In Fig. 4, we plot the heterodyne spectra at three different pump currents of the EDFA inside the loop, where it is observed the decrease in the spectral decay ρ , and thus the decrease in the occupied bandwidth with decreasing EDFA gain. The maximum bandwidth of 20 GHz, however, is ultimately determined by the TBPF.

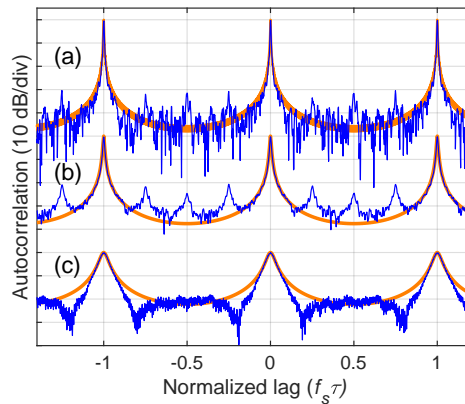


Fig. 5. (a-c) Normalized PACF of the field $E_c(t)$ extracted from the single-sided heterodyne power spectrum of Fig. 4 (blue traces), and normalized PACF of the corresponding FSL envelope $E(t)$ (orange traces). The peak-to-sidelobe power levels are (a) 32 dB, and (b) 21 dB. The peak-to-noise power level in (c) is 18 dB.

In Fig. 5 we show the PACF in dB scale, $20 \log_{10} |\mathcal{R}_c(\tau)|$, of the heterodyne field $E_c(t)$ together with the expected PACF $\mathcal{R}(\tau)$ generated from the effective number N_{eff} of spectral lines and the spectral decay ρ extracted from Fig. 4. The experimental traces were generated by computing the autocorrelation of the first 10 periods of the waveforms with a portion of the waveform located at approximately the middle position in the 20- μ s run. The agreement is good near the correlation peak, and clearly shows the tunability of the PACF in bandwidth or resolution through the control of the spectral decay. However, the PACF also presents three small sidelobes at the same positions within the interval as the original Talbot 1/4 pulses. They are clearly visible in Fig. 5(b) and also perceptible in Fig. 5(a), where the loop is operated with higher amplification. However, they are not visible in Fig. 5(c) where the amplification level is lower and the autocorrelation

peak wider. The presence of these sidelobes is ascribed to the imparted LO gain, which was not sufficient to totally suppress the $I_+(t)$ contribution to Eq. (10). This way, the PACF of $E_c(t)$ contains mixing terms that correlate with the analytic intensity $I_+(t)$ and thus reflect the positions of the underlying pulses within the period. The peak-to-sidelobe power levels depend on the FSL/LO relative phase φ , as implied by Eq. (10), which was not controlled in our experiments. In Fig. 5(c), the sidelobes are likely to be hidden beneath the wide autocorrelation peak. Notice that, since this effect is originated by the presence of the intensity $I(t)$ in Eq. (8), and therefore by the single-branch character of our heterodyne receiver, these low-amplitude sidelobes would be absent if a balanced heterodyne receiver is used instead.

These observations points to the possibility of selecting specific FSL waveforms with enhanced peak-to-sidelobe ratios in the PACF reconstructed from single-branch heterodyne detection. Since the sidelobes are originated by the existence an underlying repetitive pulse structure within the period, they can be avoided using different strategies. For instance, one may select waveforms where there is a single pulse, such as the chirped pulse of Fig. 3(a), or noise-like waveforms with low peak-to-average power ratio, such as that of Fig. 3(d), since in this last case $I(t)$ approaches its dc value and thus enhances the approximation $E_c(t) \sim E_+(t)$ in Eq. (10).

In Fig. 6 we show the PACF of the rest of waveforms in Fig. 3. In Fig. 6(a), the chirped pulse does not originate any sidelobes; in Fig. 6(b), the remnants of the 12-pulse structure appear as 11 sidelobes in the PACF of the dispersed 1/12 Talbot field. In the last example of Fig. 6(c), the PACF of the noise-like waveform does not show any pulse structure, as expected. In all cases, the PACF peak to sidelobe level is higher than 28 dB.

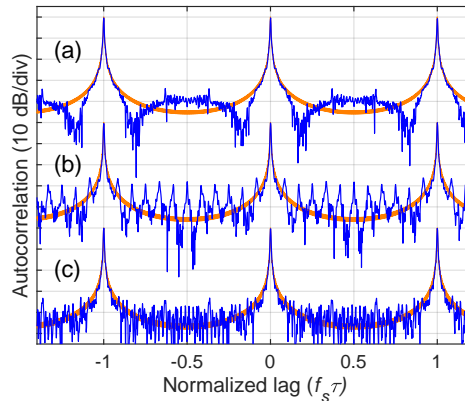


Fig. 6. PACF of the experimental complex field $E_c(t)$ (blue traces) and simulated PACF, Eq. (5), of the FSL envelope $E(t)$ (orange traces) corresponding to (a) dispersed Talbot 1 of Fig. 3(a), (b) dispersed Talbot 1/12 of Fig. 3(c), and (c) dispersed Talbot 1/21 of Fig. 3(d). The parameters used in the simulations are (a) $\rho=0.990$, $N=243$, (b) $\rho=0.991$, $N=247$, and (c) $\rho=0.992$, $N=245$. The peak-to-noise power levels are (a) 34 dB, and (c) 33 dB, whereas the peak-to-sidelobe power level in (b) is 28 dB.

5. Coherent pulse-compression ranging

In a final experiment, we used this approach in a proof-of-concept ranging system. A Michelson interferometer based on a polarization-maintaining fiber 3dB splitter was inserted in the scheme, as shown in Fig. 1(c), after the FSL output and before the heterodyne receiver. One of the interferometer's arms, with a fiber length ~ 2 m, was ended by a fiber mirror. The other arm was

partially built with fiber (~1 m) followed by a collimator (Col) and a free-space mirror whose location can be varied in a 2-m optical rail. The reference field envelope, $E_{c,ref}(t)$ was recorded by blocking the free-space arm. Afterwards, this reference envelope was digitally cross-correlated with the envelope $E_c(t)$ describing the complete interferometer.

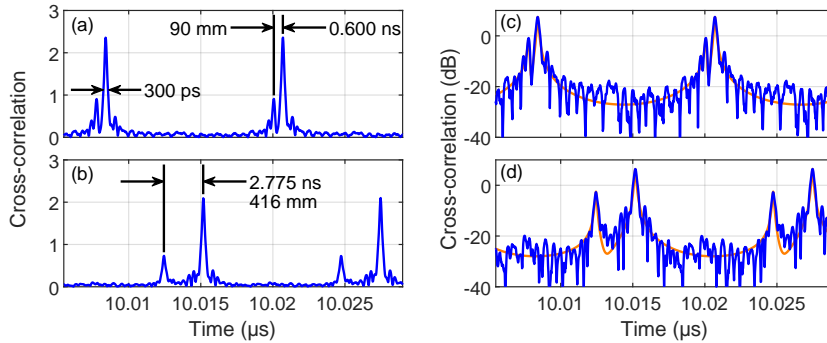


Fig. 7. Cross-correlation of the reference envelope and the complex field retrieved from single-detector heterodyne measurements in the fiber/free space interferometer, using the waveform of Fig. 3(d), at two different mirror positions, (a) and (b) in linear scale, and correspondingly (c) and (d) in dB scale. In (c) and (d), superimposed with orange trace is the simulation of the correlation peaks.

In this experiment we seek the optical path difference between the fiber mirror, used as reference, and three positions of the movable free-space mirror. The experiment was performed with the chirped waveform of Fig. 3(a) and with the noise-like waveform of Fig. 3(d), by first approximately balancing the interferometer and then reducing the length of the free-space arm at three definite positions. The obtained cross-correlation for two of these positions is presented in Fig. 7. Here we used a 5-GHz photodiode (Thorlabs, DET08CFC). Its frequency response has two notches at 4 GHz and 10 GHz, which are responsible of satellite pulses in its impulse response and therefore of the sidelobes observed in the cross-correlation peaks. The spectral decay of the waveform was $\rho = 0.960$, with a PACF width $\Delta\tau_{eq} = 250$ ps, which corresponds to 330 ps FWHM, in good agreement with the value measured in Fig. 7. However, the range resolution in this experiment is determined by the accuracy in the determination of the PACF peak, rather than by the PACF width. This resolution can thus be conservatively ascribed to the 25-ps DSO sampling interval, which amounts to 4 mm in free space. The results for three different mirror positions are presented in Table 1. They were also compared with the relative measurement provided by the ruler in the optical rail and with a conventional FMCW ranging measurement using the chirped waveform of Fig. 3(a). The results are compatible within the 4-mm resolution, and show the feasibility of the proposed procedure.

6. Conclusions

In this paper, we have demonstrated the use of the optical frequency combs generated by FSL in coherent systems based on optical waveform compression. Approximate reconstruction of the complex FSL field have been experimentally achieved using single-detector, polarization-maintaining heterodyne receivers, using the single-sided character of the FSL spectrum. The exact field, in turn, can be determined by balanced heterodyne detection.

The periodic autocorrelation function of the dc-blocked, Hilbert transformed heterodyne signals has been experimentally determined at different bandwidths, showing peak-to-sidelobe power ratios in excess of 28 dB. The autocorrelation's functional form is similar to that of the

Table 1. Optical free-space path difference, in mm, corresponding to three different mirror positions, denoted as 1, 2, and 3, in the composite fiber/free space interferometer. The negative signs indicate that the mirror decreases the optical path with respect to the fiber mirror, as shown in the autocorrelation traces of Fig. 7. The ruler only provides relative readouts, so that they are referred to the initial unknown path difference, denoted by x .

Method	Position		
	1	2	3
Ruler	x	$x-210$	$x-320$
FMCW	-89	-299	-410
Pulse compression, Fig. 3(a)	-90	-300	-416
Pulse compression, Fig. 3(d)	-94	-300	-412

Fabry-Pérot filter reflectivity, and can be tailored, at the expense of resolution, using different approaches, including optical filtering of the FSL field or digital techniques such as weighting-on-receipt [1]. Compression of FSL waveforms from periods of 12.5 ns down to 80 ps have been demonstrated, resulting in effective TBP or compression ratios up to 150. Using the same or related technologies, this figure can be extended by several means. On the one hand, TBPs in excess of 1000 have been demonstrated at low spectral shifts of 500 kHz in multi-heterodyne spectroscopy systems [23], and also using high-bandwidth (>100 GHz) detection [17]. Use of electro-optic frequency shifting is envisioned to push this figure well into the THz bandwidth range [24], and therefore comparable to FMCW systems employing specific frequency-sweep linearization techniques [25–27].

On the other, the TBP can be enlarged, for a given bandwidth, by concatenation of the periodic FSL output with additional phase or amplitude codes implemented by subsequent modulation. Systems operating at the typical 100-MHz frequency shift offered by AOFS, even allowing for a substantial decrease in scan rate for periodic averaging, can operate at MHz repetition rate, suitable for real-time monitoring and detection tasks. In our proof-of-concept ranging experiment, the procedure has been applied to the static determination of optical path differences in a fiber/free space interferometer. The attained sub-cm resolution can be slightly improved by standard peak determination techniques, such as interpolation.

In summary, the proposed use of FSL represents a compact and versatile means to incorporate pulse compression radar concepts to coherent optical systems, for its use in different application domains such as laser ranging, reflectometry, optical vector network analysis, or optical fiber sensors.

Funding

Agence Nationale de la Recherche, France (ANR) (ANR-14-CE32-0022); Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, Spain, Agencia Estatal de Investigación, Spain, and European Union (FEDER, EU) (TEC2017-89688-P); Generalitat Valenciana, Spain (ACIF/2016/214).

References

1. N. Levanon and E. Mozeson, *Radar signals* (John Wiley & Sons, 2004).
2. N. Takeuchi, N. Sugimoto, H. Baba, and K. Sakurai, "Random modulation cw lidar," *Appl. Opt.* **22**, 1382–1386 (1983).
3. R. Matthey and V. Mitev, "Pseudo-random noise-continuous-wave laser radar for surface and cloud measurements," *Opt. Lasers Eng.* **45**, 557–571 (2005).

4. X. Ai, R. Nock, J. G. Rarity, and N. Dahnoun, "High-resolution random-modulation cw lidar," *Appl. Opt.* **50**, 4478–4488 (2011).
5. D. Mermelstein, M. Biton, S. Sternklar, and E. Granot, "Fiber-optic range sensing based on amplified spontaneous emission noise radar with Kramers-Kronig phase retrieval," in *CLEO 2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2011), paper JThB135.
6. M. Nazarathy, S. A. Newton, R. P. Giffard, D. S. Moberly, F. Sischka, W. R. Trutna, and S. Foster, "Real-time long range complementary correlation optical time domain reflectometer," *J. Lightwave Technol.* **7**, 24–38 (1989).
7. N. Arbel, L. Hirschbrand, S. Weiss, N. Levanon, and A. Zadok, "Continuously operating laser range finder based on incoherent pulse compression: noise analysis and experiment," *IEEE Photonics J.* **8**, 1–11 (2016).
8. D. Derickson, *Fiber optics test and measurement* (Prentice Hall, 1998).
9. B. Culshaw and I. P. Giles, "Frequency modulated heterodyne optical Sagnac interferometer," *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 690–693 (1982).
10. J. Zheng, "Analysis of optical frequency-modulated continuous-wave interference," *Appl. Opt.* **43**, 4189–4198 (2004).
11. W. Zou, S. Yang, X. Long, and J. Chen, "Optical pulse compression reflectometry: proposal and proof-of-concept experiment," *Opt. Express* **23**, 512–522 (2015).
12. K. Hotate and T. Hasegawa, "Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fiber using a correlation-based technique-proposal, experiment and simulation," *IEICE Trans. Electron.* **E83-C**, 405–412 (2000).
13. A. Motil, A. Bergman, and M. Tur, "State of the art of Brillouin fiber-optic distributed sensing," *Opt. Laser Technol.* **78**, 81–103 (2016).
14. A. Zadok, E. Preter, and Y. London, "Phase-coded and noise-based Brillouin optical correlation-domain analysis," *Appl. Sci.-Basel* **8**, 1482 (2018).
15. A. Bergman, T. Langer, and M. Tur, "Coding-enhanced ultrafast and distributed Brillouin dynamic gratings sensing using coherent detection," *J. Lightwave Technol.* **34**, 5593–5600 (2016).
16. R. Goldman, A. Agmon, and M. Nazarathy, "Direct detection and coherent optical time-domain reflectometry with Golay complementary codes," *J. Lightwave Technol.* **31**, 2207–2222 (2013).
17. H. Guillet de Chatellus, L. Romero Cortés, C. Schnébelin, M. Burla, and J. Azaña, "Reconfigurable photonic generation of broadband chirped waveforms using a single CW laser and low-frequency electronics," *Nat. Commun.* **9**, 2438 (2018).
18. K. Nithyanandan, L. Djevarhadjian, V. Bosch, C. Schnébelin, S. Kassi, G. Méjean, D. Romanini, and H. Guillet de Chatellus, "Optimization of acousto-optic frequency combs for multi-heterodyne spectroscopy," in *Frontiers in Optics/Laser Science*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018), paper LTh1F.3.
19. H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin, and O. Hugon, "Theory of Talbot lasers," *Phys. Rev. A* **88**, 033828 (2013).
20. J. Azaña and M. A. Muriel, "Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7**, 728–744 (2001).
21. L. Romero-Cortés, H. Guillet de Chatellus, and J. Azaña, "On the generality of the Talbot condition for inducing self imaging effects on periodic objects," *Opt. Lett.* **41**, 340–343 (2016). Erratum, *Opt. Lett.* **41**, 5748 (2016).
22. C. R. Fernández-Pousa, "On the structure of quadratic Gauss sums in the Talbot effect," *J. Opt. Soc. Am. A* **34**, 732–742 (2017).
23. V. Durán, C. Schnébelin, and H. Guillet de Chatellus, "Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs," *Opt. Express* **26**, 13800–13809 (2018).
24. L. Wang and S. LaRochelle, "Talbot laser with tunable GHz repetition rate using an electro-optic frequency shifter," in *CLEO 2017 - Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2017), paper JW2A.66.
25. P. A. Roos, R.R. Reibel, T. Berg, B. Kaylor, Z. W. Barber, and Wm. Randall Babbitt, "Ultrabroadband optical chirp linearization for precision metrology applications," *Opt. Lett.* **34**, 3692–3694 (2009).
26. E. Baumann, F. R. Giorgetta, J.-D. Deschênes, W. C. Swann, I. Coddington, and N. R. Newbury, "Comb-calibrated laser ranging for three-dimensional surface profiling with micrometer-level precision at a distance," *Opt. Express* **22**, 24914–24928 (2014).
27. T. Hariyama, P. A. M. Sandborn, M. Watanabe, and M. C. Wu, "High-accuracy range-sensing system based on FMCW using low-cost VCSEL," *Opt. Express* **26**, 9285–9297 (2018).

Anexo E

Far-field Talbot waveforms generated by acousto-optic frequency shifting loops

Far-field Talbot waveforms generated by acousto-optic frequency shifting loops

JUAN CLEMENT,¹ HUGUES GUILLET DE CHATELLUS,²  AND CARLOS R. FERNÁNDEZ-POUSA^{1,*} 

¹Engineering Research Center (I3E), Dep. of Communications Engineering, Univ. Miguel Hernández, 03202 Elche, Spain

²Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, 38000 Grenoble, France

*c.pousa@umh.es

Abstract: We report on the description of the optical fields generated by acousto-optic Frequency-Shifting Loops (FSL) in the temporal Fraunhofer domain when the loop is operated in the vicinity of integer or fractional Talbot conditions. Using self-heterodyne detection, we experimentally demonstrate the equivalence of the Talbot phases generated at fractional conditions with the Gauss perfect phase sequences, and identify deviations from the standard frequency-to-time mapping description of the far field. In particular, we show the existence of ripples in the pulse intensity, of unavoidable pulse-to-pulse interference in the pulse train, of small oscillations, of the order of hundreds of MHz, in the expected linear pulse chirp, and the capture of the phase at the pulse's trailing edge by the adjacent pulse. Using asymptotic analysis, we construct a field model that accounts for these features, which are due to corrections to the frequency-to-time mapped field created by the sharp spectral edge of the FSL spectrum, in analogy to diffraction. Practical design consequences for signal generation and processing systems based on FSL are discussed.

