OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

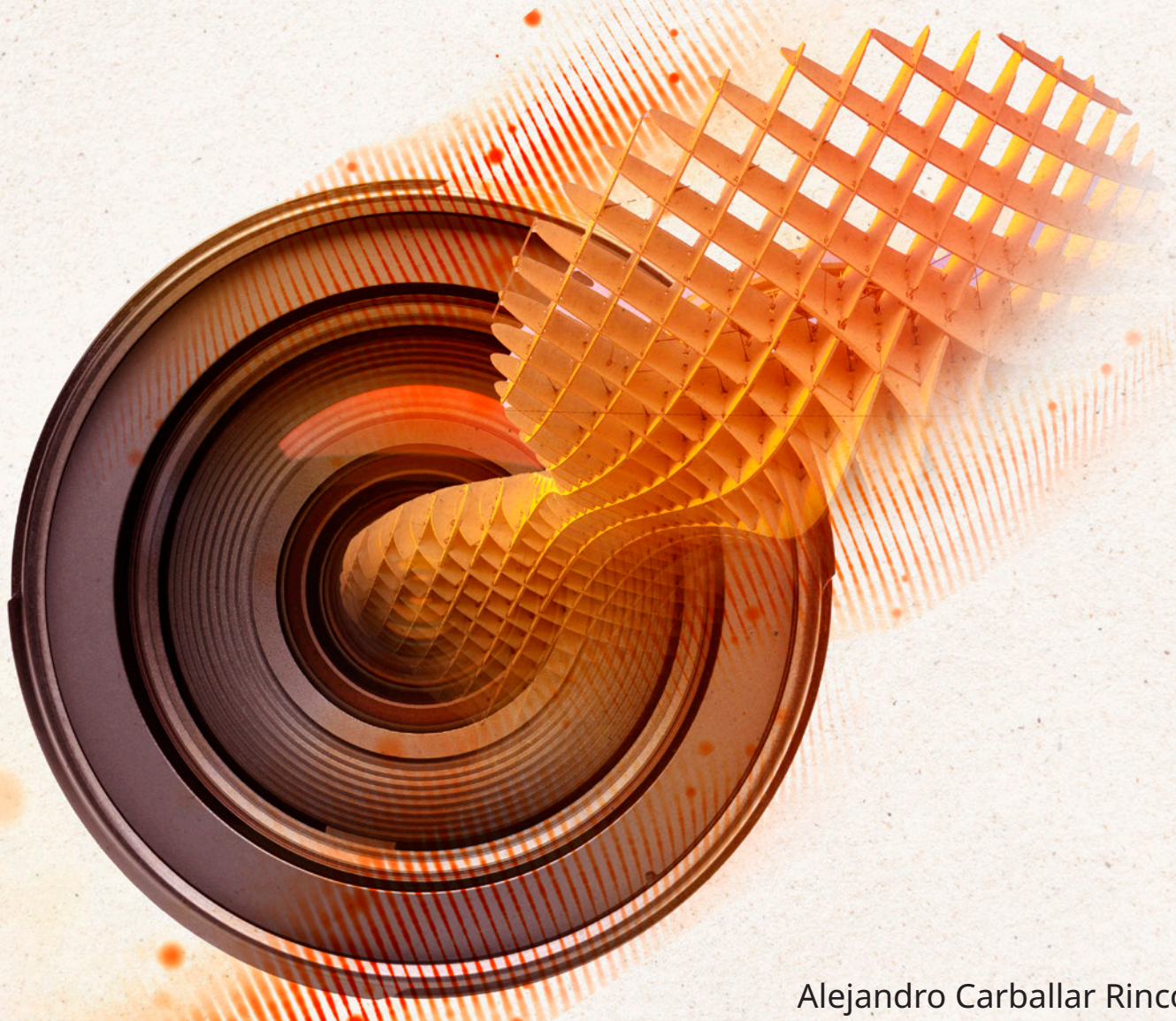
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



Alejandro Carballar Rincón
María del Rosario Fernández Ruiz
(coords.)

LIBRO DE ACTAS

CONECTANDO LA ACADEMIA Y LA INDUSTRIA

Editorial Universidad de Sevilla

Colección Actas
Núm.: 90

Comité editorial de
la Editorial Universidad de Sevilla:

Araceli López Serena
(Directora)
Elena Leal Abad
(Subdirectora)

Concepción Barrero Rodríguez
Rafael Fernández Chacón
María Gracia García Martín
María del Pópulo Pablo-Romero Gil-Delgado
Manuel Padilla Cruz
Marta Palenque
María Eugenia Petit-Breuilh Sepúlveda
Marina Ramos Serrano
José-Leonardo Ruiz Sánchez
Antonio Tejedor Cabrera

Reservados todos los derechos. Ni la totalidad ni parte de este libro puede reproducirse o transmitirse por ningún procedimiento electrónico o mecánico, incluyendo fotocopia, grabación magnética o cualquier almacenamiento de información y sistema de recuperación, sin permiso escrito de la Editorial Universidad de Sevilla.

© Editorial Universidad de Sevilla 2024
c/ Porvenir, 27 - 41013 Sevilla
Tlfs.: 954 487 447; 954 487 451; Fax: 954 487 443
Correo electrónico: info-eus@us.es
Web: https://editorial.us.es

© Alejandro Carballar Rincón y
María del Rosario Fernández Ruiz (coords.) 2024

© De los textos, los autores 2024

Diseño de interior y cubierta: Viajes El Corte Inglés - Congresos

DOI: https://dx.doi.org/10.12795/9788447225507

ÍNDICE

AGRADECIMIENTOS 4

COMITÉS 6

SEDE Y LOGÍSTICA 9

EMPRESAS PARTICIPANTES 11

LOCALIZACIÓN DE PATROCINADORES, EXPOSITORES Y COLABORADORES 12

PONENTES INVITADOS 13

PROGRAMA DETALLADO 14

- MIÉRCOLES 15
- JUEVES 20
- VIERNES 26

PREMIOS A ESTUDIANTES 31

COMUNICACIONES 38

- 01. Emisores, detectores y amplificadores de radiación óptica (incluidos los THz)
- 02. Dispositivos ópticos y electroópticos para procesado óptico de señal (incluyendo imagen)
- 03. Fibra óptica: Tecnología de fibras y cables: multiplexación espacial, fibras especiales
- 04. Micro-óptica y óptica integrada: Tecnología y dispositivos para circuitos fotónicos integrados
- 05. Óptica no-lineal y óptica cuántica
- 06. Sensores, metrología y estándares
- 07. Comunicaciones ópticas. Redes, sistemas y subsistemas
- 08. Biofotónica. Fotónica aplicada a los materiales biológicos y la medicina
- 09. Láseres: sus aplicaciones industriales, médicas y de procesado de materiales
- 10. Inteligencia artificial aplicada a la fotónica
- 12. Aplicaciones industriales de la fotónica
- 13. Nuevas teorías, efectos, técnicas y tecnologías para la fotónica

DATOS GENERALES 443

AGRADECIMIENTOS

Estimado participante:

Gracias por tu asistencia a la XIII edición de la Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL). En Sevilla, durante los días del 15 al 16 de junio de 2023, hemos podido explorar juntos los últimos desarrollos en el campo de la fotónica y la optoelectrónica realizados en nuestro país.

Durante estos tres días, hemos tenido la oportunidad de intercambiar ideas y aprender sobre los últimos avances científicos e industriales en nuestro ámbito de investigación.

Como en ediciones anteriores, la reunión ha contado con presentaciones invitadas, exhibiciones y charlas técnicas por parte de las empresas participantes, así como sesiones de pósteres para las comunicaciones recibidas por parte de la comunidad científica. Este año, además, hemos seguido el lema **"Conectando la Academia y la Industria"**, y hemos contado con novedades como la celebración de un **Foro de Innovación**, en el que se ha pretendido fomentar la colaboración academia-industria, generando consorcios para proyectos que resuelvan retos específicos de la industria, y un **Foro de Talento**, donde se ha promovido una dinámica feria de empleo para conectar ofertas de la industria con candidaturas de talento emergente por parte de las universidades.

En este apartado, nos gustaría también agradecer a nuestros patrocinadores, expositores y colaboradores su valiosa contribución, sin la cual este evento no hubiera sido posible.

Esperamos que estas jornadas hayan resultado muy fructíferas, agradables, y hayan cubierto vuestras expectativas.

Recibe un cordial saludo,

Alejandro CARBALLAR RINCÓN
María Rosario FERNÁNDEZ RUIZ
Comité Organizador de la OPTOEL 2023

ORGANIZADORES

Comité de Optoelectrónica

SEDOPTICA
SOCIEDAD ESPAÑOLA DE ÓPTICA

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

COLABORADORES

secpho

fotónica21
Plataforma Tecnológica Española de Fotónica

COMITÉS

COMITÉ ORGANIZADOR

Presidente



ALEJANDRO CARBALLAR RINCÓN
Universidad de Sevilla

Vicepresidenta

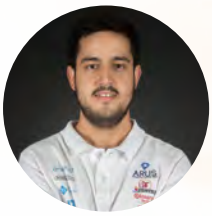


MARÍA DEL ROSARIO FERNÁNDEZ
Universidad de Alcalá de Henares

Secretaría Técnica



FRANCISCO COLODRO RUIZ
Universidad de Sevilla



RUBÉN TINOCO DE SOTO
Universidad de Sevilla



JOSÉ ÁNGEL PRAENA RODRÍGUEZ
Universidad Pablo de Olavide

COMITÉS

COMITÉ ORGANIZADOR

Vocales



JAVIER MATEO GASCÓN
Universidad de Zaragoza



SANTIAGO ROYO ROYO
Universidad Politécnica de Cataluña



JOSÉ ANTONIO LÁZARO VILLA
Universidad Politécnica de Cataluña



SERGIO SÁEZ
SECPHO

COMITÉ CIENTÍFICO

Presidente:
JOSÉ ANTONIO LÁZARO VILLA
Universidad Politécnica de Cataluña

Vicepresidente:
ALEJANDRO CARBALLAR RINCÓN
Universidad de Sevilla

Secretario:
SANTIAGO ROYO ROYO
Universidad Politécnica de Cataluña

Vocales:

MARÍA TERESA FLORES ARIAS – Universidad de Santiago de Compostela
MIGUEL VICENTE ANDRÉS BOU – Universidad de Valencia
ANTONIO DÍEZ CREMADES – Universidad de Valencia
PEDRO CORREDERA GUILLÉN – Instituto de Óptica, CSIC
JUAN DIEGO ANIA CASTAÑÓN – Instituto de Óptica, CSIC
ADOLFO COBO GARCÍA – Universidad de Cantabria
ALEJANDRO CARBALLAR RINCÓN – Universidad de Sevilla
ANTONIO PUERTA NOTARIO – Universidad de Málaga
AUGUSTO BELÉNDEZ VÁZQUEZ – Universidad de Alicante
CARMEN VÁZQUEZ GARCÍA – Universidad Carlos III de Madrid
FRANCISCO JAVIER FRAILE PELÁEZ – Universidad de Vigo
GABRIEL JUNYENT GIRALT – Universidad Politécnica de Cataluña
IGNACIO MATÍAS MAESTRO – Universidad Pública de Navarra
IGNACIO MORENO SORIANO – Universidad Miguel Hernández de Elche
IÑIGO MOLINA FERNÁNDEZ – Universidad de Málaga
JAVIER MARTÍ SENDRA – Universidad Politécnica de Valencia
JOSÉ ANTONIO MARTÍN PEREDA – Universidad Politécnica de Madrid
JOSEBA ZUBIA ZABALLA – Universidad del País Vasco
JOSÉ GONZALO DE LOS REYES – Instituto de Óptica, CSIC
JOSÉ MANUEL SÁNCHEZ PENA – Universidad Carlos III de Madrid
JOSÉ MIGUEL LÓPEZ-HIGUERA – Universidad de Cantabria
JOSÉ MANUEL OTÓN SÁNCHEZ – Universidad Politécnica de Madrid
JUAN ANTONIO VALLÉS BRAU – Universidad de Zaragoza
MANUEL LOPEZ-AMO – Universidad Pública de Navarra
MANUEL JOAQUIM BASTOS MARQUÉS – Universidad do Porto, Portugal
JUAN IGNACIO GARCÉS GREGORIO – Universidad de Zaragoza
MIGUEL ANGEL REBOLLEDO SANZ – Universidad de Zaragoza
MIGUEL GONZÁLEZ HERRÁEZ – Universidad de Alcalá de Henares
RAFAEL PÉREZ JIMÉNEZ – Universidad de Las Palmas de Gran Canaria
XABIER QUINTANA ARREGU – Universidad Politécnica de Madrid
JOSÉ ANTONIO LÁZARO VILLA – Universidad Politécnica de Cataluña
MARÍA DEL CARMEN BAO VARELA – Universidad de Santiago de Compostela
JAVIER MATEO GASCÓN – Universidad de Zaragoza
SANTIAGO ROYO ROYO, Universidad Politécnica de Cataluña
ENRIQUE CARRETERO CHAMARRO – Universidad de Zaragoza
OSCAR ESTEBAN MARTÍNEZ – Universidad de Alcalá de Henares
IGNACIO ESQUIVIAS MOSCARDÓ – Universidad Politécnica de Madrid
MARTINA DELGADO PINAR – Universidad de Valencia
SALVADOR SALES MAICAS – Universidad Politécnica de Valencia
SANTIAGO MIGUEL OLAIZOLA – CEIT Universidad de Navarra

SEDE Y LOGÍSTICA

La OPTOEL 2023 ha tenido lugar en la Escuela Técnica Superior de Ingeniería (ETSi) de la Universidad de Sevilla. El edificio de la ETSi es el antiguo pabellón Plaza de América de la Expo'92, sede de la mayoría de países sudamericanos durante el evento.

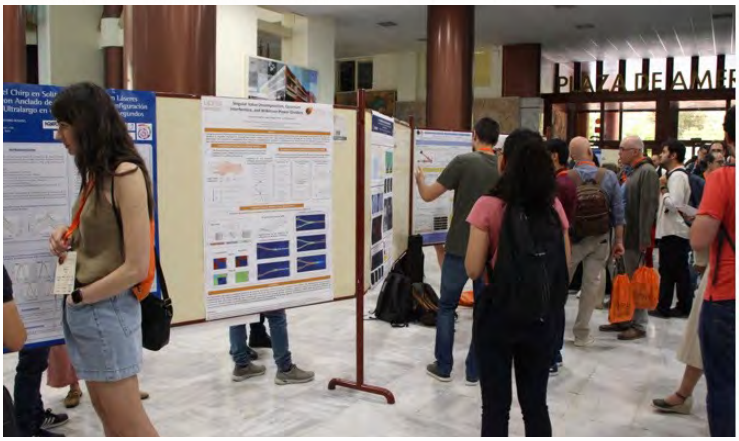
E. T. S. de Ingeniería de la Universidad de Sevilla
C/ Camino de los Descubrimientos, s/n - 41092 Sevilla

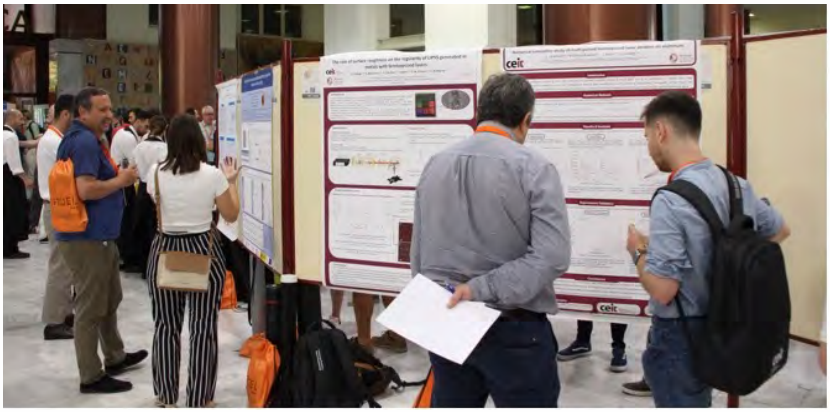


Sede E.T.S. de Ingeniería de la US



Salón de Actos - Conferencias plenarias y de empresas





Hall de la ETSi - Zona de pósteres, exposición de empresas y catering

Acceso a red inalámbrica de la Universidad de Sevilla (a través del SSID: reinus-web) con los siguientes usuario y contraseña:

Usuario: **Eventos_OPTOEL2023**

Contraseña: **OPTOEL.2023**

EMPRESAS PARTICIPANTES

PATROCINADORES

fibercom
EXFO OFFICIAL PARTNER

EXPOSITORES

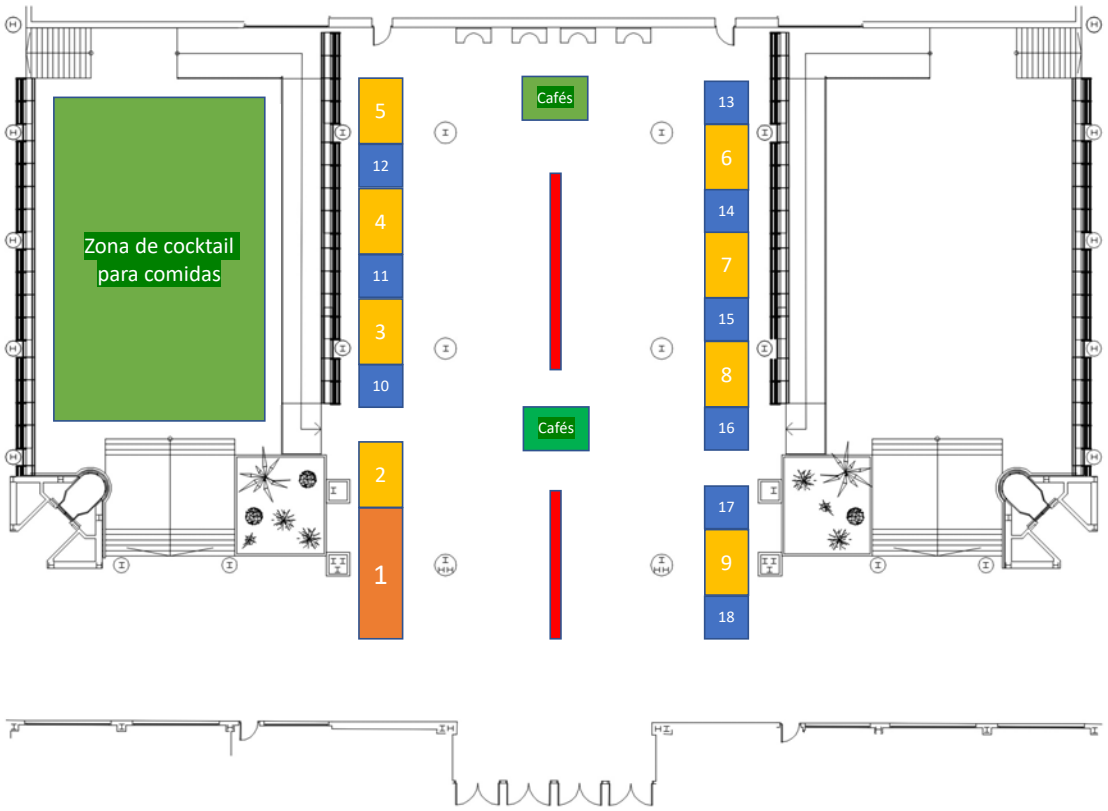
ARAGÓN PHOTONICS
PRO-LITE TECHNOLOGY
PI micos
iberOptics sistemas ópticos
secpho
Bioherent
amsTECHNOLOGIES where technologies meet solutions
ALTER

COLABORADORES

ZEPREN Solutions
FYLA WE LASER THE NEW INDUSTRY
LASING
[L*]ProCareLight Light and Laser Safety Solutions
fotónica21 Plataforma Tecnológica Española de Fotónica
CNM CSIC
UPV fAB SPARC
HAMAMATSU PHOTON IS OUR BUSINESS
VLC PHOTONICS A Hitachi Group Company
mtb TECNOLOGÍA DE PRECISIÓN

LOCALIZACIÓN DE PATROCINADORES, EXPOSITORES Y COLABORADORES:

Planta Baja de la E.T.S. de Ingeniería de la Universidad de Sevilla



1. Fibercom /EXFO
2. Aragon Photonics Labs
3. PROLITE
4. PIMICOS
5. IBEROPTICS
6. SECPHO
7. Bioherent
8. AMS Technologies
9. ALTER
10. ZEPREN Solutions
11. FYLA Laser
12. LASING
13. Procarelight
14. Fotonica 21
15. IMB-CNM
16. Hamamatsu
17. VLC Photonics
18. MTB

PONENTES INVITADOS

La OPTOEL2023 ha contado con la participación de 5 expertos en optoelectrónica y fotónica españoles que desarrollan su labor profesional fuera de nuestras fronteras. Dichos ponentes desarrollan su labor en institutos de investigación, en organizaciones científico-técnicas, en grandes empresas del sector, en Universidades, y/o en la gestión tecnológica-empresarial de nuevas empresas emergentes en nuestro campo.



Vicente Calvo Alonso

COMPTEK SOLUTIONS, FINLANDIA

- **Comptek Solutions, de concepto universitario a empresa tecnológica.**



Andrea Blanco Redondo

CREOL - THE COLLEGE OF OPTICS & PHOTONICS, USA

- **Robust nonlinear and topological quantum photonics.**



Fernando Muñoz Fernández

HUAWEI, ALEMANIA

- **Huawei's R&D on Optical Applications: Intelligent Automotive Solutions.**



José Azaña Luna

INRS-EMT, CANADA

- **Photonic signal processing for classical and quantum applications.**



Sonia García Blanco

ALUVIA - UNIVERSITY OF TWENTE, PAISES BAJOS

- **Aluvia Photonics: from academic research to a commercial integrated photonics platform.**

PROGRAMA DETALLADO

	MIÉRCOLES 14 JUNIO	JUEVES 15 JUNIO	VIERNES 16 JUNIO
09:00–09:30	**RECOGIDA DE ACREDITACIONES Y DOCUMENTACIÓN**	**CONFERENCIA INVITADA 3** SONIA GARCÍA BLANCO, UNIVERSITY OF TWENTE + ALUVIA (PAISES BAJOS)	**CONFERENCIA INVITADA 5** JOSÉ AZAÑA LUNA, INRS–EMT (CANADA)
09:30–10:00	**SESIÓN APERTURA** (SALÓN DE ACTOS – ETSI)		
10:00–10:30	**CONFERENCIA INVITADA 1** ANDREA BLANCO REDONDO, CREOL (USA)	**CHARLAS TÉCNICAS 2** (ZEPREN SOLUTIONS, ALTER, FYLA LASER, AMS TECHNOLOGIES, LASING, BIOHERENT)	**CHARLAS TÉCNICAS 4** (IBEROPTICS, IMB–CNM, PIMICOS)
10:30–11:00			**SESIÓN PÓSTERES 3** ÁREAS TEMÁTICAS 04.MIC; 08.BIO; 10.IAF; 12.IND.
11:00–11:30	**CHARLAS TÉCNICAS 1** (FIBERCOM–EXFO)	**SESIÓN PÓSTERES 2** ÁREAS TEMÁTICAS 03.FIB; 06.SEN; 07.COM.	
11:30–12:00	**SESIÓN PÓSTERES 1** ÁREAS TEMÁTICAS 01.EMI; 02.DIS; 05.ONL; 09.LAS; 13.FOT.		**CHARLAS TÉCNICAS 5** (HAMAMATSU, PRO–LITE, VLC PHOTONICS, MTB, ARAGON PHOTONICS)
12:00–12:30			
12:30–13:00		**CHARLAS TÉCNICAS 3** (PROCARELIGHT, SECPHO, FOTONICA21)	
13:00–13:30	**CONFERENCIA INVITADA 2** FERNANDO MUÑOZ FERNÁNDEZ, HUAWEI (ALEMANIA)	**CONFERENCIA INVITADA 4** VICENTE CALVO ALONSO, COMPTEK SOLUTIONS (FINLANDIA)	**ENTREGA PREMIOS Y CLAUSURA**
13:30–14:00			
14:00–14:30	**PAUSA COMIDA**		**COCKTAIL DESPEDIDA** MAESTRO CORTADOR DE JAMÓN IBÉRICO BELLOTA 100% VINO MANZANILLA
15:00–15:30			
15:30–16:00	**FORO DE INNOVACIÓN** RETOS DE INNOVACIÓN POR PARTE DE EMPRESAS EN: SENSORES ÓPTICOS, COMUNICACIONES ÓPTICAS, SISTEMAS LÁSER, Y FOTÓNICA INTEGRADA	**FORO DE TALENTO** CHARLAS DE CARMEN VÁZQUEZ Y BÁRBARA BUADES OFERTAS DE EMPLEO DE EMPRESAS Y CVS DEL ÁREA JOVEN DE SEDOPTICA	
16:00–16:30			
16:30–17:00			
17:00–17:30		ENTREVISTAS ENTRE EMPRESAS Y CANDIDATOS CON PERFILES SOLICITADOS	(ASAMBLEA DEL COMITÉ DE OPTOELECTRÓNICA DE SEDOPTICA)
17:30–18:00			
18:00–20:00			
20:00–21:30	**RECEPCIÓN DE BIENVENIDA** PATIOS DEL RECTORADO DE LA UNIVERSIDAD DE SEVILLA		
21:30–00:00		**CENA DE GALA** RESTAURANTE ABADES TRIANA (ABADESTRIANA.COM)	

PROGRAMA DETALLADO

MIÉRCOLES, 14 DE JUNIO

9:00 - 9:30 Recogida de Acreditaciones y Documentación.
Hall central

9:30 - 10:00 Sesión de Apertura.
Salón de Actos

10:00 - 11:00 Conferencia invitada 1.
Salón de Actos



Andrea Blanco Redondo
CREOL - The College of Optics & Photonics, USA

Robust nonlinear and topological quantum photonics

In this talk we will discuss how to engineer the dispersion relation of photonic platforms to provide robust propagation of classical and quantum states of light. In the first part, we will unveil how to leverage the interaction of nonlinearity with higher orders of dispersion to create novel types of solitons, wave packets that propagate unperturbed for long distances. These objects have advantageous energy-width scaling laws with respect to conventional nonlinear Schrodinger solitons and show promise for applications in ultrafast lasers and integrated frequency combs. Subsequently, we will cover recent developments in topological quantum photonics. Topological photonics studies topological phases of light and leverages the appearance of robust topological edge states. We will emphasize our experimental demonstration of nonlinearly generated and topologically protected photon pairs and path-entangled biphoton states in silicon waveguide arrays. Further, we will detail our latest experiments demonstrating entanglement between topologically distinct modes, highlighting topology as an entanglement degree of freedom.

Fibercom EXFO OFFICIAL PARTNER

Charlas Técnicas 1.
Salón de Actos

Fausto GOMEZ-AGIS, PhD
FIBERCOM - EXFO

How EXFO can support PIC-Testing With Cutting-Edge Technologies?

MIÉRCOLES, 14 DE JUNIO

11:30 - 13:00 **Sesión de Pósteres 1.**
Hall de la ETSi

Los trabajos de estudiantes han optado al premio **Carlos Gómez-Reino** patrocinado por la empresa RADIANTIS.

EMI **01. Emisores, detectores y amplificadores de radiación óptica (incluidos los THz)**

SP1.EMI01 **Células solares de nanocolumnas de nitruro de indio sobre silicio amorfo depositadas por pulverización catódica.**
Michael Sun, Rubén G. Cornejo, J. Olea, Sirona Valdueza-Felip, Fernando B. Naranjo.

SP1.EMI02 **Densificación electroóptica de alta densidad de peines de frecuencias ópticas generados por láseres semiconductores de conmutación de ganancia inyectados ópticamente.**
Alejandro Rosado, María R. Fernández-Ruiz, Pedro Corredera, Jose Manuel Tijero, Ignacio Esquivias.

SP1.EMI03 **Detección de chirps en láseres con realimentación de frecuencia desplazada.**
Miguel Cuenca, Haroldo Maestre, Germán Torregrosa, Carlos R. Fernández-Pousa.

DIS **02. Dispositivos ópticos y electroópticos para procesado óptico de señal (incluyendo imagen)**

SP1.DIS01 **Desarrollo de una cámara hiperespectral basada en un filtro de espectro óptico lineal variable.**
Leyre Larraya, Enrique Carretero, Carlos Heras.

SP1.DIS02 **Full complex modulation using distance-based Iterative Fourier Transform Algorithm.**
Angela Soria-Garcia, Luis Miguel Sanchez-Brea, Joaquin Andres-Porras, Jesus Del Hoyo, Veronica Pastor-Villarrubia, Javier Alda.

SP1.DIS03 **Implementation of triplicator diffraction gratings in a pixelated display.**
Shang Gao, María Del Mar Sánchez-López, Ignacio Moreno.

SP1.DIS04 **Reconfigurable liquid crystal devices for light handling.**
Javier Pereiro-García, Olga Blanco-Fernández, Rafael Ramos, Morten A. Geday, Xabier Quintana, Manuel Caño-García.

MIÉRCOLES, 14 DE JUNIO

ONL **05. Óptica no-lineal y Óptica cuántica**

SP1.ONL01 **Descomposición en valores singulares, interferencia cuántica y divisores de potencia Wilkinson.**
Osmery Hernández, Angel Ortega-Gomez, Iñigo Liberal.

SP1.ONL02 **Estudio del chirp en solitones disipativos en láseres de fibra con anclado de modos pasivo en configuración de anillo ultralargo en el rango de los femtosegundos.**
Inés Cáceres, Alejandro Rosado, Juan Diego Ania.

SP1.ONL03 **Modeling metal nonlinearities for FDTD simulation of plasmonic devices.**
José Ramón Salgueiro, Albert Ferrando.

SP1.ONL04 **Preservation of biphoton quantum coherence in frequency up-conversion using gas-filled hollow-core fibres.**
Arturo Mena, Joseba Zubia, David Novoa.

LAS **09. Láseres: sus aplicaciones industriales, médicas y de procesado de materiales**

SP1.LAS01 **Guías de onda superficiales con perfil modal optimizado para aplicaciones de detección en Nd:YAG: diseño y fabricación con pulsos láser de femtosegundos.**
Víctor Arroyo, Carolina Romero, Javier R. Vázquez De Aldana.

SP1.LAS02 **High-frequency photothermal processing of commercial polymers under femtosecond laser irradiation for waveguide writing.**
Andrés P. Bernabeu, Daniel Puerto, F. Javier Martínez-Guardiola, Guillem Nájar, Alberto Ruiz, Manuel G. Ramírez, Sergi Gallego, Andrés Márquez, Inmaculada Pascual, Augusto Beléndez.

SP1.LAS03 **Numerical simulation study of multi-pulsed femtosecond laser.**
Luis Omeñaca, Mikel Gómez, Isabel Ayerdi, Enrique Castaño.

SP1.LAS04 **The role of surface roughness on the regularity of LIPSS generated in metals with femtosecond lasers.**
Diego Gallego, Oihane Beldarrain, Alejandro San-Blas, Isabel Ayerdi, Santiago M. Olaizola, Ainara Rodriguez.

MIÉRCOLES, 14 DE JUNIO

FOT **13. Nuevas teorías, efectos, técnicas y tecnologías para la fotónica**

SP1.FOT01 **Caracterización de ventanas con doble acristalamiento y Superficies Selectivas en Frecuencia (FSS).**
Rocio Chueca, Raul Alcain, Carlos D. Heras, Iñigo Salinas.

SP1.FOT02 **Finite energy Airy surface-plasmon polaritons at a lossy interface.**
Rosario Martínez-Herrero, Javier Hernández-Rueda.

SP1.FOT03 **Inferencia Bayesiana aplicada a simulaciones numéricas de polarimetría Mueller Full Poincaré.**
Juan Carlos Suárez, Javier Gorgas, Sergio Pascual, Juan Carlos G. De Sande, Massimo Santarsiero, Gemma Piquero.

SP1.FOT04 **Light switch based on a nanoparticle chain and on the opto-mechanically generated field enhancement.**
Alicia Fresno-Hernández, Manuel Ignacio Marqués, Carmen Vázquez.

SP1.FOT05 **Nonplanar partially coherent sources.**
Juan Carlos G. De Sande, Massimo Santarsiero, Rosario Martínez-Herrero, Gemma Piquero, Olga Korotkova, Franco Gori.

SP1.FOT06 **Validación del modelo de índice efectivo como alternativa viable en el diseño de metasuperficies.**
Pablo A. Sánchez, Óscar Esteban, Mahmoud H. Elshorbagy, Alexander Cuadrado, Javier Alda.

13:00 - 14:00 Conferencia invitada 2.
Salón de Actos



Fernando Muñoz Fernández
HUAWEI, Alemania

Huawei's R&D on Optical Applications: Intelligent Automotive Solutions.

As digital technologies are widely adopted and carbon neutrality has become a globally recognized mission, it is becoming an obvious trend that vehicles will become more electric and intelligent. Bringing digital to every vehicle will empower intelligent driving, intelligent spaces, intelligent services, and intelligent operations. This will allow for safer and more efficient transportation, greener and more convenient travel, more fun and intelligent lifestyles, and more efficient and lower-carbon operations. Huawei hopes to bring its decades of ICT expertise to the automotive industry as a provider of new components for intelligent connected vehicles. As vehicles become more electric and intelligent, Huawei wants to help carmakers build better vehicles. This presentation shows Huawei's Intelligent Automotive Solutions.

MIÉRCOLES, 14 DE JUNIO

14:00 - 15:30 **Comida.**
Hall de la ETSi

15:30 - 18:00 **Foro de Innovación.**

El objetivo de este Foro ha sido generar proyectos de innovación colaborativos entre las empresas asistentes del sector industrial, proyectos en los que las tecnologías Deep Tech suponen un potente foco de innovación.

Para ello, se han abordado varios retos y la dinámica ha estado enfocada en generar debates útiles y centrada en problemáticas concretas, de manera que se impulse la colaboración entre los asistentes.

Retos de Innovación:

Coordinadores:
Sergio Sáez, *Clúster Manager de SECPHO.*
Rosa Sánchez, *Innovation Manager de SECPHO.*

20:00 - 00:00 **Recepción de Bienvenida.**
Patios del Rectorado de la Universidad de Sevilla

JUEVES, 15 DE JUNIO

9:00 - 10:00 Conferencia invitada 3.
Salón de Actos



Sonia García Blanco
ALUVIA, University of Twente

Aluvia Photonics: from academic research to a commercial integrated photonics platform.

In this talk we will describe the journey from research on a new photonic integrated circuit platform, the aluminium oxide platform, to its commercialization via the creation of a spin-off company, Aluvia Photonics.

10:00 - 11:00 Charlas Técnicas 2.
Salón de Actos

Asier Villafranca
Zepren Solutions

Estrategias de desarrollo de producto innovador.

Enrique Cordero
ALTER

Montaje y test de componentes opto-electrónicos para aplicaciones aero-espaciales, enfoque de ALTER Technology.

Héctor Muñoz
FYLA Laser

Ultrafast Fiber Lasers In Smart Manufacturing.

Por concretar
AMS Technologies

Presentación a cargo de AMS Technologies.

Por concretar
LASING

Presentación a cargo de LASING.

Jonas Leuermann
Bioherent

Ultra Sensitive Photonic Biosensors on a Chip.

JUEVES, 15 DE JUNIO

11:00 - 12:30 **Sesión de Pósteres 2.**
Hall de la ETSi

Los trabajos de estudiantes han optado al premio **Francisco Villuendas** patrocinado por la empresa FIBERCOM.

FIB **03. Fibra óptica: Tecnología de fibras y cables: multiplexación espacial, fibras especiales**

SP2.FIB01 **Analysis of the frequency response of a dynamically modulated, high Q, optical fiber ring resonator.**
Anna I. Garrigues-Navarro, Luis A. Sánchez, Martina Delgado-Pinar, Antonio Díez, Miguel V. Andrés.

SP2.FIB02 **Sensor de impacto de baja energía basado en un interferómetro supermodal y una red de Bragg.**
Monserrat Alonso-Murias, David Monzón-Hernández, Joseba Zubia, Joel Villatoro.

SP2.FIB03 **Measurement of the UV-induced radius decrease in a silica fiber by means of optic and acoustic resonances.**
Juan Julián-Barriel, Luis A. Sanchez, Martina Delgado-Pinar, Jose Luis Cruz, Antonio Díez, Miguel V. Andrés.

SP2.FIB04 **Monitorización dinámica de la curvatura utilizando ΦOTDR de tiempo expandido.**
Camilo Escobar-Vera, Miguel Soriano-Amat, Hugo F. Martins, David Barrera, Sonia Martin-Lopez, Miguel Gonzalez-Herraez, María R. Fernandez-Ruiz.

SP2.FIB05 **Optimización del corte de fibras ópticas microestructuradas de plástico (mPOF) con estructura de anillos hexagonales.**
David Sánchez Montero, Alberto Tapetado, Óskar Arrizabalaga, Pedro L. Carro, Carmen Vázquez.