© 2020 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

There exists a continuous demand of multipurpose optical sources amenable to integration in a diversity of photonic systems. Among them, cw injection-seeded frequency shifted lasers and loops have recently emerged as compact and versatile subsystems providing technical alternatives in a variety of application fields. Essentially, they consist of an amplified loop cavity, fed by a coherent carrier, where a frequency shifting element is inserted so that the injected wave is repeatedly frequency shifted at each pass through the loop. They can be operated either below or at the laser threshold in loop or laser conditions, respectively, generating optical frequency combs (OFC) with a spectral separation determined by the shifting element. Extensively studied in free space configurations (see [1,2] and references therein), this concept has also been explored in fiber loops and lasers incorporating both electro-optic [3–7] and acousto-optic [8–18] shifting devices compatible with standard C-band telecom technology.

Fiber-based frequency shifting loops (FSL) using acousto-optic frequency shifters (AOFS) typically provide OFC with spectral separations in the range of several tens of MHz, a figure that can be decreased to the kHz range by inserting two AOFS with frequency shifts of opposite signs. Their spectral widths can reach tens of GHz, resulting in combs comprising up to about one thousand lines with demonstrated use in high resolution spectroscopy [8–10]. In the temporal domain, an ample field of applications is enabled by the loops' ability to generate pulse trains with widths in the ns range and with tunable lowest-order dispersion at different seed wavelengths. This fact has permitted the implementation, over the same basic platform, of photonic signal processors based on optical real-time Fourier [11] and fractional Fourier [12] transformations, the electrical generation of chirped [13] and arbitrary [14] waveforms, Doppler velocimeters [15], laser range finders [16] and spectral shapers [17]. On the other hand, frequency-shifted laser's main application has been the implementation of fractional temporal Talbot effect for the

generation of high repetition rate pulse trains [18]. A brief account of these developments has recently been published [19], and general references of the theory of Talbot effect are [20–23].

In the case of loops, the induced dispersion permits the generation of highly dispersed pulse trains lying in the temporal far field of Fraunhofer region, which may also show the increase of repetition rate characteristic of fractional Talbot effect. It is precisely in this context, the analysis of these optical waveforms, where the present investigation is inscribed. In particular, two aspects of these waves have been targeted. On the one hand, pulse trains obtained by stretching fractional Talbot fields inherit its main properties and, in particular, their relative phases. As is well-known [23], pulses in a fractionally-imagined Talbot pulse train show different phases arranged cyclically within the train, with a periodicity equal to the factor describing the increase in the repetition rate of the intensity. In FSL, dispersion allows for the stretching of these pulses, thus enabling the direct measurement of the Talbot phases using self-heterodyne detection, a measurement that has only been carried out in the angular implementation of the Talbot effect [24]. On the other hand, the OFC generated by FSL presents, by construction, a spectral edge, *i.e.*, a step-like discontinuity in its spectrum. This particularity is specific of these optical generators and is not shown, for instance, by mode-locked lasers, where the gain profile is usually quadratic and thus results in pulses with smooth, gaussian-like spectra. Neither can this edge be implemented by an optical filter, since it would violate causality, nor through single-sideband electro-optic modulation [25], as the induced spectral edges always show residual sidebands. The analysis of the field with an exact spectral edge seems not to have been previously addressed in the literature, and will be object of particular attention here.

The relevance of the two targeted features encompasses both theoretical and practical aspects of acousto-optic FSL. The phases arising in Talbot effect are known to be arranged in the so-called perfect Gauss sequences [26], their cyclic correlation properties being responsible for instance, of the increase in pulse repetition rate [23], the coherent sum of waves enabling spatial [27] and temporal [28] Talbot array illuminators, the reversible transformation of coherent spectra leading to cloaking systems [29], or a variety of photonic signal processing techniques [30]. The existence of a spectral edge, in turn, allows for the recovery of the complete, complex optical electrical field with self-heterodyne detection, thus avoiding the use of I/Q receivers [16], and the analysis of the optical phase in the far field provides performance parameters and design rules in the generation of broadband chirped waveforms [13]. This second aspect deserves a specific theoretical analysis since, although the theory of Talbot effect is well understood [20–23,26,31–33] the FSL temporal waveforms in the temporal Fraunhofer region present peculiar features analogous to the one-dimensional diffraction of straight edges which have not been analyzed before.

The objective of this paper is thus twofold. On the one hand, to present a direct measurement of the phases generated by Talbot effect in the temporal domain and, on the other, to provide a both theoretical and experimental analysis of the chirped fields generated by FSL in the temporal far field, highlighting the temporal effects that arise from the propagation of waves with spectral edges in analogy with one-dimensional diffraction, and which are here described for the first time to the best of our knowledge.

This paper is organized as follows. In Section 2 we describe the basic layout of an acousto-optic FSL and the fields generated at and out of integer or fractional temporal Talbot conditions. Section 3 is devoted to the analysis of the temporal Fraunhofer field of waves with a spectral edge by means of the asymptotic expansion of the field in inverse powers of the spectral Fresnel number. Similar expansions have been derived in the analysis of a variety of radiation problems [34], and are extended here to the description of the frequency chirp. The detailed computations are presented separately in the Appendix. Section 4 describes the experimental results and the comparison of the theoretical far field model with the experimental data. Finally, our conclusions are presented in Section 5.

2. Optical fields generated by FSL

An unidirectional cw injection-seeded acousto-optic FSL, schematically shown in Fig. 1(a), consists of a cw laser that feeds a fiber loop, composed of an optical isolator that forces unidirectional propagation, an EDFA as a gain medium, an optical tunable bandpass filter (TBPF), and an acousto-optic frequency shifter (AOFS). The role of the AOFS is to shift the frequency of the incoming light by a fixed amount f_s so that the loop generates a number of recirculating frequencies in the form of an optical frequency comb with spectral separation f_s . A large number of comb lines, hundreds or even more than one thousand of frequencies, can be sustained thanks to the presence of the EDFA. The TBPF defines the total bandwidth of the optical comb that may reach several tens of GHz, and rejects part of the amplified spontaneous emission (ASE) from the EDFA which would otherwise be reinjected in the amplifier.

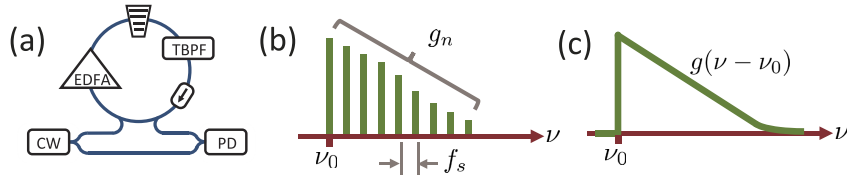


Fig. 1. (b) Scheme of a FSL: CW, continuous-wave laser; EDFA, erbium-doped fiber amplifier; TBPF, tunable bandpass filter; PD, high-bandwidth photodiode. The direct path from CW to PD is used for the heterodyne field measurements. (b) Scheme of the single-sided optical frequency comb of the FSL: ν , optical frequency; ν_0 , seed frequency; f_s , shifting frequency; g_n , spectral amplitudes in logarithmic scale. (c) Scheme of the spectrum of the transform-limited pulse $g(f) = g(\nu - \nu_0)$.

Let us denote by $\mathcal{E}(t) = E_{in} \exp(j2\pi\nu_0 t)$ the electric field describing the cw injection, with ν_0 the seed frequency and E_{in} the injected amplitude. Assuming that the frequency shift f_s imparted by the AOFS is positive, the output field is a one-sided comb of optical harmonics at frequencies $\nu_n = \nu_0 + n f_s$, with $n = 0, 1, \dots$ [1,2], as is schematically represented in Fig. 1(b). Let us denote by τ_c the loop's round trip time and by g_n the spectral amplitude at ν_n . Then, a FSL frequency comb composed of, say, N frequencies can be assumed coherent provided that the coherence time of the cw injection laser exceeds $N\tau_c$. The wave's spectral width is thus $\Delta\nu = (N - 1)f_s \approx Nf_s$, and the output envelope is a coherent sum of optical harmonics $n = 0, \dots, N - 1$ each with a phase factor resulting from the accumulated propagation delay associated to the multiple pass through the loop at increasing shifted frequencies. The resulting envelope can be written as [1,2]:

$$E_{FSL}(t) = \sum_{n=0}^{N-1} g_n e^{-j\pi f_s \tau_c n(n+1) - j2\pi n \nu_0 \tau_c} e^{j2\pi n f_s t} \quad (1)$$

Note that in this derivation it is implicitly assumed the absence of dispersive effects in the propagation through the loop, and so the spectral phases are proportional to the constant, and thus wavelength-independent, round-trip time τ_c . The accumulated spectral phase of the n -th harmonic is, however, quadratic in the mode index n , and therefore the combination of frequency shifting and recirculation induces lowest-order dispersion in the periodic output field. The spectral amplitudes in Eq. (1) are given by $g_n = E_{in}(\eta a)^n$, with η the single-pass round-trip transmission coefficient and a the amplitude gain imparted by the EDFA. This approximation, which assumes loss and gain independent of wavelength, results in an overall exponentially decreasing spectral amplitude. The actual magnitudes of g_n depend on the relative values of this exponential decay and the bandwidth imposed by the TBPF: with $\eta a \lesssim 1$ the exponential spectral decay is slow, and the actual spectral width is determined by the TBPF rejection band. As the

value of ηa is decreased, the decay becomes purely exponential and the TBPB role is to solely reject ASE. Examples of these two regimes can be observed, for instance, in [16]. In either case, we can assume that the spectral decay of the amplitudes g_n is smooth, so that the number N of spectral lines in Eq. (1) is to be interpreted as the number of significant observable lines in a given experimental situation.

2.1. Fields at Talbot conditions

We begin our analysis of Eq. (1) with its second term in the spectral phase factor, $\exp(-j2\pi n\nu_0\tau_c)$, which describes a global delay $\tau_d = \nu_0\tau_c/f_s$ linear in the seed optical frequency ν_0 . This delay induces a wavelength-to-time mapping that is exploited in signal processors and generators when the FSL is fed with different wavelengths [11]. In our case, the FSL is fed by a single seed wavelength, so we neglect this global delay in what follows. The FSL pulse trains are thus controlled by the product $f_s\tau_c$ in the first term of the spectral phase factor, and can be described using the theory of temporal Talbot effect [23]. When the product $f_s\tau_c$ equals an integer number p , requirement that is referred to as the integer temporal Talbot condition, the spectral lines in Eq. (1) are in phase and the FSL envelope is a periodic train of transform-limited pulses with period $T = 1/f_s$, which can be presented as:

$$E_{FSL}(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_0(t - mT) \quad (2)$$

Note that the product $n(n+1)$ is always even and therefore there is no half-period shift for odd values of p as in the standard description of the effect [23].

To describe the individual pulses $E_0(t)$, we denote by $g(\nu - \nu_0)$ the comb's spectral amplitude measured from the seed frequency ν_0 , as shown in Fig. 1(c). This spectral amplitude consists of a spectral edge, $g(\nu - \nu_0) = 0$ for $\nu < \nu_0$, followed by a smooth decay interpolating the spectral harmonics, $g(nf_s) = g_n$. The existence of this smooth decay is justified by the relatively low bandwidth of the spectral comb and the broadband character of the optical elements comprising the loop. Alternatively, and using $f = \nu - \nu_0$, spectrum $g(f)$ can be defined through the Fourier transform of the transform-limited basic pulse in Eq. (2),

$$E_0(t) = \int_0^{\infty} df g(f) e^{i2\pi ft} \quad (3)$$

The validity of this description deserves some comments. The introduction of function $g(f)$ through Eq. (3) depends on the decomposition of the pulse train presented in Eq. (2) in individual and temporally separated pulses $E_0(t)$. This implicit assumption is not very stringent in the case, for instance, of mode-locked lasers, where the typical gaussian-like decay of their pulses justifies the standard hypotheses of negligible pulse-to-pulse interference or high extinction ratio. In the case of the transform-limited pulses generated by FSL, the presence of a spectral edge induces a slower asymptotic pulse decay of the form $\sim g(0)/(2\pi ft)$, which can be inferred from Eq. (3) by integration by parts [35]. This fact may invalidate the description of the pulse train $E_{FSL}(t)$ in terms of isolated entities if this slow decay leads to severe pulse-to-pulse interference. Function $g(f)$ in Eq. (3) is thus only intended to be sensitive for the most favourable situation, the integer Talbot condition described above, where pulses are separated by a period of typically ~ 10 ns. To provide a practical estimate of this approximation, the typical FWHM pulse width of a 20-GHz OFC is about 50 ps, which seems sufficient to be confident with Eqs. (2) and (3). In either case, we stress that the pulse train is experimentally built up and mathematically described by the discrete set of spectral amplitudes g_n in Eq. (1), and so any other single-pulse spectral amplitude, say $\tilde{g}(f)$, such that $\tilde{g}(nf_s) = g_n$ for $n \geq 0$ and zero for $n < 0$ could have been used to describe the train. The choice in Eq. (3) is the simplest compatible with the experimental evidences, namely

the expected smooth character of $g(f)$ and the absence of optical frequencies below the seed frequency, and permits a direct asymptotic analysis as will be shown below.

Fractional Talbot effect [23], in turn, corresponds to fractional values of the above mentioned product, $f_s \tau_c = p/q$, with p and q coprime integers. In this case, the linear term in n in the first phase term in Eq. (1) represents again a global delay $\tau_c/2 = pT/(2q)$. The FSL envelope is [26,33]:

$$E_{FSL}(t) = \frac{e^{j\xi_0}}{\sqrt{q}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{j\pi \frac{s}{q} m^2} E_0(t - mT/q - \epsilon_{pq}T/2) \tag{4}$$

where ϵ_{pq} denotes the parity of the product pq , i.e. $\epsilon_{pq} = 1$ for pq odd and zero for pq even, and where we have omitted the $\tau_c/2$ delay. Hence, the train consists of a series of transform-limited pulses mutually separated by a fraction T/q of the original period. Each of these pulses is multiplied by a quadratic phase factor which depends on an integer s whose actual value is a function of both p and q . Integer s has the opposite parity to that of q , so that $\exp(j\pi \frac{s}{q} n^2) = \exp(j\pi \frac{s}{q} (n+q)^2)$ and therefore the period in Eq. (4) is $T = 1/f_s$, as it is determined by the shifting frequency. Factor $\exp(j\xi_0)$ is a constant phase that only depends on integers p and q , and which will therefore be omitted in the rest of our analysis.

When the temporal width of the transform-limited basic pulse $E_0(t)$ is lower than T/q , the intensity of the field described by Eq. (4) is composed of q equalized transform-limited pulses per period, thus showing a q -fold increase in the pulse repetition rate with respect to the field at integer Talbot conditions in Eq. (2). However, loops allow for the generation of a wider class of optical waveforms out of these Talbot conditions, as is analyzed in the following subsection.

2.2. Fields out of Talbot conditions

To analyze this situation we write, near an arbitrary fractional Talbot condition,

$$f_s \tau_c = \frac{p}{q} + \delta f_s \tau_c \tag{5}$$

for a certain frequency mismatch δf_s . According to Eq. (1), this mismatch induces an additional quadratic phase factor to each of the frequencies in the comb. As a consequence, the train of integer or fractional Talbot transform-limited pulses undergoes an additional group velocity dispersion (GVD) $\phi = \tau_c \delta f_s / (2\pi f_s^2)$ that originates trains of chirped pulses [13]. This induced GVD attains large values even for small frequency mismatches: for typical values $f_s = 100$ MHz, $\tau_c = 10$ ns, and $\delta f_s = 50$ kHz, we get $\phi \sim 10^4$ ps²/rad, corresponding to the dispersion of ~500 km of standard single-mode fiber in the C band. The resulting pulse train has the same form as in Eq. (2) or Eq. (4), but now the envelope of its basic pulse is given by:

$$E(t) = \int_0^\infty df g(f) e^{-j2\pi^2 \phi f^2} e^{j2\pi f t} = \frac{e^{-j\text{sign}(\phi)\pi/4}}{\sqrt{2\pi|\phi|}} \int_{-\infty}^\infty dt' E_0(t') e^{j(t-t')^2/2\phi} \tag{6}$$

In the second part of the equation we have used the temporal Fresnel propagator to express the dispersed envelope as a convolution integral. Note that $E(t, -\phi) = E^*(-t, \phi)$, and so we will restrict our analysis to positive GVD, $\phi > 0$ or $\delta f_s > 0$, without loss of generality.

Let us denote by $\Delta\nu$ the spectral width of $g(f)$. Then, the temporal extent of the transform-limited pulse $E_0(t)$ can be estimated as $\Delta t_0 = 1/\Delta\nu$. Using these scales, we define the temporal and spectral Fresnel numbers as $\alpha_t = \Delta t_0^2 / (2\pi\phi)$ and $\alpha_\nu = 2\pi\phi\Delta\nu^2$, respectively. These Fresnel numbers are inverse to each other, a fact that simply reflects the duality between the temporal and spectral representations of the field in Eq. (6).

To justify these definitions, recall that the (diffractive) Fresnel number is given by $N_F = a^2 / (\lambda_0 z)$, with a the aperture's dimension, λ_0 the wavelength, and z the propagation distance. From the last part of Eq. (6), the temporal width Δt_0 is equivalent to the aperture a , whereas ratio $1/(\lambda_0 z)$

coincides with the phase prefactor in the Fresnel diffraction integral divided by π , as in our definition of α_t . Because of the same type of identifications, the spectral Fresnel number follows after completing the phase in the first part of Eq. (6) to a perfect square, thus producing again a Fresnel propagator, and then noticing that $\Delta\nu$ plays here the role of a spectral aperture.

The temporal Fresnel number near an integer or fractional Talbot condition can attain very small values: using the previously mentioned figures and a typical spectral width $\Delta\nu = 20$ GHz we obtain $\alpha_t \sim 1/200$. The FSL train is thus composed of individually dispersed fields lying, in general, in the temporal far field of $E_0(t)$. If we increase the mismatch δf_s further, the dispersed pulse width exceeds the train's period, and temporal Talbot effect is built again upon multiple pulse-to-pulse interference. These two regimes are illustrated in the simulation of Fig. 2.

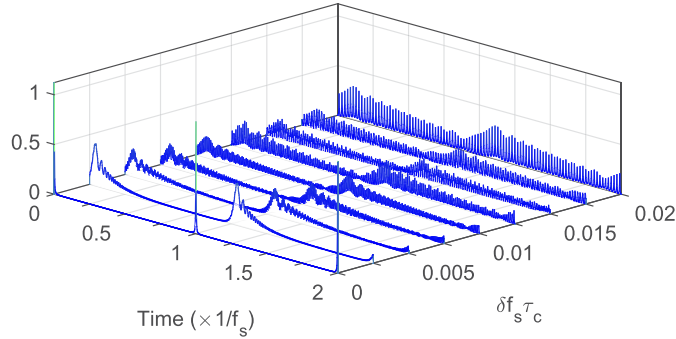


Fig. 2. Simulated intensity of an integer Talbot FSL field, Eq. (1), with an exponential spectrum, $g_n = \exp(-\kappa n)$ with $\kappa = 0.01$, for different values of $\delta f_s \tau_c$. At low values of the mismatch, $\delta f_s \tau_c = 0.0025$, the train comprises a series of dispersed pulses in the far field, but pulse-to-pulse interference is not yet noticeable. After this point, the intensity progressively reflects multiple pulse-to-pulse interference, leading to the $\delta f_s \tau_c = 1/q = 1/50$ fractional Talbot condition where the 50-fold increase in repetition rate is already perceptible.

3. FSL fields in the temporal Fraunhofer region

The objective of this section is to compute and analyze a uniform asymptotic expansion of the field in Eq. (6) in inverse powers of α_ν , and thus valid for all values of t . To ease the notation, the spectral Fresnel number will be denoted simply by α . We also introduce dimensionless variables as follows. The temporal extent of $E(t)$ in Eq. (6) can be estimated as $\Delta t = 2\pi\phi\Delta\nu$, as this quantity describes the difference in group delay between the most distant spectral components. We thus define the dimensionless frequency, $u = \nu/\Delta\nu$, time, $\tau = t/\Delta t$, spectrum, $G(u) = \Delta\nu g(u\Delta\nu)$, and envelope, $U(\tau) = E(\tau\Delta t)$. With these changes, the first expression in Eq. (6) rewrites:

$$U(\tau) = e^{j\pi\alpha\tau^2} \int_0^\infty du G(u) e^{-j\pi\alpha(u-\tau)^2} \quad (7)$$

This formula is the starting point of our analysis. Since for typical values $\alpha \equiv \alpha_\nu = 1/\alpha_t \sim 200$, it represents the temporal far field of the transform-limited pulse as the product of a chirp factor times the near field propagation of the spectrum $G(u)$. The asymptotic expansion of Eq. (7) provides a field description at large but finite values of α , and permits the interpretation of the fields as the combination of the standard Fraunhofer limit plus diffractive-like, higher-order effects associated to the near field propagation of the spectrum in the presence of a spectral edge.

The leading order of the expansion describes the field in the spectral near field limit $\alpha \rightarrow \infty$ in Eq. (7), equivalent to the temporal far field or Fraunhofer limit, and defines the so-called

frequency-to-time mapping where the wave's spectrum is mapped to the pulse's temporal envelope. This limit can be computed by recalling that the temporal Fresnel number satisfies the condition $\alpha_t \ll 1$, hence reducing the computation of the last part of Eq. (6) to a Fourier transform. Alternatively, it can be computed by use of the stationary phase approximation in Eq. (7) or in the first representation in Eq. (6). In either case, one gets an envelope composed of a linear chirp factor and a real amplitude given by the spectrum:

$$U_{go}(\tau) = \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\alpha}} e^{j\pi\alpha\tau^2} G(\tau) \tag{8}$$

Using the terminology of diffractive optics, this approximation will be referred to as the geometrical optics (*go*) limit of the diffraction integral [34]. Notice that $U_{go}(\tau)$ is discontinuous at $\tau = 0$ due to the existence of a spectral edge and, in fact, it vanishes for $\tau < 0$ because in this range the stationary phase point is outside the integration interval of Eq. (7). The frequency-to-time transformation is implicit in our dimensionless notation, since the field, in standard variables, is proportional to the time-mapped spectrum, $G(\tau) = \Delta\nu g(t/2\pi\phi)$. Note also that, although α is large, the phase prefactor in Eq. (7) describing the linear chirp decreases with dispersion, as the translation to dimensional variables reads $\exp(j\pi\alpha\tau^2) = \exp(jt^2/2\phi)$.

As shown in the Appendix, the asymptotic expansion of Eq. (7) to second order is given by:

$$\begin{aligned} U(\tau) &= U_{go}(\tau) + U_{edge}(\tau) + U_{slope}(\tau) + \mathcal{O}(\alpha^{-3/2}) \\ &= U_{go}(\tau) + \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{F(2\alpha\tau^2)}{\tau} G(0) + \frac{j}{2\pi\alpha} [F(2\alpha\tau^2) - 1] G'(0) + \mathcal{O}(\alpha^{-3/2}) \end{aligned} \tag{9}$$

where function $F(x)$, defined for $x \geq 0$, is the modified Fresnel integral introduced by Kouyoumjian and Pathak in their uniform theory of diffraction [36]:

$$F(x) = j\pi\sqrt{x} e^{j\pi x/2} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} dw e^{-j\pi w^2/2} \tag{10}$$

In this definition, the square roots are taken with positive sign, so that $\sqrt{y^2} = |y|$. The solution described by Eq. (9) depends on spectrum $G(u)$ through $U_{go}(\tau)$ and on two additional parameters, the spectrum amplitude and right slope at the edge, $G(0)$ and $G'(0) = dG/du|_{u=0+}$, respectively. When $G'(0) = 0$, the solution in Eq. (9) coincides, except for the global multiplicative chirp factor, with the near field originated by the diffraction of a straight edge [37]. These corrections to the geometrical optics field are originated locally, as they only depend on the existence and the slope of a spectral edge and not on the field's spectral width $\Delta\nu$. Borrowing again the nomenclature from diffraction theory, we will refer to the two additional terms in Eq. (9) as edge and slope diffraction terms [34], respectively, as introduced in the first part of the equation. The contributions to Eq. (9) are exemplified in Fig. 3.

The presence of $F(2\alpha\tau^2)$ in Eq. (9) leads to the identification of two temporal regimes in the solution. As explained in the Appendix, $F(x) \sim 1$ only for $x < 1$. Therefore, in the region $2\alpha\tau^2 < 1$ or, in dimensional variables, in the temporal region $t^2 < \pi\phi = \tau_c \delta f_s / (2f_s^2)$ describing the *pulse onset*, both edge and slope diffraction are significant, as shown in Fig. 3. In this region, function $F(2\alpha\tau^2)$ is linear in $|\tau|$ and of order $\sqrt{\alpha}$. Near the pulse onset, and in contrast to the slope diffraction field, the edge diffraction field represents a correction of the same order as the geometrical optics field, and discontinuous at $\tau = 0$:

$$U_{edge}(\tau) = \frac{jG(0)}{2\pi\alpha} \frac{F(2\alpha\tau^2)}{\tau} \sim -\frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{\alpha}} G(0) \text{sign}(\tau) \quad \text{for } \tau \rightarrow 0 \tag{11}$$

As shown in Fig. 3, this discontinuity compensates for that in $U_{go}(0)$ and results in a continuous total field. In the opposite regime $t^2 > \pi\phi$, away from the pulse onset, $F(2\alpha\tau^2) \sim 1 + j/(2\pi\alpha\tau^2)$,

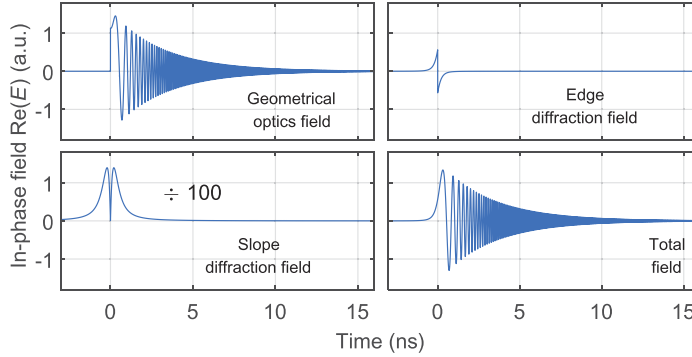


Fig. 3. Simulation of the contributions in Eq. (9) to the in-phase component $\text{Re } E(t)$ of the example field with exponential spectrum $g(f) = \exp(-f/\Delta\nu)$. The parameters are $f_s = 80.050$ MHz, $\Delta\nu = 8$ GHz, and $\tau_c = 50$ ns, so that $\delta f_s \tau_c = 0.0025$, $\phi = 62170$ ps²/rad, $\sqrt{\pi\phi} = 0.44$ ns, and $\alpha = 25$. The slope diffraction field has been magnified by a factor of 100.

and so the slope diffraction term becomes subleading and the edge diffraction tends to a slowly-decaying quadrature field, $U_{edge}(\tau) \sim jG(0)/(2\pi\alpha\tau)$. The total field is:

$$U(\tau > 1/\sqrt{2\alpha}) \sim U_{go}(\tau) + j\frac{G(0)}{2\pi\alpha\tau} \quad U(\tau < -1/\sqrt{2\alpha}) \sim j\frac{G(0)}{2\pi\alpha\tau} \quad (12)$$

For typical values of the FSL field period, ~ 10 ns, this second region is reached after a fraction of ns around $\tau = 0$, see Fig. 3.

The intensity of the total field is also plotted in Fig. 4(a), where the ripples are due to the interference between the go and the asymptotic edge field in the first formula of Eq. (12). In the absence of slope diffraction, the value of the relative intensity at $\tau = 0$ between the total field and its geometrical optics approximation is $|U(0+)|^2/|U_{go}(0+)|^2 = 1/4$, as in the diffractive optics solution of the straight edge [37]. Note also that this weak, slowly-decaying edge field always originates a certain level of pulse-to-pulse interference when the pulse is inside a pulse train, even if the overall dispersed pulse width does not exceed the train's period.

In Figs. 4(b)–4(c) we also plot the instantaneous frequency of this example field, whose different regimes can be explained as follows. Referring to Eqs. (8) and (12), if the FSL spectrum $G(\tau)$ is bandlimited or its time-mapped spectral decay rate is faster than that of the edge field, the total field for $\tau > 1/\sqrt{2\alpha}$ becomes eventually dominated by the slowly decaying edge field, distorting the otherwise perfect linear chirp of the go term. The resulting phase patterns of the total field $U(\tau)$ are schematically described in Fig. 5. For small values of τ , the magnitude of $U_{go}(\tau)$ is greater than that of the edge field, which only induces a small shift of the center of $U_{go}(\tau)$, as shown in Fig. 5(a) with an orange point. Phasor $U(\tau)$ thus evolves following the blue circle, which represents the chirped phase of $U_{go}(\tau)$. The small component of the edge field induces a progressive oscillation in the chirped phase due to the pass of $U(\tau)$ near zero. In Fig. 5(b) the magnitude of the edge field is still lower than $U_{go}(\tau)$, but this last one has decreased to a comparable level. The previous phase oscillations transform into positive sharp jumps of variation π radians, but the phase still grows at every cycle of the geometrical optics phase. In Fig. 5(c), the $\pi/2$ phase of the edge field becomes dominant, and the phase evolves in the same cycle now with negative π phase jumps. Finally, when the magnitude of the geometrical optics field is much smaller than that of the edge field, we recover a series of oscillations over the $\pi/2$ phase. We refer to this effect as the *capture* of the geometrical optics phase by the phase in quadrature of the edge field, due to the close analogy with the capture effect in the demodulation

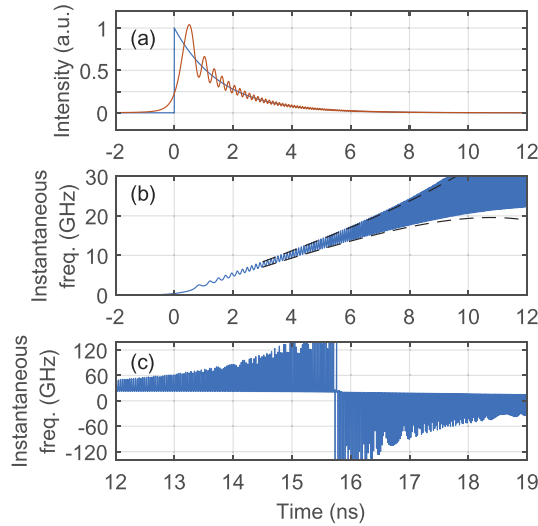


Fig. 4. Simulation of the (a) intensity and (b), (c) envelope’s instantaneous frequency of the field with exponential spectrum. In (a): blue, intensity of the geometrical optics field $I_{go}(t) = |E_{go}(t)|^2$ and orange, intensity of the total field $I(t) = |E(t)|^2$. These intensities are normalized to the peak value of $I_{go}(t)$. In (b), the dashed black curves are the envelopes of the correction term to the chirp in Eq. (13).

of two interfering frequency-modulated radio stations of different power levels [38]. The capture point is defined by the transition between (b) and (c), where the phasors’ magnitudes are similar.

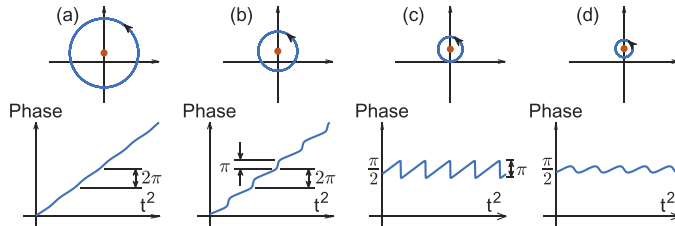


Fig. 5. Schematics of the temporal dependence of the phase when a phasor quadratic in time is superimposed to a constant phasor with different relative magnitudes. See the explanation in the text.

The capture effect also manifests itself in four different regimes of the instantaneous frequency. In the first regime of Fig. 5(a), the derivative of the phase is no longer linear, but shows progressive oscillations. As is shown in the Appendix, the instantaneous frequency in this regime is given by:

$$\omega_i(t) \approx \frac{t}{\phi} - \frac{1}{\sqrt{2\pi\phi}} \frac{g(0)}{g(t/2\pi\phi)} \sin\left(\frac{t^2}{2\phi} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (13)$$

Therefore, the instantaneous frequency presents a chirped frequency modulation whose amplitude is governed by the inverse of the time-mapped spectrum, $g(t/2\pi\phi)$, which is a decreasing function of time. As a consequence, the chirp does not evolve linearly, but in a series of progressive

oscillations whose amplitude increases along the pulse. The second regime of Fig. 5(b) results in the transformation of these oscillations in positive bumps, but the overall linear growth of the instantaneous frequency persists. These bumps arise from the π phase jumps which become progressively sharper, and so the values of the instantaneous frequency become larger. After the capture point, in Fig. 5(c), the bumps become negative and $\omega_i(t)$ drops progressively to zero. In the final regime of Fig. 5(d), the instantaneous frequency shows small oscillations near zero.

These regimes are illustrated in Figs. 4(b)–4(c) using our example field. In (b) we show the instantaneous frequency at the pulse's leading edge where the oscillations of the linear chirp are apparent. Superimposed are the envelopes of the second term in Eq. (13) which account for most of the effect, as expected. At a magnified scale, Fig. 4(c) shows the frequency at the far trailing edge, where the change of the bumps' sign is separated by the capture point at 15.8 ns.

The existence of this additional chirped frequency modulation with increasing amplitude and the subsequent capture of the phase by the edge field points to an intrinsic problem of the linear chirp generated by pulse dispersion in the far field when the source spectrum presents an edge. According to Eq. (13), the chirp linearity can be improved by equalizing the pulse spectrum so that, ideally, $g(f) \approx g(0)$. Even in this case, however, residual oscillations of amplitude $\Delta\omega_i = 1/\sqrt{2\pi\phi}$ remain. With respect to the capture effect, one can reduce the large bumps around the capture point by spectral filtering, so that $g(f)$ decreases sharply at $f \approx \Delta\nu$ and thus reduces the capture region. Alternatively, one can reduce the diffractive contributions to the field, and therefore mitigate these effects, by use of an optical filter that smooths the spectral edge, at the expense, of course, of output optical power.