SP2.FIB06 **Self-compression of ultrafast near-ultraviolet light in ultrathin-walled hollow-core fibres.**
David Novoa, Jie Luan, Philip St. J. Russell.

SP2.FIB07 **Discriminación de tejidos sanos sin etiquetar mediante microscopía óptica de contraste de fase cuantitativa.**
José Luis Ganoza Quintana, José Luis Arce Diego, Félix Fanjul Vélez.

JUEVES, 15 DE JUNIO

SEN **06. Sensores, metrología y estándares**

SP2.SEN01 **Caracterización de un sistema de imagen LiDAR circularmente polarizado en una cámara de niebla.**
Maria Ballesta-Garcia, Ana Rodríguez-Aramendía, Pablo García Gómez, Noel Rodrigo, Santiago Royo.

SP2.SEN02 **Dual-parameter fiber-optic sensor with a cascaded FPI and FBG for pressure and temperature measurements.**
Valeria HERNÁNDEZ-AMBATO, Bryan SANIPATIN, Daniel Maldonado Hurtado, Javier Madrigal, David Barrera, Salvador Sales.

SP2.SEN03 **Estrategias de desenrollado de fase para metrología de retardadores variables.**
Adriana R. Sánchez-Montes, Fco. J. Martínez-Guardiola, Andrés Márquez, Jorge Francés, Sergi Gallego, Inmaculada Pascual, Augusto Beléndez.

SP2.SEN04 **Interrogador phi-OTDR de tiempo expandido espectralmente eficiente con resolución espacial milimétrica.**
Miguel Soriano-Amat, Philippe Guay, Hugo. F. Martins, Sonia Martin Lopez, Miguel Gonzalez-Herraez, Jerome Genest, María R. Fernández Ruiz.

SP2.SEN05 **Low-cost energy-harvesting hybrid radiofrequency - visible light positioning system based on flexible perovskite photovoltaic cells for indoor positioning.**
Carlos Iván Del Valle Morales, Juan C. Torres Zafra, Iñaki Martinez-Sarriegui, Kaisa-Leena Väisänen, Riikka Suhonen, Randy Lozada Domínguez, Juan S. Betancourt Perlaza, José Manuel Sánchez Pena.

SP2.SEN06 **Medida del eje rápido de un retardador mediante el uso de un interferómetro de Michelson.**
Joaquin Andres-Porras, Jesus Del Hoyo, Angela Soria-Garcia, Luis Miguel Sanchez-Brea, Veronica Pastor-Villarrubia, Javier Alda.

SP2.SEN07 **Método teórico para el diseño de sensores de desplazamiento de fibra óptica bifurcados.**
Gorka Zubia, Gaizka Durana, Josu Amorebieta, Gotzon Aldabaldetreku, Joseba Zubia.

SP2.SEN08 **Monitorización de la flecha en líneas de alta tensión mediante ΦOTDR con pulsos chirpeados.**
Jorge Canudo, Pascual Sevillano, Andrea Iranzo, Sacha Kwik, Javier Preciado-Garbayo, Jesús Subías.

SP2.SEN09 **Pirheliómetro basado en fibra óptica y fotodiodo semiconductor.**
Roberto Rodríguez-Garrido, Alejandro Carballar, Jonathan Vera.

JUEVES, 15 DE JUNIO

SP2.SEN10 **Polarímetro de imagen para la medida del vector completo de Stokes y de la matriz de Mueller en el rango del visible.**
Sara Peña Gutiérrez, Maria Ballesta García, Santiago Royo.

SP2.SEN11 **Pseudo random phase modulation coherent lidar.**
Diego Domínguez-Castillejo, Clara Quevedo-Galán, Pablo López-Querol, Antonio Pérez-Serrano.

SP2.SEN12 **Redes de Bragg en fibras ópticas recubiertas con níquel para implementación de sensores de corriente.**
Hector García Miquel, Javier Madrigal Madrigal, Lorena Cebrián Saiz, Salvador Sales Maicas.

SP2.SEN13 **The gradient-phase interferometer: a novel interferometer for precise segment phasing in the primary mirror of the eso extremely large telescope (e-elt).**
Gaizka Murga, Alexander Díaz, Rubén Sanquirce, Santiago Royo, Maialen González, Elena Lara, Borja Vega, Noel Rodrigo, Pau Santos, Andreas Förster, Sebastian Schmid, Samuel Lévêque, Philippe Gitton, Giorgio Filippi.

SP2.SEN14 **Ultra-high resolution dual comb spectroscopy based on gain-switching optical frequency combs.**
Clara Quevedo-Galán, Alejandro Rosado, Laura Monroy, Pablo López-Querol, Antonio Pérez-Serrano, José Manuel G. Tijero, Ignacio Esquivias.

SP2.SEN15 **ZIF-8 based Fabry-Pérot interferences for VOC detection.**
Anna Estany-Macià, Sachin Navale, Ignasi Fort-Grandas, Nirav Yoshi, Albert Romano-Rodríguez, Mauricio Moreno-Sereno.

SP2.SEN16 **Integrando sensores de fibra óptica de plástico en estructuras de composites reforzados con fibra de carbono.**
Fco. Rogelio Palomo, Soledad Molina.

SP2.SEN17 **Análisis espectral del efecto de la ablación láser Nd:YAG en tejido porcino.**
Sonia Buendia Aviles, José Luis Arce Diego, Margarita Cunill Rodríguez, José Alberto Delgado Atencio, Félix Fanjul Vélez.

COM **07. Comunicaciones ópticas. Redes, sistemas y subsistemas**

SP2.COM01 **Análisis de la capa física de una red de acceso óptica pasiva GPON mediante LabVIEW.**
Jesús Ángel Andrés, Noemí Merayo, Juan Carlos Aguado, Ignacio De Miguel, Ramón J. Durán, Julio San Román, Patricia Fernández, Rubén M. Lorenzo, Evaristo J. Abril.

JUEVES, 15 DE JUNIO

SP2.COM02 Impact of LTE Bandwidth on the Performance of RoF Downlink Transmission over a Large-Core GI-POF.

Muhammad Waseem, Alicia López, Pedro Luis Carro, María Angeles Losada, Carmen Vázquez, Javier Mateo, Joseba Zubia.

SP2.COM03 Photonic Microwave Phase Shifter based on an I/Q modulator.

Silvia Del Río-Martín, Clara Quevedo-Galán, Pablo López-Querol, Ignacio Esquivias.

SP2.COM04 Transmisión a 32Gb/s empleando un receptor coherente y demultiplexación en polarización basada en DSP para redes ópticas pasivas de siguiente generación.

Miguel Barrio, David Izquierdo, Pascual Sevillano, José Antonio Altabás, Ignacio Garcés.

12:30 - 13:00 Charlas Técnicas 3.
Salón de Actos

José María Silvestre
ProCareLight

Buenas prácticas de seguridad láser en el laboratorio.

Sergio Sáez
SECPHO

Secpho: collaborate to innovate.

Santiago Royo Royo
Fotónica 21

Actividades de la Plataforma Española de Fotónica, Fotónica 21.

JUEVES, 15 DE JUNIO



13:00 - 14:00 Conferencia invitada 4.
Salón de Actos

Vicente Calvo Alonso
COMPTEK SOLUTIONS, Finlandia

Comptek Solutions, de concepto universitario a empresa tecnológica.

Introducción de Comptek Solutions y de su oferta tecnológica. Una mirada atrás al origen y la aventura de crear una empresa "Deep tech" activa en el campo de la optoelectrónica, así como cosas a tener en cuenta antes de empezar un negocio basado en las lecciones aprendidas.

14:00 - 15:30 Comida.
Hall de la ETSi

15:30 - 18:00 Foro de Talento.
Salón de Actos

- **15:30. Presentación del Foro de Talento, por Secpho.**
- **15:35. Presentación de los ponentes, por Fotónica21.**
- **15:40. Bárbara Buades,** *CEO de Meetoptics.*
  De la ciencia a la creación de tu propia empresa: ¿Cómo di el salto?
- **16:00. Carmen Vázquez,** *Catedrática en UC3M.*
  Debatamos sobre sesgos de género y fotónica.
- **16:20. Ronda de matchmaking entre ofertas y demandas de empleo.**

17:00 - 18:00 Asamblea del Comité de Optoelectrónica de SEDOPTICA.
Salón de Grados (Planta Ático)

21:30 - 00:00 Cena de Gala.
Restaurante ABADES Triana

VIERNES, 16 DE JUNIO

9:00 - 10:00 **Conferencia invitada 5.**
Salón de Actos



José Azaña Luna
INRS-EMT, Canada

Photonic signal processing for classical and quantum applications.

Photonic-enabled wave energy-redistribution methods have attracted considerable interest for signal analysis and processing, enabling the realization of novel and greatly enhanced functionalities for a wide range of applications, from high-speed telecommunications to sensing and spectroscopy. Based on simple physical mechanisms, these methods can be applied to wavefields from the microwave to the optical spectrum regions via widely available fiber-optics or integrated-waveguide technologies. To illustrate the general methodology, we will review analog signal processing techniques based upon Talbot self-imaging effects in dispersive optical fibers. The focus will be on a new framework of broad practical interest, namely, passive amplification of time- and frequency-domain waveforms with unique denoising capabilities for both classical optical waves and quantum correlation functions. This approach to noise mitigation enables the recovery of information that could not be accessed otherwise, pushing new frontiers in both fundamental and applied sciences.

10:00 - 10:30 **Charlas Técnicas 4.**
Salón de Actos

André Acosta e Iris Elvira
Iberoptics

Imagen SWIR para aplicaciones científicas y Catálogo Fotónica e Imágen.

Jad Sabek
IBM-CNM

Spanish foundries ecosystem for PICs.

Thomas Etzkorn
PIMICOS

Dispositivos piezoeléctricos para el alineamiento de fibra óptica.

VIERNES, 16 DE JUNIO

10:30 - 12:00 **Sesión de Pósteres 3.**
Hall de la ETSi

Los trabajos de estudiantes han optado al premio **INNOVA SCIENTIFIC.**

MIC **04. Micro-óptica y óptica integrada: Tecnología y dispositivos para circuitos fotónicos integrados**

SP3.MIC01 **Acoplador integrado controlado por bombeo escrito mediante láser de femtosegundos.**
David Benedicto, Juan C Martín, M Victoria Collados, Antonio Días, Javier Solís, Juan A Vallés.

SP3.MIC02 **Análisis y caracterización de Bragg Gratings integradas en tecnología Silicon-on-Insulator.**
José A. Praena, Alejandro Carballar.

SP3.MIC03 **Demostración experimental de un acoplador de interferencia multimodal insensible a la polarización basado en un metamaterial sublongitud de onda.**
Carlos Pérez-Armenta, Alejandro Ortega-Moñux, José Manuel Luque González, Robert Halir, Jens Schmid, Pavel Cheben, Iñigo Molina Fernández, J. Gonzalo Wangüemert-Pérez.

SP3.MIC04 **Estudio y caracterización experimental de cavidades Fabry-Pérot para una plataforma de silicio sobre aislante.**
Alejandro Sánchez-Sánchez, José Manuel Luque-González, David Medina-Quiroz, Carlos Pérez-Armenta, Paula Nuño Ruano, David González-Andrade, Alejandro Ortega-Moñux, Iñigo Molina-Fernández, Carlos Alonso-Ramos, J. Gonzalo Wangüemert-Pérez.

SP3.MIC05 **Hybrid Active/Passive Photonic Integration Platform based on Micro Transfer Printing.**
Rubén Alemany, Luis A. Bru, Gloria Micó, Daniel Pastor, Pascual Muñoz.

SP3.MIC06 **Mejora de la relación señal ruido en dispositivos ópticos integrados mediante divisores de potencia Wilkinson.**
Angel Ortega-Gomez, Osmery Hernández, Douglas Oña, Iñigo Liberal.

SP3.MIC07 **Optical Phased Array Antenna Apodization for Lidar in Autonomous Vehicles.**
José Lozano, Humberto Jimenez, Sergio Torres, Pau Biosca, Bernat Fontanet, Jorge Pinazo, Adolfo Lerin, Federico Dios, Josep R. Casas, José A. Lázaro.

VIERNES, 16 DE JUNIO

SP3.MIC08 **Optimization of the design and operating parameters of active waveguide Bragg gratings for laser performance.**
Ángel Sanz-Felipe, Juan A. Vallés.

SP3.MIC09 **Photonic integrated circuits at CEMDATIC-UPM.**
Pablo López-Querol, Clara Quevedo-Galán, Alicia Soria-Gómez, Ismael Pintor, José Manuel G. Tijero, Ignacio Esquivias, Antonio Pérez-Serrano.

SP3.MIC10 **Redes ópticas de divisores de potencia Wilkinson en silicio sobre aislante.**
Douglas Oña, Ángel Ortega-Gómez, Osmery Hernández, Iñigo Liberal.

SP3.MIC11 **Towards SiN photonic platform: plasma-free manufacturing process flow. Deposition, oxidation, and wet etching of silicon nitride.**
Giuseppe Libero Bufi, Louw Roel Van Der Zon, Adrián Fernández, César Alminyana, Isabelle Rodriguez, Pascual Muñoz, Daniel Pastor.

BIO **08. Biofotónica. Fotónica aplicada a los materiales biológicos y la medicina**

SP3.BIO01 **A novel biosensing transducer for real-time detection of biomolecules in biological samples.**
Alain Castaño Andres, Jose Luis Zugaza, Joseba Zubia, David Sánchez Montero, Alicia López, Oskar Arrizabalaga.

SP3.BIO02 **Etched Few-mode fiber interferometer biosensor for Staphylococcus aureus detection..**
Valeria Hernández-Ambato, David Barrera, Elena Aznar, Salvador Sales.

SP3.BIO03 **Modelo de ruido de una cámara para lectura de biosensores fotónicos multiplexados.**
Laura Perez-Sanchez, Ana Sanchez-Ramirez, Jose De Oliva-Rubio, Jonas Leuermann, Robert Halir, Alejandro Ortega-Moñux, J. Gonzalo Wangüemert-Perez, Iñigo Molina-Fernandez.

SP3.BIO04 **Mueller matrix polarimeter and birefringence imaging.**
Esther Nabadda, María Del Mar Sánchez-López, Asticio Vargas, Angel Lizana, Juan Campos, Ignacio Moreno.

VIERNES, 16 DE JUNIO

IAF **10. Inteligencia artificial aplicada a la fotónica**

SP3.IAF01 **Determination of fat content in tomato sauce by means of optical spectroscopy in the visible and near infrared regions assisted with neural networks classification.**
A. G. Moises, M. Moreno, A. Avedillo, I. Vitoria, J. J. Imas, C. Sanz, L.j. Marín, C. R. Zamarreño.

SP3.IAF02 **Prevención de accidentes en obra mediante visión 3D e inteligencia artificial.**
Gerard Demas-Giménez, Pablo García-Gómez, Marcela C. Rubio, Santiago Royo.

IND **12. Aplicaciones industriales de la fotónica**

SP3.IND01 **Design of a solar simulator using a Genetic Algorithm: a case study.**
Marta Rodríguez-Guerra, Ricardo Vergaz Benito, Eduardo López Fraguas.

SP3.IND02 **Fabricación de prototipos de concentrador solar luminiscente basados en fibras.**
Jon Grandes, M. Asunción Illarramendi, Eneko Arrospide, Jon Arrue, Joseba Zubia, Nekane Guarrotxena, Olga García.

SP3.IND03 **Lentes difractivas permeables.**
Veronica Pastor-Villarrubia, Angela Soria-Garcia, Jesus Del Hoyo, Joaquin Andres-Porras, Luis Miguel Sanchez-Brea, Javier Alda.

SP3.IND04 **Machine learning based photonic dry/curing system of industrial coating deposition process's images for its quality management.**
Elena Torralba-Calleja, Mónica Della Pirriera, Astrid Ribot, Aitor Jara, Antoni Climent, Sergio Martinez-Navas, David Cecilia, Aina Cabrer, Zeynep Beyazkili, Lorenzo Bautista.

SP3.IND05 **Sistema de monitorización basado en FBGs para la detección de incidencias en rodamientos industriales.**
Rubén Ruiz-Lombera, Aida Álvarez, Santiago Muiños-Landin, Tania Grandal.

SP3.IND06 **Sistema de posicionamiento de 4 cuadrantes basado en láser semi-activo pulsado de alta energía.**
Manuel R. Lebrón, Rubén Tinoco, Alejandro Carballar, Juan A. Sánchez, Javier Galnares, Rafael Ortiz.

VIERNES, 16 DE JUNIO

12:00 - 13:00 Charlas Técnicas 5.
Salón de Actos

Por concretar
HAMAMATSU

Presentación de HAMAMATSU.

Guillermo Santa María
PRO-LITE

Aplicaciones en Geología de tecnología hiperespectral: análisis no destructivo de testigos y muestras de suelo, sedimentos y rocas.

David Domenech Gómez
VLC Photonics

Transformando el futuro con fotónica integrada.

Sandrine Grenet
MTB

Presentación de MTB.

Ricardo Arias
Aragon Photonics

Instrumentación de altas prestaciones para análisis espectral y sensado distribuido.

13:00 - 14:00 Entrega de Premios y Clausura.
Salón de Actos

14:00 - 15:30 Cocktail de Despedida.
Hall de la ETSi

Maestro cortador de jamón ibérico de bellota 100%.
Vino manzanilla

Nota: Todos los trabajos presentados por estudiantes han optado al premio **SPIE-SEDOPTICA**.

PREMIOS A ESTUDIANTES

Con el objeto de promover la investigación de calidad entre los más jóvenes y reconocerla a través de sus resultados, el Comité de Optoelectrónica ha gestionado la convocatoria de cuatro premios a los mejores trabajos en las diferentes áreas temáticas de la reunión.

▸ **PREMIO CARLOS GÓMEZ-REINO,** *patrocinado por la empresa Radiantis.*

RADIANTIS

El Premio Carlos Gómez-Reino fue creado por el Comité de Optoelectrónica y Radiantis, en reconocimiento por el distinguido trabajo realizado por el Dr. Carlos Gómez-Reino a lo largo de su carrera profesional en el área de la Óptica y la Fotónica.

Carlos Gómez-Reino fue Catedrático de Física Aplicada, área de Óptica, de la Universidad de Santiago de Compostela (USC) hasta que desafortunadamente nos dejó el 25 de Julio de 2012. Hasta entonces estuvo intensamente involucrado en el campo de la óptica y la fotónica, especializándose en el área de Microóptica y Óptica GRIN, grupo que dirigió durante múltiples años en la USC.

A lo largo de su carrera, aportó innumerables avances a la ciencia, siendo ampliamente reconocido por la comunidad científica a nivel internacional. Pero su contribución no solo se centró en su actividad investigadora de primer nivel, sino también en su indudable capacidad de liderazgo y su clara visión que permitieron la globalización de la investigación colaborativa así como la expansión de espacios e instalaciones científicas de vanguardia que hicieron prosperar inmensamente la óptica y la fotónica en el entorno de la USC.

Carlos tenía una personalidad arrolladora, era optimista, amable, dedicado a su trabajo y tenía una manifiesta pasión por apoyar a jóvenes investigadores en su incipiente carrera en el área de la óptica y la fotónica. Una de las personas para las que Carlos fue un apoyo crucial en sus primeros años fue Sara Otero, que tras completar su licenciatura en Física, realizó sus primeras actividades de investigación en el área de Óptica y Fotónica de la USC.

Sara es hoy en día fundadora y Directora General de Radiantis, una empresa fundada en el 2005, que se ha convertido en una de las principales fabricantes de láseres sintonizables y Osciladores Paramétricos Ópticos a nivel mundial. Radiantis no existiría hoy, si no fuera por la pasión y esfuerzo que dedicaba Carlos Gómez-Reino a sus alumnos y, en concreto por el apoyo desinteresado y guía prestada a Sara Otero en los comienzos de su carrera profesional.

Por ello, una de las mejores formas de reconocer y mantener vivo el espíritu de Carlos Gómez-Reino, sus contribuciones a la Óptica y Fotónica y su apoyo desinteresado a las carreras de los jóvenes investigadores es este premio que se otorga en el marco Optoel.

PROCEDIMIENTO DE VALORACIÓN Y FALLO DEL JURADO:

Premio: CARLOS GÓMEZ-REINO
Patrocinador: RADIANTIS
Sesión de Pósteres 1: miércoles 14 de junio de 2023

Categorías:
01.EMI: Emisores, detectores y amplificadores de radiación óptica (incluidos los THz) 02. DIS: Dispositivos ópticos y electroópticos para procesado óptico de señal (incluyendo imagen)

05.ONL: Óptica no-lineal y Óptica cuántica

09.LAS: Láseres: sus aplicaciones industriales, médicas y de procesado de materiales 13.FOT: Nuevas teorías, efectos, técnicas y tecnologías para la fotónica

TOTAL: 21 PÓSTERES; Optan a premio: 12 pósteres

Jurado compuesto por:

- Miguel Vicente Andrés *(Universidad de Valencia)*
- Xabier Quintana *(Universidad Politécnica de Madrid)*
- Javier Mateo *(Universidad de Zaragoza)*

Premiado:
ROCÍO CHUECA, por su contribución *SP1.FOT01: Caracterización de ventanas con doble acristalamiento y superficies selectivas en frecuencia (FSS).*



PREMIOS A ESTUDIANTES

▸ **PREMIO FRANCISCO VILLUENDAS,** *patrocinado por la empresa Fibercom.*

El premio Francisco Villuendas se instituyó en 2019 en el marco de la OPTOEL, aprovechando su celebración en Zaragoza, en honor y reconocimiento a la labor que este profesor de la Universidad de Zaragoza desarrolló durante toda su vida profesional.

Francisco Villuendas Yuste fue Catedrático de Física Aplicada de UNIZAR hasta la desafortunada fecha del 3 de febrero de 2013, en que nos dejó. Si bien su valía profesional ha sido reconocida por toda la comunidad científica, solo unos pocos privilegiados tuvimos la suerte de poder disfrutar de su personalidad y carisma. Paco era una persona de trato directo y sincero, que amaba su trabajo y siempre estuvo preocupado por la proyección social de la investigación que realizaba. Fundó junto a Javier Pelayo y otros compañeros de la facultad el hoy sobradamente conocido y prestigioso Grupo de Tecnologías Fotónicas (GTF) del que tan buenas ideas y profesionales han salido.

Uno de los primeros frutos de esta manera de entender la labor científica fue la empresa Fibercom. Creada en el año 1991, cuando ni siquiera existían conceptos como Start-up o Spin-off, tan de moda en nuestros días, Fibercom se centró inicialmente es la prestación de servicios relacionados con las, entonces incipientes, redes de telecomunicaciones ópticas. No obstante, su espíritu creativo, herencia directa de la personalidad de sus fundadores, hizo que con el devenir de los años, esa microempresa creciera hasta constituir lo que actualmente es el Grupo Fibercom, en cuyo seno se encuentran empresas como Aragón Photonics Labs, nacida en 2004 como división industrial de la empresa original.

Paco tenía el firme convencimiento de que la labor de un científico debía inexcusablemente redundar en beneficio social. Para dar continuidad a esa visión sobre la labor científica, este premio pretende, además de mantener vivo su recuerdo, trasladar a los jóvenes investigadores la idea de que "la proyección social de la investigación debe ser tenida en consideración en todo el proceso creativo".

Siguiendo con esa impronta dejada por Paco, con el premio Francisco Villuendas se busca reconocer la actividad de jóvenes investigadores que, además de su carácter innovador, presenten trabajos en el campo de la fotónica, especialmente en fibras ópticas, que tengan un enfoque eminentemente aplicado al beneficio social.

PROCEDIMIENTO DE VALORACIÓN Y FALLO DEL JURADO:

Premio: FRANCISCO VILLUENDAS
Patrocinador: FIBERCOM
Sesión de Pósteres 2: jueves 15 de junio de 2023

Categorías:
03.FIB: Fibra óptica: Tecnología de fibras y cables: multiplexación espacial, fibras especiales
06.SEN: Sensores, metrología y estándares
07.COM: Comunicaciones ópticas. Redes, sistemas y subsistemas

TOTAL: 27 PÓSTERES; Optan a premio: 14 pósteres
Jurado compuesto por:

- Francisco López *(representante de FIBERCOM)*
- Salvador Sales *(Universidad Politécnica de Valencia)*
- Juan Ignacio Garcés *(Universidad de Zaragoza)*

Premiado:
BRYAN DAVID SANIPATIN URQUIZO, por su contribución SP2.SEN02: Dual-parameter fiber- optic sensor with a cascaded FPI and FBG for pressure and temperature



PREMIOS A ESTUDIANTES

▸ **PREMIO INNOVA SCIENTIFIC,** *patrocinado por la empresa INNOVA Scientific.*

INNOVA Scientific, S.L., empresa líder en la distribución de equipamiento para aplicaciones láser desea fomentar y reconocer el espíritu investigador dentro de la comunidad científica, mediante la concesión de un premio al mejor trabajo de investigación en el campo de los láseres y sus aplicaciones industriales, médicas y de procesado de materiales.

Podrán ser candidatos al premio, cualquier estudiante de doctorado que realice trabajos de investigación experimental en el campo del procesado de materiales con aplicaciones industriales y/o médicas en centros públicos o privados de España y Portugal. La naturaleza del presente premio será económica. El jurado concederá un solo premio al doctorando seleccionado.

La comisión evaluadora del premio tendrá en cuenta:

- El nivel científico de la investigación realizada.
- La utilidad social de la investigación desarrollada y su interés para el entorno socioeconómico.
- Se valorará positivamente que el trabajo haya dado lugar a una o más publicaciones en alguna revista del campo o al registro de alguna patente en el periodo Julio 2021 – Julio 2022.
- El doctorando ha de figurar como primer autor.

PROCEDIMIENTO DE VALORACIÓN Y FALLO DEL JURADO:

Premio: INNOVA SCIENTIFIC
Patrocinador: INNOVA-SCIENTIFIC
Sesión de Pósteres 3: viernes 16 de junio de 2023

Categorías:
04.MIC: Micro-óptica y óptica integrada: Tecnología y dispositivos para circuitos fotónicos integrados
08.BIO: Biofotónica. Fotónica aplicada a los materiales biológicos y la medicina
10.IAF: Inteligencia artificial aplicada a la fotónica
12.IND: Aplicaciones industriales de la fotónica

TOTAL: 24 PÓSTERES; Optan a premio: 15 pósteres

Tribunal:

- Juan Antonio Vallés *(Universidad de Zaragoza)*
- Ignacio Moreno *(Universidad Miguel Hernández de Elche)*
- Pascual Sevillano *(Universidad de Zaragoza)*

Premiado:

CARLOS PEREZ ARMENTA, por su contribución SP3.MIC03: Demostración experimental de un acoplador de interferencia multimodal insensible a la polarización basado en un metamaterial sublongitud de onda



PREMIOS A ESTUDIANTES

▸ **PREMIO SPIE-SEDOPTICA,** *patrocinado por la SPIE.*

SPIE-SEDOPTICA continúan estimulando la investigación en el campo de la fotónica y la optoelectrónica en general con la convocatoria de este premio en el marco de la OPTOEL.

PROCEDIMIENTO DE VALORACIÓN Y FALLO DEL JURADO:

Premio: SPIE-SEDOPTICA
Patrocinador: SPIE
Sesión de Pósteres: 1, 2 y 3: 14, 15 y 16 de junio de 2023

Categorías:
Todas las áreas temáticas de la OPTOEL2023.

TOTAL: 72 PÓSTERES; Optan a premio: 41 pósteres

Tribunal:

- Santiago Royo Royo *(representante de SEDOPTICA)*
- José Antonio Lázaro *(representante de SEDOPTICA)*
- Evaluadores de las sesiones de poster 1, 2, y 3.

Premiado:
JAVIER PEREIRO GARCÍA, por su contribución SP1.DIS04: Reconfigurable liquid crystal devices for light handling



OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

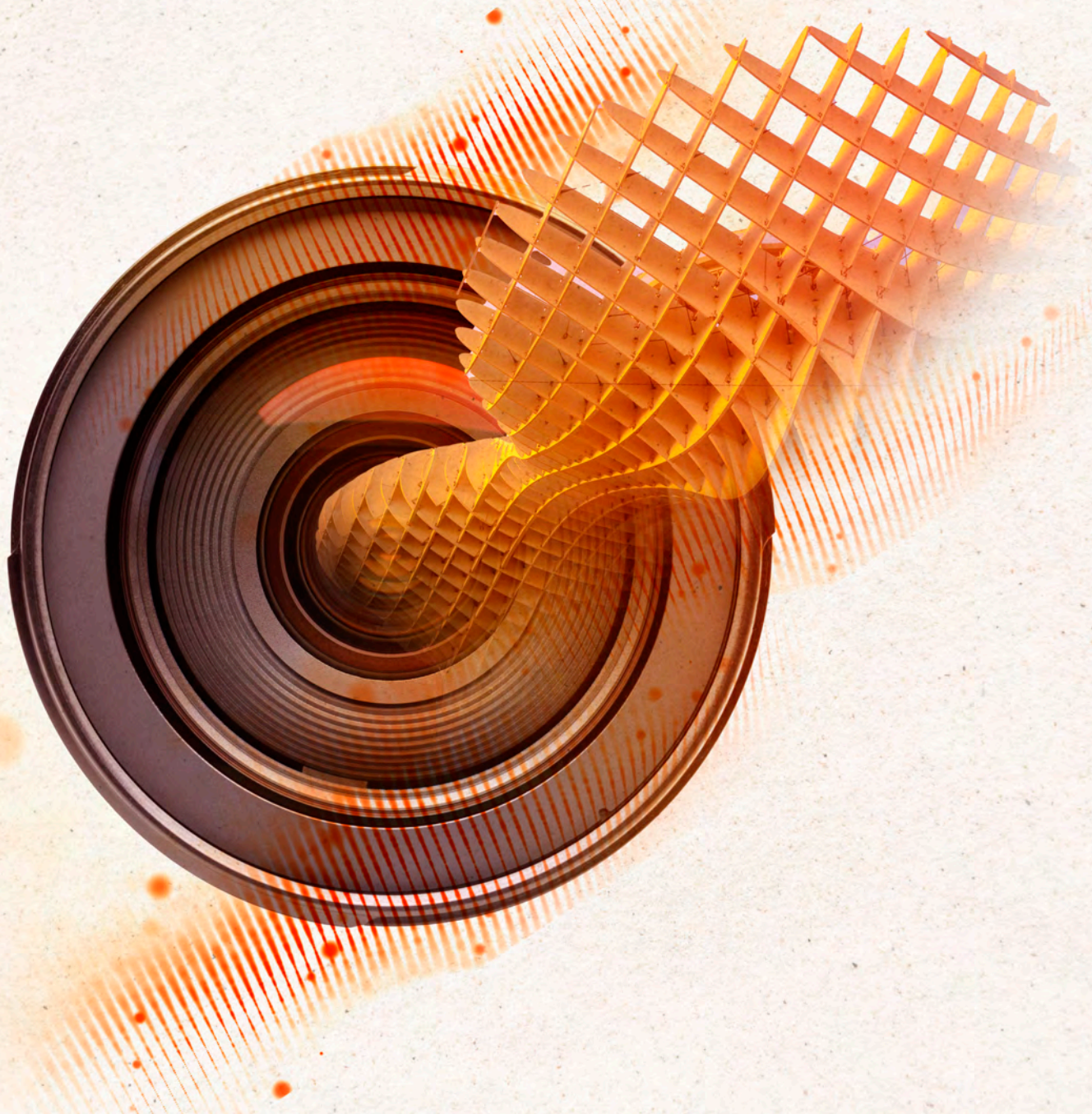
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



COMUNICACIONES

CONECTANDO LA ACADEMIA Y LA INDUSTRIA

OPTOEL 2023 - Índice de publicaciones

Índice de publicaciones

01. Emisores, detectores y amplificadores de radiación óptica (incluidos los THz) 45

1.1. Células solares de nanocolumnas de nitruro de indio sobre silicio amorfo depositadas por pulverización catódica 46

1.2. Densificación electroóptica de alta densidad de peines de frecuencias ópticas generados por láseres semiconductores de conmutación de ganancia inyectados 52

1.3. Detección de chirps en láseres con realimentación de frecuencia desplazada 58

02. Dispositivos ópticos y electroópticos para procesado óptico de señal (incluyendo imagen) 64

2.1. Desarrollo de una cámara hiperespectral basada en un filtro de espectro óptico lineal variable 65

2.2. Full complex modulation using distance-based Iterative Fourier Transform Algorithm 71

2.3. Implementation of triplicator diffraction gratings in a pixelated display 76

2.4. Reconfigurable liquid crystal devices for light handling 82

03. Fibra óptica: Tecnología de fibras y cables: multiplexación espacial, fibras especiales 88

3.1. Analysis of the frequency response of a dynamically modulated, high Q, optical fiber ring resonator 89

3.2. Sensor de impacto de baja energía basado en un interferómetro supermodal y una red de Bragg 94

3.3. Measurement of the UV-induced radius decrease in a silica fiber by means of optic and acoustic resonances 99

3.4. Monitorización dinámica de la curvatura utilizando ΦOTDR de tiempo expandido 104

3.5. Optimización del corte de fibras ópticas microestructuradas de plástico (mPOF) con estructura de anillos hexagonales 110

3.6. Self-compression of ultrafast near-ultraviolet light in ultrathin-walled hollow-core fibres 116

3.7. Discriminación de Tejidos Sanos sin Etiquetar mediante Microscopía Óptica de Contraste de Fase Cuantitativa 120

04. Micro-óptica y óptica integrada: Tecnología y dispositivos para circuitos fotónicos integrados 124

4.1. Acoplador integrado controlado por bombeo escrito mediante láser de femtosegundos 125

4.2. Análisis y caracterización de Bragg Gratings integradas en tecnología Silicon-on-Insulator 129

4.3. Demostración experimental de un acoplador de interferencia multimodal insensible a la polarización basado en un metamaterial sublongitud de onda 135

4.4. Estudio y caracterización experimental de cavidades Fabry- Pérot para una plataforma de silicio sobre aislante 141

4.5. Hybrid Active/Passive Photonic Integration Platform based on Micro Transfer Printing 147

4.6. Mejora de la relación señal ruido en dispositivos ópticos integrados mediante divisores de potencia Wilkinson 153

4.7. Optical Phased Array Antenna Apodization for Lidar in Autonomous Vehicles 158

4.8. Optimization of the design and operating parameters of active waveguide Bragg gratings for laser performance 164

4.9. Photonic Integrated Circuits at CEMDATIC-UPM 170

4.10. Redes ópticas de divisores de potencia Wilkinson en silicio sobre aislante 175

4.11. Towards SiN photonic platform: plasma-free manufacturing process flow. Deposition, oxidation, and wet etching of silicon nitride 179

05. Óptica no-lineal y Óptica cuántica 185

5.1. Descomposición en valores singulares, interferencia cuántica y divisores de potencia Wilkinson 186

5.2. Estudio del Chirp en Solitones Disipativos en Láseres de Fibra con Anclado de Modos Pasivo en Configuración de Anillo Ultralargo en el Rango de los Femtosegundos 191

5.3. Modeling metal nonlinearities for FDTD simulation of plasmonic devices 195

5.4. Preservation of biphoton quantum coherence in frequency up-conversion using gas-filled hollow-core fibres 200

06. Sensores, metrología y estándares 204

6.1. Caracterización de un sistema de imagen LiDAR circularmente polarizado en una cámara de niebla 205

6.2. Dual-parameter fiber-optic sensor with a cascaded FPI and FBG for pressure and temperature measurements 211

6.3. Estrategias de desenrollado de fase para metrología de retardadores variables 216

6.4. Interrogador OTDR de tiempo expandido espectralmente eficiente con resolución espacial milimétrica 221

6.5. Low-Cost Energy-Harvesting Hybrid Radiofrequency - Visible Light Positioning System based on Flexible Perovskite Photovoltaic cells for Indoor Positioning 227

6.6. Medida del eje rápido de un retardador mediante el uso de un interferómetro de Michelson 233

6.7. Método teórico para el diseño de sensores de desplazamiento de fibra óptica bifurcados 238

6.8. Monitorización de la flecha en líneas de alta tensión mediante ΦOTDR con pulsos chirpeados 243

6.9. Pirheliómetro basado en fibra óptica y fotodiodo semiconductor 249

6.10. Polarímetro de imagen para la medida del vector completo de Stokes y de la matriz de Mueller en el rango del visible 255

6.11. Pseudo Random Phase Modulation Coherent LiDAR 261

6.12. Redes de Bragg en fibras ópticas recubiertas con níquel para implementación de sensores de corriente 266

6.13.The Gradient-Phase Interferometer: A Novel Interferometer for Precise Segment Phasing in the Primary Mirror of the ESO Extremely Large Telescope (E-ELT) 271