Finally, we provide the asymptotic expansion of the total FSL train, $U_{FSL}(\tau) = \sum_m U(\tau - m\tau_0)$, with $\tau_0 = T/\Delta t$ the dimensionless period. We first divide the edge field in its asymptotic limit of Eq. (12) plus a contribution localized at the pulse onset $2\alpha\tau^2 < 1$. Note that both are singular at $\tau = 0$, but the divergences cancel each other:

$$U_{edge}(\tau) = U_{edge}^{(asympt)}(\tau) + U_{edge}^{(local)}(\tau) = \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{G(0)}{\tau} + \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{G(0)}{\tau} [F(2\alpha\tau^2) - 1] \quad (14)$$

Defining $U_{local}(\tau) = U_{edge}^{(local)}(\tau) + U_{slope}(\tau)$, which describes the local contributions at the pulse onset, the FSL train can be written as:

$$U_{FSL}(\tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [U_{go}(\tau - m\tau_0) + U_{local}(\tau - m\tau_0)] + \frac{jG(0)}{2\alpha\tau_0} \cot\left(\pi \frac{\tau}{\tau_0}\right) + \mathcal{O}(\alpha^{-3/2}) \quad (15)$$

where we have used the Mittag-Leffler expansion $\pi \cot(\pi z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} (z+k)^{-1}$ [39] to sum the infinite series of asymptotic edge fields.

4. Experimental results and model fitting

We performed specific measurement to provide experimental confirmation of the theory described by Eqs. (4), (9) and (15). The experimental setup is similar to that of [16], which was based on a cw seed laser at 1550 nm and an AOFS operating at ~80 MHz. The loop's round-trip time was $\tau_c = 73.202$ ns, inferred from a fit of the acousto-optic shifting frequencies f_{s0} leading to different fractional Talbot conditions. The TBPF bandwidth (Exfo, XTM-50) was $\Delta\nu \approx 20$ GHz, and the resulting power decay was 0.026 dB/line in the band dc-16 GHz. As is schematically shown in Fig. 1, single-detector, self-heterodyne measurements were carried out by mixing the FSL output with a portion of the seed laser, followed by wideband (40 GHz) detection and recorded by a 20 GHz DSO (sampling rate 40 GS/s, depth of 8 bits). The heterodyne signal is given by

$$v(t) = E_{LO}^2 + 2E_{LO} \text{Re} [e^{-j\varphi} E_{FSL}(t)] + |E_{FSL}(t)|^2 \quad (16)$$

with E_{LO} the local oscillator's (LO) amplitude and φ the LO phase. By maximizing E_{LO} , the self-heterodyne trace provides a measurement of the field at the LO angle, $\text{Re}[e^{-j\varphi} E_{FSL}(t)]$. The

relative value of the amplitude ratio $E_{LO}/(\max |E_{FSL}|)$ is ~ 10 , inferred from our first experimental result shown in Fig. 6 described below. The traces were recorded in a time interval of 20 ms using the entire DSO's memory, for a total of ~ 1600 periods of the optical train.

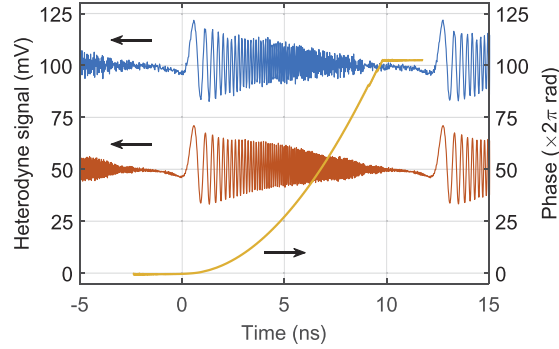


Fig. 6. Blue: raw heterodyne signal of the chirped FSL field obtained by detuning the shifting frequency of the $p = 6$ integer Talbot condition. Orange: chirped train after denoising, shifted -50 mV to ease the comparison. Yellow: unwrapped phase of a single period in the denoised train.

4.1. Chirped integer Talbot field

In a first experiment, we set the FSL at a shifting frequency $f_s = 82.018$ MHz, above the shifting frequency $f_{s0} = 81.975$ MHz of the integer Talbot condition with $f_s \tau_c = 6$, so that $\delta f_s \tau_c = 0.003$. A portion of the raw trace is shown in blue in Fig. 6, where the dispersion-induced chirp is apparent. We first computed the discrete Fourier transform of this raw signal, obtaining the FFT spectrum shown in Fig. 7(a) with a blue trace. This trace represents the optical spectrum g_n^2 of the comb lines above the injection-seed wavelength, except for the line at dc, which is larger due to the constant term in Eq. (16), and also near dc, due to the $|E_{FSL}(t)|^2$ term. The spectral lines are clearly resolvable as a result of the large number of recorded periods. The spectrum is, however, aliased at 20 GHz due to the DSO bandwidth, which roughly coincides with the TBPF spectral width. At this point, we optimized the nominal value of f_s to the Hz level by maximizing the total power contained in the harmonics using spline interpolation of the FFT trace. This was necessary in order to provide an exact time reference along the whole pulse train.

The spectral lines can be isolated in the aliased spectrum using the fact that they are multiple of the shifting frequency f_s , as shown in the zoom view near the Nyquist frequency of Fig. 7(b). This way, the effective detection bandwidth was extended up to 25 GHz resulting in a total of 304 lines. Afterwards, noise was removed by a 4-MHz bandpass filter around each spectral line implemented with a Kaiser-Bessel window with $\beta = 6$, also shown in Fig. 7(b). This denoising step, equivalent to a running temporal average over ~ 40 FSL periods, reduces not only the wideband detection noise but also the quantization noise originally present in the DSO trace. After inverse Fourier transform, a portion of the denoised time-domain waveform is shown in Fig. 6 with an orange trace, shifted -50 mV to ease the comparison. In these traces the sampling rate was extended to 80 GS/s. Then, the complex field was retrieved using the same procedure as in [16], first subtracting the dc value and then performing the Hilbert transform by removing the negative frequencies in the FFT spectrum. This allowed the numerical determination of the phase, shown in units of cycles with yellow trace for the sample pulse of Fig. 6, and also of the instantaneous frequency, for which the maximum detectable frequency is 40 GHz after the bandwidth extension procedure described above.

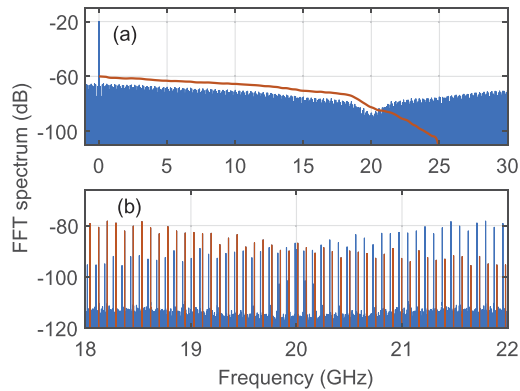


Fig. 7. (a) FFT spectrum of the raw heterodyne signal (blue trace), and smoothed spectrum used in the simulations (orange trace). (b) Zoom of the FFT spectrum around the Nyquist frequency (blue trace), and filtered spectral lines (in orange).

The experimental instantaneous frequency is presented in Fig. 8 with blue traces. In Fig. 8(a) it is observable a linear chirp rate of 2.2 GHz/ns associated to a dispersion $\phi = 73082 \text{ ps}^2/\text{rad}$, which deviates 1.8% from the value $\phi = \tau_c \delta f_s / (2\pi f_s^2) = 74424 \text{ ps}^2/\text{rad}$ estimated using the cavity's round-trip time τ_c . The predicted progressive oscillations are clearly observable in the zoom view of the leading edge of Fig. 8(b). The amplitudes of these initial oscillations around the linear tendency are $\pm 220 \text{ MHz}$, in good agreement with our estimate $\Delta\omega_i / (2\pi) = 235 \text{ MHz}$. In Fig. 8(a), these oscillations become positive and negative bumps with large amplitudes due to the change in slope of the time-mapped spectrum after 18.4 GHz (see Fig. 7(a)), reaching the capture point at 9.8 ns. After this point, the instantaneous frequency suddenly drops.

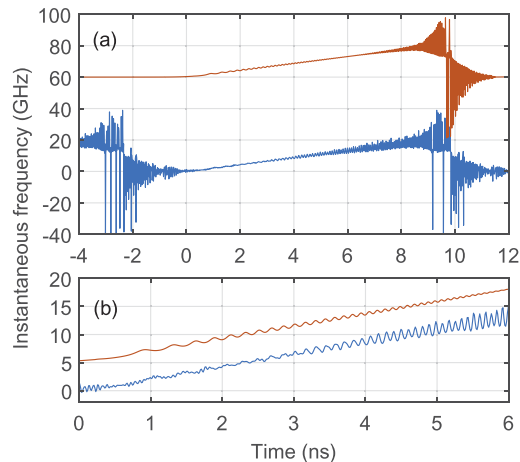


Fig. 8. (a) Instantaneous frequency of the chirped pulse after denoising (blue trace) and of the reconstructed field (orange trace, shifted +60 GHz). (b) Zoom of the instantaneous frequency in the leading edge. The reconstructed instantaneous frequency is shifted +5 GHz.

The capture effect can also be observed in the heterodyne signal of Fig. 9, zoomed from Fig. 6. In terms of the phase, the capture point is determined by the instant when the phase ceases to grow quadratically, and is associated with a decrease in the high-frequency oscillations of the heterodyne signal, as is apparent in both the raw and denoised traces of that figure.

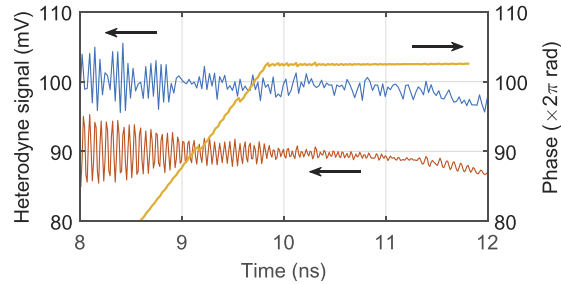


Fig. 9. Zoom of Fig. 6 near the capture point: raw heterodyne signal of the chirped FSL field (blue trace) and denoised signal (orange, shifted -10 mV). In yellow, phase of the denoised chirped FSL field.

4.2. Model fitting

The chirped Talbot field was then globally compared with the models described in Eqs. (9) and (15) using a reconstructed optical spectrum and the fit of the defining parameters. As for the spectrum, we estimated the spectral function $g(f)$ from the comb amplitudes g_n in Fig. 7, first smoothing these samples by a low-pass filter and then forcing the edge at zero frequency by extrapolating the values of g_n from $n = 4$ to $n = 7$ towards $n = 0$. This was necessary since the heterodyne signal, Eq. (16), contains the FSL intensity, $|E_{FSL}(t)|^2$, which makes its contribution to the FFT spectrum near dc. The smoothed spectrum is shown in Fig. 7(a) in orange trace. This spectrum thus defines the function $g(f)$ and so the coefficients $G(0)$ and $G'(0)$ in Eqs. (9) and (15) up to a constant, referred to as the FSL amplitude in what follows.

The complex form of the denoised field was then fitted to the model of Eq. (15) by optimizing in independent steps the values of global dispersion ϕ , FSL amplitude, LO phase φ , and the initial pulse time for a sample period of the experimental FSL train. Dispersion was first determined by fitting the experimental phase, shown with yellow trace in Fig. 6, to a quadratic function in the central part of the pulse, where the influence of edge fields arising from the same pulse or its neighbour pulse can be neglected.

Subsequently, we carried out an estimation of the initial time by minimizing the difference between the experimental and the theoretical instantaneous frequency extracted from Eq. (15), since it does not depend neither on the FSL amplitude nor on the LO phase. Finally, FSL amplitude and LO phase were fitted to a period of the full theoretical FSL train, Eq. (15), from the reconstructed optical spectrum and the previous estimates of initial time and dispersion, searching for the minimum rms error between experimental and theoretical heterodyne signals. This search was restricted to the leading edge of the waveform, between -2 ns and 1 ns, since the depth of the field's first valley and the height of its first hill are particularly sensitive to these parameters.

The reconstructed optical waveform is shown in Fig. 10(a) with an orange trace, superimposed to the denoised and dc-free experimental signal in blue. Here we have taken into account the pulse-to-pulse interference with the following pulse, as is reflected in the decreasing trailing edge after 12 ns. Despite the approximations involved and the complexity of the waveform, the global agreement is remarkable. As shown in Fig. 10(b), the peak-to-peak difference between

experimental and reconstructed phases is less than half a cycle for a total of 103 oscillations of the waveform's phase in one period.

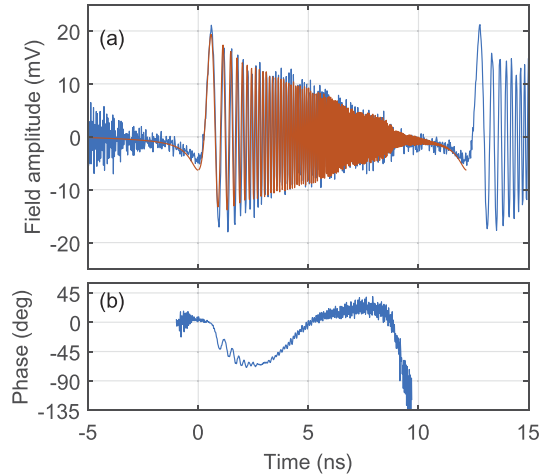


Fig. 10. (a) Heterodyne signal after denoising (blue trace) and reconstructed field (orange trace). (b) Phase difference between the heterodyne and the reconstructed signals.

Also illustrative is the reconstruction of the instantaneous frequency, shown in Fig. 8 with orange traces, where the predicted overall slope, the initial chirp oscillations, magnified in Fig. 8(b), and the capture point at 9.8 ns are well described by the theory. In contrast to the example field of Fig. 4, however, the capture is not realized by the edge field originated at $t = 0$, but by the closer edge field of the following chirped pulse whose onset is at $T = 1/f_s = 12.2$ ns. This observation is analyzed with more detail in the Appendix.

The summation in Eq. (15) of pulse-to-pulse interference terms also implies that the quadrature field responsible for the capture effect vanishes somewhere around the center of the pulse's period since the edge fields of neighbour pulses have opposite sign at both sides of their respective edges, see Fig. 3. This is the reason why, in the simulations in Fig. 8, the amplitude of the oscillations progressively decreases, reaches a minimum at ~ 7 ns, and subsequently grows towards the capture point. This behaviour, however, is not reflected in the experimental trace, where the instantaneous frequency shows oscillations and bumps with a continuously increasing amplitude. We have not a definite explanation of this discrepancy, which can be due to the acquisition procedure, based on the single-detector heterodyne signal which only represents an approximation to the in-phase field, or to the analysis method that includes a spectral filtering equivalent to a time average. In any case, the presented model correctly predicts the main properties observed in the field phase, namely, the oscillations and bumps of the linear chirp and the existence of capture effect in the pulse's trailing edge.

4.3. Phases of the chirped fractional Talbot field

In a second experiment, we targeted the determination of the Talbot phases at fractional Talbot conditions using chirped pulses. We introduced a small mismatch in the acousto-optics shifting frequency corresponding to fractional Talbot indices of the form $(q - 1)/q$ with $q = 3, 6$ and 12 over the $p = 5$ integer Talbot condition, so that the heterodyne signals were composed of a series of q chirped pulses per period. In Fig. 11 we present, as an example, the raw heterodyne trace of a chirped $2/3$ Talbot field, distributed in three pulses of duration $T/3$ in a period of $T = 12.9$

ns. The phase terms associated to these Talbot 2/3 conditions are, respectively, 1, $\exp(j2\pi/3)$, and $\exp(j4\pi/3)$ and therefore the train is arranged in a pattern composed of two equal pulses followed by a different pulse, easily distinguishable in the figure by their leading edges. The use of chirped pulses instead of the transform-limited pulses of the perfectly matched fractional Talbot condition not only facilitates this visual identification of the pattern, but also helps its correlation detection, as explained below.

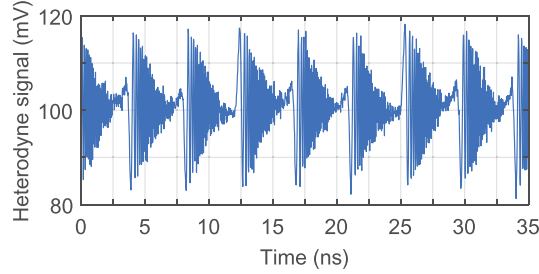


Fig. 11. Raw heterodyne signal of the chirped Talbot 2/3 field ($f_s = 77.435$ MHz).

The Talbot phase terms $\Phi_n = \exp(j\pi sn^2/q)$ ($n = 0, \dots, q-1$) carried by the n -th pulse within the basic period, at or near the $(q-1)/q$ fractional Talbot condition are given by [26,33]:

$$\Phi_n = \exp[j\pi(q-1)n^2/q] = (-1)^n \exp(-j\pi n^2/q) \quad (17)$$

The experimental determination of these phases proceeds as follows. Once generated and recorded, the traces were denoised, dc filtered, Hilbert transformed, and finally Fourier transformed back to the time domain in the form of denoised complex envelopes. A digital correlator was used to compare each of the q pulses in a period with the $n = 0$ reference pulse, $E_{ref}(t)$, according to:

$$C(u) = \int_0^{T/q} dt E_{ref}^*(t) E_{FSL}(t+u) \quad (18)$$

This way, the complex cross-correlation $C(u)$ shows a series of peaks at intervals T/q whose complex values include a phase term with the sought-for difference between the pulse and reference phase terms, $C(u = nT/q) \sim \exp(j\pi sn^2/q)$ with $n = 0, 1, \dots, q-1 \bmod q$. In practice, and since these chirped pulses always show a certain level of pulse-to-pulse interference, the reference pulse $E_{ref}(t)$ was chosen as the central part of the $n = 0$ chirped pulse in the pulse train, with a width of $T/(3q)$ for each of the quoted values of q .

The experimental results are shown in the constellations of Fig. 12, together with the theoretical Gauss phases, Eq. (17). Each constellation includes ten different samples per phase level randomly picked among the 1600 periods of the recorded pulse train. Since these complex samples are normalized to unit amplitude, Talbot conditions with higher q index, which distribute the same optical power in pulses of duration T/q , show a lower signal-to-noise ratio and therefore a higher spread in the constellation. The agreement of the experimental and theoretical values is, however, excellent. The rms Error Vector Magnitudes of the constellations, computed for a total of 1000 samples per phase level, are $EVM_{rms} = 3.4\%$, 5.5% , and 9.1% for Talbot 2/3, 5/6, and 11/12, respectively. This result confirms the passive generation of pulse trains following the Gauss sequences by temporal Talbot effect.

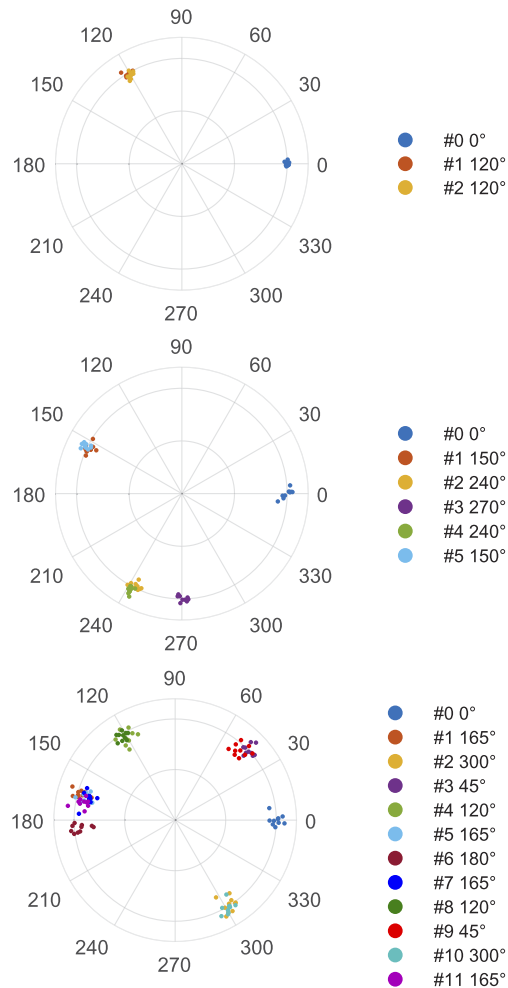


Fig. 12. Experimental $(q - 1)/q$ Talbot phases (left plot) and corresponding Gauss phases $\Phi_n = \exp[j\pi(q - 1)n^2/q]$ with $n = 0, \dots, q - 1$ (right legend). From top to bottom, Talbot 2/3 ($f_s = 77.435$ MHz), Talbot 5/6 ($f_s = 79.706$ MHz), and Talbot 11/12 ($f_s = 80.841$ MHz).

5. Conclusions

We have presented a theoretical and experimental investigation of the chirped optical fields generated in acousto-optic FSL by a detuning of the AOFS frequency from the integer and fractional Talbot conditions. Our results demonstrate the equivalence of the Talbot phases generated at fractional conditions with the Gauss sequences, and identify novel properties of the generated chirps. An asymptotic model of the field in the temporal Fraunhofer domain has been constructed, which describes several deviations from the standard frequency-to-time mapping description of the far field. The model accounts for the existence of ripples in the pulse intensity,

unavoidable pulse-to-pulse interference in the pulse train, small oscillations in the expected linear pulse chirp, and the capture of the phase at its trailing edge by the adjacent pulse. These features are due to the existence of corrections to the geometrical optics field originated by the FSL's spectral edge, in analogy to the diffraction of a straight edge. The experimental results have been enabled by a proper processing of the heterodyne signal, which includes denoising, bandwidth extension, and Hilbert transform.

From the practical point of view, these outcomes identify general properties of acousto-optic FSL or lasers. First, the existence of a spectral edge leads to pulses with a slow decay $\sim 1/t$, either transform-limited or chirped, and therefore to a certain level of pulse-to-pulse interference. This interference may affect both the amplitude and the phase of the individual pulses in the train and, in particular, may originate large pulse-to-pulse amplitude fluctuations at or near fractional Talbot conditions with high q factors of increase in repetition rate, where pulse overlap is expected to be larger. The same observation applies to systems at integer Talbot conditions fed by different seed wavelengths for its use as signal processors or signal generators [11]. Here, what is exploited is the loop's ability to provide a wavelength-to-time mapping from the input wavelengths to the delays where the corresponding Talbot pulses are outputted. The temporal profile of these transform-limited pulses represents the system's impulse response and, therefore, their slow asymptotic decay, although does not affect the resolution, may originate crosstalk or averaging effects in the output. In either case, these effects can be mitigated or even totally suppressed by a proper optical filter that smooths the spectral edge, thus avoiding the edge fields responsible of the slow pulse asymptotic decay at the expense of resolution and output power.

Second, our results also point out a generic limitation of the linear chirps generated by FSL in the Fraunhofer region, as they show oscillations and phase capture due to the interference of the geometrical optics and edge fields. As discussed in Section 3, these effects can be mitigated by using equalized FSL spectra, as in [13], and again can be totally avoided by optical filtering the spectral edge. Finally, we point out that the FSL systems based on the spectrum of the frequency comb are not affected by these shortcomings, since in these cases the spectral phase, responsible of the temporal form of the output pulses, is either calibrated, as in high-resolution spectroscopy systems [8,10], or simply plays no role, as in pulse-compression laser range finders based on digital correlation techniques [16].

6. Appendix. Asymptotic expansions

The computation of Eq. (9) relies on standard results of uniform asymptotic theory [40,41], but expressed in a form, using the modified Fresnel integral $F(x)$, Eq. (10) [36], that simplifies the description of the different temporal scales involved in the problem. The expansion in Eq. (9) can be derived directly, for instance, from the specialization of the results in [34]. Instead, we present here a compact derivation allowed by the simplicity of the quadratic phase in the integral of Eq. (7). We begin with a description of the relationship between the Fresnel integral and $F(x)$. The Fresnel integral used here is the complex conjugated of the standard expression [37]:

$$Z(v) = \int_0^v dw e^{-j\pi w^2/2} \quad (19)$$

With this definition, the locus of $Z(v)$ in the complex plane, or Cornu spiral, evolves from the second quadrant for $v \rightarrow -\infty$ to the fourth quadrant for $v \rightarrow +\infty$. As is well known, $Z(-v) = -Z(v)$, and the evolution of the Fresnel integral near the limit points of the Cornu spiral is described by an asymptotic expansion of the form:

$$Z(v) = \text{sign}(v) \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} + \frac{j}{\pi v} e^{-j\pi v^2/2} \left(1 + \frac{j}{\pi v^2} + O(v^{-4}) \right) \quad (20)$$

for $v \rightarrow \pm\infty$. In fact, all the terms in parentheses depend on variable v^2 . This observation justifies the definition of the modified Fresnel integral as [36]:

$$Z(v) = \text{sign}(v) \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} + \frac{j}{\pi v} e^{-j\pi v^2/2} F(v^2) \tag{21}$$

from which the integral expression of Eq. (10) follows directly. This formula represents $Z(v)$ for positive and negative arguments, $v > 0$ and $v < 0$, showing that the functional form in these two regimes only differs in the sign of the corresponding limit point. Therefore, $F(v^2)$ represents a parametrization of the Fresnel integral such that, when v^2 is large and thus $F(v^2) \approx 1$, the Cornu spiral is already approaching the limit point as the $1/v$ asymptote. In the limit $v^2 \rightarrow 0$, function $F(v^2)$ behaves as $\sim |v|$, and represents the central region of the Cornu spiral. As is also well known [37], the transition between these two regimes occurs at $|v| \sim 1$. We recall that Eq. (11) gives the correct value $Z(0) = 0$ in both limits $v \rightarrow 0\pm$ of the the representation in Eq. (21), since the discontinuity in $F(v^2)/v$ cancels that of $\text{sign}(v)$.

In the asymptotic expansion of Eq. (7) we will make use of the following integrals:

$$\bar{I}_{n,\epsilon}(\tau) = \int_0^\infty du u^n e^{-\epsilon u^2} e^{-j\pi\alpha(u^2 - 2u\tau)} \tag{22}$$

with $n = 0, 1$ and $\epsilon \rightarrow 0+$. In particular, $\bar{I}_{0,\epsilon}(\tau)$ reduces to a Fresnel integral for $\epsilon = 0$:

$$\bar{I}_{0,0}(\tau) = \frac{e^{j\pi\alpha\tau^2}}{\sqrt{2\alpha}} \left[\frac{e^{-i\pi/4}}{\sqrt{2}} + Z(\tau\sqrt{2\alpha}) \right] = \frac{e^{j\pi\alpha\tau^2 - i\pi/4}}{2\sqrt{\alpha}} [1 + \text{sign}(\tau)] + \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{F(2\alpha\tau^2)}{\tau} \tag{23}$$

and for $\bar{I}_{1,\epsilon}(\tau)$ we find, after integration by parts:

$$\bar{I}_{1,\epsilon}(\tau) = \frac{j\pi\alpha}{\epsilon + j\pi\alpha} \tau \bar{I}_{0,\epsilon}(\tau) + \frac{1}{2(\epsilon + j\pi\alpha)} \tag{24}$$

and so $\bar{I}_{1,\epsilon \rightarrow 0+}(\tau) = \tau \bar{I}_{0,0}(\tau) - j/(2\pi\alpha)$. We first derive the asymptotic expansion of field, Eq. (9). In a separate subsection we present the computation of the instantaneous frequency.

A.1. Optical field

The expansion of the integral in Eq. (7) at large α depends on its stationary phase point $u = \tau$ for $\tau \geq 0$ and the endpoint $u = 0$, critical points that coalesce for $\tau \rightarrow 0$. A uniform asymptotic expansion, valid for $\tau \geq 0$, can be derived as follows [41]. We first write $G(u) = G(\tau) + [G(u) - G(\tau)]$ and divide the integral as $U(\tau) = U_1(\tau) + U_2(\tau)$. The first field is $U_1(\tau) = G(\tau) \bar{I}_{0,0}(\tau)$, and

$$U_2(\tau) = e^{j\pi\alpha\tau^2} \int_0^\infty du [G(u) - G(\tau)] e^{-j\pi\alpha(u-\tau)^2} \tag{25}$$

which is expected to be of higher order in the expansion since its stationary phase approximation vanishes. Integrating by parts, we get:

$$U_2(\tau) = \frac{j}{2\pi\alpha} \frac{G(0) - G(\tau)}{\tau} - \frac{j}{2\pi\alpha} \int_0^\infty du \frac{d}{du} \left(\frac{G(u) - G(\tau)}{u - \tau} \right) e^{-j\pi\alpha(u^2 - 2u\tau)} \tag{26}$$

The second term contributing to $U_2(\tau)$ is of higher order in the expansion since its stationary phase value is $G''(\tau)e^{-j\pi/4}/(j2\pi\alpha^{3/2})$. Neglecting this contribution and using Eq. (23) we get:

$$U(\tau) = U_1(\tau) + U_2(\tau) \sim U_{go}(\tau) + \frac{j}{2\pi\alpha\tau} \left[G(0) + G(\tau) \left(F(2\alpha\tau^2) - 1 \right) \right] \tag{27}$$

We now recall that $F(2\alpha\tau^2) - 1$ is not null only in the vicinity of $\tau = 0$, specifically for $|\tau| < 1/\sqrt{2\alpha} \ll 1$. Approximating $G(\tau) = G(0) + \tau G'(0) + \dots$ in Eq. (27) we recover Eq. (9)

[34]. The following term in this expansion, $\tau^2 G''(0)/2$, gives a field of order τ/α , and since it is significant only for $|\tau| < 1/\sqrt{2\alpha}$, represents again a subleading correction of $O(\alpha^{-3/2})$.

For $\tau < 0$, the integral in Eq. (7) does not enclose the stationary point, and therefore its value is dominated by the behaviour of $G(u)$ near the endpoint $u = 0$ where the phase oscillates at a lower rate. To extract the asymptotic contributions of edge and slope, we decompose again $U(\tau)$ by writing $G(u) = H_\epsilon(u) + [G(u) - H_\epsilon(u)]$ with $H_\epsilon(u) = [G(0) + uG'(0)] \exp(-\epsilon u^2)$ for $u \geq 0$ and zero otherwise, and consider the limit $\epsilon \rightarrow 0+$. We find $U_1(\tau) = G(0)I_{0,0}(\tau) + G'(0)I_{1,\epsilon \rightarrow 0+}(\tau)$ which, using Eqs. (23) and (24), yields Eq. (9) for $\tau < 0$. After integration by parts, field $U_2(\tau)$ is shown to be $O(\alpha^{-3})$, and thus subleading, in the limit $\epsilon \rightarrow 0+$.

A.2. Instantaneous frequency

The instantaneous frequency of the chirped pulse train $E_{FSL}(t)$ or $U_{FSL}(\tau)$ can be computed as the imaginary part, $\text{Im}(\cdot)$, of its logarithmic derivative:

$$\omega_i(t) = \text{Im} \left(\frac{1}{E_{FSL}(t)} \frac{dE_{FSL}}{dt} \right) = \frac{1}{\Delta t} \text{Im} \left(\frac{1}{U_{FSL}(\tau)} \frac{dU_{FSL}}{d\tau} \right) \tag{28}$$

The region of interest in Eq. (28) is one period of the FSL train, $0 < t < T$ or $0 < \tau < \tau_0$. $U_{FSL}(\tau)$ is given by Eq. (15), and for $U'_{FSL}(\tau) = \sum_m U'(\tau - m\tau_0)$ we have:

$$U'(\tau) = 2\pi j\alpha \int_0^\infty uG(u)e^{-j\pi\alpha(u^2 - 2u\tau)} du \tag{29}$$

The asymptotic expansion of Eq. (29) is also given by Eq. (9) but referred to a new, edge-free, spectrum $\tilde{G}(u) = uG(u)$, so that $\tilde{G}(0) = 0$ and $\tilde{G}'(0) = G(0)$. The contributions to $U'(\tau)$ from the integral in Eq. (29) are thus $\tau U_{g0}(\tau) = \tau G(\tau)e^{j\pi\alpha\tau^2 - j\pi/4}/\sqrt{\alpha}$, which gives rise to the exact linear chirp, plus a localized field $G(0)(F(2\alpha\tau^2) - 1)$, but not of an edge-like field. Therefore, the numerator of Eq. (28) does not show pulse-to-pulse interference. Neglecting the local fields in both numerator and denominator, the instantaneous frequency can be compactly written as:

$$\omega_i(t) = 2\pi\Delta\nu \tau \text{Re} \left[\left(1 + j \frac{e^{-j\pi\alpha\tau^2 + j\pi/4}}{2\sqrt{\alpha}\tau_0} \frac{G(0)}{G(\tau)} \cot \left(\pi \frac{\tau}{\tau_0} \right) \right)^{-1} \right] \tag{30}$$

This equation allows for the discussion of the different properties of $\omega_i(\tau)$ for $2\alpha\tau^2 > 1$, as the local fields are not included. In the pulse's leading edge ($\tau \ll \tau_0$) we can approximate $\cot(\pi\tau/\tau_0) \sim \tau_0/(\pi\tau)$ and, after expanding the ratio in Eq. (30) to first order as $(1+x)^{-1} \simeq 1-x$, Eq. (13) follows. Second, the capture point τ_* is given by:

$$G(\tau_*) = \frac{G(0)}{2\sqrt{\alpha}\tau_0} \left| \cot \left(\pi \frac{\tau_*}{\tau_0} \right) \right| \tag{31}$$

The solution is located at a point τ_* where $G(\tau)$ is small compared to $G(0)$, and thus in the trailing edge of the pulse where $(\pi/\tau_0) \cot(\pi\tau/\tau_0) \sim 1/(\tau - \tau_0)$, so that the capture is carried out by the edge field of the following pulse. Third, if the spectrum is equalized, $G(\tau) \simeq G(0)$, the solution is located at the sharp end of the pulse where the geometrical optics field vanishes. In this case, the capture is almost instantaneous and the progressive increase of oscillation's amplitudes in the instantaneous frequency is not expected to be observed. Finally, the field responsible of the capture is $\cot(\pi\tau/\tau_0)$, which represents the sum of pulse-to-pulse interference terms due to edge fields. This capture field vanishes at $\tau = \tau_0/2$ or $t = T/2$, in the middle of the FSL period. At this point one expects a decrease in the linear chirp oscillations as shown in our simulation of Fig. 8.

Funding

Agencia Estatal de Investigación (TEC2017-89688-P); Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANR-14-CE32-0022).

Disclosures

The authors declare no conflicts of interest.