6.14. Ultra-high resolution dual comb spectroscopy based on gainswitching optical frequency combs 276

6.15. ZIF-8 based Fabry-Pérot interferences for VOC detection 281

6.16. Integrando Sensores de Fibra Óptica de Plástico en Estructuras de Composites reforzados con Fibra de Carbono 286

6.17. Análisis espectral del efecto de la ablación láser Nd:YAG en tejido porcino 291

07. Comunicaciones ópticas. Redes, sistemas y subsistemas 296

7.1. Análisis de la capa física de una red de acceso óptica pasiva GPON mediante LabVIEW 297

7.2. Impact of LTE Bandwidth on the Performance of RoF Downlink Transmission over a Large-Core GI-POF 303

7.3. Photonic Microwave Phase Shifter based on an I/Q modulator 309

7.4. Transmisión a 32Gb/s empleando un receptor coherente y demultiplexación en polarización basada en DSP para redes ópticas pasivas de siguiente generación 313

08. Biofotónica. Fotónica aplicada a los materiales biológicos y la medicina 318

8.1. A novel biosensing transducer for real-time detection of biomolecules in biological samples 319

8.2. Etched Few-mode fiber interferometer biosensor for Staphylococcus aureus detection 325

8.3. Modelado de ruido de una cámara para lectura de biosensores fotónicos multiplexados . . . 329

8.4. Mueller matrix polarimeter and birefringence imaging . . . 335

09. Láseres: sus aplicaciones industriales, médicas y de procesado de materiales . . . 341

9.1. Guías de onda superficiales con perfil modal optimizado para aplicaciones de detección en Nd:YAG: diseño y fabricación con pulsos láser de femtosegundos . . . 342

9.2. High-frequency photothermal processing of commercial polymers under femtosecond laser irradiation for waveguide writing . . . 348

9.3. Numerical simulation study of multi-pulsed femtosecond laser ablation on aluminum . . . 354

9.4. The role of surface roughness on the regularity of LIPSS generated in metals with femtosecond lasers . . . 360

10. Inteligencia artificial aplicada a la fotónica . . . 366

10.1. Determination of Fat Content in Tomato Sauce by means of Optical Spectroscopy in the Visible and Near Infrared Regions assisted with Neural Networks Classification . . . 367

10.2. Prevención de accidentes en obra mediante visión 3D e inteligencia artificial . . . 373

12. Aplicaciones industriales de la fotónica . . . 379

12.1. Design of a solar simulator using a Genetic Algorithm: a case study . . . 380

12.2. Fabricación de prototipos de concentrador solar luminiscente basados en fibras . . . 386

12.3. Lentes difractivas permeables . . . 391

12.4. Machine learning based photonic dry/curing system of industrial coating deposition process's images for its quality management . . . 395

12.5. Sistema de monitorización basado en FBGs para la detección de incidencias en rodamientos industriales . . . 400

12.6. Sistema de posicionamiento de 4 cuadrantes basado en láser semi-activo pulsado de alta energía. 406

13. Nuevas teorías, efectos, técnicas y tecnologías para la fotónica 411

13.1. Caracterización de ventanas con doble acristalamiento y Superficies Selectivas en Frecuencia (FSS) 412

13.2. Finite energy Airy surface-plasmon polaritons at a lossy interface 417

13.3. Inferencia Bayesiana aplicada a simulaciones numéricas de polarimetría Mueller Full Poincaré 422

13.4. Light switch based on a nanoparticle chain and on the optomechanically generated field enhancement 428

13.5. Nonplanar partially coherent sources 434

13.6. Validación del modelo de índice efectivo como alternativa viable en el diseño de metasuperficies. 438

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

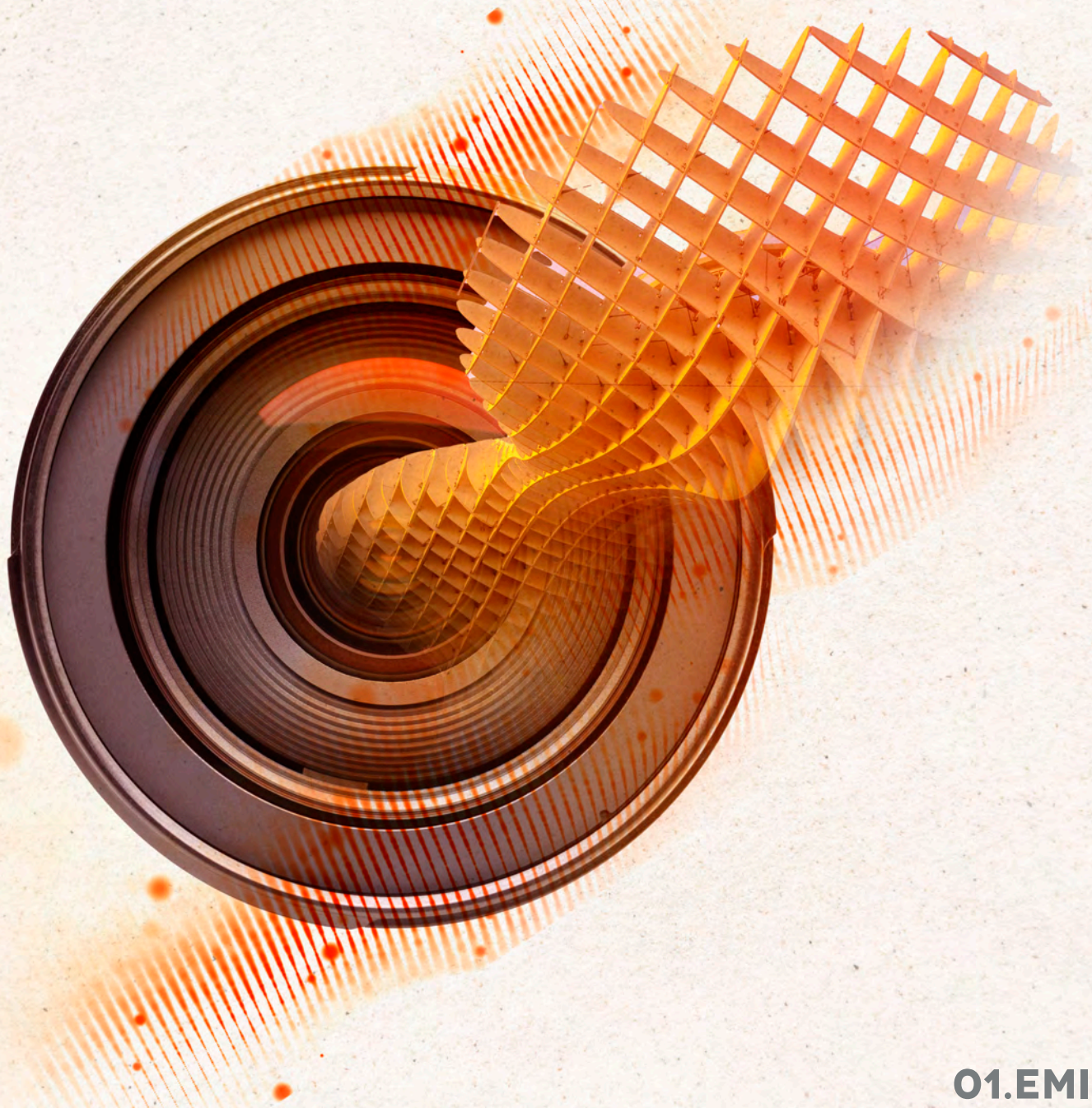
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



01.EMI |

EMISORES, DETECTORES Y AMPLIFICADORES DE RADIACIÓN ÓPTICA (INCLUIDOS LOS THZ)

Células solares de nanocolumnas de nitruro de indio sobre silicio amorfo depositadas por pulverización catódica

Indium nitride nanocolumns on amorphous silicon solar cells deposited by sputtering

Michael SUN[(1)], Rubén G. CORNEJO[(1)], J. OLEA[(2)], Sirona VALDUEZA-FELIP[(1)] and Fernando B. NARANJO[(1)]

1. Grupo de Ingeniería Fotónica, Escuela Politécnica Superior, Universidad de Alcalá, 28871, Alcalá de Henares, España.
2. Departamento de Estructura de la Materia , Física Térmica y Electrónica, Universidad Complutense de Madrid, 28040, Madrid, España.

Persona de contacto: Michael SUN (michael.sun@uah.es)

RESUMEN:

En este trabajo, presentamos una estrategia de optimización de dispositivos de heterounión InN/Si(100) mediante la introducción de una capa buffer de silicio amorfo (a-Si). Estudiamos la influencia del espesor de este buffer en la calidad del material a través de sus propiedades estructurales, morfológicas y ópticas, y la calidad del dispositivo. Las capas de InN y a-Si se depositaron mediante sputtering RF y DC, respectivamente. Las muestras se procesaron posteriormente en células solares de ~1 cm^2 y se caracterizaron eléctricamente en oscuridad y bajo iluminación de 1 sol. Por un lado, se observa un ligero aumento tanto de la resistencia en serie como en paralelo con el espesor de la capa buffer hasta 15 nm. Por otro lado, se produce un aumento de la J_{SC} hasta ~20 mA/cm^2 para la capa buffer de 4 nm y en la V_{OC} hasta ~0.37 V para la capa buffer de 15 nm. Esto se traduce en una mejora del FF de hasta el 35.5% y un aumento de la eficiencia del 1.13% al 2.27%.

Palabras clave: InN, pulverización catódica, Si amorfo, buffer, célula solar

ABSTRACT:

In this work, we present an optimization strategy for InN/Si(100) heterojunction devices, by the introduction of an amorphous silicon (a-Si) buffer layer. We study the influence of different thickness of the amorphous silicon buffer on the material quality through its structural, morphological, and optical properties, and the device quality. The InN and a-Si layers were deposited by RF and DC sputtering, respectively. Samples were later processed into ~1 cm^2 solar cells and were electrically characterized in the dark and under 1 sun illumination. On one hand, there was a slightly increase on both the series and shunt resistances with the buffer thickness up to 15 nm. On the other hand, there was an increase of the J_{SC} up to ~20 mA/cm^2 for 4 nm buffer and of the V_{OC} up to ~0.37 V for 15 nm buffer. This leads to a FF improvement up to 35.5% and an efficiency increase from 1.13% to 2.27%.

Key words: InN, sputtering, amorphous Si, buffer, solar cell

1.- Introducción

La tecnología fotovoltaica es crucial en la transición hacia una realidad energética sostenible. Dado que la población mundial y la demanda energética siguen creciendo, es cada vez más importante desarrollar fuentes de energía que sean limpias, eficientes y renova-

bles. La energía solar tiene el potencial de satisfacer una parte significativa de nuestras necesidades energéticas.

Los nitruros del grupo III son una familia de materiales semiconductores con aplicaciones comerciales de éxito en la producción de LEDs y láseres [1]. Además, poseen excelentes propiedades para su aplicación en otras áreas de la optoelectrónica, como la fotovoltaica. Su gap directo sintonizable en el espectro solar visible, su elevado coeficiente de absorción y su alta movilidad de electrones pueden convertir eficazmente la energía solar en electricidad. Además, poseen una excelente estabilidad térmica y química, haciéndolos resistentes a entornos hostiles. Así pues, explorar el potencial de los nitruros para aplicaciones fotovoltaicas podría conducir a avances significativos en la tecnología de la energía solar y a un futuro más sostenible.

El InN ha captado mucha atención en las últimas décadas debido a sus interesantes propiedades [2,3]. Aunque el InN de buena calidad es difícil de obtener debido a su baja temperatura de disociación, ha habido una gran actividad en la producción de láminas delgadas de InN depositadas por metal-orgánicos [4], epitaxia de haces moleculares [5] y pulverización catódica (sputtering) [6-9]. Sin embargo, la presencia de defectos estructurales en las capas limita considerablemente el rendimiento de los dispositivos de lámina delgada. Es por ello que se han dedicado grandes esfuerzos a explorar el crecimiento de nanohilos [10-13] y nanocolumnas [14-16], estructuras con, a priori, una menor densidad de defectos.

Nuestro grupo de investigación tiene experiencia en el crecimiento de capas de (Al)InN mediante sputtering RF sobre zafiro y Si(100 y 111), obteniendo capas de calidad y con buenas propiedades eléctricas en dispositivos de heterounión nitruro/Si [17,18]. Con el objetivo de mejorar el rendimiento fotovoltaico de estos dispositivos, en este trabajo se estudia la influencia de introducir una capa intermedia de silicio amorfo, como potencial capa pasivante superficial del Si [19], en las propiedades de las heterouniones InN/Si(100).

El estudio consta de dos partes: primeramente, se estudia el crecimiento de silicio mediante sputtering DC; posteriormente, esta capa se añade a los dispositivos InN/Si fabricados mediante sputtering RF.

2.- Medidas experimentales

Las capas de silicio e InN se depositaron sobre Si(100) dopado tipo p de 375 µm de espesor (resistividad ~1-10 Ω·cm) utilizando un sistema de sputtering reactivo. Más detalles de este sistema se pueden encontrar en [20,21].

Las capas de silicio se depositaron en una atmósfera de Ar puro con un flujo de 2 sccm y una presión de cámara de 0.47 Pa. El tiempo de depósito se fijó en 120 min con una temperatura de substrato de 550ºC y diferentes potencias DC (30, 40, 50 y 60 W). Dichas condiciones de depósito dieron lugar a un Si compacto y amorfo, el cual se empleó posteriormente en las heterouniones InN/a-Si/Si.

Las capas de InN se depositaron en atmósfera de N_2 puro con un flujo de 14 sccm y una presión de 0.47 Pa. El tiempo de depósito se fijó en 150 min con una temperatura de substrato de 550ºC y una potencia de RF aplicada al blanco de In de 30 W. Las capas de InN crecidas bajo estas condiciones muestran un alto dopaje tipo n ($n\sim10^{21}$ cm^{-3}) [18]. El espesor de la capa amortiguadora (buffer) de a-Si se fijó en 0, 4, 15 y 25 nm, dando lugar a las muestras B0, B4, B15 y B25. Estas capas de a-Si se depositaron a 30 W DC.

La orientación cristalina y la mosaicidad de las capas se evaluaron mediante difracción de rayos X de alta resolución (HRXRD). El espesor y la morfología de las mismas se estudió mediante microscopía electrónica de barrido por emisión de campo (FESEM). Se realizaron medidas de transmisión óptica en muestras crecidas simultáneamente sobre zafiro para evaluar su energía de gap.

Finalmente, se procesaron dispositivos con un área de ~1 cm^2 utilizando máscaras sólidas para los contactos delantero y trasero, formados por ~120 nm de Al depositado por sputtering DC a RT. Los dispositivos se caracterizaron mediante curvas de corriente-voltaje utilizando una estación de 2 puntas acoplada a una SMU en condiciones de oscuridad y bajo 1 sol (1 kW/m^2) de iluminación AM1.5G. Por último, se utilizaron diodos láser emitiendo a 518 y 637 nm con una potencia de 0.87 mW

para medir la corriente fotogenerada en función de la potencia óptica de entrada.

3.- Resultados y discusión

3.1.- Caracterización de las capas de silicio

La calidad estructural de las capas de Si se estudió sobre sustratos de zafiro mediante HRXRD, cuyos resultados se presentan en [20]. Los difractogramas 2θ/ω de rayos X no mostraron ningún pico asociado al silicio cristalino. Sin embargo, medidas adicionales de dispersión de energía de rayos X realizadas en estas muestras (mostradas en [20]) confirmaron la presencia de silicio en ellas. Por lo tanto, podemos concluir que estamos depositando una fase amorfa de Si (a-Si).

El espesor, la morfología y la rugosidad superficial del Si amorfo depositado sobre sustratos de Si(100) se investigaron mediante FESEM y AFM (Figura 1). En todos los casos, se crece una película compacta de Si independientemente de la potencia aplicada al blanco (30-60 W). Se obtuvieron resultados similares en películas de a-Si depositadas sobre sustratos de zafiro, incluso a temperatura ambiente [20]. Además, la rugosidad superficial rms obtenida a partir de imágenes de AFM es siempre inferior a 0.7 nm. Por último, la velocidad de depósito pasa de unos 80 nm/h para una potencia de 40 W a 120 nm/h para una potencia de 50 W, obteniéndose similares velocidades de crecimiento sobre sustratos de zafiro [20].

Los resultados anteriores demuestran la posibilidad de depositar capas de a-Si compactas y con muy baja rugosidad mediante sputtering DC sobre sustratos de Si(100) bajo diferentes condiciones. Con los resultados de nuestro artículo anterior [20] y el análisis previo, optimizamos las condiciones de depósito para la capa buffer de a-Si utilizada en la segunda parte de este estudio.

3.1.- Caracterización de las capas InN con buffer de a-Si

Para estudiar la calidad estructural de las capas de InN/a-Si, se realizaron medidas HRXRD en muestras crecidas sobre Si(100) y zafiro. Los resultados del difractograma 2θ/ω se muestran en las Figuras 2(a) y (b), respectivamente. Las medidas muestran una estructura wurtzita orientada a lo largo del eje *c* para todas las muestras. El FWHM del pico (0002) del InN permanece inalterado por la introducción del buffer de a-Si, lo que indica que el InN posee la misma calidad estructural con y sin capa buffer de Si. Por otro lado, el FWHM de la *rocking curve* de (0002) del InN, que está asociado a su mosaicidad, permanece ~7.7º independientemente del espesor de la capa intermedia de Si.

Para estudiar la morfología de las muestras, se realizaron medidas de FESEM. La Figura 3 muestra imágenes de las muestras de InN con 0 y 15 nm de buffer de a-Si depositadas sobre Si(100). Ambas poseen una morfología columnar, ya observada en InN depositado por sputtering a estas temperaturas, como se ha reportado en trabajos previos [22], independientemente de la introducción de la capa buffer.

Las propiedades ópticas de las capas se estudiaron en primer lugar mediante medidas de transmitancia a temperatura ambiente realizadas en las capas depositadas simultáneamente sobre zafiro.

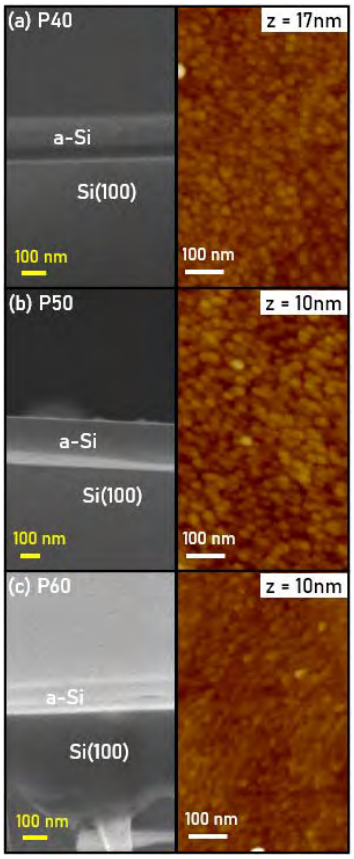


Fig. 1: Imágenes SEM y AFM de a-Si depositadas sobre Si(100) a diferentes potencias DC.

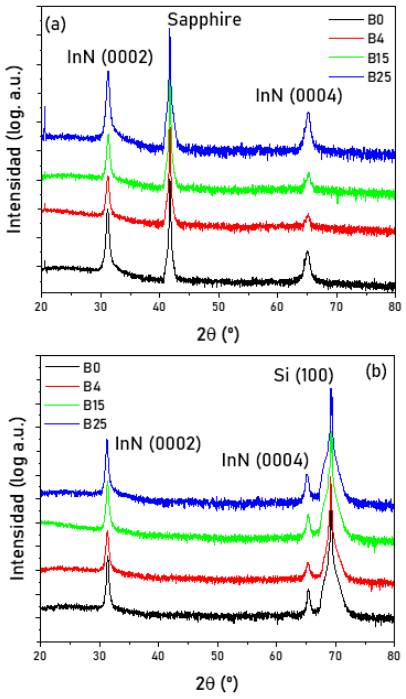


Fig. 2: Difractograma 2θ/ω de las estructuras de InN sobre (a) zafiro y (b) Si(100) con diferentes espesores de capas buffer.

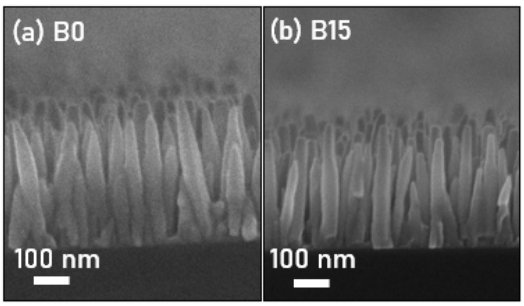


Fig. 3: Imágenes SEM de muestras InN sobre Si(100) con (a) 0 nm y (b) 15 nm de buffer de a-Si.

En la Figura 4 se muestran los espectros de transmitancia de todas las muestras estudiadas. La absorción de las capas puede deducirse de los espectros de transmitancia siguiendo la relación $\alpha(E) \propto -ln(T)$, sin considerar las pérdidas ópticas por dispersión y reflexión. Las muestras poseen una energía de gap aparente de ≈1.73 eV (729 nm) para el InN sin capa buffer, lo que concuerda con la alta concentración de portadores residuales esperada y el efecto Burstein-Moss [23], mostrando un desplazamiento de la energía de gap hacia el azul al introducir la capa buffer, hasta ≈1.9 ± 0.5 eV (652 nm).

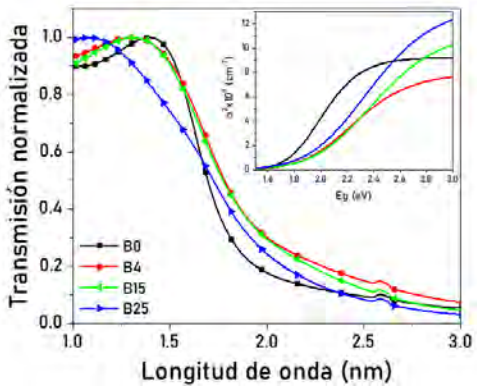


Fig. 4: Espectros de transmitancia frente a la longitud de onda. En el recuadro: coeficiente de absorción al cuadrado (α^2) vs energía, extraídas de la aproximación sigmoidal

3.2.- Caracterización eléctrica de dispositivos InN sobre Si(100) con capa buffer

La Figura 5 muestra las medidas de densidad de corriente-voltaje (J-V) de los dispositivos InN/a-Si/Si(100) en función del espesor del buffer de a-Si (a) en oscuridad y (b) bajo 1 sol de iluminación AM 1.5G. Las curvas J-V en oscuridad se analizaron utilizando el modelo de un diodo para extraer las resistencias serie y paralelo (R_S, R_{SH}), la densidad de corriente de saturación inversa (J_0) y el factor de idealidad (η); mientras que las curvas J-V iluminadas sirvieron para evaluar las características fotovoltaicas de los dispositivos en términos de voltaje de circuito abierto (V_{OC}), densidad de corriente de cortocircuito (J_{SC}), factor de forma (FF) y eficiencia. Todos los resultados se resumen en la Tabla 1.

Tabla 1. Resumen de las características eléctricas de los dispositivos InN/a-Si/Si(100). El área se calculó teniendo en cuenta la sombra del contacto superior (~0.13 cm^2).

Sample	Área (cm^2)	R_S ($\Omega \cdot cm^2$)	R_{SH} ($k\Omega \cdot cm^2$)	J_0 (A/cm^2)	η	V_{OC} (V)	J_{SC} (mA/cm^2)	FF (%)	Eff. (%)
B0	0.84	5.3	3.4	$1.15x10^{-7}$	1.7	0.28	12.82	31.40	1.13
B4	0.99	4.3	3.3	$4.4x10^{-6}$	1.7	0.32	19.93	32.14	2.05
B15	0.59	6.0	6.7	$9x10^{-11}$	1.8	0.37	17.16	35.50	2.27
B25	0.75	1.9k	48.0	$1.6x10^{-6}$	2.6	0.29	3.30	28.75	0.27

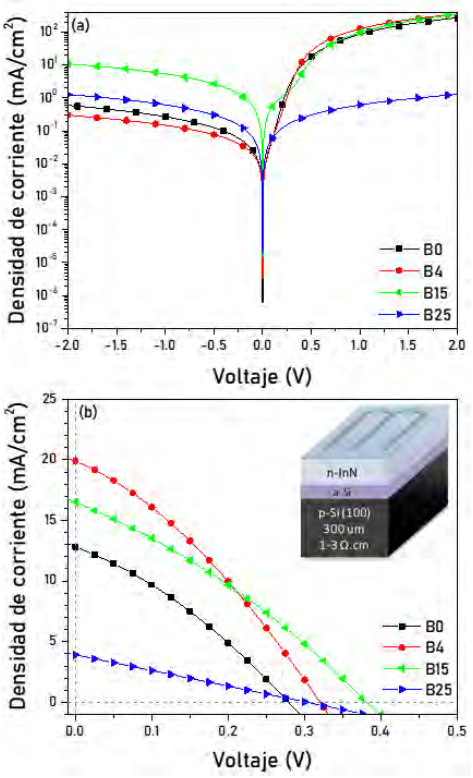


Fig. 5: Medidas J-V de dispositivos InN/a-Si/Si(100) en función del espesor del buffer de a-Si (a) en oscuridad y (b) bajo 1 sol de iluminación AM 1.5G. Recuadro: esquema del dispositivo.

La resistencia serie en una célula solar tiene dos causas principales: el movimiento de la corriente a través de la estructura y las resistencias de los contactos superior e inferior, que en nuestro caso son iguales para todas las muestras estudiadas. En los dispositivos desarrollados, la resistencia serie aumenta ligeramente hasta un espesor del buffer de 15 nm, aumentando 3 órdenes de magnitud para 25 nm, lo que conduce a un considerable empeoramiento de las propiedades eléctricas de la célula. Dicho aumento de la resistencia serie observado se relaciona con la formación de una barrera que dificulta la extracción de las cargas [24].

La resistencia paralelo aumenta sólo un orden de magnitud entre las muestras B0 y B25. Una resistencia paralelo baja suele causar pérdidas de potencia en las células solares al proporcionar una vía de corriente alternativa para la corriente generada por la luz, reduciendo por tanto la densidad de corriente que fluye a través de la unión y por ende el voltaje en circuito abierto de la célula solar. En nuestro caso, esta mejora no se observa debido al mayor aumento en la resistencia serie que empeora las propiedades significativamente.

El análisis de las curvas J-V en iluminación revela un aumento del V_{OC} de 0.28 V a 0.37 V de las muestras B0 a B15, respectivamente; mientras que la J_{SC} muestra un máximo de ~20 mA/cm^2 para la muestra de InN con 4 nm de buffer de a-Si. El FF es del 35.5% para el dispositivo con 15 nm de buffer de a-Si (muestra B15) llevando a la máxima eficiencia de la serie, 2.27%. Estas mejoras en los parámetros de los dispositivos pueden deberse a un efecto de pasivación de la capa buffer de a-Si. Sin embargo, para espesores del buffer mayores a 15 nm se degrada la característica eléctrica de la heterounión tanto en oscuridad como bajo iluminación (ver Tabla 1) debido a la barrera que de potencial que se forma en la intercara. Cabe destacar que los resultados de rendimiento obtenidos en estos dispositivos nanocolumnares de InN sobre Si(100) depositados por sputtering superan los obtenidos en estructuras similares depositadas por epitaxia de haces moleculares [12].

Por último, la responsividad medida en la muestra sin buffer (B0), es de 80.4 mA/W y 203.7 mA/W para las longitudes de onda de 518 nm (verde) y 637 nm (rojo), respectivamente.

4.- Conclusión

Se ha analizado el efecto de la introducción de una capa buffer de a-Si sobre la calidad del material y las propiedades fotovoltaicas de las células solares de heterounión de n-InN sobre p-Si(100). No se observaron cambios en la estructura del material ni en la morfología. Sin embargo, se encontró un aumento en la energía de gap desde 1.73 eV hasta 1.92 eV con la introducción del buffer.

El rendimiento fotovoltaico de los dispositivos se estudió mediante su curva J-V en oscuridad y bajo iluminación de 1 sol AM 1.5G. De estas medidas se puede concluir que la introducción de la capa buffer produce un aumento tanto de la resistencia serie como paralelo del dispositivo, incrementándose con el espesor del buffer de a-Si. Además, el buffer produce un aumento de la J_{SC} hasta ~20 mA/cm^2 y del V_{OC} hasta ~0.37 V para 4 nm y

15 nm de buffer. Sin embargo, para espesores elevados de buffer (25 nm) la heterounión se deteriora y su rendimiento se vuelve despreciable. Lo anterior apunta a un efecto pasivante de la capa buffer de a-Si empleada. En concreto, los mejores resultados se obtienen para una capa de 15 nm de espesor, resultando en un aumento hasta del doble en la eficiencia de conversión comparado con heterouniones sin buffer (desde 1.13% al 2.27%).

Agradecimientos. Se agradece la financiación económica de los siguientes proyectos: SINFOTON2 (CMP2018/NMT4326), GRISA (CM/JIN/202-021) y CAM-Project (EPU-DPTO/2020/012).

Referencias

[1] Md Zunaid Baten, et. al., *"III-nitride light-emitting devices"*, Photonics, 8(10), 430, **2021**.

[2] J. Wu et. al., *"Superior radiation resistance of $In_{1-x}Ga_xN$ alloys: Full-solar-spectrum photovoltaic material system"*, J. Appl. Phys., 94, 6477, **2003**.

[3] E. Trybus et. al., *"InN: A material with photovoltaic promise and challenges"*, Journal of Crystal Growth, 288, 218-224, **2006**.

[4] A. Jain et. al., *"Evolution of surface morphology and film stress during MOCVD growth of InN on sapphire substrates"*, Journal of Crystal Growth, 269, 128-133, **2004**.

[5] P. Specht et. al., *"The influence of structural properties on conductivity and luminescence of MBE grown InN"*, Journal of Crystal Growth, 269, 111-118, **2004**.

[6] T.J. Kistenmacher, et. al., *"Characterization of rf sputtered InN films and AlN/InN bilayers on (0001) sapphire by the X-ray precession method"*, Journal of Applied Physics, 68, 1541, **1990**.

[7] N. Saito and Y. Igasaki, *"Electrical and optical properties of InN films prepared by reactive sputtering"*, Applied Surface Science, 169-170, 349-352, **2001**.

[8] Motlan, E.M. Goldys and T.L. Tansley, *"Optical and electrical properties of InN grown by radio-frequency reactive sputtering"*, Journal of Crystal Growth, 241, 165-170, **2002**.

[9] H. Shinoda and N. Mutsukura, *"Structural and optical properties of InN films prepared by radio frequency magnetron sputtering"*, Thin Solid Films, 503, 8-12, **2006**.

[10] J. Zhang, et. al., *"Fabrication and photoluminescence of ordered GaN nanowire arrays"*, J. Chem. Phys., 115, 5714, **2001**.

[11] J. Zhang, et. al., *"Micro-raman investigation of GaN nanowires prepared by direct reaction Ga with NH_3"*, Chemical Physics Letters, 345, 372-376, **2001**.

[12] M. He, et. al., *"Growth of GaN nanowires by direct reaction of Ga with NH_3"*, Journal of Crystal Growth, 231, 357-365, **2001**.

[13] H.P. Trung Nguyen, et. al., *"InN p-i-n nanowire solar cells on Si"*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 17, 4, **2011**.

[14] J. Grandal, et. al., *"Accommodation mechanism of InN nanocolumns grown on Si(111) substrates by molecular beam epitaxy"*, Applied Physics Letters, 91, 021902, **2007**.

[15] S. Nishikawa, et. al., *"Growth of InN nanocolumns by RF-MBE"*, Journal of Crystal Growth, 301-302, 490-495, **2007**.

[16] J. Segura-Ruiz, et. al., *"Optical studies of MBE-grown InN nanocolumns: Evidence of surface electron accumulation"*, Physical review B, 79, 115305, **2009**.

[17] R. Blasco, et. al., "Low-to-mid Al content (x = 0-0.56) $Al_xIn_{1-x}N$ layers deposited on Si(100) by rafio-frequency sputtering", Physica Status Solidi B, 1900575, **2020**.

[18] S. Valdueza-Felip, et. al., "$Al_xIn_{1-x}N$ on Si(100) solar cells (x = 0-0.56) deposited by RF sputtering", Materials, 13, 2336, **2020**.

[19] R.S. Bonilla, et. al., *"Dielectric surface passivation for silicon solar cells: A review"*, Phys. Status Solidi A, 214, No. 7, 1700293, **2017**.

[20] M. Sun, et. al., *"Amorphous silicon films and nanocolumns deposited on sapphire and GaN by DC sputtering"*, Phys. Status Solidi b, 2200578, **2023**.

[21] M. Sun, et. al., *"Comparison of the Material Quality of $Al_xIn_{1-x}N$ (x—0–0.50) Films Deposited on Si(100) and Si(111) at Low Temperature by Reactive RF Sputtering"*, Materials, 15, 7373, **2022**.

[22] L. Monteagudo-Lerma, et. al., *"Morphology and arrangement of InN nanocolumns deposited by radio-frequency sputtering: Effect of the buffer layer"*, Journal of Crystal Growth, 434, 13-18, **2016**.

[23] H. He, et. al., *"Band gap energy and bowing parameter of In-rich InAlN films grown by magnetron sputtering"*, Applied Surface Sience, 256, 1812-1816, **2010**.

[24] R. Saive, *"S-shaped current-voltage characteristics in solar cells: a review"*, IEEE Journal of Photovoltaics, vol. 9, no. 6, **2019**.

Densificación electroóptica de alta densidad de peines de frecuencias ópticas generados por láseres semiconductores de conmutación de ganancia inyectados ópticamente

High-density electro-optical densification of optical frequency combs generated by optically injected gain-switched semiconductor lasers.

Alejandro ROSADO[(1)], María R. FERNÁNDEZ-RUIZ [(2)], Pedro CORREDERA [(3)], Jose Manuel TIJERO [(1)], Ignacio ESQUIVIAS [(1)]

1. CEMDATIC- E.T.S.I Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, 28040 Madrid, España.
2. Departamento de Electrónica, Universidad de Alcalá, Edificio Politécnico Superior, 28805 Alcalá de Henares, España
3. Instituto de Óptica 'Daza de Valdes', IO-CSIC, 28006 Madrid, España.

Persona de contacto: Alejandro Rosado (alejandro.rosado@upm.es).

RESUMEN:

En este trabajo se describe la generación de peines ópticos de frecuencias (OFCs) en un láser de semiconductor, empleando una combinación de conmutación de ganancia (GS) con pulsos eléctricos e inyección óptica externa (OI). En una segunda etapa, la fase de los pulsos ópticos resultantes se modula con una secuencia de bits pseudoaleatoria (PRBS) mediante un modulador electroóptico. En el dominio de la frecuencia, se produce una densificación del peine original, llegando a tener 135.000 tonos con una separación de 488 kHz. Aunque el método de densificación no se ha llevado al límite todavía, estos resultados mejoran en un factor de 200 el número de tonos conseguido en un OFC generado mediante un láser de semiconductor conmutado en ganancia inyectado y densificados mediante otras técnicas.

Palabras clave: Láseres de semiconductor, peines de frecuencia ópticos, conmutación de ganancia, inyección óptica, modulación electroóptica.

ABSTRACT:

We report on the generation of broad and flat optical frequency combs (OFC) from a laser diode by employing a combination of gain-switching (GS) with electrical pulses and optical injection (OI). The combs are subsequently densified by modulating the phase of the generated optical pulses with an electro-optical modulator driven by a pseudo-random bit sequence (PRBS). The resulting combs have 135,000 tones within 10 dB separated by an ultra-low free spectral range of 488 kHz. Although the densification method has not been pushed to its limit, these results improve by a factor of 200 the number of tones achieved in OFCs generated from laser diodes and densified by other techniques.

Key words: Optical Frequency Combs, Gain Switching, Optical Injection, Semiconductor lasers, Electro-optic modulation.

1.- Introducción

Un peine óptico de frecuencia es un grupo de tonos ópticos (también denominados líneas, picos o portadoras) espaciados uniformemente. Estas señales son coherentes entre sí, es decir, están altamente correlacionadas en fase, y surgen generalmente a partir de un tren de pulsos estrechos, cuya correspondencia en el dominio de frecuencias es un conjunto de tonos mutuamente coherentes. Durante las últimas décadas, este tipo de señales han encontrado numerosos campos de aplicación, tales como la metrología [1], las comunicaciones ópticas [2], astronomía [3], espectroscopia molecular [4] y LIDAR [5], entre otros.

En los últimos años, los láseres semiconductores se han convertido en uno de los recursos más eficaces para la generación de OFCs, debido a sus características inherentes, tales como su bajo coste, tamaño reducido y potencial de integración en circuitería fotónica.