References

1. H. Guillet de Chatellus, O. Jacquin, O. Hugon, W. Glastre, E. Lacot, and J. Marklof, "Generation of ultrahigh and tunable repetition rates in cw injection-seeded frequency-shifted feedback lasers," *Opt. Express* **21**(13), 15065–15074 (2013).
2. H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin, and O. Hugon, "Theory of Talbot lasers," *Phys. Rev. A* **88**(3), 033828 (2013).
3. P. Coppin and T. G. Hodgkinson, "Novel optical frequency comb synthesis using optical feedback," *Electron. Lett.* **26**(1), 28–30 (1990).
4. K.-P. Ho and J. M. Kahn, "Optical frequency comb generator using phase modulation in amplified circulating loop," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **5**(6), 721–725 (1993).
5. P. Shen, N. J. Gomes, P. A. Davies, P. G. Huggard, and B. N. Ellison, "Analysis and demonstration of a fast tunable fiber-ring-based optical frequency comb generator," *J. Lightwave Technol.* **25**(11), 3257–3264 (2007).
6. L. Wang and S. LaRochelle, "Talbot laser with tunable GHz repetition rate using an electro-optic frequency shifter," in *CLEO 2017 - Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest* (Optical Society of America, 2017), paper JW2A.66.
7. H. Yang, M. Vallet, H. Zhang, C. Zhao, and M. Brunel, "Pulse doublets generated by a frequency-shifting loop containing an electro-optic amplitude modulator," *Opt. Express* **27**(13), 18766–18775 (2019).
8. V. Durán, C. Schnébelin, and H. Guillet de Chatellus, "Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs," *Opt. Express* **26**(11), 13800–13809 (2018).
9. T. Chen, W. Kong, H. Liu, and R. Shu, "Frequency-stepped pulse train generation in an amplified frequency-shifted loop for oxygen A-band spectroscopy," *Opt. Express* **26**(26), 34753–34762 (2018).
10. V. Durán, L. Djevarhidjian, and H. Guillet de Chatellus, "Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy," *Opt. Express* **44**(15), 3789–3792 (2019).
11. H. Guillet de Chatellus, L. Romero-Cortés, and J. Azaña, "Optical real-time Fourier transformation with kilohertz resolution," *Optica* **3**(1), 1–8 (2016).
12. C. Schnébelin and H. Guillet de Chatellus, "Agile photonic fractional Fourier transformation of optical and RF signals," *Optica* **4**(8), 907–910 (2017).
13. H. Guillet de Chatellus, L. Romero-Cortés, C. Schnébelin, M. Burla, and J. Azaña, "Reconfigurable photonic generation of broadband chirped waveforms using a single CW laser and low-frequency electronics," *Nat. Commun.* **9**(1), 2438 (2018).
14. C. Schnébelin and H. Guillet de Chatellus, "Reconfigurable photonic arbitrary waveform generation based on a single CW laser and low frequency electronics," in *2018 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, Toulouse, 2018, pp. 1–3.
15. H. Yang, M. Brunel, H. Zhang, M. Vallet, C. Zhao, and S. Yang, "RF up-conversion and waveform generation using a frequency-shifting amplifying fiber loop, application to Doppler velocimetry," *IEEE Photonics J.* **9**(6), 1–9 (2017).
16. J. Clement, C. Schnébelin, H. Guillet de Chatellus, and C. R. Fernández-Pousa, "Laser ranging using coherent pulse compression with frequency shifting loops," *Opt. Express* **27**(9), 12000–12010 (2019).
17. C. Schnébelin, J. Azaña, and H. Guillet de Chatellus, "Programmable broadband optical field spectral shaping with megahertz resolution using a simple frequency shifting loop," *Nat. Commun.* **10**(1), 4654 (2019).
18. V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, G. Feugnet, M. Schwarz, P. Nouchi, D. Dolfi, and H. Guillet de Chatellus, "Regenerative Talbot laser for generating tunable pulse train with a low phase noise," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**(22), 1842–1845 (2019).
19. V. Durán, H. Guillet de Chatellus, C. Schnébelin, K. Nithyanandan, L. Djevarhidjian, J. Clement, and C. R. Fernández-Pousa, "Optical frequency combs generated by acousto-optic frequency-shifting loops," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**(23), 1878–1881 (2019).
20. K. Patorski, "The self-imaging phenomenon and its applications," *Prog. Opt.* **27**, 1–108 (1989).
21. J. Wen, Y. Zhang, and M. Xiao, "The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics," *Adv. Opt. Photonics* **5**(1), 83–130 (2013).
22. M. V. Berry and S. Klein, "Integer, fractional and fractal Talbot effects," *J. Mod. Opt.* **43**(10), 2139–2164 (1996).
23. J. Azaña and M. A. Muriel, "Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**(4), 728–744 (2001).
24. H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, O. Hugon, O. Jacquin, N. Khebbache, and J. Azaña, "Phases of Talbot patterns in angular self-imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **32**(6), 1132–1139 (2015).

25. G. H. Smith, D. Novak, and Z. Ahmed, "Overcoming chromatic-dispersion effects in fiber-wireless systems incorporating external modulators," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **45**(8), 1410–1415 (1997).
26. C. R. Fernández-Pousa, "On the structure of quadratic Gauss sums in the Talbot effect," *J. Opt. Soc. Am. A* **34**(5), 732–742 (2017).
27. A. W. Lohman, "An array illuminator based on the Talbot effect," *Optik* **29**(29), 4337–4340 (1990).
28. C. R. Fernández-Pousa, R. Maram, and J. Azaña, "CW-to-pulse conversion using temporal Talbot array illuminators," *Opt. Lett.* **42**(13), 2427–2430 (2017).
29. L. Romero-Cortés, M. Seghilani, R. Maram, and J. Azaña, "Full-field broadband invisibility through reversible wave frequency-spectrum control," *Optica* **5**(7), 779–786 (2018).
30. L. Romero-Cortés, R. Maram, H. Guillet de Chatellus, and J. Azaña, "Arbitrary energy-preserving control of optical pulse trains and frequency combs through generalized Talbot effects," *Laser Photonics Rev.* **13**(12), 1900176 (2019).
31. S. Matsutani and Y. Ōnishi, "Wave-particle complementarity and reciprocity of Gauss sums on Talbot effects," *Found. Phys. Lett.* **16**(4), 325–341 (2003).
32. H. C. Rosu, J. P. Treviño, H. Cabrera, and J. S. Murguía, "Talbot effect for dispersion in linear optical fibers and a wavelet approach," *Int. J. Mod. Phys. B* **20**(11n13), 1860–1876 (2006).
33. L. Romero-Cortés, H. Guillet de Chatellus, and J. Azaña, "On the generality of the Talbot condition for inducing self imaging effects on periodic objects," *Opt. Lett.* **41**(2), 340–343 (2016).
34. P. Kildal, "Asymptotic approximations of radiation integrals: endpoint and double endpoint diffraction," *Radio Sci.* **19**(3), 805–811 (1984).
35. C. M. Bender and S. A. Orszag, *Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers: Asymptotic Methods and Perturbation Theory* (Springer, 2013), Chap. 6.
36. R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface," *Proc. IEEE* **62**(11), 1448–1461 (1974).
37. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Elsevier, 2013), Chap. 8.
38. A. B. Carlson, *Communication Systems* (Tata McGraw-Hill Education, 2010), Chap. 5.
39. R. A. Silverman, *Introductory Complex Analysis* (Dover, 1972), Chap. 14.
40. N. Bleistein, "Uniform asymptotic expansions of integrals with stationary point near algebraic singularity," *Commun. Pure Appl. Math.* **19**(4), 353–370 (1966).
41. L. B. Felsen and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves* (John Wiley & Sons, 1994), Sect. 4.6a.

Bibliografía

- [Amaral *et al.*, 2017] G. C. Amaral, A. Baldivieso, J. Dias Garcia, D. C. Villafani, R. G. Leibel, L. E. Y. Herrera, P. J. Urban y J. P. von der Weid (2017). A Low-Frequency Tone Sweep Method for In-Service Fault Location in Subcarrier Multiplexed Optical Fiber Networks. *J. Light. Technol.*, vol. 35, n.º 10, págs. 2017–2025. Citada en las páginas 66 y 117.
- [Anderson *et al.*, 2004] D. R. Anderson, L. Johnson y F. G. Bell (2004). *Troubleshooting Optical Fiber Networks: Understanding and Using Optical Time-Domain Reflectometers*. Elsevier. Citada en la página 67.
- [Azaña y Muriel, 2001] J. Azaña y M. A. Muriel (2001). Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates. *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, n.º 4, págs. 728–744. Citada en las páginas 34, 125 y 138.
- [Baney y Sorin, 1993] D. M. Baney y W. V. Sorin (1993). Extended-Range Optical Low-Coherence Reflectometry Using a Recirculating Delay Technique. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, n.º 9, págs. 1109–1112. Citada en la página 74.

BIBLIOGRAFÍA

- [Baney y Sorin, 1995] D. M. Baney y W. V. Sorin (1995). Optical low coherence interferometry with range extension >150 m. *Electron. Lett.*, vol. 31, n.º 20, págs. 1775–1776. Citada en la página 74.
- [Bao y Chen, 2012] X. Bao y L. Chen (2012). Recent Progress in Distributed Fiber Optic Sensors. *Sensors*, vol. 12, n.º 7, págs. 8601–8639. Citada en la página 49.
- [Baumann *et al.*, 2014] E. Baumann, F. R. Giorgetta, J.-D. Deschênes, W. C. Swann, I. Coddington y N. R. Newbury (2014). Comb-calibrated laser ranging for three-dimensional surface profiling with micrometer-level precision at a distance. *Opt. Express*, vol. 22, n.º 21, págs. 24914–24928. Citada en la página 153.
- [BaySpec, 2020] BaySpec (2020). *High Speed FBGA Analyzer WaveCapture[®] FBGA Series Product Sheet*. Citada en la página 83.
- [Bender y Orszag, 2013] C. Bender y S. A. Orszag (2013). *Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers: Asymptotic Methods and Perturbation Theory*, cap. 6. Springer. Citada en la página 137.
- [Benítez *et al.*, 2017a] J. Benítez, M. Bolea y J. Mora (2017). High-Performance Low Coherence Interferometry Using SSB Modulation. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 29, n.º 1, págs. 90–93. Citada en la página 75.
- [Benítez *et al.*, 2017b] J. Benítez, J. Mora y M. Bolea (2017). SCM Adaptation to Improve Scanning Rate in RF Interferometry Applications. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 29, n.º 12, págs. 999–1002. Citada en la página 75.

- [Benítez González, 2019] J. Benítez González (2019). *Fotónica de microondas aplicada a la interferometría de baja coherencia*. Tesis doctoral, Universitat Politècnica de València. Citada en la página 75.
- [Berceli y Herczfeld, 2010] T. Berceli y P. R. Herczfeld (2010). Microwave Photonics—A Historical Perspective. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 58, n.º 11, págs. 2992–3000. Citada en la página 27.
- [Bergman *et al.*, 2016] A. Bergman, T. Langer y M. Tur (2016). Coding-Enhanced Ultrafast and Distributed Brillouin Dynamic Gratings Sensing Using Coherent Detection. *J. Light. Technol.*, vol. 34, n.º 24, págs. 5593–5600. Citada en la página 127.
- [Berkovic y Shafir, 2012] G. Berkovic y E. Shafir (2012). Optical methods for distance and displacement measurements. *Adv. Opt. Photonics*, vol. 4, n.º 4, págs. 441–471. Citada en la página 31.
- [Bilro *et al.*, 2012] L. Bilro, N. Alberto, J. L. Pinto y R. Nogueira (2012). Optical Sensors Based on Plastic Fibers. *Sensors*, vol. 12, n.º 9, págs. 12184–12207. Citada en la página 49.
- [Bolognini y Hartog, 2013] G. Bolognini y A. Hartog (2013). Raman-based fibre sensors: Trends and applications. *Opt. Fiber Technol.*, vol. 19, n.º 6, págs. 678–688. Citada en la página 49.
- [Born y Wolf, 1999] M. Born y E. Wolf; editores (1999). *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 7.^a ed. Citada en las páginas 136 y 140.
- [Boyd, 2003] R. W. Boyd (2003). *Nonlinear Optics*, cap. 8. Academic Press, 2.^a ed. Citada en la página 49.

BIBLIOGRAFÍA

- [Brinkmeyer y Glombitza, 1992] E. Brinkmeyer y U. Glombitza (1992). Complex coherence-domain reflectometry in active laser diodes. *Opt. Lett.*, vol. 17, n.º 20, págs. 1441–1443. Citada en la página 74.
- [Capmany *et al.*, 2013] J. Capmany, J. Mora, I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret y S. Sales (2013). Microwave Photonic Signal Processing. *J. Light. Technol.*, vol. 31, n.º 4, págs. 571–586. Citada en la página 33.
- [Capmany y Novak, 2007] J. Capmany y D. Novak (2007). Microwave photonics combines two worlds. *Nat. Photonics*, vol. 1, n.º 6, págs. 319–330. Citada en la página 27.
- [Capmany *et al.*, 2006] J. Capmany, B. Ortega y D. Pastor (2006). A Tutorial on Microwave Photonic Filters. *J. Light. Technol.*, vol. 24, n.º 1, págs. 201–229. Citada en la página 29.
- [Caucheteur *et al.*, 2007] C. Caucheteur, S. Bette, R. García-Olcina, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany y P. Mégret (2007). Transverse Strain Measurements Using the Birrefringence Effect in Fiber Bragg Gratings. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, n.º 13, págs. 966–968. Citada en la página 48.
- [Chen, 2016] L. R. Chen (2016). Photonic generation of chirped microwave and millimeter wave pulses based on optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping in silicon photonics. *Opt. Commun.*, vol. 373, págs. 70–81. Citada en la página 28.
- [Chen *et al.*, 2019] L. R. Chen, M.-I. Comanici, P. Moslemi, J. Hu y P. Kung (2019). A Review of Recent Results on Simultaneous Interrogation of Multiple Fiber Bragg Grating-Based Sensors Using Microwave Photonics. *Appl. Sci.*, vol. 9, n.º 2, art. 298. Citada en la página 75.

- [Cheng *et al.*, 2015] R. Cheng, L. Xia, Y. Ran, J. Rohollahnejad, J. Zhou y Y. Wen (2015). Interrogation of Ultrashort Bragg Grating Sensors Using Shifted Optical Gaussian Filters. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, n.º 17, págs. 1833–1836. Citada en la página 82.
- [Clement *et al.*, 2020a] J. Clement, H. Guillet de Chatellus y C. R. Fernández-Pousa (2020). Far-field Talbot waveforms generated by acousto-optic frequency shifting loops. *Opt. Express*, vol. 28, n.º 9, págs. 12977–12997. Citada en las páginas 34, 57, 122, 125, 136 y 137.
- [Clement *et al.*, 2019a] J. Clement, H. Maestre, G. Torregrosa y C. R. Fernández-Pousa (2019). Incoherent Optical Frequency-Domain Reflectometry Based on Homodyne Electro-Optic Downconversion for Fiber-Optic Sensor Interrogation. *Sensors*, vol. 19, n.º 9, art. 2075. Citada en las páginas 64 y 110.
- [Clement *et al.*, 2020b] J. Clement, H. Maestre, G. Torregrosa y C. R. Fernández-Pousa (2020). Phase sensitive low-coherence interferometry using microwave photonics. *Opt. Express*, vol. 28, n.º 21, págs. 30432–30446. Citada en la página 153.
- [Clement *et al.*, 2019b] J. Clement, C. Schnébelin, H. Guillet de Chatellus y C. R. Fernández-Pousa (2019). Laser ranging using coherent pulse compression with frequency shifting loops. *Opt. Express*, vol. 27, n.º 9, págs. 12000–12010. Citada en las páginas 34, 57, 127 y 152.
- [Clement *et al.*, 2016a] J. Clement, G. Torregrosa, J. Hervás, D. Barrera, S. Sales y C. R. Fernández-Pousa (2016). Interrogation of a Sensor Array of Identical Weak FBGs Using Dispersive Incoherent OFDR. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, n.º 10, págs. 1154–1156. Citada en las páginas 48, 63, 90 y 95.

BIBLIOGRAFÍA

- [Clement *et al.*, 2016b] J. Clement, G. Torregrosa, H. Maestre y C. R. Fernández-Pousa (2016). Remote picometer fiber Bragg grating demodulation using a dual-wavelength source. *Appl. Opt.*, vol. 55, n.º 23, págs. 6523–6529. Citada en las páginas 82 y 83.
- [Clement Bellido *et al.*, 2018] J. Clement Bellido, J. Hervás Peralta, J. Madrigal Madrigal, H. Maestre Vicente, G. Torregrosa Penalva, C. Rodríguez Fernández-Pousa y S. Sales Maicas (2018). Fast Incoherent OFDR Interrogation of FBG Arrays Using Sparse Radio Frequency Responses. *J. Light. Technol.*, vol. 36, n.º 19, págs. 4393–4400. Citada en la página 96.
- [Clement Bellido y R. Fernández-Pousa, 2015] J. Clement Bellido y C. R. Fernández-Pousa (2015). Spectral Analysis Using a Dispersive Microwave Photonics Link Based on a Broadband Chirped Fiber Bragg Grating. *J. Light. Technol.*, vol. 33, n.º 20, págs. 4207–4214. Citada en las páginas 33, 67, 79 y 81.
- [Clivaz *et al.*, 1992] X. Clivaz, F. Marquis-Weible y R. P. Salathé (1992). Optical low coherence reflectometry with 1.9 μm spatial resolution. *Electron. Lett.*, vol. 28, n.º 16, págs. 1553–1555. Citada en la página 74.
- [Comanici, 2010] M.-I. Comanici (2010). *Interrogation Systems for Fiber Bragg Grating-Based Sensors*. Tesis doctoral, McGill University. Citada en la página 47.
- [Comanici *et al.*, 2010] M.-I. Comanici, L. R. Chen y P. Kung (2010). Interrogating fiber Bragg grating sensors based on single bandpass microwave photonic filtering. En *2010 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics*, págs. 377–380. Citada en la página 75.

- [Culshaw, 2004] B. Culshaw (2004). Optical Fiber Sensor Technologies: Opportunities and—Perhaps—Pitfalls. *J. Light. Technol.*, vol. 22, n.º 1, págs. 39–50. Citada en las páginas 31, 32 y 40.
- [Culshaw y Giles, 1982] B. Culshaw e I. P. Giles (1982). Frequency Modulated Heterodyne Optical Fiber Sagnac Interferometer. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, n.º 4, págs. 536–539. Citada en la página 127.
- [Culshaw y Kersey, 2008] B. Culshaw y A. Kersey (2008). Fiber-Optic Sensing: A Historical Perspective. *J. Light. Technol.*, vol. 26, n.º 9, págs. 1064–1078. Citada en las páginas 38 y 51.
- [Danielson y Whittenberg, 1987] B. L. Danielson y C. D. Whittenberg (1987). Guided-wave reflectometry with micrometer resolution. *Appl. Opt.*, vol. 26, n.º 14, págs. 2836–2842. Citada en la página 73.
- [Deng *et al.*, 2014] Y. Deng, M. Li, N. Huang, H. Wang y N. Zhu (2014). Optical length-change measurement based on an incoherent single-bandpass microwave photonic filter with high resolution. *Photonics Res.*, vol. 2, n.º 4, págs. B35–B39. Citada en la página 75.
- [Dennis *et al.*, 1997] M. L. Dennis, M. A. Putnam, J. U. Kang, T.-E. Tsai, I. N. Duling, III y E. J. Friebele (1997). Grating sensor array demodulation by use of a passively mode-locked fiber laser. *Opt. Lett.*, vol. 22, n.º 17, págs. 1362–1364. Citada en las páginas 31, 49 y 77.
- [Derickson, 1998] D. Derickson (1998). *Fiber Optic Test and Measurement*. Prentice Hall. Citada en las páginas 52, 59, 64, 67, 98, 109 y 127.

BIBLIOGRAFÍA

- [Ding *et al.*, 2020] M. Ding, Z. Jin, J. Chen y G. Wu (2020). Photonic Network Analyzer Based on Optical Sampling. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 32, n.º 4, págs. 212–215. Citada en la página 30.
- [Dolfi y Nazarathy, 1989] D. W. Dolfi y M. Nazarathy (1989). Optical frequency domain reflectometry with high sensitivity and resolution using optical synchronous detection with coded modulators. *Electron. Lett.*, vol. 25, n.º 2, págs. 160–162. Citada en las páginas 56 y 109.
- [Dolfi *et al.*, 1988] D. W. Dolfi, M. Nazarathy y S. A. Newton (1988). 5-mm-resolution optical-frequency-domain reflectometry using a coded phase-reversal modulator. *Opt. Lett.*, vol. 18, n.º 8, págs. 678–680. Citada en la página 62.
- [Duran *et al.*, 2019] V. Duran, L. Djevarhidjian y H. Guillet de Chatellus (2019). Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy. *Opt. Lett.*, vol. 44, n.º 15, págs. 3789–3792. Citada en la página 152.
- [Durán *et al.*, 2019] V. Durán, H. Guillet de Chatellus, C. Schnebélin, K. Nithyanandan, L. Djevarhidjian, J. Clement y C. R. Fernández-Pousa (2019). Optical frequency combs generated by acousto-optic frequency-shifting loops. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 31, n.º 23, págs. 1878–1881. Citada en las páginas 121 y 122.
- [Durán *et al.*, 2018] V. Durán, C. Schnebélin y H. Guillet de Chatellus (2018). Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs. *Opt. Express*, vol. 26, n.º 11, págs. 13800–13809. Citada en las páginas 128 y 152.

- [Eraerds *et al.*, 2010] P. Eraerds, M. Legré, J. Zhang, H. Zbinden y N. Gisin (2010). Photon Counting OTDR: Advantages and Limitations. *J. Light. Technol.*, vol. 28, n.º 6, págs. 952–963. Citada en la página 58.
- [Erdogan, 1997] T. Erdogan (1997). Fiber Grating Spectra. *J. Light. Technol.*, vol. 15, n.º 8, págs. 1277–1294. Citada en las páginas 44 y 46.
- [Erdogan y Mizrahi, 1994] T. Erdogan y V. Mizrahi (1994). Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, n.º 10, págs. 2100–2105. Citada en la página 48.
- [FBGS, 2020] FBGS International (2020). Disponible en línea: <https://fbgs.com/>. Accedido: febrero 2020. Citada en las páginas 38, 49 y 101.
- [Fercher *et al.*, 2003] A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger y T. Lasser (2003). Optical coherence tomography—principles and applications. *Rep. Prog. Phys.*, vol. 66, n.º 2, págs. 239–303. Citada en las páginas 73 y 75.
- [Fernandez-Vallejo y Lopez-Amo, 2012] M. Fernandez-Vallejo y M. Lopez-Amo (2012). Optical Fiber Networks for Remote Fiber Optic Sensors. *Sensors*, vol. 12, n.º 4, págs. 3929–3951. Citada en la página 38.
- [FISO, 2020] FISO Technologies (2020). Disponible en línea: <https://fiso.com/>. Accedido: febrero 2020. Citada en la página 38.
- [Franciscangelis *et al.*, 2015] C. Franciscangelis, C. Florida, G. C. C. P. Simões, F. Schmitt y F. Fruett (2015). On-field distributed first-order PMD measurement based on pOTDR and optical pulse width sweep.

BIBLIOGRAFÍA

- Opt. Express*, vol. 23, n.º 10, págs. 12582–12594. Citada en las páginas 57 y 117.
- [Froggatt y Moore, 1998] M. Froggatt y J. Moore (1998). High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter. *Appl. Opt.*, vol. 37, n.º 10, págs. 1735–1740. Citada en la página 69.
- [Fu *et al.*, 2012] H. Fu, D. Chen y Z. Cai (2012). Fiber Sensor Systems Based on Fiber Laser and Microwave Photonic Technologies. *Sensors*, vol. 12, n.º 5, págs. 5395–5419. Citada en la página 30.
- [Fu *et al.*, 2008] H. Y. Fu, H. L. Liu, X. Dong, H. Y. Tam, P. K. A. Wai y C. Lu (2008). High-speed fibre Bragg grating sensor interrogation using dispersion compensation fibre. *Electron. Lett.*, vol. 44, n.º 10, págs. 618–619. Citada en las páginas 49 y 77.
- [Gabet *et al.*, 2009] R. Gabet, P. Hamel, Y. Jaouën, A.-F. Obaton, V. Lanticiq y G. Debarge (2009). Versatile Characterization of Specialty Fibers Using the Phase-Sensitive Optical Low-Coherence Reflectometry Technique. *J. Light. Technol.*, vol. 27, n.º 15, págs. 3021–3033. Citada en la página 74.
- [Gafoori-Shiraz y Okoshi, 1986] H. Gafoori-Shiraz y T. Okoshi (1986). Fault location in optical fibers using optical frequency domain reflectometry. *J. Light. Technol.*, vol. 4, n.º 3, págs. 316–322. Citada en la página 65.
- [Ghelfi *et al.*, 2014] P. Ghelfi, F. Laghezza, F. Scotti, G. Serafino, A. Capria, S. Pinna, D. Onori, C. Porzi, M. Scaffardi, A. Malacarne, V. Vercesi, E. Lazzeri, F. Berizzi y A. Bogoni (2014). A fully photonics-based

- coherent radar system. *Nature*, vol. 507, n.º 7492, págs. 341–345. Citada en la página 30.
- [Gilgen *et al.*, 1989] H. H. Gilgen, R. P. Novák, R. P. Salathé, W. Hodel y P. Beaud (1989). Submillimeter Optical Reflectometry. *J. Light. Technol.*, vol. 7, n.º 8, págs. 1225–1233. Citada en la página 74.
- [Glombitza y Brinkmeyer, 1993] U. Glombitza y E. Brinkmeyer (1993). Coherent Frequency-Domain Reflectometry for Characterization of Single-Mode Integrated-Optical Waveguides. *J. Light. Technol.*, vol. 11, n.º 8, págs. 1377–1384. Citada en la página 71.
- [Gouraud *et al.*, 2006] H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, B. Jarry, E. Lecroizier, M. Barge y J.-L. de Bougrenet De La Tocnaye (2006). Reconfigurable and tunable microwave-photonics bandpass-slicing filter using a dynamic gain equalizer. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 48, n.º 3, págs. 562–567. Citada en la página 80.
- [Grattan y Sun, 2000] K. T. V. Grattan y T. Sun (2000). Fiber optic sensor technology: an overview. *Sens. Actuators A: Phys.*, vol. 82, n.º 1–3, págs. 40–61. Citada en la página 31.
- [Gu *et al.*, 2017] X. Gu, A. F. Kockum, A. Miranowicz, Y.-x. Liu y F. Nori (2017). Microwave photonics with superconducting quantum circuits. *Phys. Rep.*, vols. 718–719, págs. 1–102. Citada en la página 30.
- [Guillet de Chatellus *et al.*, 2013a] H. Guillet de Chatellus, O. Jacquin, O. Hugon, W. Glastre, E. Lacot y J. Marklof (2013). Generation of ultrahigh and tunable repetition rates in CW injection-seeded frequency-shifted feedback lasers. *Opt. Express*, vol. 21, n.º 13, págs. 15065–15074. Citada en la página 34.

BIBLIOGRAFÍA

- [Guillet de Chatellus *et al.*, 2013b] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin y O. Hugon (2013). Theory of Talbot lasers. *Phys. Rev. A*, vol. 88, n.º 3, págs. 33828–33839. Citada en las páginas 123 y 130.
- [Guillet de Chatellus *et al.*, 2016] H. Guillet de Chatellus, L. Romero Cortés y J. Azaña (2016). Optical real-time Fourier transformation with kilohertz resolutions. *Optica*, vol. 3, n.º 1, págs. 1–8. Citada en las páginas 34, 140 y 152.
- [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018a] H. Guillet de Chatellus, L. Romero Cortés y J. Azaña (2018). Arbitrary energy-preserving control of the line spacing of an optical frequency comb over six orders of magnitude through self-imaging. *Opt. Express*, vol. 26, n.º 16, págs. 21069–21085. Citada en la página 128.
- [Guillet de Chatellus *et al.*, 2018b] H. Guillet de Chatellus, L. Romero Cortés, C. Schnébelin, M. Burla y J. Azaña (2018). Reconfigurable photonic generation of broadband chirped waveforms using a single CW laser and low-frequency electronics. *Nat. Commun.*, vol. 9, art. 2438. Citada en las páginas 34, 127, 130 y 139.
- [Hariyama *et al.*, 2018] T. Hariyama, P. A. M. Sandborn, M. Watanabe y M. C. Wu (2018). High-accuracy range-sensing system based on FMCW using low-cost VCSEL. *Opt. Express*, vol. 26, n.º 7, págs. 9285–9297. Citada en la página 153.
- [HBM, 2020] HBM (2020). *FS22 - Industrial BraggMETER SI Data Sheet*. Citada en la página 83.
- [Hervás *et al.*, 2018] J. Hervás, D. Barrera, J. Madrigal y S. Sales (2018). Microwave Photonics Filtering Interrogation Technique Under Coherent

- Regime For Hot Spot Detection on a Weak FBGs Array. *J. Light. Technol.*, vol. 36, n.º 4, págs. 1039–1045. Citada en la página 33.
- [Hervás *et al.*, 2017] J. Hervás, A. Lavinia Ricchiuti, W. Li, N. H. Zhu, C. R. Fernández-Pousa, S. Sales, M. Li y J. Capmany (2017). Microwave Photonics for Optical Sensors. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 23, n.º 2, págs. 327–339. Citada en la página 30.
- [Hiebel, 2011] M. Hiebel (2011). *Fundamentals of Vector Network Analysis*. Rohde & Schwarz, 5.ª ed. Citada en las páginas 32, 59 y 95.
- [Hu *et al.*, 2014] C. Hu, H. Wen y W. Bai (2014). A Novel Interrogation System for Large Scale Sensing Network With Identical Ultra-Weak Fiber Bragg Gratings. *J. Light. Technol.*, vol. 32, n.º 7, págs. 1406–1411. Citada en las páginas 31, 38, 49 y 77.
- [Hu *et al.*, 2010] J. Hu, Z. Chen, Y. Xiufeng, J. Ng y C. Yu (2010). 100-km Long Distance Fiber Bragg Grating Sensor System Based on Erbium-Doped Fiber and Raman Amplification. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, n.º 19, págs. 1422–1424. Citada en la página 38.
- [Hua *et al.*, 2017] L. Hua, Y. Song, B. Cheng, W. Zhu, Q. Zhang y H. Xiao (2017). Coherence-length-gated distributed optical fiber sensing based on microwave-photonic interferometry. *Opt. Express*, vol. 25, n.º 25, págs. 31362–31376. Citada en la página 63.
- [Huttner *et al.*, 1999] B. Huttner, B. Gisin y N. Gisin (1999). Distributed PMD Measurement with a Polarization-OTDR in Optical Fibers. *J. Light. Technol.*, vol. 17, n.º 10, págs. 1843–1848. Citada en la página 57.

BIBLIOGRAFÍA

- [Ibsen, 2020] Ibsen Photonics (2020). *I-MON 256/512 High Speed Interrogation Monitors Product Sheet*. Citada en la página 83.
- [Iezekiel, 2009] S. Iezekiel, editor (2009). *Microwave Photonics: Devices and Applications*. Wiley. Citada en la página 28.
- [Jong y Hotate, 1989] D.-T. Jong y K. Hotate (1989). Frequency division multiplexing of optical fiber sensors using an optical delay loop with a frequency shifter. *Appl. Opt.*, vol. 28, n.º 7, págs. 1289–1297. Citada en la página 74.
- [Kaiser y Schaffer, 1980] J. F. Kaiser y R. W. Schaffer (1980). On the Use of the I_0 -Sinh Window for Spectrum Analysis. *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process.*, vol. 28, n.º 1, págs. 105–107. Citada en la página 64.
- [Kapron *et al.*, 1981] F. P. Kapron, D. G. Kneller y P. M. Garel-Jones (1981). Aspects of optical frequency-domain reflectometry. En *OSA Tech. Digest, Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, art. WF2. Citada en la página 65.
- [Kersey *et al.*, 1997] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. P. Koo, C. G. Askins, M. A. Putnam y E. J. Friebele (1997). Fiber Grating Sensors. *J. Light. Technol.*, vol. 15, n.º 8, págs. 1442–1463. Citada en las páginas 31, 47 y 48.
- [Keysight, 2017] Keysight Technologies (2017). *Time Domain Analysis Using a Network Analyzer*. Application Note 5989-5723EN. Citada en las páginas 32, 59 y 63.

- [Kildal, 1984] P. Kildal (1984). Asymptotic approximations of radiation integrals: Endpoint and double endpoint diffraction. *Radio Sci.*, vol. 19, n.º 3, págs. 805–811. Citada en la página 140.
- [Kingsley y Davies, 1985] S. A. Kingsley y D. E. N. Davies (1985). OFDR diagnostics for fibre and integrated-optic systems. *Electron. Lett.*, vol. 21, n.º 10, págs. 434–435. Citada en la página 68.
- [Knowles *et al.*, 1998] S. F. Knowles, B. E. Jones, S. Purdy y C. M. France (1998). Multiple microbending optical-fibre sensors for measurement of fuel quantity in aircraft fuel tanks. *Sens. Actuators A: Phys.*, vol. 68, n.ºs 1–3, págs. 320–320. Citada en la página 40.
- [Kouyoumjian y Pathak, 1974] R. G. Kouyoumjian y P. H. Pathak (1974). A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface. *Proc. IEEE*, vol. 62, n.º 11, págs. 1448–1461. Citada en la página 140.
- [Koyamada *et al.*, 2009] Y. Koyamada, M. Imahama, K. Kubota y K. Horigari (2009). Fiber-Optic Distributed Strain and Temperature Sensing With Very High Measurand Resolution Over Long Range Using Coherent OTDR. *J. Light. Technol.*, vol. 27, n.º 9, págs. 1142–1146. Citada en la página 57.
- [Kravitz *et al.*, 2012] D. Kravitz, D. Grodensky, N. Levanon y A. Zadok (2012). High-Resolution Low-Sidelobe Laser Ranging Based on Incoherent Pulse Compression. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, n.º 23, págs. 2119–2121. Citada en la página 56.
- [Kreuzer, 2006] M. Kreuzer (2006). Strain Measurement with Fiber Bragg Grating Sensors. HBM, S2338-1.0 en. Citada en la página 47.

BIBLIOGRAFÍA

- [Levanon y Mozeson, 2004] N. Levanon y E. Mozeson (2004). *Radar Signals*. Wiley. Citada en la página 57.
- [Li *et al.*, 2019] L. Li, X. Yi, S. X. Chew, S. Song, L. Nguyen y R. A. Minasian (2019). Double-pass microwave photonic sensing system based on low-coherence interferometry. *Opt. Lett.*, vol. 44, n.º 7, págs. 1662–1665. Citada en la página 75.
- [Liehr, 2015] S. Liehr (2015). *Fibre Optic Sensing Techniques Based on Incoherent Optical Frequency Domain Reflectometry*. Tesis doctoral, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung. Citada en las páginas 67 y 110.
- [Ma *et al.*, 2016] L. Ma, C. Ma, Y. Wang, D. Y. Wang y A. Wang (2016). High-Speed Distributed Sensing Based on Ultra Weak FBGs and Chromatic Dispersion. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, n.º 12, págs. 1344–1347. Citada en la página 31.
- [Manka, 2008] M. E. Manka (2008). Microwave Photonics for Electronic Warfare Applications. En *2008 International Topical Meeting on Microwave Photonics jointly held with the 2008 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference*, págs. 275–278. Citada en la página 30.
- [Marpaung *et al.*, 2013] D. Marpaung, C. Roeloffzen, R. Heideman, A. Leinse, S. Sales y J. Capmany (2013). Integrated microwave photonics. *Lasers Photonics Rev.*, vol. 7, n.º 4, págs. 506–538. Citada en la página 30.
- [McDonagh *et al.*, 2008] C. McDonagh, C. S. Burke y B. D. MacCraith (2008). Optical Chemical Sensors. *Chem. Rev.*, vol. 108, n.º 2, págs. 400–422. Citada en la página 31.