La generación de OFCs en láseres de semiconductor se puede lograr utilizando diferentes técnicas. Entre las más habituales se encuentran: la conmutación de ganancia (GS) [6], el bloqueo de modo [7] o la modulación electroóptica externa [8]. En el pasado, se consiguió generar OFCs de muy alta calidad empleando únicamente una combinación de inyección óptica y conmutación de ganancia, donde el dispositivo semiconductor se alimentaba usando una superposición de una corriente de polarización y una corriente de radiofrecuencia (RF) de gran amplitud [9,10]. El principal problema de esta técnica radica en el hecho de que, para frecuencias inferiores a las oscilaciones de relajación, los peines resultantes son de baja calidad para su uso en aplicaciones que requieren OFCs a estas frecuencias. Algunos de estos problemas se pudieron mitigar enormemente sustituyendo la corriente sinusoidal de RF por pulsos eléctricos de bajo ciclo de trabajo [11]. Sin embargo, algunas de estas aplicaciones, como el láser ranging o la generación de señales de microondas, requieren OFCs bien resueltos con tasas de repetición inferiores a 100 MHz, y, por lo tanto, demandan el uso de pulsos eléctricos con ciclos de trabajo extremadamente bajos, lo que deriva en trenes de pulsos ópticos muy poca potencia media. Esto hace que a su vez este enfoque sea poco práctico para espaciamientos de línea por debajo de unas pocas decenas de MHz.

Para solventar este problema, se han empleado varias técnicas de densificado para reducir el espaciado entre líneas del peine sin perder potencia en el proceso. Una de las más populares (y de las más exitosas), es la utilizada en [12], en la que un OFC generado en un láser de modo bloqueado se densifica hasta

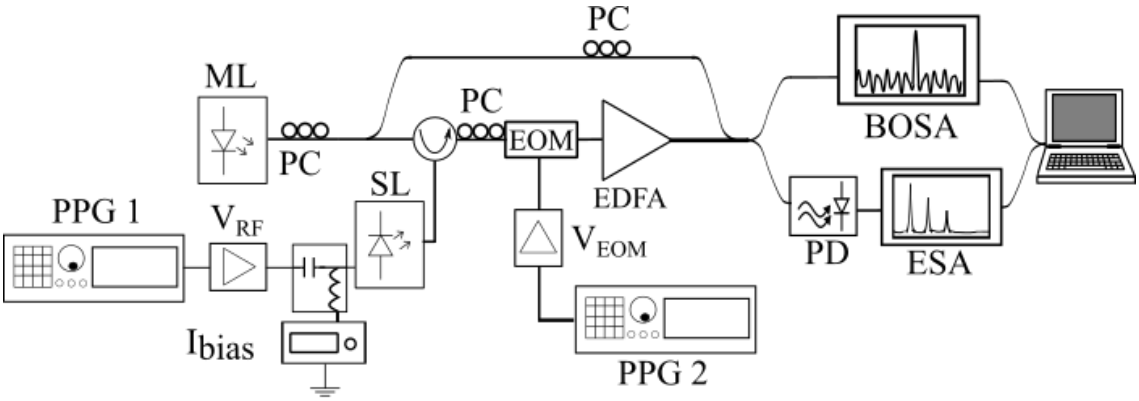


Figura 1. Montaje experimental para la generación y densificación de peines de frecuencia. ML: láser maestro, SL: laser esclavo, EOM: modulador electroóptico, PC: controlador de polarización, EDFA: amplificador de fibra dopada con erbio, BOSA: analizador de espectros ópticos basado en efecto Brillouin PD: fotodetector, ESA: analizador de espectros eléctricos, PPG: generador de tramas

un factor de 127 (de 100 MHz a 787 kHz) empleando un modulador de fase externo alimentado por una secuencia de bits pseudoaleatoria (PRBS). En este trabajo se combinan ambos conceptos, es decir, la generación de OFC en láseres de semiconductor conmutados en ganancia e inyectados externamente y la modulación de fase externa usando una señal PRBS. La combinación de estas técnicas nos permite generar OFC densificados de tasa de repetición ultra baja con prestaciones superiores mediante una arquitectura sencilla, de bajo coste y potencialmente integrable con factores de densificación superiores a 2000.

Este trabajo está estructurado de la siguiente manera: en la sección 2, se mostrará el montaje experimental empleado para generar y densificar los OFCs. Los resultados experimentales se describirán y analizarán en la sección 3. Las conclusiones se presentarán en la sección 4.

2.- Montaje experimental

El montaje experimental se muestra en la Fig. 1. El generador de peines está constituido por una arquitectura maestro-esclavo típica. Este tipo de arquitecturas permiten la inyección de luz, mediante el uso de un láser externo o maestro, al laser que esta conmutado en ganancia, también conocido como laser esclavo. El láser maestro es un láser de semiconductor cuya longitud de onda es sintonizable en toda la banda C. Además, tiene ancho de línea muy estrecho (inferior a 100 kHz).

El láser esclavo, un láser de modo discreto (DML), se conmuta por ganancia utilizando una combinación de corriente continua y pulsos eléctricos provenientes de un generador de tramas (PPG). Los pulsos eléctricos se han amplificado hasta alcanzar un valor pico a pico de 2,5 V con una frecuencia de repetición de 500 MHz. Tras esto, el peine resultante es densificado externamente con un modulador electroóptico (EOM), cuyo $V\pi = 4{,}55$ V. Para ello, el modulador es alimentado por una secuencia PRBS de longitud máxima, generada a su vez por un segundo generador de tramas. La tasa binaria del PRBS es de 0,5 Gb/s y la longitud de secuencia es de 1023. Es importante remarcar que los pulsos ópticos y la tasa binaria de la PRBS deben sincronizarse para producir las transiciones de fase en el tiempo entre pulsos ópticos consecutivos. Por lo tanto, la tasa de bit de la PRBS se ha fijado para que coincida con la tasa de repetición de los pulsos.

Posteriormente, la señal óptica se amplifica mediante un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) y luego se divide en dos caminos diferentes. El análisis del espectro óptico se realiza mediante un analizador de espectros ópticos basado en el efecto Brillouin (BOSA), y permite caracterizarlo con una resolución de 10 MHz. El otro camino es para las medidas heterodinas, ya que la resolución del BOSA constituye una limitación importante para un análisis en profundidad de cada línea del peine densificado. Se emplean varios controladores de polarización (PC) para maximizar la alineación de polarización de las señales ópticas.

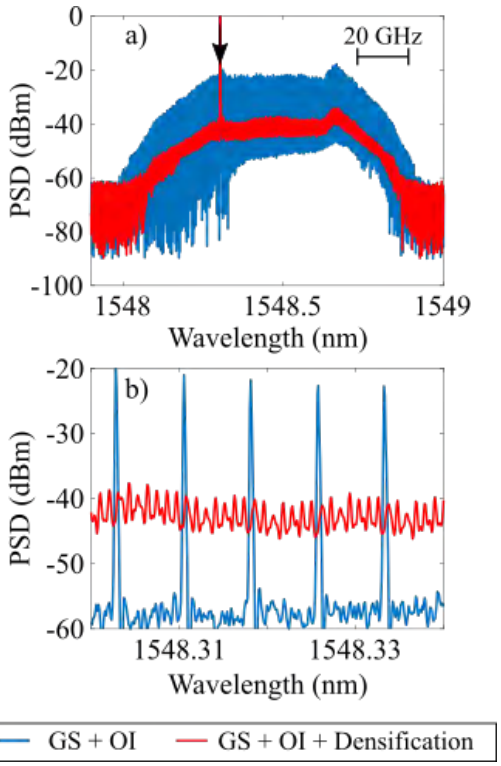


Figura 2. Espectro óptico de la luz emitida por el láser bajo excitación eléctrica pulsada a 0,5 GHz (véanse en el texto las condiciones de conducción) sin (trazo azul) y con densificación (línea roja). Fig.2(b) es una región ampliada de Fig. 2(a). La flecha indica la inyección óptica.

3.- Resultados experimentales y discusión

Para la validación experimental de esta técnica, los OFCs fueron generados mediante GS con excitación pulsada en combinación con inyección óptica. La calidad de los OFCs se puede determinar mediante el cálculo de dos parámetros: la anchura espectral a 10 dB (δf_{10}) y la relación portadora/ruido (CNR), tal y como vienen definidos en [10]. El peine resultante muestra unas altas prestaciones a una frecuencia de repetición de 500 MHz, como se detallará más adelante.

Posteriormente, la densificación del OFC se llevó a cabo implementando una etapa adicional que involucra al EOM, tal y como se muestra en la Fig. 1. Las condiciones de medida para el peine generado por GS y OI fueron: I_{bias} = 12,5 mA, V_{RF} = 2,5 V, P_{inj} = 7 dBm, y λ_{inj} = 1548.26 nm. La señal aplicada al modulador tenía N = 1023 bits a 500 Mbit/s y V_{PRBS} = 4,9 V. El valor óptimo de V_{PBRS} tiene que ser necesariamente muy próximo al valor de $V\pi$ del modulador.

La Fig. 2 muestra los espectros ópticos del láser generados por GS y OI sin (azul traza) y con densificación (traza roja). Como se reportó anteriormente en [11,13], el uso combinado de pulsos eléctricos con inyección óptica conduce a la generación de OFCs con unas altas prestaciones, tal y como se puede observar claramente en la Fig. 2(a). En estas condiciones, la CNR es de 34 dB y δf_{10} es de 70 GHz (correspondiente a 142 tonos). Cuando el peine original se densifica hasta frecuencias inferiores a la resolución del BOSA, el espectro óptico se convierte en una envolvente incoherente (sin presencia aparente de tonos, excepto el de la inyección) con una anchura similar a la del peine original. Además, la amplitud de este se ha visto disminuida más de 20 dB. Esto se debe a dos fenómenos respectivamente: el primero, a la resolución limitada del BOSA para OFCs cuyos tonos estén separados 488 kHz, y el segundo, a la distribución de la potencia de los tonos originales a los nuevos tonos surgidos debido a la densificación. Debido al efecto de ambos fenómenos, los tonos del espectro original se han suprimido casi por completo, como puede observarse en la Fig. 2(b). Por lo tanto, para solventar el problema de la resolución se aplicó la técnica de la detección heterodina. El objetivo de esta es el de medir OFC mapeándolo en la región de las radiofrecuencias, donde puede analizarse con mayor resolución que con el BOSA (Fig. 2). El mapeo se obtiene combinando el peine densificado con el láser maestro, que actúa como oscilador local, haciendo que el batido entre líneas sea completamente coherente.

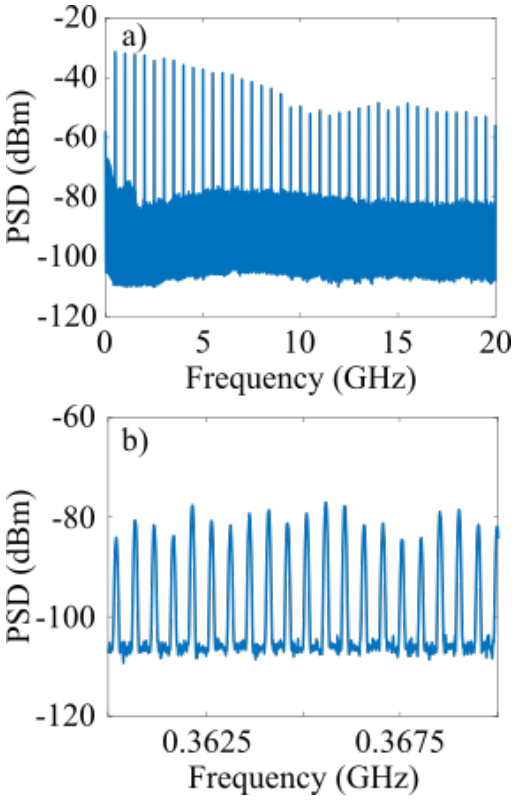


Figura 3. Espectro experimental de radiofrecuencia de la señal de batido de un peine generado a 500 MHz y densificado hasta 488 kHz. El panel (b) es una ampliación del panel (a). Esta medida se tomó en las mismas condiciones de operación en la Fig. 2. Los parámetros del ESA fueron RBW = 51 kHz; Numero de medidas = 20

La Fig. 3(a) muestra el espectro eléctrico resultante de la medida heterodina. Dicho espectro está formado principalmente por líneas que están asociadas a diferentes contribuciones: (i) términos de detección directa correspondientes a la modulación en intensidad del láser, los cuales tienen gran amplitud a múltiplos de la frecuencia de repetición (es decir, aquellos tonos con mayor amplitud en la Fig.

3(a)); y los picos del espectro densificado, que tienen menor amplitud y están separados 488 kHz (véase la Fig. 3(b)), que se deben principalmente al batido entre los tonos del peine densificado y el oscilador local. Estas líneas, aparte de tener menor amplitud, tienen una separación correspondiente a la frecuencia del densificado, es decir, 500 MHz / 1023 = 488 kHz.

Estas líneas presentan una CNR de alrededor de 22 dB, casi constante en todo el espectro, y con una alta planitud, lo que indica un proceso de densificación muy eficiente. Es importante mencionar que, como el ESA sólo muestra valores positivos de la frecuencia, el espectro RF corresponde al espectro eléctrico plegado del batido entre el OFC y la emisión de onda continua, es decir, en la Fig. 3 los picos corresponden a la superposición de tonos con frecuencias negativas y positivas.

Además, obtuvimos resultados experimentales similares empleando diferentes combinaciones de la frecuencia de repetición del peine, tasa binaria, y longitudes de la PRBS. Por ejemplo, utilizando una frecuencia de repetición de 500 MHz, con una tasa binaria de 500 Mbit/s y una longitud de $N = 2047$, obtuvimos un peine densificado con una separación entre tonos de 244 kHz, con unas altas prestaciones en términos de planitud, CNR y anchura espectral. Estos resultados demuestran la versatilidad de esta técnica para seleccionar la frecuencia resolución alcanzada por los peines sin reducir la potencia media.

4.- Conclusiones

En resumen, los OFC generados por GS y OI en láseres de semiconductor pueden ser eficientemente densificados mediante la modulación de la fase de manera externa usando señales PRBS. Esto permite obtener OFCs con una separación entre líneas por debajo del megahercio, sin pérdida aparente de potencia óptica. Una combinación adecuada de frecuencia de repetición, tasa binaria y longitud de la señal PRBS, permite un ajuste bastante flexible del espaciado entre líneas. Aunque en estos experimentos, la técnica de densificado no se ha llevado al límite de operación, hemos obtenido peines de frecuencia con una tasa de repetición ultra baja (488 kHz), con más de 135.000 líneas en 70 GHz y un rango dinámico relativamente alto.

En conclusión, los resultados de este trabajo contribuirán a reducir la brecha entre las fuentes de peines de frecuencia simples y potencialmente integrables y sus aplicaciones, abriendo nuevos horizontes para incorporar soluciones rentables en aplicaciones que se benefician de que la separación de líneas entre los tonos de un peine esté en el rango de los kilohercios, como la espectroscopía, el láser ranging o la generación de señales de microondas.

Referencias

[1] T. ROSENBAND, D. B. HUME, P. O. SCHMIDT, C. W. CHOU, A. BRUSCH, L. LORINI, W. H. OSKAY, R. E. DRULLINGER, T. M. Fortier, J. E. STALNAKER, S. A. DIDDAMS, W. C. SWANN, N. R. NEWBURY, W. M. ITANO, D. J. WINELAND, and J. C. BERGQUIST *Frequency ratio of Al+ and Hg+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place*. Science, 319(5871), 1808-1812. (2008).

[2] P. MARIN-PALOMO, J.N. KEMAL, M. KARPOV, A. KORDTS, J. PFEIFLE, M.H.P. PFEIFFER, P. TROCHA, S. WOLF, V. BRASCH, M.H. ANDERSON, R. ROSENBERGER, K. VIJAYAN, W. FREUDE, T.J. KIPPENBERG and C. KOOS, *Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications*, Nature 546 (7657) (2017) 274–279.

[3] E. OBRZUD, M. RAINER, A. HARUTYUNYAN, M.H. ANDERSON, J. LIU, M. GEISELMANN, B. CHAZELAS, S. KUNDERMANN, S. LECOMTE, M. CECCONI, A. GHEDINA, E. MOLINARI, F.PEPE, F. WILDI, F. BOUCHY, T.J. KIPPENBERG and T. HERR, *A microphotonic astrocomb*, Nat. Photonics 13 (1) (2018) 31–35.

[4] C. QUEVEDO-GALÁN, V. DURÁN, A. ROSADO, A. PÉREZ-SERRANO, J.M.G. TIJERO and I. ESQUIVIAS, *Gain-switched semiconductor lasers with pulsed excitation and optical injection for dual-comb spectroscopy*, Opt. Express 28 (22) (2020) 33307.

[5] I. CODDINGTON, W.C. SWANN, L. NENADOVIC and N.R. NEWBURY, *Rapid and precise absolute distance measurements*

at long range, Nat. Photonics 3 (6) (2009) 351–356.

[6] M. IMRAN, P.M. ANANDARAJAH, A. KASZUBOWSKA-ANANDARAJAH, N. SAMBO and L. POTI, *A survey of optical carrier generation techniques for terabit capacity elastic optical networks*, IEEE Commun. Surv. Tutor. 20 (1) (2018) 211–263.

[7] J.YE and S.T. CUNDIFF. *Femtosecond optical frequency comb: principle, operation and applications*. Springer Science & Business Media, 2005.

[8] M. FUJIWARA, M. TESHIMA, J.KANI, H. SUZUKI, N. TAKACHIO and K. IWATSUKI. *Optical carrier supply module using flattened optical multicarrier generation based on sinusoidal amplitude and phase hybrid modulation*. Journal of lightwave technology, 21(11), 2705, 2003

[9] A. ROSADO, A. PEREZ-SERRANO, J.M.G. TIJERO, A.VALLE, L. PESQUERA and I. ESQUIVIAS, *Numerical and experimental analysis of optical frequency comb generation in gain-switched semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron. 55 (6) (2019) 1–12.

[10] A. ROSADO, A. PÉREZ-SERRANO, J.M.G. TIJERO, Á. VALLE, L. PESQUERA and I. ESQUIVIAS, *Experimental study of optical frequency comb generation in gain-switched semiconductor lasers*, Opt. Laser Technol. 108 (2018) 542–550.

[11] A. ROSADO, A. PÉREZ-SERRANO, J.M.G. TIJERO, Á. VALLE, L. PESQUERA and I. ESQUIVIAS, *Enhanced optical frequency comb generation by pulsed gain-switching of optically injected semiconductor lasers*, Opt. Express 27 (6) (2019) 9155.

[12] N.B. HÉBERT, V. MICHAUD-BELLEAU, S. MAGNAN-SAUCIER, J.-D. DESCHÊNES and J. GENEST, *Dual-comb spectroscopy with a phase-modulated probe comb for sub-MHz spectral sampling*, Opt. Lett. 41 (10) (2016) 2282

[13] A. ROSADO, E.P. MARTIN, A. PÉREZ-SERRANO, J.M.G. TIJERO, I. ESQUIVIAS and P.M. ANANDARAJAH, *Optical frequency comb generation via pulsed gain-switching in externally-injected semiconductor lasers using step-recovery diodes*, Opt. Laser Technol. 131 (2020) 106392.

Detección de chirps en láseres con realimentación de frecuencia desplazada

Chirp detection in frequency-shifted feedback lasers

Miguel CUENCA, Haroldo MAESTRE, Germán TORREGROSA y Carlos R. FERNÁNDEZ-POUSA

Instituto de Investigación en Ingeniería I3E, Universidad Miguel Hernández, Av. Universidad s/n, 03202 Elche

Persona de contacto: M. Cuenca (miguel.cuenca02@goumh.umh.es).

RESUMEN:

La emisión en láseres con realimentación de frecuencia desplazada puede ser entendida en base a modos de la cavidad pasiva con frecuencia progresiva (*chirp*), generados por emisión espontánea. La detección de estos *chirps*, que solamente ha sido realizada a bajos desplazamientos de frecuencia, se extiende en este trabajo al régimen de grandes desplazamientos mediante detección heterodina y correlación digital. Adicionalmente, se identifica la recuperación de un espectro óptico discreto a subarmónicos de la FSR en cavidades resonantes debido a la existencia de correlaciones entre modos de tipo *chirp* y al efecto Talbot en el dominio espectral.

Palabras clave: Láseres, desplazamiento de frecuencia, acusto-óptica, modo, chirp, efecto Talbot espectral.

ABSTRACT:

The emission of frequency-shifted feedback lasers can be understood on the basis of chirped cavity modes generated by spontaneous emission. The detection of these chirps, which has only been realized for small frequency shifts, is here extended to large shifts by use of heterodyne detection and digital correlation. It is also identified the recovery of a discrete optical spectrum at subharmonics of the FSR in resonant cavities due to the existence of correlations between chirped modes and to the spectral Talbot effect.

Key words: Lasers, frequency shifting, acousto-optics, modes chirp, spectral Talbot effect.

1.- Introducción

Los láseres con realimentación de frecuencia desplazada (*frequency-shifted feedback lasers, FSFL*) se basan en la introducción en la cavidad láser de un elemento que traslada la frecuencia de la radiación recirculante. Conocidos desde los albores de la teoría láser [1, 2] y ampliamente estudiados a finales del pasado siglo [3-6], están recibiendo creciente interés debido a que presentan emisión tanto en onda continua (CW) como pulsada de manera espontánea, en este caso en forma de pulsos *Q-switched* (QS) o *modelocked* (ML). Esta característica los hace atractivos en diversas bandas, en particular en infrarrojo medio [7], donde los métodos usuales de generación de emisión ML pueden resultar difíciles de implementar.

Desde el punto de vista teórico los FSFL desafían, en cierta medida, la imagen estándar de los láseres convencionales. En estos, la emisión se entiende en función de los modos en frecuencia de la cavidad pasiva. En los FSFL, por el contrario, el propio concepto de modo monocromático debe ser reelaborado, puesto que una frecuencia generada dentro del

resonador cambia de valor en cada recirculación. Este hecho previene la existencia de modos de frecuencia análogos a los de las cavidades de Fabry-Pérot o en anillo, y así el espectro de los FSFL aparece continuo en la salida del espectrómetro y no espaciado a intervalos del rango espectral libre (FSR) de la cavidad [1,3].

El concepto análogo de modo de una cavidad con desplazamiento de frecuencia, entendido como la distribución de campo que resulta invariante tras una recirculación sin pérdidas, es el de una onda de frecuencia progresiva o *chirp* lineal [1]. El valor del *chirp* está dado por el cociente entre el desplazamiento de frecuencia f_s y el tiempo de recirculación en la cavidad, $\tau_c = 1/FSR$. Desde este punto de vista, la emisión CW se entiende como la generación de estos *chirps* de forma sostenida a partir de emisión espontánea. Los *chirps* recorren la banda de amplificación de la cavidad activa en la dirección del desplazamiento de frecuencia, produciendo un pico en el límite espectral donde ganancia iguala a pérdidas y presentan, por tanto, un espectro continuo [1, 3-5]. El régimen QS de los FSFL, por su parte, puede ser entendido de manera análoga, con la única salvedad de que la generación de *chirps* a partir de emisión espontánea está conmutada por oscilaciones de relajación sostenidas del medio activo [5].

Sin embargo, y por motivos que se detallan a continuación, la detección de estos *chirps* por métodos convencionales (filtrado óptico y posterior detección) solamente es posible en el llamado régimen de bajo desplazamiento de frecuencia, $f_s\tau_c < 1$, como así ha sido demostrado experimentalmente [4]. Por su parte, el concepto de modo *chirp* en un FSFL en el límite de altos desplazamientos ($f_s\tau_c > 1$) ha sido discutido, precisamente, por su falta de evidencia experimental [8].

En este trabajo se presenta, por primera vez hasta nuestro conocimiento, la detección experimental de *chirps* en el límite de altos desplazamientos de frecuencia en un FSFL de fibra a 1550 nm. Esta detección se basa en la recepción heterodina de un FSFL operando en régimen QS y su posterior procesado digital. Se presentan dos evidencias, la primera basada de detección por correlación y la segunda por la identificación de un fenómeno de efecto Talbot espectral [9, 10] en cavidades resonantes, esto es, en aquellas para las que $f_s\tau_c = p/q$, siendo p y q índices enteros. Este efecto, en particular, requiere la presencia del factor de *chirp* buscado y es de particular relevancia puesto que evidencia la aparición de un espectro discreto diferente a las usuales estructuras continua y de Fabry-Pérot. Este trabajo es una extensión de un estudio previo sobre los efectos de la recirculación de la emisión espontánea en el mismo sistema experimental [11].

2.- Modos *chirp* de un FSFL

La relación entre el campo inicial $E(t)$ y final $E'(t)$ tras una recirculación en una cavidad en anillo con desplazamiento de frecuencia y sin pérdidas ni dispersión está dada por:

$$E'(t) = e^{2\pi j f_s t} E(t - \tau_c) \qquad (1)$$

Las distribuciones de campo invariantes ante esta transformación son *chirps* de constante f_s/τ_c y frecuencia $\upsilon_k = k\,FSR + f_s/2$ [1]:

$$E_k(t) = A_k e^{\pi j \frac{f_s}{\tau_c} t^2} \mathrm{e}^{2\pi \mathrm{j}\left(\frac{k}{\tau_c} + \frac{f_s}{2}\right)\mathrm{t}} \qquad (2)$$

donde A_k es una amplitud compleja arbitraria y k es un índice entero. Un campo general se describe por tanto como:

$$E(t) = e^{\pi j \frac{f_s}{\tau_c} t^2} e^{\pi j f_s t} \sum_k A_k \mathrm{e}^{2\pi \mathrm{j} \frac{k}{\tau_c} \mathrm{t}} \qquad (3)$$

Nótese que el límite $f_s \to 0$ remite a la estructura de Fabry-Pérot de una cavidad en anillo sin desplazamiento de frecuencia.

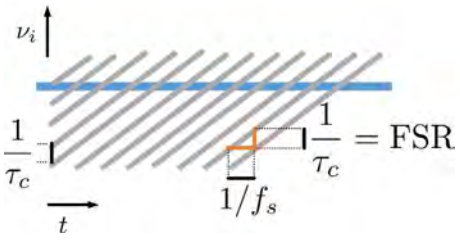


Fig. 1: Representación en el plano tiempo-frecuencia del campo descrito por la ecuación (3). La banda azul de frecuencias representa la sección sondeada por un filtro estrecho.

La frecuencia instantánea de (2) está dada por $\nu_i(t) = f_s t/\tau_c + kFSR + f_s/2$. Si fijamos una frecuencia de observación, $\nu_i = cte.$, sucesivos *chirps* se observan a intervalos $1/f_s$, mientras que a un tiempo dado éstos difieren en una frecuencia $1/\tau_c = FSR$. La imagen

resultante, representada en la Figura 1, es el llamado modelo de peine en movimiento (*moving comb model*) de la emisión de un FSFL [4, 6, 8] ya que, como muestra (3), el campo es un peine de frecuencias que se van desplazando de acuerdo al factor de *chirp*.

La detección de estos *chirps* se realiza de forma habitual mediante el filtrado de una banda muy estrecha de frecuencia seguida de detección directa [4]. Lo que se observa es el esperado tren de pulsos separados por un intervalo $1/f_s$, como muestra la banda azul de la Figura 1. Sin embargo, esta detección sólo es posible en el régimen de bajo desplazamiento de frecuencia [4, 8]. En efecto, un espectrómetro de resolución $\Delta\nu < FSR$ requiere la integración de una señal temporal de duración $T \sim 1/\Delta\nu$. Por otra parte, para que *chirps* sucesivos queden resueltos en el tiempo se precisa que $T < 1/f_s$, de modo que:

$$\tau_c = \frac{1}{FSR} < \frac{1}{\Delta\nu} \sim T < \frac{1}{f_s} \qquad (4)$$

lo cual implica que $f_s\tau_c < 1$.

3.- Sistema experimental

El FSFL está constituido, como se muestra en la Figura 2, por una cavidad de fibra en anillo donde la recirculación unidireccional queda asegurada por la presencia de un aislador. La sección de ganancia es un EDFA construido en nuestro laboratorio a partir de una longitud de 60 cm de fibra altamente dopada (Liekki Er80/8), seguido por una red de Bragg sobre fibra (FBG, Technica T10) de perfil aproximadamente gaussiano, reflectividad en pico del 51% y anchura 1.63 nm (FWHM) alrededor de 1550 nm que sirve para controlar la anchura espectral de la emisión. El desplazamiento de frecuencia se realiza a través de un modulador acusto-óptico conectado a fibra (AA Optoelectronic) que produce desplazamientos positivos de frecuencia en el rango 80 ± 5 MHz. La FSR del lazo es de 9.216 MHz, (τ_c = 108.51 ns); el rango de productos $f_s\tau_c$ alcanzables es por tanto 8.1 – 9.2.

Las pérdidas del lazo se controlan mediante la aplicación de distintas potencias de radiofrecuencia en el modulador, mientras que el EDFA opera a una ganancia constante de 17 dB. Con pérdidas decrecientes, el lazo pasa de un régimen de baja recirculación, debajo del umbral, a un régimen CW por encima del mismo. Si las pérdidas se hacen aún menores, el FSFL entra en régimen QS debido a la saturación dinámica del EDFA. Para pérdidas aún menores, con una ganancia en exceso en el pico de la FBG de unos 2 dB por encima del umbral, se obtiene espontáneamente emisión ML para el caso de cavidades resonantes [11].

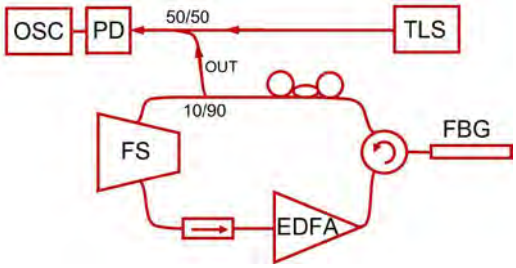


Fig. 2: Esquema del Sistema experimental: FS, desplazador acusto-óptico de frecuencia; TLS, fuente láser sintonizable; PD, fotodiodo rápido (40 GHz BW), y OSC, osciloscopio.

La detección de *chirps* se realiza a partir de un receptor heterodino basado en un láser sintonizable (TLS, Keysight N7711A, 10 kHz de anchura espectral) centrado en el pico de emisión del FSFL. La detección se realiza en régimen QS para maximizar la SNR de la señal heterodina. Un ejemplo de un pulso QS típico puede observarse en la Figura 3. Las trazas de intensidad y de señal heterodina se digitalizan con un osciloscopio de muestreo (Lecroy SD6000) de 6 GHz de ancho de banda.

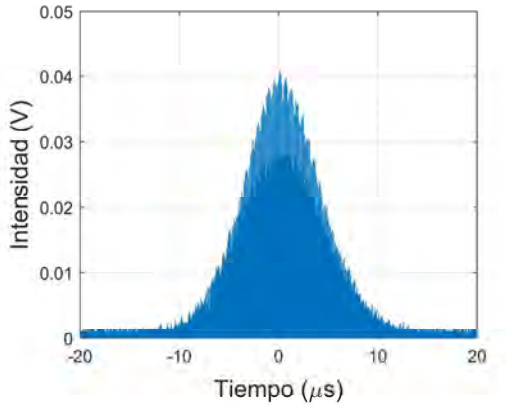


Fig. 3: Intensidad de un pulso QS típico.

4.- Intensidad y señal heterodina

En primer lugar, se procedió a la caracterización de la intensidad de la emisión del FSFL para diversos valores de producto $f_s\tau_c$. En la

Figura 4 se representan, de arriba hacia abajo, la intensidad en el pico de QS con (a) f_s = 80 MHz, describiendo una situación donde el producto $f_s\tau_c$ es aproximadamente irracional, y en (b) y (c) en cavidades resonantes de productos respectivos 9 y 17/2.

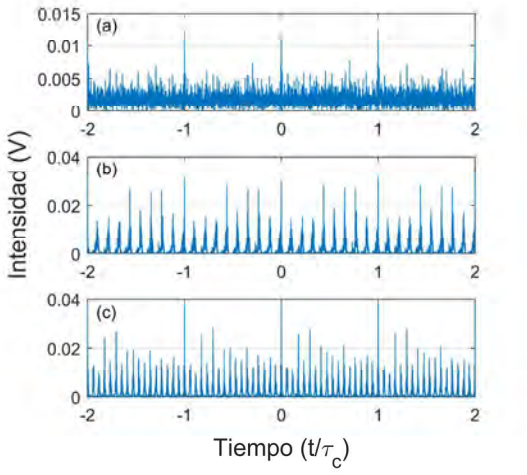


Fig. 4: Intensidad en el pico de emisión QS del FSFL para distintos valores del producto $f_s\tau_c$: (a) f_s = 80 MHz, (b) $f_s\tau_c$ = 9 y (c) $f_s\tau_c$ = 17/2.

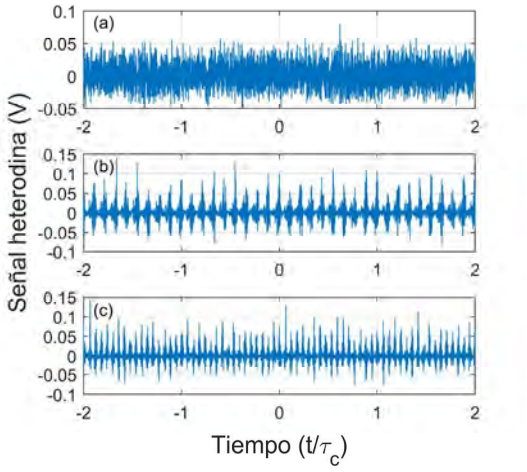


Fig. 5: Señal heterodina en el pico de QS del FSFL para los tres valores del producto $f_s\tau_c$ citados en la Fig. 4.

Se observa que, en el primer caso, la intensidad tiene una estructura aleatoria pero cuasiperiódica, con periodo igual a τ_c, debido a la recirculación de la emisión espontánea generada en el EDFA [11]. En los casos resonantes se produce la organización de la recirculación de la emisión espontánea en pequeños pulsos separados temporalmente por $\tau_c/p = 1/qf_s$.

Esta estructura evidencia la existencia de correlaciones entre las amplitudes A_k en (3), las cuales se achacan al efecto Kerr [11] que también es responsable de la emisión ML [5]. Las respectivas trazas de señal heterodina se presentan en la Figura 5, donde en (b) y (c) se observa la presencia de pulsos de emisión espontánea, ausente en (a).

5.- Detección por correlación digital

La señal heterodina con el oscilador local (LO) a frecuencia υ_0 está dada por:

$$s(t) = \left|E_{LO}e^{2\pi j\nu_0 t} + E(t)\right|^2 \qquad (5)$$

de modo que contiene, además de las intensidades del LO y del FSFL, un término de mezcla de la forma $E_{LO}^{*}E(t)$. Este término, de acuerdo a (3), contiene *chirps* de frecuencia creciente, mientras que su complejo conjugado contiene *chirps* de frecuencia decreciente. La correlación se presenta con respecto a los primeros, de modo que $s(t)$, una vez digitalizada, se correla con un *chirp* del tipo $\exp(-\pi j f_s t^2/\tau_c)$ definido en el intervalo de tiempo correspondiente a los ±6 GHz de ancho de banda disponible.

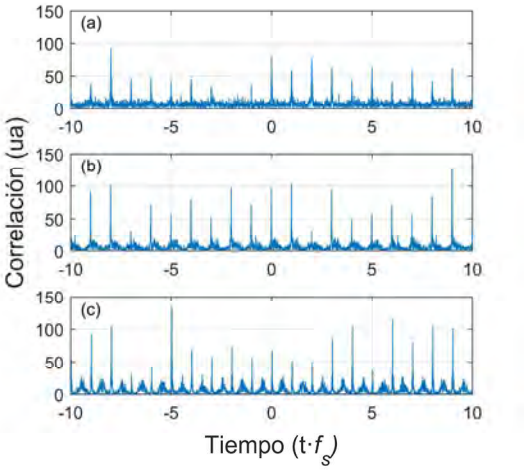


Fig. 6: Detección de chirps por correlación digital en la señal heterodina para los tres valores del producto $f_s\tau_c$ citados.

La contribución a la correlación de la intensidad del LO se evita mediante la sustracción del nivel en continua de $s(t)$. La contribución de la intensidad del FSFL es muy baja y está centrada, en el caso de cavidades resonantes, en los centros de los pulsos de emisión espontánea. Finalmente, la correlación con la señal

propuesta del conjunto de *chirps* de frecuencia decreciente es despreciable al resultar en la integración de un *chirp* de constante doble.

Los resultados de la correlación se representan en la Figura 6, donde se observa, en todos los casos, la presencia de una alta correlación a intervalos de tiempo $1/f_s$, como corresponde a la cadencia esperada de los *chirps* en (3). Su población, no obstante, no es uniforme, como era también esperable debido a su generación a partir de eventos de emisión espontánea.