- [Micron, 2020] Micron Optics (2020). *HYPERION si255 Data Sheet*. Citada en la página 83.
- [Mompó *et al.*, 2019] J. J. Mompó, L. Shiloh, N. Arbel, N. Levanon, A. Loayssa y A. Eyal (2019). Distributed Dynamic Strain Sensing via Perfect Periodic Coherent Codes and a Polarization Diversity Receiver. *J. Light. Technol.*, vol. 37, n.º 18, págs. 4597–4602. Citada en las páginas 56 y 127.
- [Mora *et al.*, 2006] J. Mora, B. Ortega, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, J. Capmany y D. Pastor (2006). Photonic Microwave Tunable Single-Bandpass Filter Based on a Mach-Zehnder Interferometer. *J. Light. Technol.*, vol. 24, n.º 7, págs. 2500–2509. Citada en la página 79.
- [Motil *et al.*, 2016] A. Motil, A. Bergman y M. Tur (2016). State of the art of Brillouin fiber-optic distributed sensing. *Opt. Laser Technol.*, vol. 78, parte A, págs. 81–103. Citada en la página 49.
- [Mullen *et al.*, 1995] L. J. Mullen, A. J. C. Vieira, P. R. Herczfeld y V. M. Contarino (1995). Application of RADAR Technology to Aerial LIDAR Systems for Enhancement of Shallow Underwater Target Detection. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 43, n.º 9, págs. 2370–2377. Citada en la página 30.
- [Mussi *et al.*, 1996] G. Mussi, N. Gisin, R. Passy y J. P. von der Weid (1996). –152.5 dB sensitivity high dynamic-range optical frequency-domain reflectometry. *Electron. Lett.*, vol. 32, n.º 10, págs. 926–927. Citada en la página 71.
- [MWP, 2020] IEEE (2020). International Topical Meeting on Microwave Photonics. Disponible en línea: <http://mwpconference.org/>. Accedido: febrero 2020. Citada en la página 28.

BIBLIOGRAFÍA

- [Nakayama *et al.*, 1987] J. Nakayama, K. Iizuka y J. Nielsen (1987). Optical fiber fault locator by the step frequency method. *Appl. Opt.*, vol. 26, n.º 3, págs. 440–443. Citada en la página 65.
- [Nithyanandan *et al.*, 2018] K. Nithyanandan, L. Djvarhidjian, V. Durán Bosch, C. Schnébelin, S. Kassi, G. Méjean, D. Romanini y H. Guillet de Chatellus (2018). Optimization of acousto-optic frequency combs for multi-heterodyne spectroscopy. En *OSA Tech. Digest, Frontiers in Optics / Laser Science*, art. LTh1F.3. Citada en la página 130.
- [Oh *et al.*, 2004] S. T. Oh, W. T. Han, U. C. Paek y Y. Chung (2004). Discrimination of temperature and strain with a single FBG based on birefringence effect. *Opt. Express*, vol. 12, n.º 4, págs. 724–729. Citada en la página 48.
- [Ortega *et al.*, 2000] B. Ortega, J. L. Cruz, J. Capmapny, M. V. Andrés y D. Pastor (2000). Variable Delay Line for Phased-Array Antenna Based on a Chirped Fiber Grating. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Tech.*, vol. 48, n.º 8, págs. 1352–1360. Citada en la página 29.
- [Palmieri y Schenato, 2013] L. Palmieri y L. Schenato (2013). Distributed Optical Fiber Sensing Based on Rayleigh Scattering. *Open Opt. J.*, vol. 7, n.º 91, págs. 104–127. Citada en las páginas 49, 54 y 58.
- [Park y Song, 2008] H.-J. Park y M. Song (2008). Linear FBG Temperature Sensor Interrogation with Fabry-Perot ITU Multi-wavelength Reference. *Sensors*, vol. 8, n.º 10, págs. 6769–6776. Citada en la página 31.
- [Peraita *et al.*, 2015] G. Peraita, A. J. Torregrosa, H. Maestre y C. R. Fernández-Pousa (2015). Broadband Linearization of Dispersive Delay

- Line Using a Chirped Fiber Bragg Grating. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, n.º 10, págs. 1044–1047. Citada en las páginas 48 y 80.
- [Pozzi *et al.*, 2008] M. Pozzi, D. Zonta, H. Wu y D. Inaudi (2008). Development and laboratory validation of in-line multiplexed low-coherence interferometric sensors. *Opt. Fiber Technol.*, vol. 14, n.º 4, págs. 281–293. Citada en la página 74.
- [Proakis y Manolakis, 2007] J. G. Proakis y D. G. Manolakis (2007). *Digital Signal Processing*. Pearson, 4.^a ed. Citada en las páginas 62, 64 y 105.
- [Proximion, 2020] Proximion (2020). Disponible en línea: <https://www.proximion.com/dispersion-compensation>. Accedido: febrero 2020. Citada en la página 48.
- [R. Fernández-Pousa, 2017] C. R. Fernández-Pousa (2017). On the structure of quadratic Gauss sums in the Talbot effect. *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 34, n.º 5, págs. 732–742. Citada en las páginas 122, 125, 136, 138 y 146.
- [R. Fernández-Pousa *et al.*, 2014a] C. R. Fernández-Pousa, H. Maestre y P. Corral (2014). Interferometric displacement sensor by use of a single-passband incoherent microwave photonics filter. En *Proc. SPIE, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors*, vol. 9157, art. AD. Citada en la página 75.
- [R. Fernández-Pousa *et al.*, 2014b] C. R. Fernández-Pousa, J. Mora, H. Maestre y P. Corral (2014). Radio-frequency low-coherence interferometry. *Opt. Lett.*, vol. 39, n.º 12, págs. 3634–3637. Citada en la página 75.

BIBLIOGRAFÍA

- [Ricchiuti *et al.*, 2014a] A. L. Ricchiuti, D. Barrera, K. Nonaka y S. Sales (2014). Temperature gradient sensor based on a long-fiber Bragg grating and time-frequency analysis. *Opt. Lett.*, vol. 39, n.º 19, págs. 5729–5731. Citada en la página 48.
- [Ricchiuti *et al.*, 2014b] A. L. Ricchiuti, D. Barrera, S. Sales, L. Thévenaz y J. Capmany (2014). Long weak FBG sensor interrogation using microwave photonics filtering technique. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, n.º 20, págs. 2039–2042. Citada en la página 48.
- [Rogers, 1999] A. Rogers (1999). Distributed optical-fibre sensing. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, n.º 8, págs. R75–R99. Citada en la página 31.
- [Rogers, 1981] A. J. Rogers (1981). Polarization-optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions. *Appl. Opt.*, vol. 20, n.º 6, págs. 1060–1074. Citada en la página 57.
- [Romero Cortés *et al.*, 2016a] L. Romero Cortés, H. Guillet de Chatellus y J. Azaña (2016). On the generality of the Talbot condition for inducing self imaging effects on periodic objects. *Opt. Lett.*, vol. 41, n.º 2, págs. 340–343. Citada en las páginas 125 y 146.
- [Romero Cortés *et al.*, 2016b] L. Romero Cortés, H. Guillet de Chatellus y J. Azaña (2016). On the generality of the Talbot condition for inducing self imaging effects on periodic objects: erratum. *Opt. Lett.*, vol. 41, n.º 24, pág. 5784. Citada en las páginas 125 y 146.
- [Roos *et al.*, 2009] P. A. Roos, R. R. Reibel, T. Berg, B. Kaylor, Z. W. Barber y W. R. Babbitt (2009). Ultrabroadband optical chirp linearization for precision metrology applications. *Opt. Lett.*, vol. 34, n.º 23, págs. 3692–3694. Citada en la página 153.

- [Sagnac, 1913] G. Sagnac (1913). L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *C. R. Hebd. Séances Acad. Sci*, vol. 157, págs. 708–710. Citada en la página 38.
- [Sanogo *et al.*, 2013] Y. Sanogo, A.-F. Obaton, C. Delezoide, J. Lautru, M. Lièvre, J. Dubard, I. Ledoux-Rak y C. T. Nguyen (2013). Phase Sensitive-Optical Low Coherence Interferometer: A New Protocol to Evaluate the Performance of Optical Micro-Resonators. *J. Light. Technol.*, vol. 31, n.º 1, págs. 111–117. Citada en la página 74.
- [Schlemmer, 1989] B. Schlemmer (1989). A simple and very effective method with improved sensitivity for fault location in optical fibers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, n.º 2, págs. 160–162. Citada en la página 110.
- [Schnébelin, 2018] C. Schnébelin (2018). *Analyse et génération de signaux dans les boucles optiques à décalage de fréquence - Analogie spatiale et nouveaux concepts d'auto-imagerie*. Tesis doctoral, Université Grenoble Alpes. Citada en las páginas 34 y 122.
- [Schnébelin y Guillet de Chatellus, 2017] C. Schnébelin y H. Guillet de Chatellus (2017). Agile photonic fractional Fourier transformation of optical and RF signals. *Optica*, vol. 4, n.º 8, págs. 907–910. Citada en las páginas 34 y 122.
- [Seeds, 2002] A. J. Seeds (2002). Microwave photonics. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, n.º 3, págs. 877–887. Citada en la página 28.

BIBLIOGRAFÍA

- [Seeds y Williams, 2006] A. J. Seeds y K. J. Williams (2006). Microwave Photonics. *J. Light. Technol.*, vol. 24, n.º 12, págs. 4628–4641. Citada en la página 28.
- [Shafir *et al.*, 2011] E. Shafir, L. Shtilman, E. Naor y G. Berkovic (2011). Thermally independent fibre optic absolute distance measurement system based on white light interferometry. *IET optoelectron.*, vol. 5, n.º 2, págs. 68–71. Citada en la página 74.
- [Shim *et al.*, 2012] H. K. Shim, K. Y. Cho, Y. Takushima y Y. C. Chung (2012). Correlation-based OTDR for in-service monitoring of 64-split TDM PON. *Opt. Express*, vol. 20, n.º 5, págs. 4921–4926. Citada en la página 56.
- [Silverman, 1972] R. A. Silverman (1972). *Introductory Complex Analysis*, cap. 14. Dover. Citada en la página 142.
- [Smart, 2020] Smart Fibres (2020). *SmartScan Datasheet*. Citada en la página 83.
- [Soller *et al.*, 2005] B. J. Soller, D. K. Gifford, M. S. Wolfe y M. E. Froggatt (2005). High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Opt. Express*, vol. 13, n.º 2, págs. 666–674. Citada en la página 69.
- [Sorin y Gray, 1992] W. V. Sorin y D. F. Gray (1992). Simultaneous Thickness and Group Index Measurement Using Optical Low-Coherence Reflectometry. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, n.º 1, págs. 105–107. Citada en la página 74.
- [Takada *et al.*, 1990] K. Takada, M. Kobayashi y J. Noda (1990). Fiber optic Fourier transform spectrometer with a coherent interferogram av-

- eraging scheme. *Appl. Opt.*, vol. 29, n.º 34, págs. 5170–5176. Citada en la página 74.
- [Takada *et al.*, 1992] K. Takada, M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, A. Himeno y K. Yukimatsu (1992). Ultrahigh-sensitivity low coherence OTDR using Er^{3+} -doped high-power superfluorescent fibre source. *Electron. Lett.*, vol. 28, n.º 1, págs. 29–31. Citada en la página 74.
- [Takada *et al.*, 1987] K. Takada, I. Yokohama, K. Chida y J. Noda (1987). New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique. *Appl. Opt.*, vol. 26, n.º 9, págs. 1603–1606. Citada en la página 73.
- [Thévenaz, 2014] L. Thévenaz (2014). Next generation of optical fibre sensors: new concepts and perspectives. En *Proc. SPIE, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors*, vol. 9157, art. AN. Citada en la página 83.
- [Tosi, 2015] D. Tosi (2015). KLT-Based Algorithm for Sub-Picometer Accurate FBG Tracking With Coarse Wavelength Sampling. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, n.º 20, págs. 2134–2137. Citada en la página 85.
- [Tosi, 2018] D. Tosi (2018). Review of Chirped Fiber Bragg Grating (CFBG) Fiber-Optic Sensors and Their Applications. *Sensors*, vol. 18, n.º 7, art. 2147. Citada en la página 48.
- [Urban *et al.*, 2016] P. J. Urban, G. C. Amaral y J. P. von der Weid (2016). Fiber Monitoring Using a Sub-Carrier Band in a Sub-Carrier Multiplexed Radio-Over-Fiber Transmission System for Applications in Analog Mobile Fronthaul. *J. Light. Technol.*, vol. 34, n.º 13, págs. 3118–3125. Citada en las páginas 66 y 117.

BIBLIOGRAFÍA

- [Urick *et al.*, 2015] V. J. Urick, Jr., J. D. McKinney y K. J. Williams (2015). *Fundamentals of Microwave Photonics*, cap. 5. Wiley. Citada en la página 79.
- [von der Weid *et al.*, 1997] J. P. von der Weid, R. Passy, G. Mussi y N. Gisin (1997). On the Characterization of Optical Fiber Network Components with Optical Frequency Domain Reflectometry. *J. Light. Technol.*, vol. 15, n.º 7, págs. 1131–1141. Citada en la página 71.
- [Wang y LaRochelle, 2017] L. Wang y S. LaRochelle (2017). Talbot laser with tunable GHz repetition rate using an electro-optic frequency shifter. En *OSA Tech. Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics*, art. JW2A.66. Citada en la página 153.
- [Wang *et al.*, 2012] Y. Wang, J. Gong, B. Dong, D. Y. Wang, T. J. Shillig y A. Wang (2012). A Large Serial Time-Division Multiplexed Fiber Bragg Grating Sensor Network. *J. Light. Technol.*, vol. 30, n.º 17, págs. 2751–2756. Citada en las páginas 38, 49 y 77.
- [Waterhouse y Novak, 2015] R. Waterhouse y D. Novak (2015). Realizing 5G. *IEEE Microw. Mag.*, vol. 16, n.º 8, págs. 84–92. Citada en la página 30.
- [Weiner, 2011] A. M. Weiner (2011). Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review. *Opt. Commun.*, vol. 284, n.º 15, págs. 3669–3692. Citada en la página 28.
- [Werzinger *et al.*, 2016] S. Werzinger, S. Bergdolt, R. Engelbrecht, T. Thiel y B. Schmauss (2016). Quasi-Distributed Fiber Bragg Grating Sensing Using Stepped Incoherent Optical Frequency Domain Reflectometry. *J. Light. Technol.*, vol. 34, n.º 22, págs. 5270–5277. Citada en la página 112.

- [Werzinger *et al.*, 2017] S. Werzinger, M. Gottinger, S. Gussner, S. Bergdolt y R. Engelbrecht (2017). Model-based compressed sensing of fiber Bragg grating arrays in the frequency domain. En *Proc. SPIE, 25th International Conference on Optical Fiber Sensors*, vol. 10323, art. 6H. Citada en las páginas 95 y 96.
- [Wilson *et al.*, 2001] A. Wilson, S. W. James y R. P. Tatam (2001). Time-division-multiplexed interrogation of fibre Bragg grating sensors using laser diodes. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, n.º 2, págs. 181–187. Citada en las páginas 83 y 85.
- [Xu *et al.*, 2014] K. Xu, R. Wang, Y. Dai, F. Yin, J. Li, Y. Ji y J. Lin (2014). Microwave photonics: radio-over-fiber links, systems, and applications [Invited]. *Photonics Res.*, vol. 2, n.º 4, págs. B54–B63. Citada en la página 29.
- [Xu *et al.*, 1993] M. G. Xu, L. Reekie, Y. T. Chow y J. P. Dakin (1993). Optical in-fibre grating high pressure sensor. *Electron. Lett.*, vol. 29, n.º 4, págs. 398–399. Citada en las páginas 45, 47 y 48.
- [Yao, 2009] J. Yao (2009). Microwave Photonics. *J. Light. Technol.*, vol. 27, n.º 3, págs. 314–335. Citada en la página 28.
- [Yao, 2012] J. Yao (2012). A Tutorial on Microwave Photonics. *IEEE Photonics Soc. News*, vol. 26, n.º 3, págs. 5–12. Citada en la página 29.
- [Yariv y Yeh, 2007] A. Yariv y P. Yeh (2007). *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press. Citada en las páginas 42 y 45.
- [Ye *et al.*, 2014] F. Ye, Y. Zhang, B. Qi y L. Qian (2014). Frequency-Shifted Interferometry — A Versatile Fiber-Optic Sensing Technique.

BIBLIOGRAFÍA

- Sensors*, vol. 14, n.º 6, págs. 10977–11000. Citada en las páginas 61 y 109.
- [Youngquist *et al.*, 1987] R. C. Youngquist, S. Carr y D. E. N. Davies (1987). Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique. *Opt. Lett.*, vol. 12, n.º 3, págs. 158–160. Citada en la página 73.
- [Zhao *et al.*, 2017] D. Zhao, D. Pustakhod, K. Williams y X. Leijtens (2017). High Resolution Optical Frequency Domain Reflectometry for Analyzing Intra-Chip Reflections. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 29, n.º 16, págs. 1379–1382. Citada en la página 69.
- [Zheng, 2004] J. Zheng (2004). Analysis of optical frequency-modulated continuous-wave interference. *Appl. Opt.*, vol. 43, n.º 21, págs. 4189–4198. Citada en las páginas 70 y 127.
- [Zhou *et al.*, 1996] X.-Q. Zhou, K. Iiyama y K.-I. Hayashi (1996). Extended-Range FMCW Reflectometry Using an Optical Loop with a Frequency Shifter. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 8, n.º 2, págs. 248–250. Citada en la página 70.
- [Zou *et al.*, 2015] W. Zou, S. Yang, X. Long y J. Chen (2015). Optical pulse compression reflectometry: proposal and proof-of-concept experiment. *Opt. Express*, vol. 23, n.º 21, págs. 512–522. Citada en la página 127.