6.- Efecto Talbot espectral

La aparición de una estructura temporal en la intensidad de la salida del FSFL en cavidades resonantes representa una traza de la existencia de correlaciones entre distintas amplitudes A_k de los *chirps* en (3). Estas correlaciones, o ajustes parciales de fase entre modos, se reflejan en el espectro obtenido mediante FFT de la señal heterodina (5) de cada pulso QS. En función de la transformada de Fourier del campo, $\hat{E}(\upsilon)$, el espectro de $s(t)$ está dado por $E_{LO}^{*}\hat{E}(\nu_0 + f) + E_{LO}\hat{E}^{*}(\nu_0 - f)$ además del espectro de la intensidad del FSFL, y es por tanto un espectro óptico plegado sobre la frecuencia del LO.

Los espectros de las tres situaciones bajo análisis se presentan en la Figura 7. En el primer caso, correspondiente a una cavidad no resonante, se obtiene el espectro continuo típico de los FSFL. En cavidades resonantes la situación es distinta. En primer lugar, se observan en ambos casos componentes estrechas a frecuencia $qf_s = pFSR$ y a sus armónicos. Estas componentes, que son las únicas que sobreviven si el LO se apaga, constituyen el espectro de la intensidad del FSFL y se corresponden con los pulsos con separación $1/qf_s$ en la intensidad de la Figura 4. Además, el espectro presenta una serie de bandas equiespaciadas en frecuencia una cantidad FSR/q, esto es, separadas por una FSR (9.2153 MHz) para $f_s\tau_c = 9$ y por *FSR*/2 para $f_s\tau_c = 17/2$. Surge por tanto una estructura de bandas equiespaciadas en frecuencia que está ausente fuera de las condiciones resonantes y que es, en general, distinta a la de un Fabry-Pérot.

Conviene mencionar que en nuestro experimento la estructura de bandas fluctúa y aparecen desdoblada en dos series con el mismo espaciado, las cuales corresponden a la superposición de los espectros por encima y por debajo de la portadora. La Figura 7 corresponde a una situación donde la portadora está sobre una banda y las dos series se superponen.

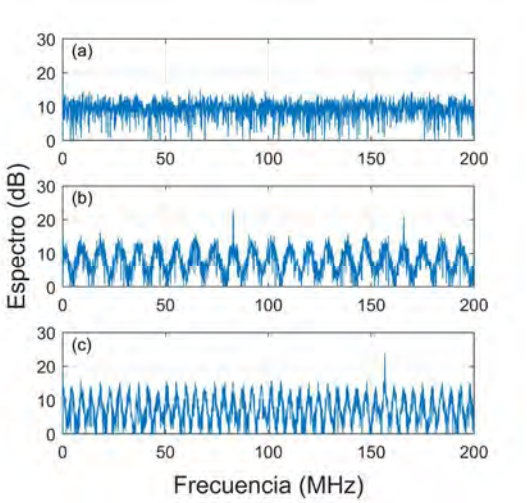


Fig. 7: Espectro FFT de la señal heterodina restringida a los 10 μs centrales del pulso QS, para los tres valores del producto $f_s\tau_c$ en estudio: (a) f_s = 80 MHz, (b) f_s = 82.9405 MHz, y (c) f_s = 78.336 MHz.

Para explicar la casuística reflejada en la Figura 7, nos referimos a la transformada de Fourier de la señal (3), que se presenta como:

$$\hat{E}(\upsilon) \propto e^{-\pi j\frac{\tau_c}{f_s}\upsilon^2} * \sum_k A_k \delta\left(\nu - \frac{k}{\tau_c} - \frac{f_s}{2}\right) \quad (6)$$

donde el asterisco representa la convolución. En condiciones generales, esto es, para valores genéricos de frecuencia de desplazamiento y de FSR, y para emisión de *chirps* incorrelados, el espectro óptico que surge de esta expresión es una suma incoherente de los espectros continuos de cada uno de los *chirps*. Esta es la situación observada en la Figura 7(a).

En cavidades resonantes, donde $f_s\tau_c = p/q$, el espectro puede interpretarse como resultado del efecto Talbot fraccionario en el dominio espectral. En efecto, la estructura de (6) describe una disposición periódica de objetos, en este caso líneas espectrales separadas por una FSR, que son conformados por un núcleo u operador de Fresnel. Se comprueba, además, que la condición de Talbot fraccionario es equivalente a la condición de cavidad resonante. Si las amplitudes A_k son iguales para todos los índices k la analogía con el efecto

Talbot fraccionario es completa, y el espectro del sumatorio en (6) se reproduce en condiciones Talbot enteras, como en la Figura 7(b), o produce dos líneas por FSR en condiciones semienteras, como en la 7(c).

Este argumento, no obstante, debe ser matizado en tanto que las amplitudes A_k no son uniformes y, en principio, no debe existir correlación entre ellas al estar generadas por eventos de emisión espontánea. A este respecto, la interpretación de los espectros como resultado de un efecto Talbot espectral requiere, como ya implicaba la existencia de patrones periódicos en la intensidad, de correlaciones entre las amplitudes A_k, esto es, de un ajuste al menos parcial entre las fases de los distintos *chirps* en la ecuación (3). La observación de bandas en el espectro se justifica entonces por las conocidas propiedades del efecto Talbot de reproducción de patrones con imperfecciones en su periodicidad.

7.- Conclusión

En este trabajo se ha demostrado la pertinencia del modelo de emisión de los FSFL en modos de tipo *chirp,* o modelo del peine en movimiento, para grandes valores del desplazamiento de frecuencia. La demostración se ha realizado tanto en cavidades resonantes como no resonantes para emisión QS, donde el campo está constituido por emisión espontánea recirculante. En las cavidades resonantes, en particular, la existencia de correlaciones entre modos de tipo *chirp* origina el agrupamiento de la intensidad en patrones periódicos de pulsos y, en el espectro, en la recuperación de un espectro de bandas resultado del efecto Talbot espectral. Estos resultados representan, hasta nuestro conocimiento, la primera detección de los modos *chirp* en FSFL a grandes desplazamientos de frecuencia, así como la recuperación de un espectro óptico discreto debido a efecto Talbot espectral.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por la Agencia Estatal de Investigación (PID2020-120404GB-I00). M. C. agradece el apoyo del Ministerio de Universidades (FPU21/05449).

Referencias

[1] W. STREIFER y J. R. WHINNERY, "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter", Appl. Phys. Lett. 17(8), 335-337 (1970).

[2] D. J. TAYLOR, S. E. HARRIS, y S. T. K NIEH, *"Electronic tuning of a dye using the acouto-optic filter"*, Appl. Phys. Lett., 19(8), 269–271 (1971).

[3] F. V. KOWALSKI, P. D. HALLE y S. J. SHATTIL, "*Broadband continuous-wave laser*", Opt. Lett. 13(8), 622-624 (1988).

[4] S. BALLE, I. C. LITTLER, K. BERGMANN y F. V. KOWALSKI, "Frequency shifted feedback dye laser operating at a small shift frequency", Opt. Commun., 102(1-2), 166-174 (1993).

[5] H. SABERT y E. BRINKMEYER, "*Pulse generation in fiber lasers with freqeuncy shifted feedback*", J. Lightw. Technol., 12(8), 1360-1368 (1994).

[6] K. NAKAMURA, T. MIYAHARA y H. ITO, "Observation of a highly phase-correlated chirped freqeuncy comb output from frequency-shifted feedback laser", Appl. Phys. Lett., 72(21), 2631-2633 (1998).

[7] S. JACKSON, R. VALLEE, y M. BERNIER, "*Mid-Infrared Fiber Photonics*" (Woodhead Publishing, 2021).

[8] H. GUILLET DE CHATELLUS, E. LACOT, W. GLASTRE, O. JACQUIN, y O. HUGON, *"The hypothesis of the moving comb in frequency shifted feedback lasers*", Opt. Commun., 284(20), 4965-4970 (2011).

[9] J. AZAÑA y M. A. MURIEL, "Temporal self-imaging effects: theory and applications for multiplying pulse repetition rates". IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 7(4), 728-744 (2001).

[10] J. AZAÑA, S. WANG y L. R. CHEN, "*Spectral self-imaging phenomena in sampled Bragg gratings*", J. Opt. Soc. Am. B, 22(9), 1829-1841 (2005).

[11] M. CUENCA, H. MAESTRE, G. TORREGROSA, H. GUILLET DE CHATELLUS y C. R. FERNÁNDEZ-POUSA, "*ASE recirculation effects in pulsed frequency shifted feedback lasers at large frequency shifts*", Opt. Express, 31(10), 15615-15636 (2023).

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

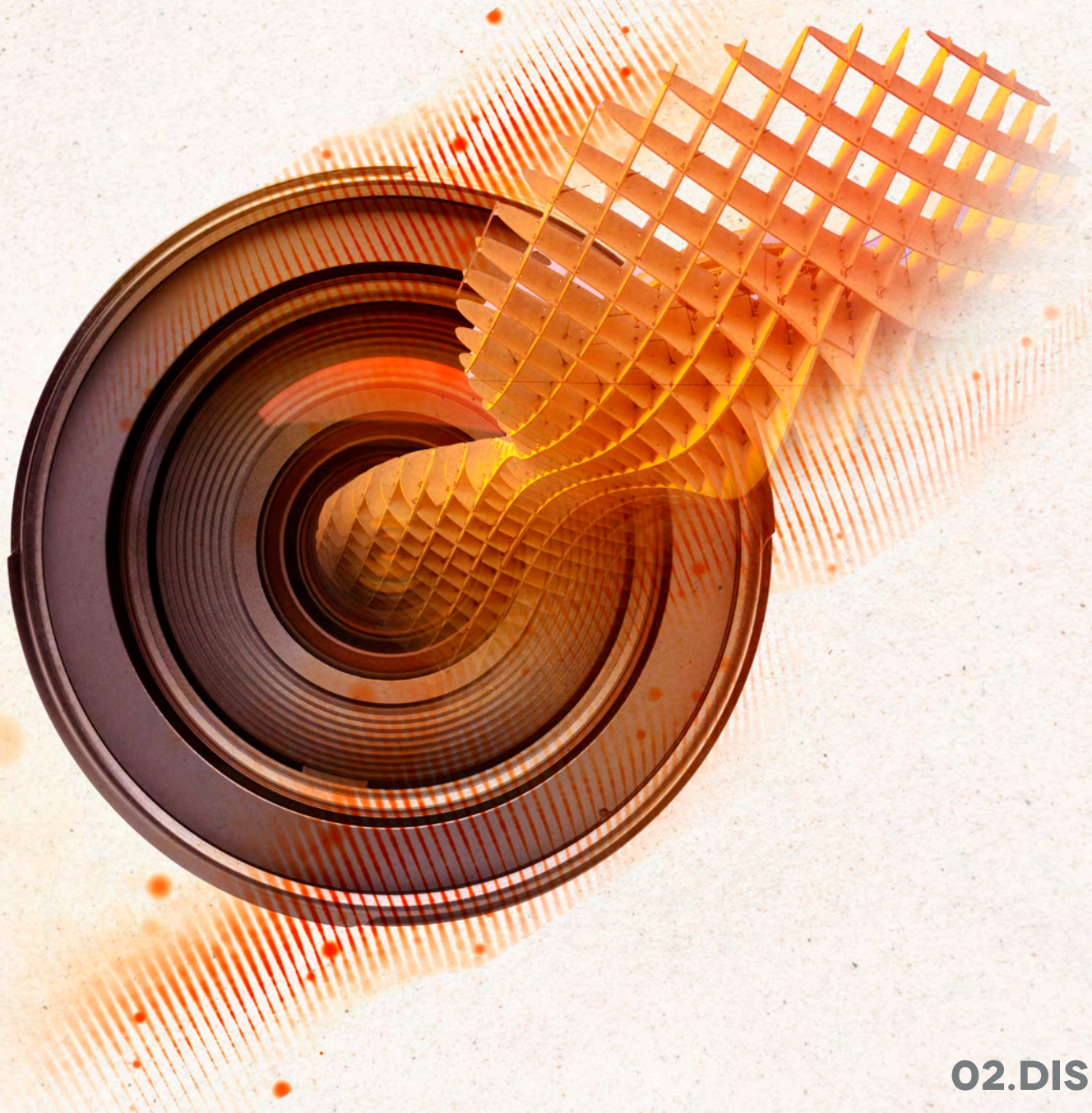
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



02.DIS |

DISPOSITIVOS ÓPTICOS Y ELECTROÓPTICOS PARA PROCESADO ÓPTICO DE SEÑAL(INCLUYENDO IMAGEN)

Desarrollo de una cámara hiperespectral basada en un filtro de espectro óptico lineal variable

Development of a hyperspectral camera based on a linear variable filter

Leyre LARRAYA [(1)], Enrique CARRETERO [(1)], Carlos HERAS [(2)]

1. Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza, Zaragoza 50009, España
2. Departamento de Ingeniería Electrónica y Comunicaciones, Escuela de Ingienería y Arquitectura, Universidad de Zaragoza, Zaragoza 50009, España

Persona de contacto: Leyre Larraya (llarraya@unizar.es).

RESUMEN:

Las cámaras hiperespectrales son instrumentos con usos en campos muy diversos, desde la agricultura hasta el arte. Este trabajo muestra las capacidades de medida de un sistema sencillo de cámara hiperespectral basado en la implementación de un filtro de espectro óptico lineal variable montado sobre un desplazador lineal, en el rango visible, desde 400 a 700 nm aproximadamente. Se detalla el proceso de calibración necesario para la puesta a punto del sistema y se muestran los resultados de la caracterización del filtro utilizado y de la recreación digital de las imágenes adquiridas a partir de los espectros medidos sobre muestras de carta de color estándares.

Palabras clave: Cámara hiperespectral, fotografía hiperespectral, filtro variable, reflectancia espectral, renderización de color, luz visible.

ABSTRACT

Hyperspectral cameras are instruments used in various fields, from agriculture to art. This paper shows the measurement capabilities of a simple hyperspectral camera system based on the implementation of a variable linear optical spectrum filter mounted on a linear shifter in the visible range, approximately from 400 to 700 nm. The calibration process required to fine-tune the system is detailed, and the results of the characterization of the filter used and the digital recreation of the images acquired from the spectra measured on standard color chart samples are shown.

Key words: Hyperspectral camera, hyperspectral imaging, variable filter, spectral reflectance, color renderization, visible light.

1.- Introducción

Las cámaras hiperespectrales son una tecnología desarrollada por la NASA [1,2] para estudiar la distribución de plantas y minerales en la Tierra desde el espacio. Desde entonces está ganando cada vez más relevancia en campos muy diversos — como la agricultura [3] o la biomedicina [4]. También ha resultado muy útil en el análisis de obras de arte [5], permite mejorar la legibilidad de manuscritos antiguos o renderizar la imagen bajo diferentes condiciones de iluminación.

Otra utilidad a tener en cuenta es la identificación de materiales, ya que cada elemento tiene una respuesta diferente a la radiación electromagnética, que se conoce como huella espectral. Además, constituye un método no invasivo de identificación [6], para lo que se han desarrollado diversos métodos que facilitan el análisis cuando hay mezcla de pigmentos [7]. Además, a diferencia de la espectroscopia, la fotografía hiperespectral permite estudiar la distribución de materiales y pigmentos.

A diferencia de las cámaras tradicionales que capturan la luz en tres bandas espectrales anchas, roja, verde y azul, las cámaras hiperespectrales pueden capturar información en cientos o incluso miles de bandas espectrales estrechas. Esto permite obtener información más detallada y específica sobre la composición y propiedades de los objetos y superficies que se fotografían.

El objetivo de este trabajo ha sido construir una cámara hiperespectral funcional a partir de componentes discretos, basada en un filtro lineal variable en el rango visible de la luz.

2.- Base teórica

La fotografía hiperespectral se basa en la reconstrucción del espectro de reflectancia del objeto medido usando la intensidad de luz que llega a la cámara en cada píxel para un amplio número de bandas espectrales estrechas. A partir de esta medida, el espectro se obtiene normalizando las medidas con las medidas de intensidad obtenidas con un patrón blanco. Si el patrón blanco no es ideal, es necesario tener en cuenta su espectro de reflectancia en el cálculo del espectro del objetivo. La reflectancia espectral del objetivo se ha calculado usando la ecuación (1).

$$R(\lambda) = \frac{I_t(\lambda)}{I_W(\lambda)/R_W(\lambda)} \qquad (1)$$

Una vez se tienen la curva de reflectancia de cada píxel, se pueden calcular las coordenadas de color de cada uno de ellos. Esto permite simular el objeto en diferentes condiciones de iluminación, o simplemente representar la imagen obtenida por pantalla. Para realizar el cálculo, es necesario usar un iluminante, S(λ), que describa la iluminación del objeto, y las funciones triestímulo, $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda)$ y $\bar{z}(\lambda)$, que describen la respuesta espectral del ojo. Con estos datos y la función de reflectancia, se pueden calcular las coordenadas de color XYZ con las ecuaciones (2), (3) y (4) [8].

$$X = 100\frac{\int_{380}^{780} R(\lambda)S(\lambda)\bar{x}(\lambda)d\lambda}{\int_{380}^{780} S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda} \qquad (2)$$

$$Y = 100\frac{\int_{380}^{780} R(\lambda)S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda}{\int_{380}^{780} S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda} \qquad (3)$$

$$Z = 100\frac{\int_{380}^{780} R(\lambda)S(\lambda)\bar{z}(\lambda)d\lambda}{\int_{380}^{780} S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda} \qquad (4)$$

A partir de estas coordenadas pueden calcularse las coordenadas de color en otros sistemas, como las coordenadas L*a*b* y las coordenadas RGB.

3.- Calibración del sistema

El sistema de cámara hiperespectral implementa una cámara monocromática CMOS USB3.0 MIGHTEX, un filtro lineal variable LVF-HL de Ocean Insight, un motor piezoeléctrico lineal de 60 mm de Thorlabs, dos LEDs Cree blancos, dos lentes de focal corta y una rendija de 2mm. Un detalle del montaje se muestra en la figura 1. En la figura 2 se muestra el desplazamiento del filtro gracias al motor respecto a la cámara fija.

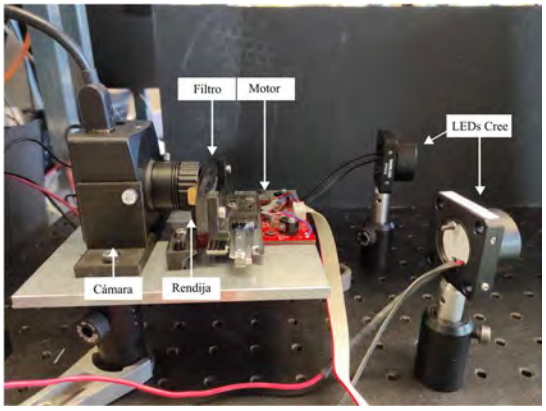


Fig.1: Montaje de laboratorio de la cámara hiperespectral

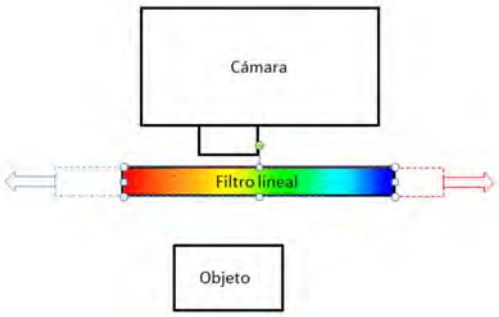


Fig. 2: Esquema del desplazamiento del filtro en relación a la cámara y al objeto fotografiado.

3.1.- Elección de fuente de luz

El sistema implementa fuentes de luz LED Cree blancas. Con ello se cubre correctamente el espectro de longitudes de onda bajas, la zona de los azules, tal y como se muestra en la figura 3. Por comparación, se muestra en la figura 4 el resultado de implementar una lámpara halógena, de espectro más ancho. En estas figuras, las posiciones 2 a 32 se refieren a la posición en la que se encuentra el motor paso-a-paso que mueve el filtro. Se comprueba que la banda de 750 nm – 900 nm introduce errores considerables en la medida de 400 nm – 480 nm por el paso de armónicos y luz de fondo blanca a través del filtro óptico. Este error también está presente con los LEDs cree, pero su contribución es mucho menor,

siendo la intensidad de esta banda infrarroja en torno al 15% de la banda en el azul, en comparación con la lámpara halógena en la que el pico infrarrojo llega a tener el doble de intensidad que el azul. Por esta razón y a pesar de su menor intensidad, especialmente en el rango de los 400nm – 450nm, han sido elegidos los LEDs Cree como fuente de luz de la cámara.

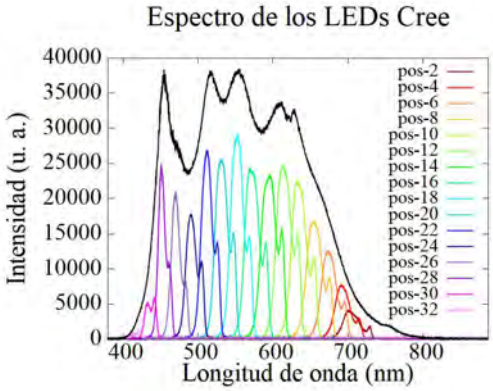


Fig. 3: Espectro de los LEDs Cree junto a las bandas transmitidas por el filtro en cada posición del motor.

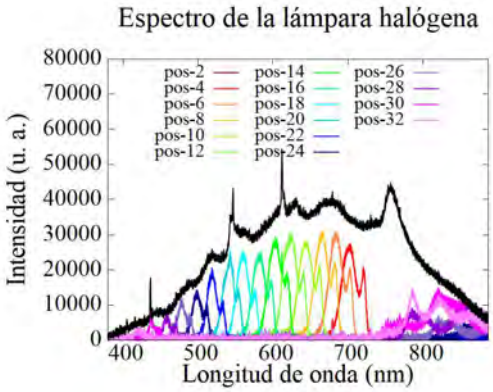


Fig. 4: Espectro de la lámpara halógena junto a las bandas transmitidas por el filtro en cada posición del motor.

3.2.- Calibración de la cámara

Para tomar imágenes se ha usado una cámara CMOS USB3.0 de Mightex. Esta cámara no introduce correcciones en las fotografías, lo que permite que el cálculo de la reflectancia se realice correctamente.

Se ha caracterizado el ruido térmico en los píxeles en función de la intensidad como la desviación estándar del promedio, al 68% de confianza, de 20 imágenes tomadas en las mismas condiciones. El ruido se ha modelizado como una función exponencial, mostrada en la ecuación (5), y el ajuste de los datos a esta función puede verse en la figura 5.

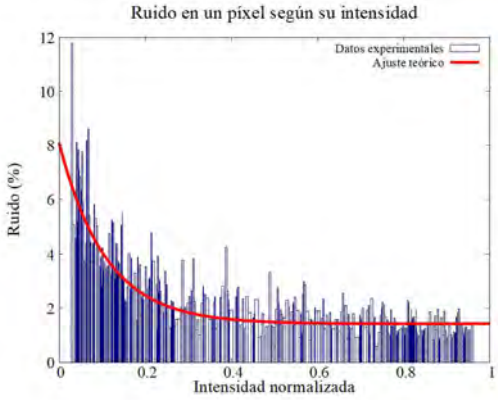


Fig. 5: Ajuste del ruido según la intensidad normalizada a una función exponencial.

$$\text{Noise(I)} = a \cdot e^{-b} + c \rightarrow \begin{cases} a = 6.7 \pm 0.4 \\ b = 9.2 \pm 0.7 \\ c = 1.41 \pm 0.06 \end{cases} \quad (5)$$

Se ha comprobado también que el tiempo de exposición y la intensidad registrada por los píxeles son lineales, hasta llegar al valor máximo de intensidad, en el que el píxel satura. Esta linealidad se muestra en la figura 6.



Fig. 6: Verificación de la linealidad de la intensidad con el tiempo de exposición.

El ruido es más significativo cuanto más baja es la intensidad del píxel, por lo que se han tomado imágenes con diferentes tiempos de exposición, de manera que se tenga el máximo valor posible en cada píxel sin llegar a saturarlo, minimizando así el ruido térmico en la imagen. Como la intensidad es lineal con la exposición, se ha tomado para cada píxel el mayor valor de intensidad y se ha normalizado con el tiempo de exposición, reconstruyendo así una imagen de intensidades normalizadas en la que se minimiza el ruido, tomando además varias imágenes para cada tiempo y promediándolas.

4.- Resultados

4.1.- Caracterización del filtro lineal variable

Se ha usado el filtro lineal variable LVF-HL de Ocean Insight. Está formado por un filtro paso-alto superpuesto sobre un filtro paso-bajo, lo que permite un ajuste de la banda que deja pasar el filtro global en función de la posición relativa de estos dos filtros. Esta composición se muestra en el esquema de la figura 7.

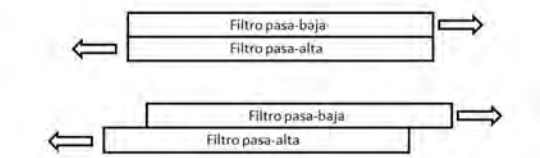


Fig. 7: Esquema del filtro lineal variable y del movimiento relativo de los dos filtros que lo forman.

En el caso de nuestro sistema, esta posición relativa se ha ajustado para obtener el espectro mostrado en la figura 8, lo que proporciona un comportamiento adecuado en el espectro de interés. Para comparación, se muestra el comportamiento del filtro global para dos ajustes diferentes, figuras 9 y 10, en las que se observa la reducción del espectro de uso en comparación con la figura 8.

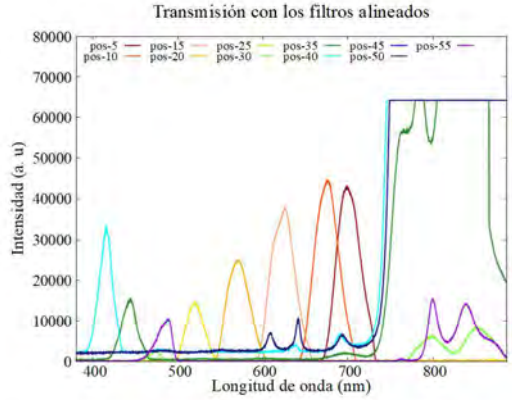


Fig. 8: Bandas transmitidas por el filtro cuando los filtros que lo conforman están centrados uno respecto al otro.

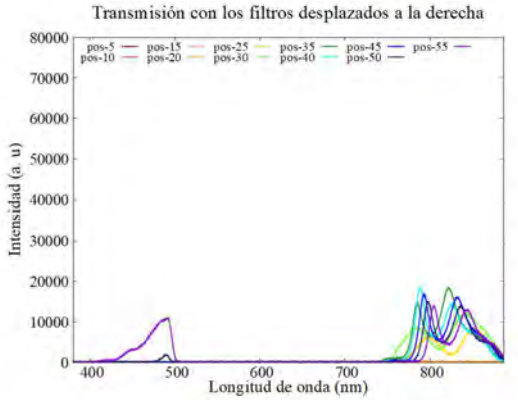


Fig. 9: Bandas transmitidas por el filtro cuando el filtro pasa-baja se desplaza a la derecha respecto al filtro pasa-alta.

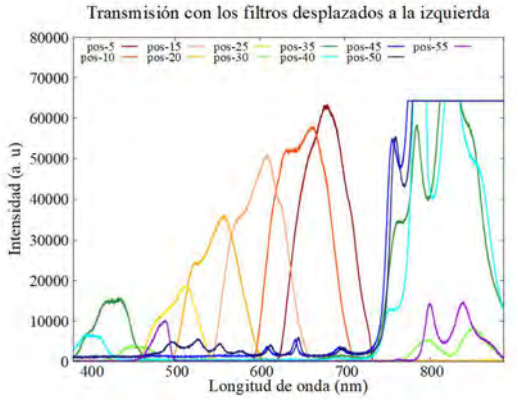


Fig. 10: Bandas transmitidas por el filtro cuando el filtro pasa-baja se desplaza a la izquierda respecto al filtro pasa-alta.

También se ha caracterizado el espectro de transmisión del filtro en función de la posición del motor.

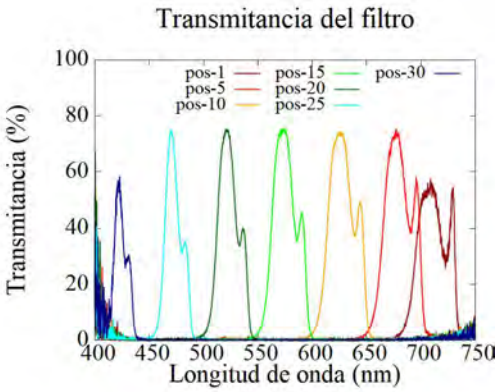


Fig. 11: Bandas de transmisión del filtro con desplazamientos del motor de 5 mm.

Por último, se ha verificado la linealidad del filtro, midiendo la posición central de las bandas transmitidas en función de la posición del motor. El ajuste se presenta en la figura 12, y su expresión en la ecuación (6).

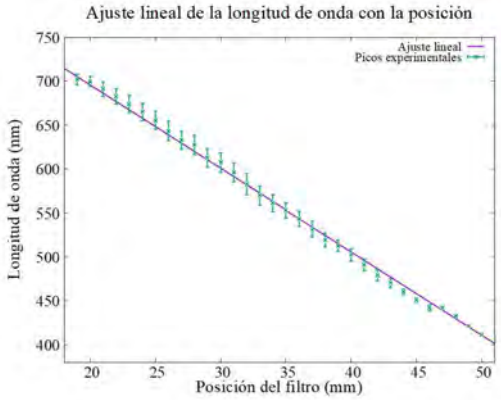


Fig. 12: Ajuste lineal de la longitud de onda central de las bandas transmitidas según la posición en la que se encuentra el filtro

$$\lambda(\mathrm{nm}) = (-9.50 \pm 0.10) \cdot \mathrm{pos}(\mathrm{mm}) + 886 \pm 5 \quad (6)$$

4.2.- Medida de muestras de color estándares

Una vez calibrados los elementos individuales del sistema y estudiado el filtro, se han medido diferentes muestras de color estándares para verificar que el espectro de reflectancia se reconstruye correctamente. Se han comparado los espectros obtenidos con la cámara con los espectros medidos con un colorímetro comercial, como se muestra en la figura 13. En esta gráfica las líneas de puntos se corresponden a los espectros medidos con la cámara hiperespectral, mientras que las líneas continuas son los espectros medidos con el colorímetro. Podemos ver que las curvas experimentales se ajustan bastante bien a las curvas teóricas, excepto en la zona por debajo de 450 nm. Esto se debe a las bandas infrarrojas que el filtro deja pasar, especialmente en los colores con baja reflectancia en esta zona, para los que es más significativo.

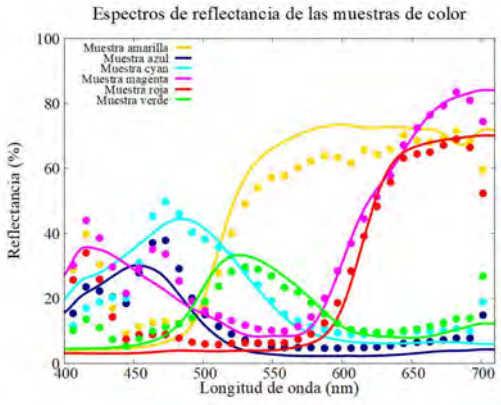


Fig. 13: Comparación de los espectros de reflectancia obtenidos con la cámara hiperespectral y con el colorímetro.

A partir de las curvas espectrales se han calculado las coordenadas de color en el espacio sRGB, tanto teóricas como experimentales, lo que permite reconstruir imágenes digitales resultantes por pantalla para cualquier tipo de iluminante simulado. Las imágenes obtenidas permiten verificar si los espectros de reflectancia medidos producen diferencia de color apreciable visualmente. Los colores se han calculado bajo el iluminante definido a partir de los LEDs con los que se han fotografiado las muestras, y las funciones triestímulo de 10º, definidos por la CIE (Comission Internationale de l'Éclairage), y se muestran en la figura 14.

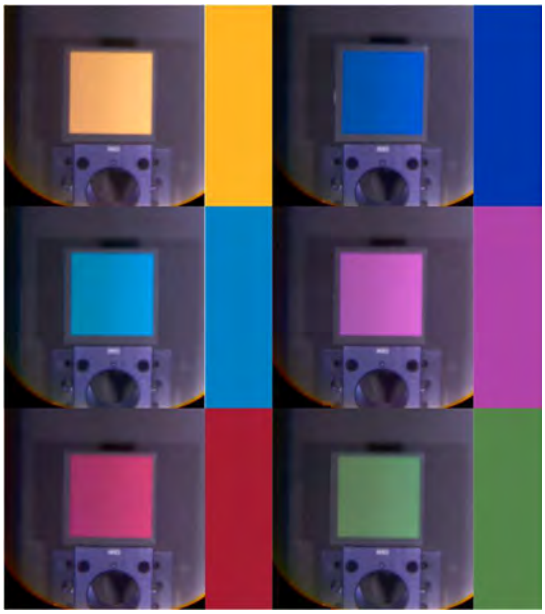


Fig. 14: Comparación de los colores renderizados usando los espectros medidos con la cámara y los espectros medidos con el colorímetro

Calculando las coordenadas CIELAB promedio de la carta de color con los espectros obtenidos con la cámara y con el colorímetro, la variación de color ΔE máxima es aproximadamente 44. La variación máxima ΔE del sistema CIELAB está en torno a 413, considerando el rango de a* y b* [-128, 128], lo que supone que la variación está entorno al 10%. Las imágenes de los colores medidos con el colorímetro se han construido con un solo espectro de reflexión para todos los píxeles.

5.- Conclusión

En este trabajo se muestran las capacidades de un sistema sencillo de cámara hiperespectral en el rango visible, construido con componentes discretos. Se ha comprobado que la linealidad del filtro permite controlar de forma sencilla la banda de longitudes de onda, y ofrece una gran adaptabili-

dad en cuanto al ancho de banda que transmite, lo que permite usar un solo filtro en el sistema.

Los resultados sobre cartas de color muestran que el sistema es capaz de reconstruir con bastante exactitud el espectro de reflectancia del objeto fotografiado. También se ha comprobado que el error en el rango entre 400 y 450 nm apenas tiene importancia a la hora de renderizar el color de la imagen a partir de su espectro. Las imágenes digitales obtenidas contienen el espectro en cada píxel con una resolución de 10 nm, con una resolución espacial de 0.25mm por píxel.

Como trabajo futuro, se usará esta cámara para analizar barnices usados en pintura e intentar renderizar correctamente colores debajo de dicho barniz, permitiendo así el estudio de obras de arte deterioradas. Además, podría mejorarse el sistema añadiendo un filtro infrarrojo que elimine las bandas que aparecen en torno a 800 nm.

Agradecimientos: Se agradece el apoyo económico del "Departamento de Ciencia, Universidad y Sociedad del Conocimiento del Gobierno de Aragón" (group T20_20R).

Referencias

[1] Constanza CUCCI, John K. DELANEY, Marcello, *"Reflectance Hyperspectral Imaging for Investigation of Works of Art: Old Master Paintings and Illuminated Manuscripts"*, Accounts of Chemical Research, 49, 10, 2070-2079, 2016.

[2] Alexander F. H. GOETZ, Gregg VANE, Jerry E. SOLOMON, Barrett N. ROCK, *"Imaging Spectrometry for Earth Remote Sensing"* , Science, 228, 4704, 1147-1153, 1985.

[3] Simone PASCUCCI, Stefano PIGNATTI, Raffaele CASA, Roshanak DARVISHZADEH, Wenjiang HUANG, *"Hyperspectral Remote Sensing of Agriculture and Vegetation"* , Remote Sensing, 12, 21, 3665, 2020.

[4] Ling MA, Guolan LU, Dongsheng WANG, Xulei QIN, Zhuo Georgia CHEN, Baowei FEI, *"Adaptive deep learning for head and neck cancer detection using hyperspectral imaging"* , Visual computing for industri, biomedicine, and art, 2, 1, 18, 2019.

[5] Johan R. J. VAN ASPEREN DE BOER, *"Infrared Reflectography: a Method for the Examination of Paintings"* , Applied Optics, 7, 9, 1711-1714, 1968.

[6] Jakun SANDAK, Anna SANDAK, Lea LEGAN, Klara RETKO, Maša KAVČIČ, Janez KOSEL, Faksawat POOHPHAJAI, Rene HERRERA DIAZ, Veerapandian PONNUCHAMY, Nežka SAJINČIČ, Oihana GORDOBIL, Črtomir TAVZES, Polona ROPRET, *"Nondestructive Evaluation of Heritage Object Coatings with Four Hyperspectral Imaging Systems"* , Coatings, 11, 2, 244, 2021.

[7] Laurence DE VIGUERIE, Nuria ORIOLS PLADEVALL, Hélène LOTZ, V. FRENI, N. FAUQUET, M. MESTRE, Philippe WALTER, M. VERDAGUER, *"Mapping pigments and binders in 15th century Gothic works of art using a combination of visible and near infrared hyperspectral imaging"* , Microchemical Journal, 155, 11, Article 104674, 2020.

[8] CIE (1932). Commission internationale de l'Eclairage proceedings, 1931. Cambridge: Cambridge University Press

Full complex modulation using distance-based Iterative Fourier Transform Algorithm

Angela SORIA-GARCIA [(1)], Luis Miguel SANCHEZ-BREA [(1)], Joaquin ANDRES-PORRAS[(1)], Jesus DEL HOYO [(1)], Veronica PASTOR-VILLARRUBIA [(2)], Javier ALDA [(2)]

1. Applied Optics Complutense Group, Optics Department, Faculty of Physics, Universidad Complutense de Madrid, Plaza de las Ciencias 1, 28040, Madrid, Spain.
2. Applied Optics Complutense Group, Optics Department, Faculty of Optics and Optometry, Universidad Complutense de Madrid, C/ Arcos de Jalón 118, 28037, Madrid, Spain.

Contact name: Angela Soria-Garcia (angsoria@ucm.es).

ABSTRACT: A technique for generating a high-quality intensity distribution using diffractive optical elements implemented in a Spatial Light Modulator (SLM) is proposed. Instead of using an independent modulation of the amplitude or the phase, we propose a distance-based iterative Fourier transform algorithm to generate complex modulation. Particle Swarm Optimization is used to determine the optimal angles of the polarizing elements so that the states generated by the SLM cover the amplitude-phase space. Numerical simulations, based on real SLMs are performed, showing the advantages of the technique.

Key words: Diffractive Optical Elements, Spatial Light Modulator, Iterative Fourier Transform Algorithm, polarimetry, beam shaping, complex modulation, Particle Swarm Optimization.

1.- Introduction

Diffractive Optical Elements (DOEs) are micro-structured devices which produce the desired intensity distribution at an observation plane just by propagating the field without the need of lenses [1, 2]. For this purpose, DOEs are designed to modulate the amplitude, phase, polarization, or even coherence of a light beam [3, 4], so they are widely required in many fields such as holography, optical communications, beam shaping or imaging systems [5, 6].

Iterative Fourier Transform Algorithm (IFTA) [7], is the usual technique to design amplitude or phase DOEs. Several modifications to this method have been proposed like combining it with genetic algorithms, optimizing its phase response or adding degrees of freedom that allows the design of complex DOEs [8, 9]. With the use of Spatial Light Modulators (SLMs), the quality of the intensity distribution produced by DOEs can be improved using dynamic complex modulation (amplitude + phase). This can be implemented dividing the SLM into two parts, one that modulates the amplitude and other that modulates the phase, or by using two SLMs, so that the light beam passes consecutively by this SLMs [10, 11]. Nevertheless, these two techniques are more complicated or costly.

In this work, we propose a modification of IFTA to design complex DOEs, i.e., devices that modulate the amplitude and the phase simultaneously, with just one SLM. The proposed algorithm is based on the calculation of distances in the field domain, so we call it Distance-based Iterative Fourier Transform Algorithm (D-IFTA). Moreover, we use the real modulation curve of a SLM to design complex DOEs and analyze their response, reaching better quality parameters than those of phase DOEs.

2.Design Method: Distance-based Iterative Fourier Transform Algorithm

The proposed algorithm starts as the usual IFTA. At the image plane, we define an electric field with a random phase distribution and a target amplitude. Then, using the inverse Fourier Transform, we obtain the electric field distribution at the object plane which exactly generates the target intensity distribution. Usually, that field will contain almost all possible combinations of amplitude and phase (see Fig.1a). However, the standard IFTA is normally used to obtain a phase modulated DOE. Fig.1b shows the field which can be generated by phase modulated DOE, which is much more limited than the calculated field. For that reason, standard IFTA takes the phase of the calculated field and applies it to the amplitude distribution they have (typically a plane or Gaussian wave). Then, that field (which can be generated by the SLM) is forward propagated to the image plane with a Fourier Transform and compared to the target field. Usually the difference is high, so this process is repeated iteratively to achieve algorithm convergence and to obtain better results.

Our algorithm differs from standard IFTA in the step where the calculated field at the object plane is generated by the SLM. As the points of the calculated field will be placed all around the domain, a better strategy is to obtain a condition where the gray-levels of the SLM are approximately uniformly placed at all the space domain, as shown in Fig.1c, where the domain of a complex SLM modulation takes the form of a spiral.

Therefore, we propose a modification of the IFTA to design complex DOEs. The proposed algorithm, D-IFTA (distance-based IFTA), calculates the distance between the amplitude-phase (A, φ) points of the DOE with the complex SLM modulation. Then, DOE's field, i.e. (A, φ) values, are set to the nearest points of the spiral-shaped spatial map. Afterwards, we apply the Fourier Transform to the DOE to visualize its intensity pattern, returning to the initial point of the algorithm. Finally, after several iterations, we obtain a complex DOE with a domain generable using the complex SLM modulation.

We have designed a phase and a complex DOE using the proposed algorithm to verify its performance. We have used a flat-top as target intensity distribution. Fig.1d presents the intensity distribution at far field for the phase DOE designed with the standard phase modulated IFTA and it is compared to the result obtained for the 8π spiral-shaped domain of the complex DOE (Fig.1e).

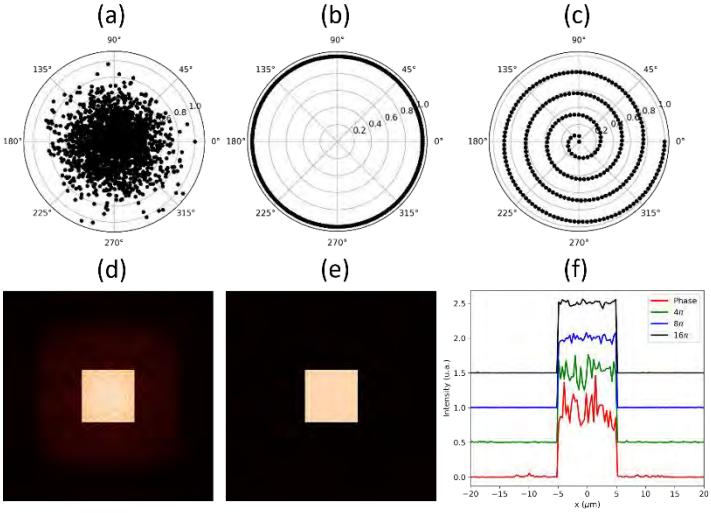


Fig. 1: (a) DOE field domain at the first step of IFTA. (b) Spatial map of a phase DOE and (c) 8π Spiral-shaped map of a complex DOE. Intensity distribution at the image plane of (d) a phase DOE and (e) a complex DOE with a phase variability of 8π. (f) Cross section of the intensity pattern formed by phase and complex DOEs. The spatial map of the complex DOEs have a phase variability of 4π, 8π and 16π.

Although both DOEs generate the desired flat-top intensity pattern, we can appreciate that the intensity distribution of the complex DOE has lower background noise and higher uniformity of the flat-top. This last result is also shown in Fig.1f, which corresponds to the cross section of the intensity pattern for spiral maps with different number of loops (4π, 8π, 16π), and it is compared to the intensity profile obtained with a phase map. As we can see, increasing the phase variability of the spatial map improves the uniformity of the flat-top.

3.- Complex DOEs using a Spatial Light Modulator

So far, we have verified that a higher phase variability at the amplitude-phase field leads D-IFTA to obtain better results. Therefore, in this section, we determine the real modulation curve of a Holoeye Pluto SLM.

First, we calibrated the SLM to determine its Mueller matrix **M.** Figure 2 shows the set-up used. The He-Ne light source (λ = 0.632 μm) passes through a beam sampler which directs the light to a reference photodiode and expand the beam to illuminate the SLM completely. Then, we use a polarizer (P_0) and a quarter-wave plate (Q_0) to generate circularly polarized light beam. Afterwards, the beam passes through a polarization state generator (PSG), formed also by a polarizer (P_1) and a quarter-wave plate (Q_1). Then, we use non-polarizing 50/50 beam splitter to illuminate the SLM in normal incidence. The beam splitter reflects the light towards a polarization state analyzer (PSA), which also consists of a quarter-wave plate (Q_2) and a polarizer (P_2). Finally, the beam intensity I is measured by a photodiode.

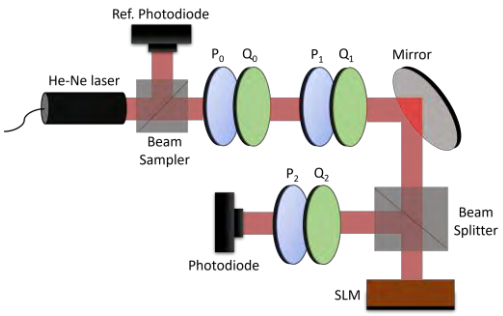


Fig. 2: Set-up used to calibrate the Holoeye Pluto SLM.

To determine the Mueller matrix of our SLM, we have applied the following procedure. We rotate the PSG and PSA to generate and analyze a certain pair of polarization states. Specifically, we have used 12 states distributed over the Poincaré sphere regularly for each system (for a total of 144 measurements). For each pair of polarization states, we vary the gray level of the SLM (from 0 to 255), and we measure the emerging intensity of the system. Then, as we know the Stokes vectors $\vec{S}$ = (s_0, s_1, s_2, s_3) and $\vec{A}$ = (a_0, a_1, a_2, a_3) associated with the PSG and the PSA [12, 13], we can determine the Mueller matrix of the SLM for each gray level [14]

$$I_q = W_q M, \qquad (1)$$

where $\mathbf{W}_q = \left[a_{q,0}s_{q,0}\, a_{q,0}s_{q,1} \cdots a_{q,3}s_{q,3}\right]^T$, q is the measurement number and M is a 16x1 vector with the components of **M**. Therefore, using the pseudoinverse of **W** ($W^I = (W^T W)^{-1} W^T$), we determine **M** for all gray levels (see Fig. 3).

$$M = W^I I. \qquad (2)$$

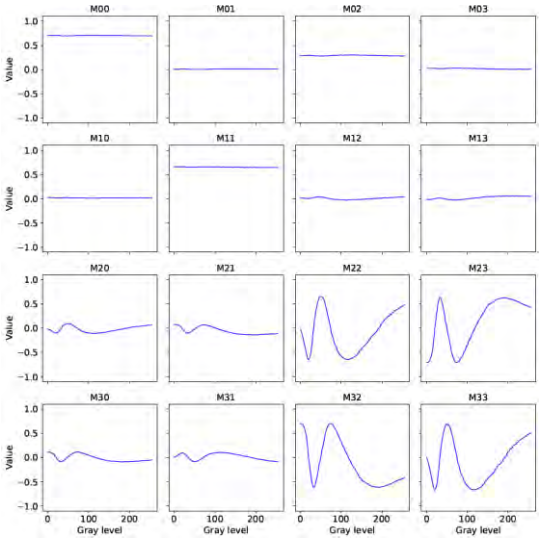


Fig. 3: Experimental Mueller matrix of Holoeye Pluto SLM.

Moreover, we have measured the global phase of the SLM for each gray level using a Michelson interferometer [15]. Once we have the device calibrated, we must determine the optimal angular position of the PSG and PSA to generate the desired modulation curve. For that purpose, we have used Particle Swarm Optimization (PSO), an iterative algorithm based on the exploration of the variable

space by a swarm of agents [16,17]. These particles find the best possible solution of a predefined merit function (MF). In our case, the agents explore different angular positions of the PSG and PSA to obtain a modulation curve that fills the amplitude-phase domain as much as possible. Therefore, we define the MF as the distance between the emerging optical field of the system, $E_f = P_2(\theta_{p2})Q_2(\theta_{q2})MQ_1(\theta_{q1})P_1(\theta_{p1})E_0$, i.e. the modulation curve, and a meshgrid MH at the amplitude-phase field

$$MF = \frac{\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\min\left[dist(MH_{ij},\ E_f)\right]}{N^2}, \qquad (3)$$

where i and j represents the index of the meshgrid, and N^2 corresponds to the total number of points of the meshgrid. Figure 4a shows the modulation curve of our SLM obtained with PSO, using 300 iterations and 200 particles. As we predicted in Section 2, the agents of the PSO try to fill the polar diagram forming a spiral, which has a total phase of 7π. Then, we use D-IFTA to generate DOEs that form flat-tops at the image plane. The resulting intensity pattern, using the modulation curve of the SLM, is shown in Figure 4b. Inside this figure, we have also included the cross section of the obtained flat-top, showing its uniformity.

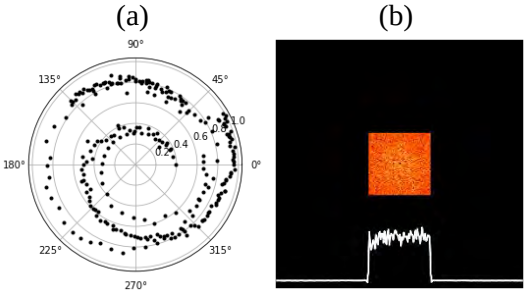


Fig. 4: (a) Amplitude-phase curve modulation of Holoeye Pluto SLM. (b) Intensity pattern obtained with the previous curve modulation using D-IFTA. Inside this figure, a cross section of the flat top pattern is shown.

Moreover, we have computed some quality parameter of the designed amplitude-phase DOE (see Table 1). Specifically, we have determined the diffraction efficiency, the root mean square error (RMSE), which represents the difference between the target and the obtained intensity pattern, and the standard deviation (STD), which shows the roughness of the flat-top. With the purpose of comparing the performance of this DOE with a pure phase one, we generate a phase curve modulation using the previous procedure. It is important to note that the MF of the PSO must be changed. In this case, we do not fill the amplitude-phase map as much as possible, but we try to form a circle with maximum amplitude (radius) on the polar diagram. The quality parameters of the phase DOE are also shown in Table 1. As we can see in this Table, the performance of the complex DOE is better than the phase one, which encourages the use of SLMs for high quality complex modulation.

	Diffraction efficiency	RMSE	STD
Spiral 7π	95.80%	2.69%	0.10
Phase	94.26%	4.24%	0.16

Table 1: Quality parameters of amplitude-phase DOE and pure phase DOE.

4.- Conclusion

In this work we propose a new technique based on the Iterative Fourier Transform Algorithm for producing high-quality diffractive optical elements using a SLM. We have designed complex DOEs by minimizing the average distance of the amplitude/phase domain to the curve generated by the SLM and the polarizing plates. Specifically, we have determined the modulation curve of a Holoeye Pluto SLM. For this purpose, we have measured its Mueller matrix and we have used Particle Swarm Optimization algorithm to determine the optimal angles of the polarizing elements.

Finally, we have proved that complex DOEs, based on real SLMs modulation curves, presents a better performance than usual phase DOEs, showing the advantages of this technique.

Acknowledgements: This work has been funded by Retos Colaboración 2019 "Teluro" project RTC2019-007113-3, from Ministerio de Ciencia e Innovación and the European Union; and by "Nanorooms" project PID2019-105918GB-I00 from Plan Nacional de Investigación from Ministerio de Ciencia e Innovación.

References

[1] B.C. Kress and P. Meyrueis, "*Digital diffractive optics"* (Wiley, 2000).

[2] J. Turunen and F. Wyrowski, "Diffractive optics for industrial and commercial applications," (Wiley-VCH, 1998).

[3] F.J. Torcal-Milla and L.M. Sanchez-Brea "*Far field diffraction of gratings with two roughness levels"* J. Opt. 21, 8 085605, 2019.

[4] A. Soria-Garcia et al. "*Vector diffractive optical element as a full-Stokes analyzer"* Opt. Laser Techn., 163 109400, 2023.

[5] S. Reichelt et al. "Full-range, complex spatial light modulator for real-time holography", Optics Letters, 37, 11, 1955-1957, 2012.

[6] A. Soria-Garcia et al. "*Fabrication effects in the optical performance of DOEs engraved with femtosecond lasers*", in Proc. SPIE 11873, Optical Fabrication, Testing, and Metrology VII, 118730H, 2021.

[7] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures", Optik, 35, 2, 237–246, 1972.

[8] C. Cui et al. "Hybrid Genetic Algorithm and Modified Iterative Fourier Transform Algorithm for Large Thinned Array Synthesis", IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 16, 2150-2154, 2017.

[9] W. F. Hsu and C. H. Lin, "Optimal quantization method for uneven-phase diffractive optical elements by use of a modified iterative Fourier-transform algorithm", Appl. Opt. 44, 5802-5808, 2005.

[10] S. Bordakevich et al. "Optimization for maximum modulation of a double-pass twisted nematic liquid crystal display", Appl. Opt. 61, 4, 969-977, 2022.

[11] S.Y. Hasegawa and H. Inoue. "High spatial resolution pixel synthesis structure for full-complex amplitude modulation with twisted nematic LCD". Appl. Opt. 58, 5, 6725-6732, 2019.

[12] J del Hoyo et al. "High precision calibration method for a four-axis Mueller matrix polarimeter", Opt. Laser Eng., 132, 106112, 2020.

[13] J del Hoyo et al. "Calibration method to determine the complete Jones matrix of SLMs" Opt. Laser Eng., 151, 106914, 2022.

[14] R.A. Chipman et al. "*Polarized light and optical systems"*. (CRC Press, 2018).

[15] O. Mendoza-Yero et al. "Diffraction-based phase calibration of spatial light modulators with binary phase fresnel lenses" J. of Display Technology, 12(10), 1027–1032, 2016.

[16] J. Kennedy, R. Eberhart, B. Gov, *"Particle swarm optimization"*, in Proc. of ICNN'95-International Conference on Neural Networks, 1942–1948, 1995.

[17] L.J.V. Miranda, "PySwarms: A research toolkit for particle swarm optimization in Python", J. Open Source Softw, 3, 21, 433, 2018.

Implementation of triplicator diffraction gratings in a pixelated display

Shang GAO [(1)], María del Mar SÁNCHEZ-LÓPEZ [(1,2)], Ignacio MORENO [(1,3)]

1. Instituto de Bioingeniería, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
2. Departamento de Física Aplicada, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
3. Departamento de Ciencia de Materiales, Optica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.

Contact name: sgao@umh.es.

ABSTRACT

In this work we investigate the implementation of the triplicator diffraction grating with a liquid-crystal on silicon spatial light modulator (LCOS-SLM). A triplicator grating ideally generates three equi-intense diffraction orders. The design with optimal efficiency is a continuous phase grating. Therefore, we raise an alternative quantized phase grating due to the pixelation of the SLM. We analytically derive the quantized grating's intensity in terms of the number of phase levels (N). Numerical simulations are then performed to obtain the phase values that yield maximum efficiency of the quantized triplicator. Correspondingly, those quantized triplicator gratings are experimentally verified by encoding them on the SLM. Finally, a random approach is adopted to eliminate the additional harmonic order.

Key words: Triplicator diffraction grating, quantized phase, LCOS-SLM.

1.- Introduction

Diffraction gratings of evenly distributed intensity among a number of diffraction orders are interesting for developing beam splitters and optical array illuminators [1]. A popular example is the Dammann grating [2], which has a binary phase profile where the period is divided into different transition points specifically designed to provide the desired number of equally intense diffracted orders.

The triplicator is a diffraction grating that produces three equi-intense diffraction orders (0^{th} and $\pm1^{st}$). Gori *et al.* [3] derived the design with an optimal diffraction efficiency of 92.6% in the 0^{th} and $\pm1^{st}$ orders. However, it features a continuous phase profile, which cannot be reproduced exactly in spatial light modulators (SLM), due to their inherent quantization caused by pixelation. These effects become more relevant as the period of the gratings gets reduced. Furthermore, there is still 7.4% of the input light intensity split into other higher diffraction orders ($\pm2^{nd}$, $\pm3^{rd}$…).

On the other hand, two very efficient phase gratings widely applied are: i) the blazed grating with 2π phase modulation, which exhibits a single 1^{st} order with 100% efficiency, and (ii) the binary phase grating with π phase modulation, which shows no 0^{th} order and $\pm1^{st}$ orders, each with 40.5% efficiency.

In this work, we investigate Gori's triplicator design and the effect on the diffraction efficiency of quantizing the phase levels. Theoretical and experimental results for the quantized phase triplicator are presented, where we use an LCOS-SLM to encode the gratings. Binary and random alternatives for triplicator gratings are also presented.

2.- Experimental system

We first introduce the experimental setup as shown in Fig. 1(a). A He-Ne laser beam of 632.8nm wavelength is expanded through a spatial filter (SF) and collimated by a lens (L1) to reach linear polarizer P0, which allows us to adjust the input intensity by rotating an

angle relative to the laser's linear polarization. This is required because a high input intensity can saturate the camera. After that, we generate circularly polarized light by adding a linear polarizer P1 with fixed orientation and a quarter wave plate (QWP) with the neutral axis oriented 45° relative to P1. Therefore, the output intensity after linear polarizer P2 is kept constant regardless of orientation. This way we can illuminate the LCOS-SLM with an arbitrary polarization orientation while keeping a constant intensity.

The LCOS-SLM (Thorlabs, Exulus) has 1920×1080 pixels of pixel size 6.4µm. The light reflected from the SLM is focused by a lens (L2) on a CCD camera. A circular aperture filters higher orders generated by the SLM pixelated structure. First, the phase modulation of the display was calibrated using a standard technique [4]. This calibration was performed by orienting P2 with an angle of 45° relative to the LC director of the SLM, and P3 was aligned parallel or crossed to P2. Figure 1(b) shows the phase value versus the addressed grey level. It follows a linear relation that reaches a maximum 2π phase modulation. Therefore, this SLM device is useful to implement continuous phase gratings.

To display the diffraction gratings, the transmission axis of P2 is aligned parallel to the LC director of the SLM, then the input beam is fully modulated. Finally, linear polarizer P3 is also set parallel to the LCOS director to filter out polarizations away from the SLM's extraordinary optical axis that might occur in the experimental practice.

3.- Phase diffraction gratings

Phase-only diffraction gratings can be expanded as a Fourier series as

$$g(x) = e^{i\varphi(x)} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} c_m \, e^{im2\pi x/p} \qquad (1)$$

whose coefficients are given by:

$$c_m = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{+p/2} g(x) \, e^{-im2\pi x/p} dx \qquad (2)$$

Each term $e^{im2\pi x/p}$ in Eq. (1) represents a tilted wavefront that generates a diffraction order, with index m, where p represents the grating's period.

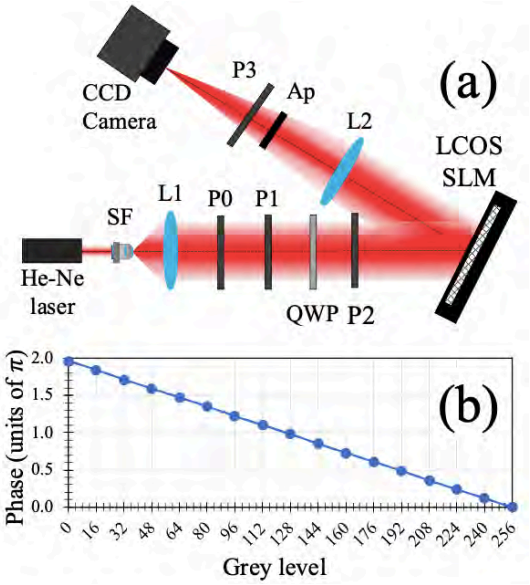


Fig. 1. (a) Experimental setup. P0, P1, P2, and P3 are linear polarizers; L1, L2 are convergent lenses; QWP is a quarter wave plate; SF is a spatial filter, and Ap is a circular aperture. (b) SLM's phase modulation versus addressed grey level.

The intensity of the diffraction orders is obtained from $I_m = |c_m|^2$. Figure 2 depicts four typical phase profiles and their corresponding diffraction patterns. A blazed diffraction grating (linear phase profile) generates a single diffraction order with 100% efficiency (Figs.2(a) and 2(b)). A binary phase grating with π phase difference generates equally intense $\pm 1^{st}$ orders and cancels the 0^{th} order (Fig.2(c)). The triplicator diffraction grating (Fig.2(d)) is defined to provide three equally intense diffraction orders $I_0 = I_1 = I_{-1}$ ideally with the maximum efficiency, given by:

$$\eta_{0\pm1} = I_0 + I_1 + I_{-1}. \qquad (3)$$

3.1- Binary grating

Before analyzing the triplicator, let us regard the binary grating in detail as shown in Fig.2(c). The Fourier coefficients (Eq. (2)) are given by:

$$c_0 = \frac{1}{2}\left(e^{i\varphi} + 1\right) \qquad (4a)$$

$$c_{m\neq0} = \frac{1}{2}\left(e^{i\varphi} - 1\right) \mathrm{sinc}\left(\frac{m}{2}\right) \qquad (4b)$$

where $\mathrm{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$, and where φ denotes the phase difference between the

two levels in the grating. Therefore, the intensity of the 0th and ±1st orders is:

$$I_0 = |c_0|^2 = \frac{1}{2}(1+\cos\varphi) \qquad (5a)$$

$$I_{\pm1} = |c_{\pm1}|^2 = \frac{2}{\pi^2}(1-\cos\varphi) \qquad (5b)$$

Figure 3(a) shows the theoretical (lines) and experimental (dots) normalized intensity of the 0th and ±1st orders of the binary phase grating as a function φ. Figure 3(b) shows the camera captures of the diffraction. As mentioned, its usual application is at $\varphi = \pi$, a situation where the intensity is fully transferred from the 0th order mainly to the ±1st orders, which reach $I_{\pm1} = 0.405$. The rest of the energy is diffracted to other higher orders, $m = \pm3, \pm5 \ldots$. However, note that the intensity curves in Fig. 3(a) have two intersections when $\varphi = 0.639\pi$ or $\varphi = 1.361\pi$, where $I_0 = I_{\pm1} = 0.288$, thus rendering a triplicator with $\eta_{0\pm1} = 86.4\%$ theoretical efficiency. The experiments confirm this result.

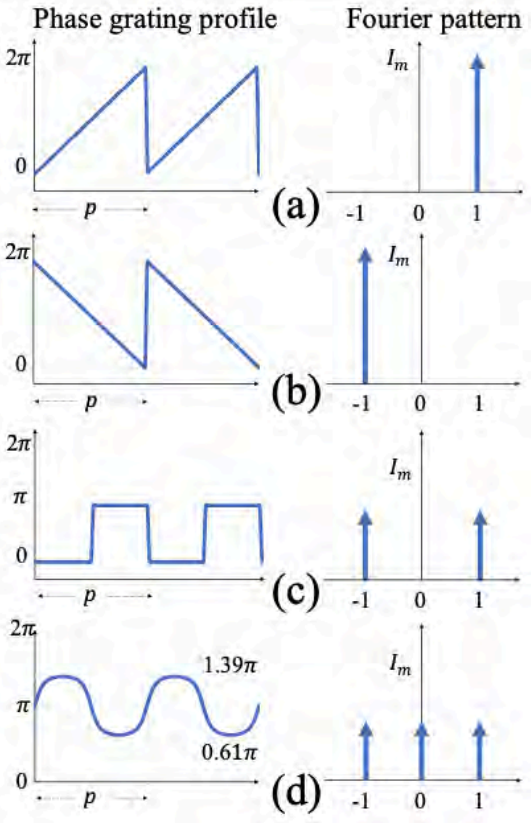


Fig. 2. Phase profiles and the corresponding intensity of 0th and ±1st orders: (a) and (b) blazed gratings, (c) binary phase grating, (d) Gori's triplicator. The period is p.

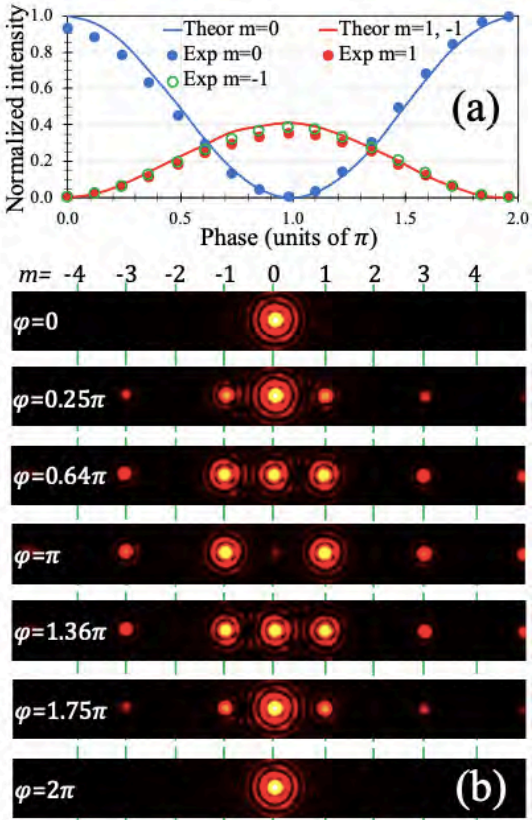


Fig. 3. (a) Normalized intensity of the binary phase grating vs phase level. (b) Experimental diffraction patterns for different phase values.

In these experiments we use gratings with a large period of $p = 64$ pixels. This minimizes the fringing effect that degrades the grating when very short periods are used [5].

3.2- Gori´s optimal triplicator

Gori *et al* [3] derived the triplicator with optimal efficiency conditions, whose solution is:

$$\varphi(x,a) = \pi + \arctan\left(a\cdot\left(\frac{2\pi x}{p}\right)\right) \qquad (6)$$

where we add π to have phase values in the range $[0, 2\pi)$. This solution provides the maximum efficiency of the 0th and ±1st diffraction orders, i.e., it maximizes $\eta_{0\pm1}$ in Eq.(3). Parameter a in Eq. (6) controls the relative intensity between the 0th and ±1st orders. Figure 4(a) shows the phase profiles derived from Eq.(6) for different values of a. It tends to be a binary grating for large values, thus mainly concentrating the light on the ±1st diffraction orders. For low values of a, the phase modulation is reduced, reaching a uniform phase in

the limit $a \to 0$, thus producing only the 0th order. Note that these phase profiles are continuous. The SLM is a pixelated device that can only implement discrete phase levels. However, since these gratings are encoded with a large number (64) of pixels per period, this quantization does not significantly affect the results.

The theoretical normalized intensity of the 0th order and ±1st orders are depicted in Fig. 4(b), together with the experimental values. For $a = 2.65$ the expected intersection is obtained. We measure an experimental efficiency $\eta_{0\pm1} = 94.7\%$, which agrees well with the theoretical value in [3]. Figure 4(c) shows the triplicator captures for three different values of a. The central 0th and ±1st orders are the most intense, but higher orders are also visible.

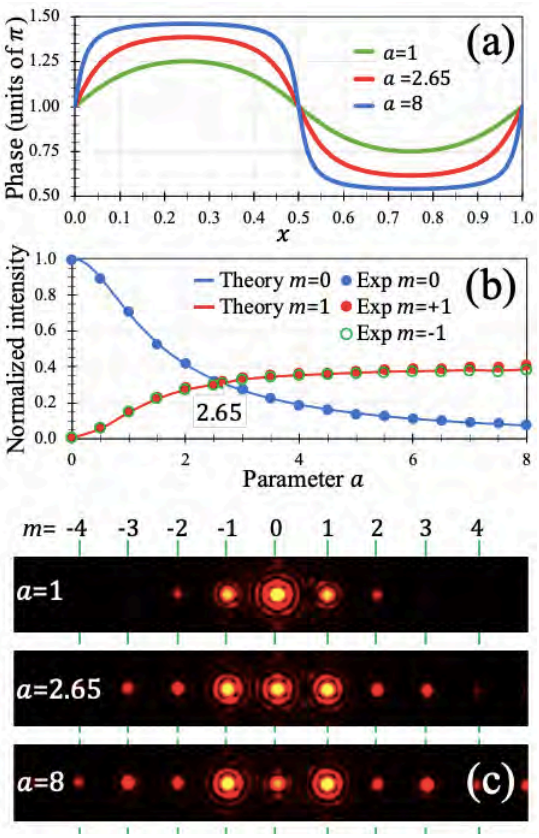


Fig. 4. (a) Triplicator phase profile for $a = 1, a = 2.65, a = 8$. (b) Experimental and theoretical normalized intensity of the 0th order and ±1st orders versus a. (c) Experimental diffraction patterns of Gori's triplicator for different values of a.

4.- Quantized phase triplicator grating

The continuous phase profiles of Gori´s triplicator cannot be reproduced properly in a pixelated SLM, if the grating's period p is not large enough. In this section, we analyze phase-only diffraction gratings with a discrete number (N) of phase levels. As shown in Fig.5, we consider N different phase levels $(\varphi_0, \varphi_1 \dots \varphi_{N-1})$ located at positions $(x_0, x_1 \dots x_{N-1})$ within one period (p). The length of each phase segment is $\Delta = p/N$. This grating can be described as a summation of rectangular functions, each with a phase level as.:

$$g(x) = \sum_{j=0}^{N-1} e^{i\varphi} \cdot \mathrm{rect}\left(\frac{x - x_j}{\Delta}\right) \qquad (7a)$$

where

$$\mathrm{rect}\left(\frac{x - x_j}{\Delta}\right) = \begin{cases} 1, \text{if } |x - x_j| \le \dfrac{\Delta}{2} \\ 0, \text{if } |x - x_j| > \dfrac{\Delta}{2} \end{cases} \qquad (7b)$$

with

$$x_j = \frac{p}{2} \cdot \left(\frac{(2j+1)}{N} - 1\right) \qquad (7c)$$

and $j = 0, 1 \dots, N-1$. The Fourier coefficients $c_m(N)$ in Eq. (2) are now given by:

$$c_m = \frac{\mathrm{sinc}\left(\frac{m}{N}\right)}{N} \sum_{j=0}^{N-1} e^{i\varphi_j} e^{-im2\pi x_j/p} \qquad (8)$$

Thus the intensity of the diffraction orders is given by Eq. (9).

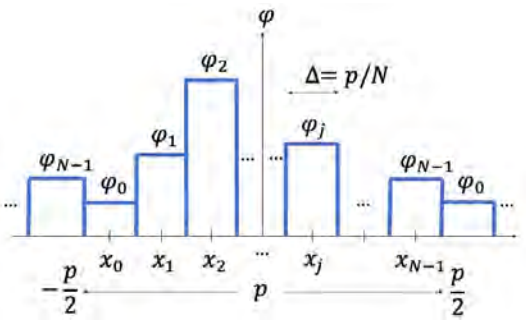


Fig. 5. Phase profile of a quantized phase grating.

$$I_m(N) = \frac{\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m}{N}\right)}{N^2}\left(N + \sum_{j\neq k=0}^{N-1} 2\left(\cos\left(\varphi_j - \varphi_k - \frac{2m\pi(j-k)}{N}\right)\right)\right) \quad (9)$$

By computing Eq. (9), for each value of N we seek for the phases that provide a triplicator grating with maximum efficiency $\eta_{0\pm1}$. The result is shown in Fig. 6(a), which plots $\eta_{0\pm1}$ versus N. Figure 6(b) shows the efficiency of the second orders ($\eta_{\pm2} = I_2 + I_{-2}$) and the third orders ($\eta_{\pm3} = I_3 + I_{-3}$). These results show that, for low odd values of N ($N = 3$ and $N = 5$), the triplicator diffraction efficiency is notably lower than the efficiency $\eta_{0\pm1} = 86.4\%$ obtained for the binary triplicator ($N = 2$). In fact, it is when the number of levels reaches $N = 6$ that the efficiency of the binary triplicator is surpassed and then slowly increases with N. We simulate up to $N = 20$, for which $\eta_{0\pm1} = 92.0\%$ is very close to that of Gori's triplicator (92.6%).

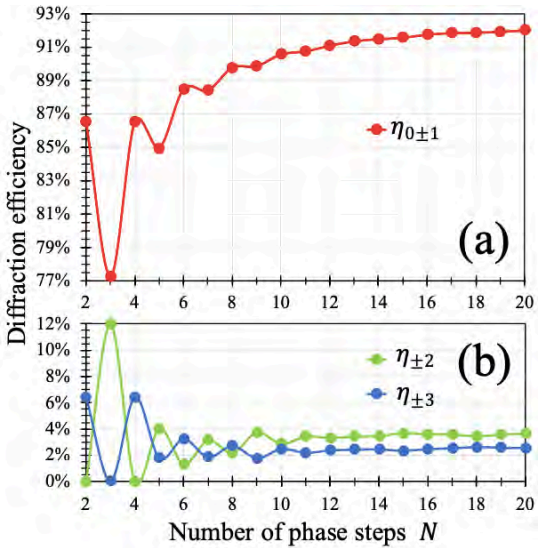


Fig. 6. Calculated diffraction efficiency of the quantized phase grating as a function of N. (a) $\eta_{0\pm1}$ (b) $\eta_{\pm2}$ and $\eta_{\pm3}$.

Figure 7 shows the experimental diffraction patterns obtained for these quantized phase gratings, with $N = 2,3,4,5,6$ and 20 levels. Again a period of $p = 64$ pixels was selected. The cases with $N = 2$ and $N = 4$ are in fact the same since for $N = 4$ the optimization algorithm delivers the binary grating. The ternary grating ($N = 3$) collapses to a phase profile of a binary grating with a 1/3 fill factor [6], in which there are no $\pm3^{rd}$ orders but a pair of brighter $\pm2^{nd}$ orders. For $N = 5$, the result shows more harmonic orders than in the other cases, which explains the fall of $\eta_{0\pm1}$ at $N = 5$ in Fig. 6(a). Finally, for comparison, the last row shows Gori´s triplicator result again, which looks similar to the pattern with $N = 20$.

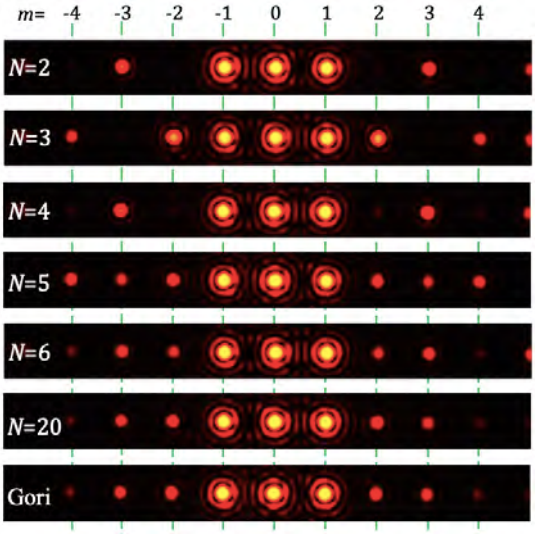


Fig. 7. Experimental diffraction patterns for the quantized phase gratings with $N = 2,3,4,5,6$ and 20. Last row shows again Gori's triplicator.

5.- Random phase triplicator

Finally, we adopt a random approach [7] to implement the triplicator. The three first rows in Fig. 8 show the result where a uniform phase and blazed gratings are displayed on the SLM. A unique 0^{th} or $\pm1^{st}$ order occurs in each case. The last three rows display the random triplicator cases. The random approach consists in randomly selecting at each pixel the phase of the positive blazed grating, the phase of a negative blazed grating or the uniform phase. Because of the fringing effect, if the random approach is applied directly to each pixel (1×1), the zero order is more intense than expected and additional higher diffraction orders are observed [5]. But if the randomness is done on macro pixels, this effect is reduced (cases 2×2 and 4×4). The triplicator is now reproduced with no additional

harmonic orders, but with reduced diffraction efficiency. The random approach redistributes light not contributing to the 0th order and ±1st orders as a background noise that limits the efficiency. In these figures, the input intensity was increased by a factor of about 3 in comparison with Fig. 3, Fig. 4(a), and Fig. 7.

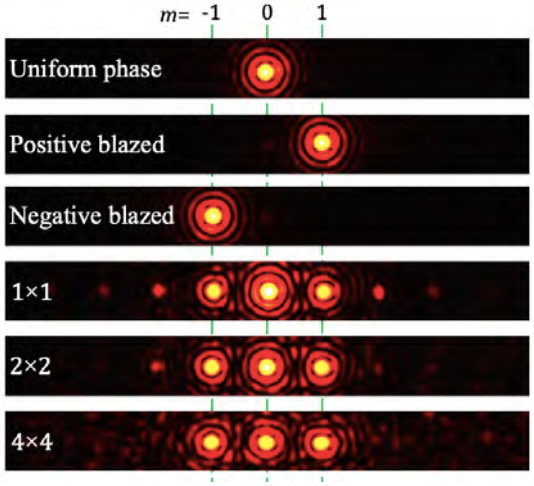


Fig. 8. Experimental diffraction patterns for a uniform phase and positive and negative blazed gratings. The last rows correspond to random triplicators generated by randoming selecting 1×1, 2×2 and 4×4 macropixels from the uniform phase and the blazed gratings.

6.- Conclusion

In conclusion, our work has explored the method to generate a three-equi-intense diffraction pattern. Among those, Gori's triplicator has the optimal theoretical efficiency ($\eta_{0\pm1} = 92.6\%$). However, it has a continuous profile that cannot be implemented exactly in pixelated displays and limits the triplicator's performance when the number of pixels per period is low. We raised the quantized phase profile to overcome this problem. We found that the binary grating ($N = 2$) is a feasible option with good efficiency and quite an isolated triplicator (no ±2nd orders), and we numerically obtained the efficiency of the quantized phase grating from $N = 2$ to $N = 20$. Finally, we implemented a random approach that eliminates the additional diffraction orders, but at the cost of reducing the diffraction efficiency.

Acknowledgments: This work was financed by Ministerio de Ciencia e Innovación, Spain (refs.: PID2021-126509OB-C2) and Generalitat Valenciana (ref. CIAICO/2021/276).

References

[1] Joseph N. MAIT, *"Design of binary-phase and multiphase Fourier gratings for array generation"*, J. Opt. Soc. Am. A 7(8): 1514-1528, 1990.

[2] Changhe ZHOU, Liren LIU, *"Numerical study of Dammann array illuminators"*. Appl. Opt. 34(26): 5961-5969, 1995.

[3] Franco GORI, Massimo SANTARSIERO, Silvia VICALVI, Riccardo BORGHI, Gabriella CINCOTTI, Enzo Di FABRIZIO, Massimo GENTILI, *"Analytical derivation of the optimum triplicator"*. Opti. Commun. 157.1-6: 13-16, 1998.

[4] Asticio VARGAS, Ramiro DONOSO, Manuel RAMÍREZ, José CARRIÓN, María del Mar SÁNCHEZ-LÓPEZ, Ignacio MORENO, "Liquid crystal retarder spectral retardance characterization based on a Cauchy dispersion relation and a voltage transfer function". Opt. Review 20: 378-384, 2013.

[5] Ignacio MORENO, María del Mar SÁNCHEZ-LÓPEZ, Jeffrey A. DAVIS, Don M. COTTRELL, *"Simple method to evaluate the pixel crosstalk caused by fringing field effect in liquid-crystal spatial light modulators"*. J. Europ. Opt. Soc. - RP 17(1): 1-13, 2021.

[6] Antonio MARTÍNEZ, María del Mar SÁNCHEZ-LÓPEZ, Ignacio MORENO, *"Phasor analysis of binary diffraction gratings with different fill factors"*. Europ. J. Phys. 28(5): 805, 2007.

[7] Jorge ALBERO, Ignacio MORENO, *"Grating beam splitting with liquid crystal adaptive optics"*. J. Optics 14(7): 075704, 2012.

Reconfigurable liquid crystal devices for light handling

Javier Pereiro-García, Olga Blanco-Fernández, Rafael Ramos, Morten A. Geday, Xabier Quintana, Manuel Caño-García

CEMDATIC, ETSI Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, Av. Complutense, 30, 28040, Madrid, Spain.

Contact name: Javier Pereiro García (javier.pereiro.garcia@upm.es).

ABSTRACT:

Liquid crystal devices are an interesting approach for electronically reconfigurable tunable photonic devices that can be used in a large number of applications. Moreover, liquid crystals have demonstrated high tolerance to harsh ionizing radiation environments, making them particularly suitable for space applications. In this work, three different devices will be analyzed: a 2D beam steerer capable of deviating an incoming light beam with unprecedent angular resolution, a reconfigurable diffractive spiral axicon enabling depth of focus tuning, and a spiral diffractive lens able to switch between multiple positive and negative focal lengths. All these devices have been manufactured using direct laser writing in indium-tin oxide coated glass substrates, and employ nematic LCs for phase modulation of the incoming light beam.

Key words: Liquid crystal, beam steering, adaptive optics, tunable optics, axicon, LC lens, optoelectronics.

1.- Introduction

Liquid crystal (LC) based devices are attracting interest in areas other than the traditional display sector. These materials show a huge birefringence and are usually driven by low power electric signals at low voltage. Yet they perform reconfigurable light manipulations with no mechanical part. This is interesting many fields, including space applications [1], [2].

The most common photonic LC devices rely on phase modulation of incoming light beam. Spatial light modulators (SLM), for example, can create computer generated phase patterns, that have been used in numerous devices such as dynamic holograms [3], beam steerers or tunable lenses [4]. However, SLMs, besides their high cost, show some drawbacks, such as low fill factor (active area) and aliasing aberrations in the phase profile due to the device pixelization.

Light phase modulation can be achieved by other means to avoid these inconveniences. Devices with low pixel numbers can offer excellent performance for specific applications, providing the pixels have arbitrary shapes and are specifically designed for the application. This is the solution adopted by our group. To demonstrate the power of this approach, three different devices are presented below: a beam steerer (BS), a diffractive spiral axicon (DSA) and a tunable lens.

BSs are used to redirect light beams in one or two orthogonal directions. They result relevant in many applications, such as seeking and tracking of targets, optical communications [5], optical trapping [6], or augmented reality [7]. BS is provided by mechanical or non-mechanical systems. Mechanical devices are generally based on lenses or mirrors moved by piezoelectric actuators [8], or micro-electro-mechanical systems (MEMS) [9]. Mechanical BSs are fast and reliable, but result unsuitable in many areas where mechanical shocks and stresses are foreseen, *e.g.*, military or space applications. Non-mechanical devices are found in several brands, such as electro-optic,

acousto-optic or LC based [10]. Typical LC configurations are Liquid Crystal on Silicon (LCOS) [11], or Pancharatnam-Berry (PB) [12]. Nevertheless, LCOS BS include an active thin-film transistor matrix, impairing their use under ionizing radiation environments. On the other hand, PB based devices have a limited or non-existent reconfigurability.

Reconfigurable axicons have a wide variety of uses like gonioscopy [13], micro-drilling [14], or tomography [15]. Traditional reconfigurable axicons rely on controlling their depth of field by apodization of the pupil [16], or by manually changing the distance between the axicon and a lens [17]. Lately, diffractive LC axicons have been presented, most of them based on SLMs [18], or using specifically designed electrodes [19]. The latter ones have a limited reconfigurability to recreate a perfect phase profile.

Adaptive lenses have a wide range of applications including reconfigurable eyeglasses [20], smartphone cameras [21], and microscopy [22]. Several approaches have been explored to achieve focal length tuning, such as electrically shaped meniscus lenses [23] or fluidic lenses with variable volume [24]. Several models of LC lenses have already been presented [25]–[27], but having a hampered focal length reconfigurability, a limited aperture size or a complex manufacturing.

2.- Materials and Methods

2.1.- Liquid Crystal Cell manufacturing

All the liquid crystal devices used in this work have the same sandwiched structure consisting of two glass substrates, coated with an ITO conductive layer. One of these surfaces acts as the ground plane, while the other is composed of electrodes with different geometry, depending on the desired device (*i.e.*, lenses, spiral axicons or beam steering). The electrodes are patterned by ITO ablation using Direct Laser Writing (DLW) [28]. The ablation system has a UV laser mounted on a XYZ controlled CNC stage system, (Lasing S.A).

Both ITO planes are coated with PIA-2304 polyimide (Chisso Lixon, Japan) by spin coating (30s @2500rpm), ensuring uniform alignment of the LC cells and the switching plane. The electrodes reach the periphery of the LC cell, where they are connected by using an Anisotropic Conductive Adhesive (Hitachi Chemical, Japan) to an in-house developed electronic driver.

The electronic driver independently controls the electric field applied to each electrode. A low voltage square signal of 51 Hz is used. This carrier is modulated by the PWM signals generated by the driver, providing the desired V_{rms} to each electrode [29].

2.2.- Calibration and measurements

A calibration is required to build a lookup table between the applied RMS signal and the LC induced phase delay (δ). Measurements are carried out by placing the device between crossed polarizers and illuminating it with a He-Ne laser (λ=632.8 nm). A duty cycle (dc) sweep of the applied electrical signal is performed, simultaneously acquiring the received optical intensity with a camera. This relationship has been experimentally approximated to [29]:

$$\delta = A \cdot \mathrm{e}^{-B \cdot dc} + C$$

3.- Results and discussion

3.1.- Tunable 2D Beam Steerer

The tunable 2D LC BS is composed of two orthogonally cascaded 1D reconfigurable blaze gratings. Modifying the grating phase profile enables steering the light to a desired angle, without moving parts. The steering angle (θ) is inversely proportional to the grating period (Δ):

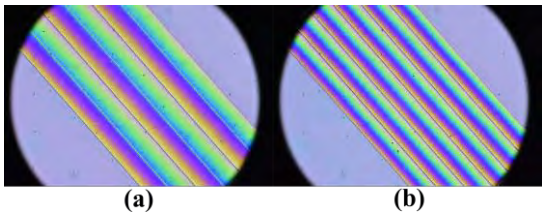
$$\theta = \arcsin\left(\frac{\lambda}{\Delta}\right)$$

Initially, blaze gratings consisting of 72 rectangular individually addressed electrodes, with 15 μm pitch, were manufactured. Hence, by cascading 2 of these gratings, a 1.1 mm^2 active area is formed. This device serves to demonstrate the ability to deflect light in two directions, obtaining a maximum angle of 3.3° (@632.8nm) [28].

Subsequently, the device design was improved, increasing the number of electrodes per grating up to 144 (Fig 1), giving rise to a total of 288 pixels in the cascaded device. In addition, the electrodes pitch has been

decreased to 7.5 μm. The maximum output angle widened up to 6.84° (@632.8nm). Furthermore, a new driving technique has been developed, enhancing the steering resolution [30].

Lastly, the measured diffraction efficiency is in accordance with the theoretical efficiency and the spot shape analysis reveals minimal distortion.



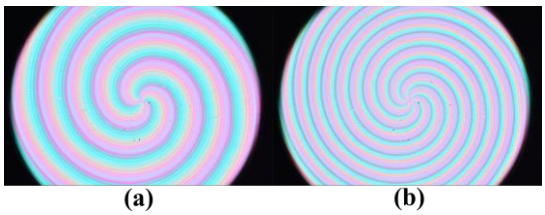
(a) (b)

Fig. 1: Micrographs showing two different beam steerer configurations between crossed polarizers under white illumination (a) period=3. (b) period=6.

3.2.- Reconfigurable LC Diffractive Spiral Axicon

A LC tunable spiral axicon consisting of 24 Archimedean spiral-shaped electrodes has been developed [31] (Fig 2). Because of its geometry, this axicon differs from a conventional one, as it inherently generates optical vortices (OVs). OVs are light beams characterized by having a helical wavefront, thus carrying Orbital Angular Momentum (OAM).

The developed spiral axicon can be switched between 24 different configurations, 12 convergent and 12 divergent. In this way, each configuration simultaneously modifies the axicon output angle and the generated OV topological charge (TC) (Fig 3).



(a) (b)

Fig. 2: Micrographs showing two spiral axicon configurations between crossed polarizers under white illumination (a) TC=3. (b) TC=6.

The output angle modification gives rise to generating axicons with different depth of focus (DOF). Thus, forming quasi-Bessel beams along a volume that can be controlled. In turn, at a given distance, rings with a variable diameter can be generated. The output angle control has been experimentally measured, being in agreement with the carried simulations [31].

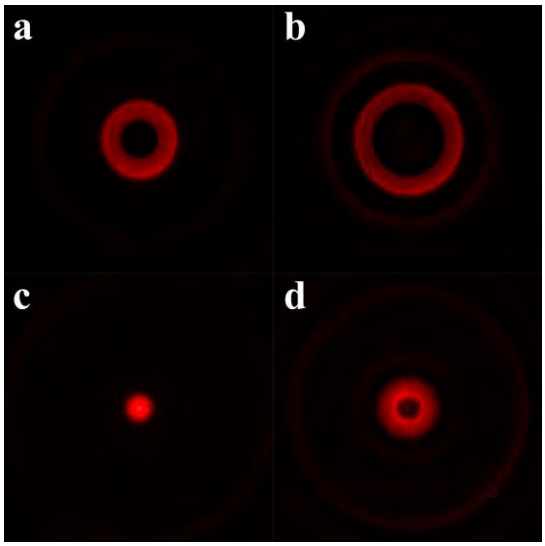
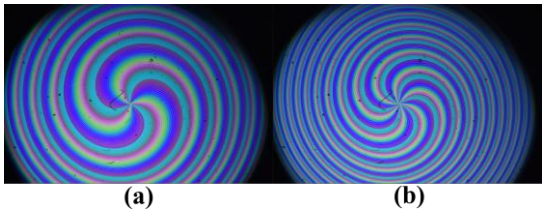


Fig. 3: LC Spiral axicon generated ring patterns projected on a screen at z=125cm for different configurations. (a) TC=-3. (b) TC =-6. (c) TC =3. (d) TC =6.

On the other hand, the generation of optical vortices with different TCs has been experimentally verified, as demonstrated by the generation of optical singularities with different dark hollow diameters. Moreover, using conventional lenses, perfect vortex beams have been generated [31].

3.3.- Reconfigurable LC Spiral Diffractive Lens (SDL)

Tunable LC lenses composed of a set of 24 electrodes shaped like Fermat spirals have been produced (Fig 4). As previously demonstrated [32], controlling the phase profile associated with this geometry allows the creation of both convergent and divergent reconfigurable lenses.



(a) (b)

Fig. 4: Micrographs showing two LC lens configurations between crossed polarizers under white illumination (a) TC=3. (b) TC=6.

The manufactured lenses are electronically reconfigurable, being able to switch between 24 different configurations. Each of

these configurations corresponds to a different focal length, therefore having 12 positive and 12 negative possible focal lengths. The device is based on a previously published design [32], [33], but having an improved manufacturing quality and device control. Thus, the blur has been minimized compared to the originally produced SDL, greatly improving the quality of the obtained images.

Image degradation due to chromatic aberration has been evaluated. Consistent with theory, this effect produces greater degradation the higher the lens power is. Chromatic aberration is one of the main sources of image degradation; several solutions to address this problem are currently being considered.

4.- Conclusion

This work presents a review of the some of the latest developments related to 3 different reconfigurable liquid crystal devices: a beam steerer, a spiral axicon and a reconfigurable lens.

Using the latest LC BS design, a maximum deflection angle of 6.84° (@632.8nm) has been achieved, without using moving parts. At the same time, thanks to the independent control of its 288 electrodes, a driving technique has been developed to obtain an almost analog angular resolution.

An LC reconfigurable axicon has been developed. The manufactured device can switch between 24 different configurations, 12 convergent and 12 divergent, simultaneously changing the DOF and the TC. Furthermore, this device is suitable to generate perfect vortex beams with different TC.

The designed LC spiral diffractive lens can be toggled between 24 different configurations, giving rise to 12 positive and 12 negative focal lengths. Experimental results asses the performance of this device, however further improvement needs to be carried to minimize chromatic aberration.

Acknowledgements:

This research was funded by the Comunidad de Madrid through the "Programa de Actividades de I + D" ("SINFOTON2-CM"—S2018/NMT-4326), "PANTOMIME" Apoyo-Jovenes-21-9FOMOQ-22-0CNGFM, "Diseño Y Fabricación de Dispositivos Fotónicos" (BEAGALINDO-21-QU81R4-7-0QQBF3) and the "Ayudas para la realización de Doctorados Industriales de la Comunidad de Madrid" (IND2020/TIC-17424). The financial support to this study has also come from the Spanish Government, "ENHANCE-5G" (PID2020-114172RB-C22), "LC-LENS" (PDC2021-121370-C21), "DISRADIO" (TSI-063000-2021-83) and WOW-2D (PLEC2022-009381), as well as the Attract-IALL EU project G.A 101004462, financed by the European Union. In addition, authors are grateful to the European Space Agency (ESA) for the financial support received with the "Smart Heaters" project (4000133048/20/NL/KML). MCG is grateful to Spanish government grant (BG20/00136).

References

[1] T. Kaesser, C. Fritzsch, and M. Franz, "Tunable RF Filters Based on Liquid Crystal for Space Applications," *Crystals*, vol. 10, no. 6, Art. no. 6, Jun. 2020, doi: 10.3390/cryst10060455.

[2] E. Otón, J. Pérez-Fernández, D. López-Molina, X. Quintana, J.-M. Otón, and M.-A. Geday, "Reliability of Liquid Crystals in Space Photonics," *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, no. 4, pp. 1–9, Aug. 2015, doi: 10.1109/JPHOT.2015.2451626.

[3] A. Jesacher, C. Maurer, A. Schwaighofer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Near-perfect hologram reconstruction with a spatial light modulator," *Opt. Express, OE*, vol. 16, no. 4, pp. 2597–2603, Feb. 2008, doi: 10.1364/OE.16.002597.

[4] J. A. Davis, T. I. Hall, I. Moreno, J. P. Sorger, and D. M. Cottrell, "Programmable Zoom Lens System with Two Spatial Light Modulators: Limits Imposed by the Spatial Resolution," *Applied Sciences*, vol. 8, no. 6, Art. no. 6, Jun. 2018, doi: 10.3390/app8061006.

[5] S. S. Polkoo and C. K. Renshaw, "Imaging-based beam steering for free-space optical communication," *Appl. Opt., AO*, vol. 58, no.

13, pp. D12–D21, May 2019, doi: 10.1364/AO.58.000D12.

[6] A. Horst and N. Forde, "Calibration of dynamic holographic optical tweezers for force measurements on biomaterials," *Optics express*, vol. 16, pp. 20987–1003, Jan. 2009, doi: 10.1364/OE.16.020987.

[7] H. Chen, Y. Weng, D. Xu, N. V. Tabiryan, and S.-T. Wu, "Beam steering for virtual/augmented reality displays with a cycloidal diffractive waveplate," *Opt. Express, OE*, vol. 24, no. 7, pp. 7287–7298, Apr. 2016, doi: 10.1364/OE.24.007287.

[8] K. H. Koh, T. Kobayashi, and C. Lee, "A 2-D MEMS scanning mirror based on dynamic mixed mode excitation of a piezoelectric PZT thin film S-shaped actuator," *Opt. Express, OE*, vol. 19, no. 15, pp. 13812–13824, Jul. 2011, doi: 10.1364/OE.19.013812.

[9] Y.-H. Seo, K. Hwang, H. Kim, and K.-H. Jeong, "Scanning MEMS Mirror for High Definition and High Frame Rate Lissajous Patterns," *Micromachines*, vol. 10, no. 1, Art. no. 1, Jan. 2019, doi: 10.3390/mi10010067.

[10] G. R. B. E. Römer and P. Bechtold, "Electro-optic and Acousto-optic Laser Beam Scanners," *Physics Procedia*, vol. 56, pp. 29–39, Jan. 2014, doi: 10.1016/j.phpro.2014.08.092.

[11] Z. Zhang, Z. You, and D. Chu, "Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices," *Light Sci Appl*, vol. 3, no. 10, Art. no. 10, Oct. 2014, doi: 10.1038/lsa.2014.94.

[12] C. Yousefzadeh, A. V. Rynbach, and P. J. Bos, "Design of a large aperture, tunable, Pancharatnam phase beam steering device," *Opt. Express, OE*, vol. 28, no. 2, pp. 991–1001, Jan. 2020, doi: 10.1364/OE.380952.

[13] S. M. Perinchery *et al.*, "High resolution iridocorneal angle imaging system by axicon lens assisted gonioscopy," *Sci Rep*, vol. 6, no. 1, Art. no. 1, Jul. 2016, doi: 10.1038/srep30844.

[14] Z. Kuang, W. Perrie, S. P. Edwardson, E. Fearon, and G. Dearden, "Ultrafast laser parallel microdrilling using multiple annular beams generated by a spatial light modulator," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 47, no. 11, Art. no. 11, Mar. 2014.

[15] Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J. S. Nelson, and Z. Chen, "High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens," *Opt. Lett., OL*, vol. 27, no. 4, pp. 243–245, Feb. 2002, doi: 10.1364/OL.27.000243.

[16] T. Breen, N. Basque-Giroux, U. Fuchs, and I. Golub, "Tuning the resolution and depth of field of a lens using an adjustable ring beam illumination," *Appl. Opt., AO*, vol. 59, no. 15, pp. 4744–4749, May 2020, doi: 10.1364/AO.389353.

[17] Z. Zhai, S. Ding, Q. Lv, X. Wang, and Y. Zhong, "Extended depth of field through an axicon," *Journal of Modern Optics*, vol. 56, no. 11, pp. 1304–1308, Jun. 2009, doi: 10.1080/09500340903082689.

[18] M. Sanchez-Lopez, I. Moreno, J. Davis, B. Gutierrez, and D. Cottrell, "Double-ring interference of binary diffractiveaxicons as a tool for optical trapping," *OSA Continuum*, vol. 3, May 2020, doi: 10.1364/OSAC.393734.

[19] J. F. Algorri *et al.*, "Positive-negative tunable liquid crystal lenses based on a microstructured transmission line," *Sci Rep*, vol. 10, no. 1, Art. no. 1, Jun. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-67141-z.

[20] N. Hasan, A. Banerjee, H. Kim, and C. H. Mastrangelo, "Tunable-focus lens for adaptive eyeglasses," *Opt. Express, OE*, vol. 25, no. 2, pp. 1221–1233, Jan. 2017, doi: 10.1364/OE.25.001221.

[21] D.-S. Choi, J. Jeong, E.-J. Shin, and S.-Y. Kim, "Focus-tunable double convex lens based on non-ionic electroactive gel," *Opt. Express, OE*, vol. 25, no. 17, pp. 20133–20141, Aug. 2017, doi: 10.1364/OE.25.020133.

[22] N. Fabre *et al.*, "Optical Near-Field Microscopy of Light Focusing through a Photonic Crystal Flat Lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, no. 7, p. 073901, Aug. 2008, doi: 10.1103/PhysRevLett.101.073901.

[23] B. Berge and J. Peseux, "Variable focal lens controlled by an external voltage: An application of electrowetting," *Eur. Phys. J. E*, vol. 3, no. 2, pp. 159–163, Oct. 2000, doi: 10.1007/s101890070029.

[24] J. Li *et al.*, "A Biomimetic Soft Lens Controlled by Electrooculographic Signal," *Advanced Functional Materials*, vol. 29, Sep. 2019, doi: 10.1002/adfm.201903762.

[25] J. F. Algorri, N. Bennis, V. Urruchi, P. Morawiak, J. M. Sánchez-Pena, and L. R. Jaroszewicz, "Tunable liquid crystal multifocal microlens array," *Sci Rep*, vol. 7, no. 1,

Art. no. 1, Dec. 2017, doi: 10.1038/s41598-017-17688-1.

[26] M. Ye, B. Wang, M. Kawamura, and S. Sato, "Image Formation Using Liquid Crystal Lens," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 10R, p. 6776, Oct. 2007, doi: 10.1143/JJAP.46.6776.

[27] J. Beeckman, T.-H. Yang, I. Nys, J. P. George, T.-H. Lin, and K. Neyts, "Multi-electrode tunable liquid crystal lenses with one lithography step," *Opt. Lett., OL*, vol. 43, no. 2, pp. 271–274, Jan. 2018, doi: 10.1364/OL.43.000271.

[28] M. García de Blas, M. A. Geday, J. M. Otón, and X. Quintana Arregui, "Two-Dimensional Digital Beam Steering Based on Liquid Crystal Phase Gratings," *Applied Sciences*, vol. 11, no. 8, Art. no. 8, Jan. 2021, doi: 10.3390/app11083632.

[29] M. Caño-García, X. Quintana, J. M. Otón, and M. A. Geday, "Dynamic multilevel spiral phase plate generator," *Sci Rep*, vol. 8, no. 1, Art. no. 1, Oct. 2018, doi: 10.1038/s41598-018-34041-2.

[30] M. G. de Blas, J. P. García, S. V. Andreu, X. Q. Arregui, M. Caño-García, and M. A. Geday, "High resolution 2D beam steerer made from cascaded 1D liquid crystal phase gratings," *Sci Rep*, vol. 12, no. 1, Art. no. 1, Mar. 2022, doi: 10.1038/s41598-022-09201-0.

[31] J. Pereiro-García, M. García-de-Blas, M. A. Geday, X. Quintana, and M. Caño-García, "Flat variable liquid crystal diffractive spiral axicon enabling perfect vortex beams generation," *Sci Rep*, vol. 13, no. 1, Art. no. 1, Feb. 2023, doi: 10.1038/s41598-023-29164-0.

[32] M. A. Geday, M. Caño-García, J. M. Otón, and X. Quintana, "Adaptive Spiral Diffractive Lenses—Lenses With a Twist," *Advanced Optical Materials*, vol. 8, no. 23, p. 2001199, 2020, doi: 10.1002/adom.202001199.

[33] J. P. García *et al.*, "Widely tunable large area thin liquid crystals lens," in *Current Developments in Lens Design and Optical Engineering XXIII*, R. B. Johnson, V. N. Mahajan, S. Thibault, and A. Padilla-Vivanco, Eds., SPIE, 2022, p. 1221709. doi: 10.1117/12.2631487.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

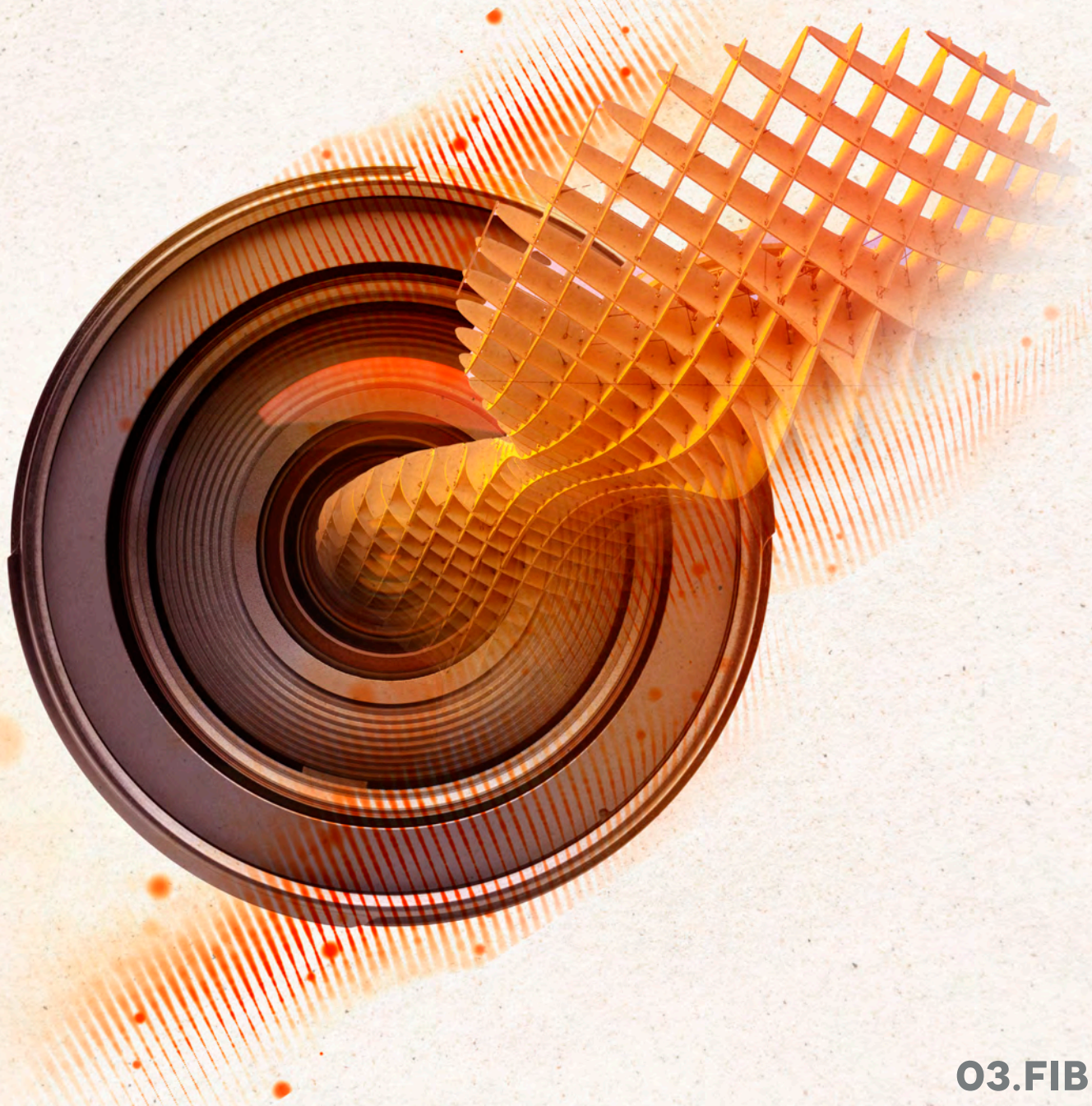
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



O3.FIB |

FIBRA ÓPTICA: TECNOLOGÍA DE FIBRAS Y CABLES: MULTIPLEXACIÓN ESPACIAL, FIBRAS ESPECIALES

Analysis of the frequency response of a dynamically modulated, high Q, optical fiber ring resonator

Anna I. GARRIGUES-NAVARRO [(1)], Luis A. SÁNCHEZ [(1, 2)], Martina DELGADO-PINAR [(1, 2)], Antonio DÍEZ [(1, 2)], Miguel V. ANDRÉS [(1, 2)]

1. Laboratory of Fiber Optics, Applied Physics Department, Universitat de València, C/ Dr. Moliner, 50, 46100, Burjassot (Valencia, Spain)
2. Institut de Ciències dels Materials, Universitat de València, C/ Catedràtic José Beltran Martínez, 2, 46980, Paterna (Valencia, Spain)

Contact name: Martina Delgado-Pinar (martina.delgado@uv.es).

ABSTRACT:

In this work we analyze the optical transmittance of a high-Q fiber ring resonator in both the stationary case, and when the phase of the cavity is rapidly modulated. The frequency of the modulation signal plays a role in the transmittance of the device, as it is compared with the cavity lifetime.

First, we present the experimental characterization of a stationary fiber ring resonator setup with a 99:1 singlemode coupler and 1 m cavity length. The bandwidth of the resonances is 8.5 fm ($Q = 1.83\times10^8$), and the finesse is 110. Second, we analyze the response of the output signal when the cavity phase is dynamically modulated. The frequency behavior of the transmittance is alike that of a low-bandpass filter: the higher the Q-value of the cavity, the lower the cutoff frequency of the filter. This feature has an effect on the selection of the optimal resonator for sensing applications.

Key words: optical fiber, ring resonator, mechanical modulator, dynamic response, optomechanics.

1.- Introduction

Photonic resonators are a technology of high interest, particularly in integrated optics. High Q-value resonators have been demonstrated in different shapes, specially microspheres or toroids for Whispering Gallery Modes (WGM). The tiny bandwidth of these resonances have opened the path to their use in a variety of applications, such as sensing and biosensing with extremely low detection limits, quantum light sources, optomechanics and materials characterization.

Optical fibers can be exploited to perform photonic resonators, being the most usual ones those used for laser cavities. Different configurations are possible, such as ring cavities, Fabry-Pérot cavities when combined with FBGs, or DFB gratings. Moreover, the cylindrical shape of a section of fiber can also support WGM, and Q-factors in the order of 10^7 have been demonstrated.

In this work we present an optical fiber ring analogous to those exploited in integrated photonics, but in a macroscopic version. We employed common fiber optics components (basically, a 99:1 single mode fiber coupler and a polarization controller) to obtain a ring resonator with a Q-factor of 10^8. The use of low-cost components together with the high Q-value, make them attractive for sensing and optomechanical applications.

In our case, we are interested in the detection of periodic modulations of a parameter of the ring resonator (for example, a mechanical vibration of the fiber). Because of the high Q-value of our ring resonator, we cannot use the conventional stationary solutions for the

electromagnetic fields, since the period of modulation can be shorter than the cavity lifetime. We present here the analysis of the dynamic behavior of a high Q ring resonator when a periodic modulation is applied to it, and how its optical response is modified, compared to the stationary case.

2.- Stationary high Q ring resonator.

We setup a fiber ring resonator as the one depicted in Fig. 1. The 1% output arm of a 99:1 SM fiber coupler was spliced to the free input arm. The fiber was standard telecom fiber SMF28 and the total length of fiber within the ring cavity was 1.71 m. A polarization controller was placed outside the cavity. To measure the resonances of such fiber ring, a fine linewidth tunable laser (< 30 kHz) was used, and the output was registered by means of a photodiode and an oscilloscope (350 MHz bandwidth).

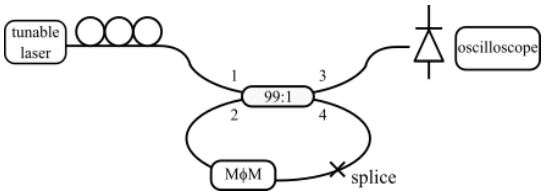


Fig. 1: Scheme of the setup.

Fig. 1 includes a mechanical phase modulator ($M\phi M$) whose role will be described in latter sections. In this section we will analyze the response of the fiber ring without considering this element, that is, its stationary optical response.

The output optical fields of the coupler, E_3 and E_4 can be written in terms of the input fields, E_1 and E_2, and the parameters of the coupler: t accounts for its loss, and α and β as the coupling and cross-coupling coefficients, which satisfy the condition $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ to ensure conservation of energy, as follows [1, 2]:

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = t \begin{pmatrix} \alpha & j\beta \\ j\beta & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \qquad (1)$$

As the optical signal exits the coupler (E_4), it travels round and goes back in the loop as E_2; both fields are related through the expression

$$E_2 = f e^{-j\phi} E_4 \qquad (2)$$

where f is the loss of the elements within the cavity and ϕ the phase delay. From these equations, one can calculate the transmittance of the ring.

The optical response of the system is, thus, a series of equidistant attenuation notches that will be characterized by means of a few parameters: the visibility, v, the bandwidth, $\Delta\phi_{3dB}$, and the finesse, $F = (2\pi)/\Delta\phi_{3dB}$. They can be calculated easily from Eq. (3), which gives the transmittance T of the resonator.

$$T = \frac{P_3}{P_1} = |t|^2 \left(1 - \frac{(1-\alpha^2)(1-(ft)^2)}{1+\alpha^2(ft)^2 - 2\alpha(ft)\cos(\phi)}\right) \qquad (3)$$

Moreover, the Q factor of the cavity will be calculated as the ratio between the resonant frequency or wavelength, and the correspondent bandwidth of the notch expressed in the proper unities.

The critical coupling condition for the resonances, that is, the parameters that will lead to null transmittance at the resonant wavelength, will be achieved when $\alpha = ft$. Thus, for a coupler as ours, with a ratio 99:1, to reduce as much as possible the cavity loss is important to optimize the visibility of the resonances, and this is the reason why we placed the polarization controller outside the cavity, as well as to reduce the bandwidth of the notches.

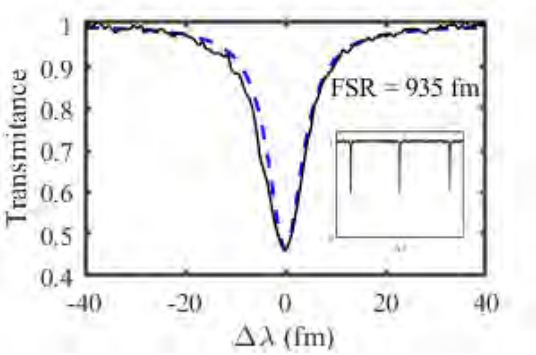


Fig. 2: Resonance centered at 1.55 μm, experimental (blue, continuous line) and calculated from the model (black, dashed line). Inset: consecutive resonances showing the FSR.

The experimental measurement of the resonances, see Fig. 2, was performed. The bandwidth in terms of wavelength, the Free Spectral Range (FSR), the finesse and the visibility of the resonances are compiled in Table I.

Table I. Experimental characterization of the resonances

$\Delta\lambda_{3dB}$ (fm)	FSR (fm)	*F*	*v* (%)
8.5±0.3	935±18	110±2	36.5±1.3

The central wavelength of the resonance, λ_R, is 1.55 μm. From these data, we can calculate the Q-factor as

$$Q = \frac{\lambda_R}{\Delta\lambda_{3dB}} = (1.83 \pm 0.07) \times 10^8$$

which is clearly in the range of high Q-factors for fiber resonators as ours. From this value, the cavity lifetime, τ_{lf}, can be estimated as,

$$\tau_{lf} = \frac{Q}{\omega} = 215\ ns$$

where ω is the frequency of the optical signal.

Table II. Parameters of the ring resonator.

α	β	(ft)
0.9955 ±0.0004	(9±0.8) × 10^{-3}	0.9764 ± 0.0007

Using Eq. (3) we can calculate the parameters of the resonator from our experimental measurements, see Table II. The dashed line in Fig. 2 depicts the transmittance according to this model and shows the high degree of concordance between experiment and theory.

3.- Dynamic modulation of a high Q ring resonator.

The cavity lifetime for high-Q factors can be relatively long: in our case, τ_{lf} is of hundreds of ns If we introduce a modulation in one of the parameters of the cavity (for example, its length or its refractive index) with a period much longer than this value, we may consider that the stationary optical response described in the previous case is valid. However, it could occur that the period of the modulation is much shorter than τ_{lf}. In this case, the previous solution must be modified to reproduce the effects on the optical response of the resonator induced by such modulation. From an experimental point of view, for our fiber ring resonator, we can introduce high frequency modulations by means of standing acoustic waves. In the experiments we are currently carrying out, the element that we called MϕM in Fig. 1 is a ~2 cm long section of bare fiber where we excite standing acoustic waves using a piezoelectric transducer. In such way, two resonators, an optical (the ring resonator) and a mechanical one, will be nested one within the other. In this section, we will analyze theoretically the effect of the modulation frequency on the optical response of this device.

In this case, the phase delay introduced in the optical field as it travels in the cavity, that is, from port 4 to 2, can be written as:

$$\Delta\phi(t) = \Delta\phi_{DC} + \Delta\phi_{AC}\cos(\Omega t) \qquad (4)$$

where $\Delta\phi_{DC}$ corresponds to the detuning between the frequency of the optical signal, ω, and the resonant frequency, ω_R. Ω is the frequency of the mechanical modulation introduced in the cavity and $\Delta\phi_{AC}$ corresponds to the amplitude of the variation in the phase due to the mechanical modulation.

Taking into account this, considering that we are in the case of a high *Q* resonator (that is, t=1), and that E_1 remains constant over time, Eq. (1) and (2) can be rewritten as

$$\begin{pmatrix} E_3(t) \\ E_4(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & j\beta \\ j\beta & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2(t) \end{pmatrix} \qquad (5)$$

$$E_2(\mathrm{t}) = f e^{-j\phi(t)} E_4(t-\tau) \qquad (6)$$

where τ is the roundtrip time of the cavity, which is considered to be short (~ 8 ns in our case). By algebraic manipulation

$$\left.\begin{aligned} E_4(t-\tau) &= j\beta E_1 + \alpha E_2(t-\tau) \approx \\ &\approx j\beta E_1 + +\alpha\left[E_2(t) - \tau\frac{dE_2(\tau)}{d\tau}\right]_{\tau=t}\Bigg] \\ E_3(t) &= \alpha E_1 + j\beta E_2(t) \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Combining (6) and (7) and, after solving the differential equations [3, 4], the expression for the transmittance of the device results to be:

$$T = \frac{P_3}{P_1} \approx \frac{1}{2}\left|1 + \frac{\tau\Delta\phi_{AC}}{\sqrt{\Omega^2 - 2j\left(\frac{\omega}{2Q}\right)^2}}\, cos(\Omega t + \varphi)\right|^2 \quad (8)$$

where φ is the phase detuning between the mechanical and the optical amplitude modulations. We have considered small amplitude modulations (small $\Delta\phi_{AC}$), $v \approx 1$ (thus $\alpha \approx 1$ and $\beta << 1$) and an optical frequency that fulfills T=0.5 when there is not mechanical modulation. This expression can be written as

$$T = \frac{1}{2}(1 + \Delta T_{AC} cos(\Omega t + \varphi) \quad (9)$$

where ΔT_{AC} stands for the transmission modulation amplitude:

$$\Delta T_{AC} = Re\left(\frac{\tau\Delta\phi_{AC}}{\sqrt{\Omega^2 - j\left(\frac{\omega}{2Q}\right)^2}}\right) \quad (10)$$

It is worth to note the presence of a pole in the denominator of ΔT_{AC}, see Eq. 8 and 10. The zero value of the pole divides the behavior of the transmittance in two frequency regimes. We will define the cutoff frequency, Ω_c, as the value of the frequency at which the denominator is null. For an optical signal at 1.55 μm and our Q-value,

$$\Omega_C \equiv \frac{\omega}{Q\sqrt{2}} = \frac{1}{\tau_{lf}\sqrt{2}} = 3.2 \times 10^6\ s^{-1}$$

which is a frequency modulation easily attainable exciting standing acoustic waves in a 2-cm long mechanical resonator. Thus, we will analyze the asymptotic behavior of the transmittance at low and high frequencies, and Eq. (8) is transformed into:

$$T_s \approx \frac{1}{2}\left(1 + \tau\Delta\phi_{AC}\frac{Q}{\omega}\cos(\Omega t + \varphi)\ \text{if}\right)\ \ \Omega \ll \Omega_C$$
$$T_r \approx \frac{1}{2}\left(1 + \tau\Delta\phi_{AC}\frac{1}{\Omega}\cos(\Omega t + \varphi)\ \text{if}\right)\ \ \Omega \gg \Omega_C$$

where *s* and *r* denote for *slow* and *rapid*, respectively. These expressions resemble the behavior of a low-pass frequency filter.

Fig. 3 shows the amplitude in Eq.8 as a function of Ω, which represents the frequency response of the optical resonator. We can identify the typical trend of the Bode diagram of a low-pass frequency filter. Three different curves for three Q-values are shown, including our own value.

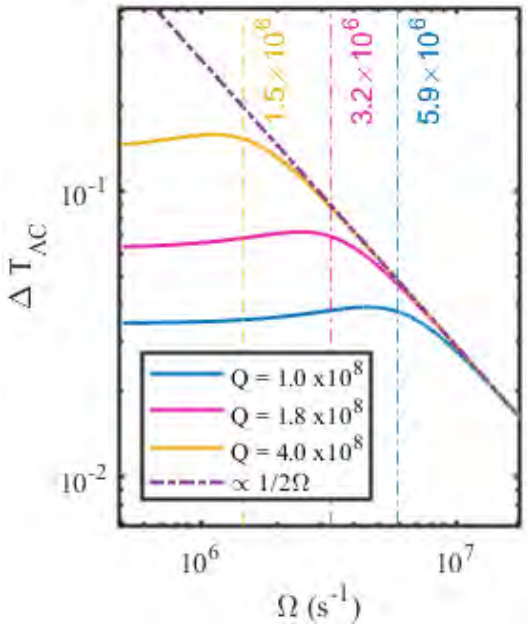


Fig. 3: Frequency response of the dynamically modulated optical ring resonator.

This feature has a direct effect on the selection of the optimal resonator for sensing applications. High Q values are usually associated with high sensitivities and, therefore, low detection limits. This is true in stationary and slowly modulated resonators but, when considering fast modulations of the cavity, the transmittance of a high Q resonator will not reproduce them, since the oscillatory term in Eq. (8) is damped as Ω increases. Consequently, the optimal election of an optical resonator as a sensing transducer must take into account not only this parameter but also the range of working frequencies: even when the

resonance of a high Q cavity will present a narrower bandwidth (thus, a better sensitivity) than that of a low Q one, the damping effect of high modulation frequencies might result in a poorer performance. The measurements required to demonstrate this effect experimentally are in progress.

4.- Conclusion

In this work, we have analyzed the performance of a high Q factor ring resonator when the optical cavity is phase modulated. Such modulation might be introduced via a nested acoustic resonator in the optical cavity. We setup a simple, fiber ring resonator using a SM 99:1 coupler and a 1.71 m long section of fiber, and we experimentally characterized it, obtaining resonances of 8.5±0.3 fm bandwidth and a Q factor of $(1.83\pm0.07)\times10^8$. The comparison with the theoretical model is presented and it is used to extract the ring cavity parameters, α, β and *(ft)*.

The analysis of the dynamic phase modulation of the resonator arises an interesting feature. When designing the optimum setup for using an optical resonator for sensing, intuitively one might think than the higher the Q value, the better the performance of the sensor, since the bandwidth of the resonances decrease with the Q value. However, it is important to take into account that for rapid modulations, the cavity lifetime might be comparable to the modulation period. In this case, the ring resonator behaves as a low-pass frequency filter and it damps high frequency modulations. Thus, the optical transmittance of the device will not reproduce the variations introduced in the cavity phase, which will result in an overall poorer performance. Experimental demonstration of such effect is work in progress.

Acknowledgements: This research was funded by funded by the Ministerio de Ciencia e Innovación and co-funded by the European Regional Development Fund (Fondo Europeo de Desarrollo Regional, FEDER), grant number TED2021-130200B-I00 and the European Commission, grant number H2020-MSCARISE-2019-872049. A. I. Garrigues-Navarro thanks OPTICA (formerly OSA) for her scholarship Women's Optica Scholar Programme 2022 Class, and to University of Valencia for her research collaboration scholarship UV-SEDI_II-2386353. L. A. Sánchez thanks the Ministerio de Ciencia e Innovación for his grant BES-2017-079617.

References

[1] M. V. ANDRES and K. W. H. FOULDS, *"Optical-fiber resonant rings based on polarization-dependent couplers"*, Journal of Lightwave Technology, vol. 8, no. 8, pp. 1212–1220, Aug. 1990.

[2] E. RIVERA-PÉREZ, A. DÍEZ, J. L. CRUZ, E. SILVESTRE, and M. V. ANDRÉS, *"Analysis of whispering gallery modes resonators: wave propagation and energy balance models"*, Suplemento de la Revista Mexicana de Física, vol. 2, no. 1, Mar. 2021.

[3] C.-L. ZOU et al., *"Taper-microsphere coupling with numerical calculation of coupled-mode theory"*, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 25, no. 11, p. 1895, Nov. 2008.

[4] G. RIGHINI *et al.*, *"Whispering Gallery Mode microresonators: Fundamentals and applications"*, La Rivista del Nuovo Cimento, vol. 34, p. 435, Jul. 2011.

.

Sensor de impacto de baja energía basado en un interferómetro supermodal y una red de Bragg

Low energy impact sensor based on a supermode interferometer and Bragg grating

Monserrat Alonso-Murias [(1)], David Monzón-Hernández[(1)], Joseba Zubia[(2)], Joel Villatoro[(2)(3)]

1. Centro de Investigaciones en Óptica A. C., Loma del Bosque 115 C. P. 37150, León, Gto. México
2. Department of Communications Engineering, University of the Basque Country UPV/EHU, Bilbao, 48013, Spain
3. IKERBASQUE-Basque Foundation for Science, Bilbao, E-48011, Spain

Persona de contacto: Joel Villatoro (agustinjoel.villatoro@ehu.eus).

RESUMEN:

Se propone y demuestra un sensor de impacto basado en un interferómetro supermodal y una red de Bragg. El sensor está compuesto de un segmento corto de fibra óptica de núcleos acoplados empalmada a una fibra monomodo en la cual se inscribió una red de Bragg. El sensor se sujetó a una pieza asegurada sobre una plataforma en forma de voladizo. Luego, se dejaron caer sobre el voladizo diferentes bolas de acero de peso conocido desde varias alturas. El impacto de las bolas de acero sobre el voladizo produjo un cambio rápido (MHz) en la reflexión relativa de la red de Bragg, la cual se monitorizó con un foto-detector rápido y un osciloscopio. El dispositivo aquí propuesto detecta impactos en un rango de 0.1 mJ a 8.3 mJ, pero mediante un empaquetamiento adecuado dicho rango se puede extender.

Palabras clave: Sensor de impacto, fibra multi-núcleo, red de Bragg, interferómetros.

ABSTRACT:

An impact sensor based on supermodal interference and Bragg grating is proposed and demonstrated. The sensor is composed by a short segment of coupled-core optical fiber spliced to single mode fiber in which a 5 mm-long Bragg grating was inscribed. To monitor impacts, the sensor was fixed on a cantilever-shaped piece secured on a platform. Then, different steel balls with known weight were dropped from various heights to the cantilever. The impact of the steel balls on the cantilever produced a rapid change (MHz) in the relative reflection of the Bragg grating, which was monitored with fast photodetector and an oscilloscope. The device here proposed could detect impacts in the range of 0.1 mJ to 8.3 mJ, but such a range can be extended with a proper sensor packaging.

Key words: Impact sensing, low energy, multicore fiber, Bragg grating, reflection

1.- Introducción

En la actualidad la ingeniería civil, aeronáutica, o automotriz, por mencionar algunas, demanda estructuras hechas con materiales ligeros, pero con propiedades mecánicas mejoradas [1]. Entre otros aspectos que se deben considerar es el hecho de que estas estructuras generalmente están en constante exposición a condiciones hostiles que eventualmente puede llevar a su degradación. Por ejemplo, el impacto de objetos [2,3] sobre las estructuras produce alteraciones evidentes o daños internos que a simple vista son imperceptibles. El

daño puede acumularse o extenderse y con el tiempo podría dar lugar a una fractura en la estructura. Una de las estrategias para prevenir esta situación consiste en realizar inspecciones frecuentes a la estructura. En este sentido, los sensores son una herramienta extremadamente útil para la monitorización de las condiciones de una estructura. Para la elección de la tecnología más adecuada, además del desempeño del sensor, es indispensable considerar su adaptabilidad a las condiciones particulares del entorno y el adecuado procesamiento de señales [4–6].

Existen diversos sensores y técnicas que han demostrado su efectividad para la monitorización e inspección de daños producidos por impacto [7]. Entre ellos, destacan por su buen rendimiento los sensores de fibra óptica con redes de Bragg (FBG) y los interferómetros Fabry-Perot (FPI) [8].

Uno de los retos que se presentan en la monitorización de impactos, es la velocidad de adquisición de la señal que debe ser del orden de MHz [9]. Debido a que eventos como un impacto ocurren en un intervalo de tiempo tan corto se deben utilizar sistemas de interrogación con alta velocidad de adquisición. Tanto el uso de FBG y FPI, implica utilizar para su interrogación el uso de una fuente luz de ancho espectro y un espectrómetro. La desventaja de este esquema es la velocidad de adquisición que presentan; es decir de unos cuantos kHz. Una alternativa para superar este inconveniente es configurar los sensores en un sistema basado en modulación de intensidad. Es estos casos se puede utilizar una fuente monocromática y un fotodetector. El impacto se detecta como variaciones en la intensidad de la luz reflejada o transmitida.

En este trabajo se presenta un sensor de fibra óptica para la detección de impactos con un sistema interrogación simple. El sensor está basado en los cambios en la intensidad reflejada de un dispositivo de fibra óptica compuesto de un interferómetro supermodal y una fibra con red de Bragg en serie. El dispositivo fue colocado en forma de voladizo; así el impacto sobre el mismo resultaba en un doblamiento rápido del voladizo, y por lo tanto, del interferómetro.

El sensor se diseñó para operar en la ventana de las telecomunicaciones (1550 nm) dada la disponibilidad de componentes y su fiabilidad. El sensor fue capaz de detectar impactos con energías hasta 8.3 mJ, y como mínimo de 0.1 mJ.

El sensor propuesto en este trabajo puede ser usado para la caracterización y monitorización de estructuras hechas de polímeros o materiales compuestos, entre otras aplicaciones.

2.- Sensor de fibra óptica para la detección de impactos de baja energía

La energía del impacto (en Joules) de un objeto que cae sobre otro se puede calcular por la siguiente relación:

$$E = m \times g \times h \qquad (1)$$

donde m es la masa del objeto (en Kg), h es la altura (en metros) de donde cae y g la aceleración de la gravedad (en m/s^2).

El sensor de fibra óptica propuesto, representado en la Fig. 1, está compuesto por una sección corta de fibra multinúcleo (MCF), con tres núcleos fuertemente acoplados, empalmada a una fibra monomodo (SMF). En esta configuración se excitan dos supermodos que al propagarse a lo largo de la longitud dan lugar al fenómeno de interferencia modal [10]. El doblamiento inducido en la MCF, por el impacto, produce un cambio repentino en la fase de los supermodos y en las condiciones de guiado de la luz que se propaga por el núcleo central. En el espectro reflejado, este cambio se manifiesta como un desplazamiento en longitud de onda del patrón de interferencia. Pero un cambio espectral que suceda en una millonésima de segundo es muy difícil de detectar con los espectrómetros existentes.

Como alternativa a lo anterior hemos agregado una red de Bragg de 5 mm de longitud después de la fibra multi-núcleo. La longitud de onda de Bragg se calculó para que estuviera entre la pendiente que desciende (asciende) de un máximo (mínimo) hacia un mínimo (máximo). Este punto se conoce en la literatura como punto de cuadratura.

El impacto aplicado sobre el dispositivo descrito en la Fig. 1 dio lugar a cambios de intensidad de la señal reflejada que se detectaron de forma fácil y rápida. La longitud de Bragg (λ_B) de la rejilla utilizada es de 1550 nm. La alta reflexión, así como el angosto ancho espectral de la FBG, en contraste con la del interferómetro modal, resulta conveniente porque simplifica el análisis del comportamiento del sensor.

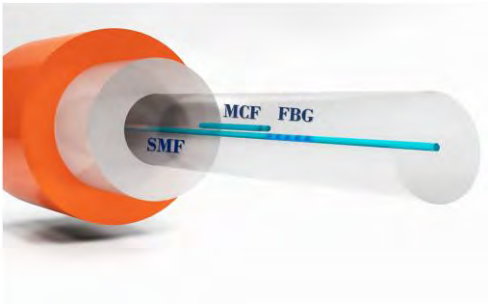


Fig. 1: Representación del sensor de impacto.

En nuestro caso, el sensor se colocó en forma de voladizo, de este modo, el impacto aplicado en dirección vertical resulta en el doblamiento drástico de la MCF, manifestado como un cambio rápido en intensidad.

3.- Resultados Experimentales

3.1.- Prueba de impacto: Caída de una masa

El evento, desde el instante que se libera una bola de acero hasta el momento del impacto en una superficie, ocurre en una fracción de tiempo. En este tipo de pruebas dinámicas, la velocidad de adquisición del sistema de interrogación es determinante. Una representación del sistema de interrogación para las pruebas de impacto se muestra en la Fig. 2 (a). La fuente de luz (Safira OFLS-6 @1550 nm) se conecta a la fibra óptica del circulador, que dirige la luz hasta el sensor. En el sensor la luz reflejada por la FBG llega al circulador y se propaga hasta el fotodetector (Thorlabs PDA30B2) que se encuentra conectado a un osciloscopio (PICO2204A). El sensor es adherido a una pieza delgada fija a una plataforma en forma de voladizo.

La posición de la bola de acero de prueba, sujeta por una pinza, respecto del voladizo se controla en dos ejes por medio de dos postes unidos por una abrazadera de 90°. En la Fig. 2(b), se muestra un esquema de este montaje. Cuando la pinza se abre, este libera la bola de acero que viaja en caída libre hasta la pieza en voladizo, donde impacta con una energía *E* descrita por la ecuación (1). Este impacto induce un doblamiento en la pieza, y en consecuencia el dispositivo de fibra óptica, que se manifiesta como un cambio en la intensidad de la luz reflejada y que se observa en el voltaje registrado por el osciloscopio.

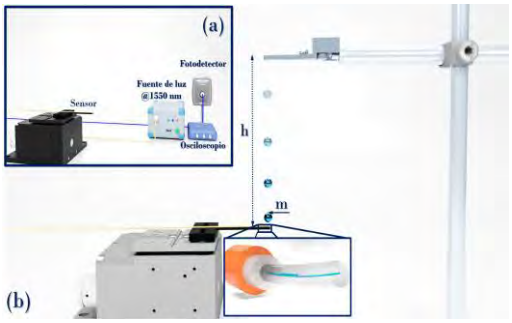


Fig. 2: (a) Representación del sistema de interrogación implementado para la detección de impacto. (b) Esquema de la prueba de impacto aplicando diferentes energías.

3.2.- Resultados

El dispositivo fue probado utilizando distintas bolas de acero liberadas a distintas alturas ua que variando la masa o altura se puede obtener distinto valores de energía de impacto. Para el impacto de menor energía, de 0.1 mJ, se usó la bola de 0.1 g que fue liberada a una altura de 2 cm. Mientras que para el producir el impacto de mayor energía se utilizó la bola de 1.4 g liberada a 6 cm de altura. La respuesta del sensor se muestra en la Fig. 3, para tres valores distintos de energía producidos durante el impacto.

Con una energía de impacto de 0.1 mJ sobre el voladizo se puede apreciar que, en un instante de tiempo, el voltaje aumenta y desciende de forma abrupta, tal como se muestra en la gráfica de la Fig. 3(a). Este comportamiento es debido a la vibración que se genera tras la onda de choque; sin embargo, el cambio en el voltaje disminuye en el tiempo hasta

llegar estabilizarse en el nivel inicial. Es importante notar que el sensor tiene la capacidad de detectar tanto el momento del impacto como el evento dinámico que ocurre después hasta la que el voladizo se estabiliza. El aumento de la señal al impulso se debe principalmente al doblamiento sobre la MCF donde los dos núcleos alejados del núcleo central se comprimen. En consecuencia, la distribución de energía es mayor en el núcleo central para la longitud de onda seleccionada. Conforme la energía del impacto es mayor el cambio en el voltaje aumenta, tal como se aprecia en las gráficas de la Fig. 3(b)-(c).

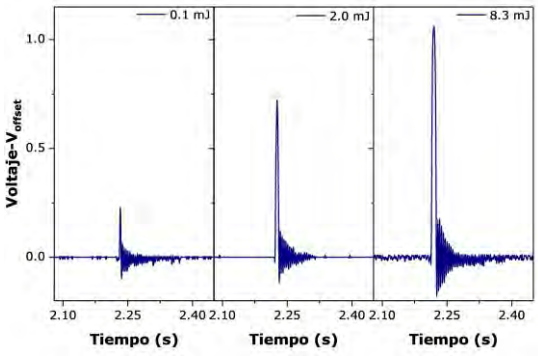


Fig. 3: (a)-(c) Variación en el voltaje sobre el tiempo a diferentes valores de energía de impacto

El sensor fue sometido a diferentes impactos, en el rango de 0.1 a 3.8 mJ, con 10 repeticiones para cada valor. En la Fig. 4, se grafica la amplitud del voltaje promedio (ΔVoltaje) registrada con respecto a la energía de impacto aplicado.

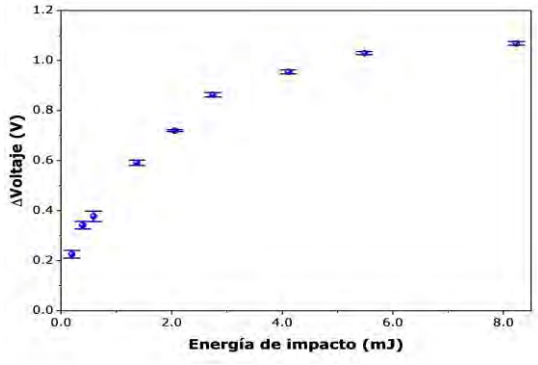


Fig. 4: Cambio en el voltaje a diferentes valores de energías de impacto. (Valor promedio y desviación estándar obtenidos de 10 repeticiones)

3.- Conclusión

Se demuestra un sensor de impacto para bajas energías usando un interferómetro supermodal. En el sensor se incorpora una rejilla de Bragg con la que se puede acceder a un método de interrogación simple donde el desplazamiento del patrón de interferencia produce un cambio en la intensidad reflejada a una determinada longitud de onda. El cambio en intensidad, tras un impacto, ocurre en una fracción de tiempo que se registra de forma fácil y efectiva. Este sensor puede ser aplicado para la caracterización de diversos materiales, o bien puede fungir como un elemento arterial para el desarrollo de estructuras inteligentes.

Agradecimientos: Los autores agradecen al grupo de Microstructured Fibers and Devices del CREOL por proporcionar la fibra multinúcleo. Este trabajo ha sido apoyado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) de México a través de la beca doctoral de Monserrat Alonso Murias y el Instituto de Innovación, Ciencia y Emprendimiento para la Competitividad del Estado de Guanajuato (México) con el proyecto CIN006.

Referencias

1. A. Hosseini and A. Raji, "Low-velocity impact behavior and mechanical characteristics of basalt/glass hybrid composites with graphene filler for enhancing aircraft nose tip," Mater Today Proc (2023).
2. D. Zhang, Q. Fei, and P. Zhang, "Drop-weight impact behavior of honeycomb sandwich panels under a spherical impactor," Compos Struct **168**, 633–645 (2017).
3. H. Liu, Y. Zhou, L. Chen, X. Pan, S. Zhu, T. Liu, and W. Li, "Drop-weight impact responses and energy absorption of lightweight glass fiber reinforced polypropylene composite hierarchical cylindrical structures," Thin-Walled Structures **184**, (2023).
4. Z. Yang, Y. Li, X. Sang, Y. Ding, B. Ma, Q. Chen, and Q. Kong, "Concrete

implantable bar enabled smart sensing technology for structural health monitoring," Cem Concr Compos 105035 (2023).

5. G. Dib, E. Koricho, O. Karpenko, M. Haq, L. Udpa, and S. S. Udpa, "Feasibility of PZT ceramics for impact damage detection in composite structures," in *AIP Conference Proceedings* (American Institute of Physics Inc., 2015), **1650**, pp. 1072–1080.

6. X. P. Qing, S. J. Beard, A. Kumar, T. K. Ooi, and F. K. Chang, "Built-in sensor network for structural health monitoring of composite structure," J Intell Mater Syst Struct **18**(1), 39–49 (2007).

7. P. Volkov, A. Lukyanov, A. Goryunov, D. Semikov, E. Vopilkin, and S. Kraev, "Fiber Optic Impact Location System Based on a Tracking Tandem Low-Coherence Interferometer," Sensors **23**(2), (2023).

8. J. Leng and A. Asundi, "Structural health monitoring of smart composite materials by using EFPI and FBG sensors," Sens Actuators A Phys **103**(3), 330–340 (2003).

9. L.-K. Cheng, R. Hagen, D. van Megen, F. Molkenboer, and R. Jansen, "1 MHz high-sensitivity FBG sensor system to measure low energy impact in droplet experiment," in (SPIE-Intl Soc Optical Eng, 2019), p. 101.

10. J. Amorebieta, A. Ortega-Gomez, G. Durana, R. Fernández, E. Antonio-Lopez, A. Schülzgen, J. Zubia, R. Amezcua-Correa, and J. Villatoro, "Compact omnidirectional multicore fiber-based vector bending sensor," Sci Rep **11**(1), (2021).

Measurement of the UV-induced radius decrease in a silica fiber by means of optic and acoustic resonances.

Juan JULIÁN-BARRIEL [(1)], Luis A. SANCHEZ [(1, 2)], Martina DELGADO-PINAR [(1, 2)], Jose Luis CRUZ [(1, 2)] Antonio DÍEZ [(1, 2)], Miguel V. ANDRÉS [(1, 2)]

1. Laboratory of Fiber Optics, Applied Physics Department, Universitat de València, C/ Dr. Moliner, 50, 46100, Burjassot (Valencia, Spain)
2. Institut de Ciències dels Materials, Universitat de València, C/ Catedràtic José Beltran Martínez, 2, 46980, Paterna (Valencia, Spain)

Contact name: Martina Delgado-Pinar (martina.delgado@uv.es).

ABSTRACT:

In this work, we present experimental measurements of the magnitude of the compactation of a photosensitive, commercial fiber (PS1250 from Corning), when it is UV-irradiated at the fluencies usually employed for UV-inscription of fiber gratings. Such compactation of silica has been identified as the source of scattering loss in gratings. However, there are scarce data about its magnitude in fibers.

In order to measure the UV-induced decrease of fiber radius, sensing techniques must present high sensitivities and low detection limits. Here we present two methods with these characteristics: the use of optical azimuthal resonances, so called Whispering Gallery Modes Resonances (WGMRs), and optically generated transversal radial acoustic resonances, combined with WGMRs

In this abstract we present the experimental procedures and the data provided by each technique. The further analysis of the results to analyze the effect of UV radiation on different parameters of the fibre is work in progress.

Key words: optical fibre, optical resonator, acoustic resonator, Whispering Gallery Modes, optomechanics.

1.- Introduction

UV-radiation is a basic tool for one of the most popular techniques to fabricate gratings, which nowadays forms part of almost every optical fibre system. This radiation is used to change the refractive index of a photosensitive fibre (usually, with a boron codoped core) in a permanent way. Together with this change in the refractive index, there are other side effects: the increment of absorption loss and the compactation of the silica material, which also results in an increment of the loss due to scattering [1]. A visual evidence of this compactation of the silica was reported in [2], where an AFM image shows the modulation in the surface of a preform of an optical fiber when it was UV-radiated.

There is scarce data about the magnitude of such compactation of the silica material in optical fibers. Its origin relies on the high density of energy which is used to illuminate fibres while the inscription of gratings, which, combined with the absorption of the core of the fibre at UV wavelength, increases its temperature and, as a result, densifies the material. Both the pure silica of the cladding and the doped silica of the core suffer from compactation of the material when they are UV-illuminated, but the effects on the core can be one order of magnitude bigger. Thus, the main effect will be a compactation of the core that induces a radial stress at the whole cladding, resulting in a change of the radius of the fiber and the refractive index of the core and cladding silica due to the strain-optic effect.

In order to measure some parameters of fiber materials, techniques with high sensitivity and low detection limit need to be used. In [1], Whispering Gallery Modes Resonances (WGMRs) were used to measure the above-mentioned increment of loss in different commercial photosensitive fibers induced by UV radiation. Also, optically-generated, transversal acoustic resonances (TRARs) in an optical fiber have been demonstrated useful to measure with high accuracy the Poisson coefficient of silica in a fiber [3]. Both methods rely on the high Q factor of the resonances (up to 10^7 for WGMRs and 10^3 for acoustic radial resonances), that is, their narrow bandwidth, and their sensitivity to the variation of the radius and the refractive index of the resonator (the optical fibre in both techniques).

In this work we use both techniques separately: first, azimuthal optic WGMRs alone, and second, radial acoustic resonances combined with WGMRs, to measure the densification of a photosensitive silica fibre when it was exposed the usual dose of UV radiation employed to inscribe a fiber Bragg grating on it.

2.- Whispering Gallery Modes Resonances technique

WGMRs are optical, azimuthal resonances propagating in spherical or cylindrical microresonators (MRs). In our case, a section of bare, optical fiber will play the role of the cylindrical MR. Their resonant wavelengths, λ_R, are given, considering a perfectly isotropic material, by

$$\lambda_R = \frac{2\pi}{m} n_{eff} a \qquad (1)$$

where m is the azimuthal order, n_{eff} the effective refractive index of the resonance, and a is the radius of the fiber. If one of these last parameters change because any procedure performed on the fibre (in our case, the UV-irradiation), the resonance will shift in wavelength. Fig. 1 (up) depicts the operation principle of this method.

As mentioned, the UV-irradiation will produce a collapse of the fiber and, as a consequence, it will introduce a transversal strain in the fiber. Both effects will shift the wavelength, but with a different sign: λ_R will shift towards *blue* wavelengths as the radius diminishes because a geometrical effect. Moreover, the strain-optic effect will introduce an additional wavelength shift, depending on the sign of the strain (a compression, in our case, that is, towards *red* wavelengths). In our calculations, we will assume that the shift is only due to an *effective* decrease of the radius, since the overall effect is a shift towards *blue* wavelengths. Due to this assumption, the calculated value for the variation in the radius of the fiber will be an underestimation.

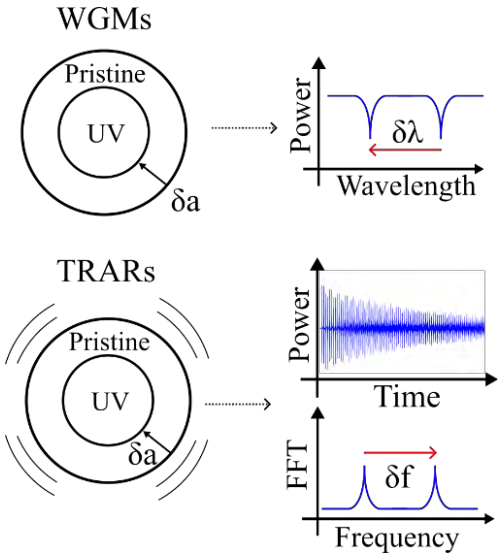


Fig. 1: Principle of operation of the (up) WGMRs technique, (low) TRARs technique.

Fig. (2) shows the setup employed for the measurements. The TL is a tunable light laser emitting in the C-band, with a linewidth lower than 30 kHz. The fine wavelength tuning scans over ~90 pm and the central wavelength of the scans was measured using a Burleigh WA-1600 wavelength meter (resolution: 0.1 pm). A PC is introduced to excite separately the family of TE and TM WGMRs. A microfiber, MF, fabricated by tapering a conventional telecom fiber (taper waist: 3 μm, length: 5 mm) is used to couple the light into the MR; both are placed perpendicularly. Finally, a photodetector PD and an oscilloscope (bandwidth: 350 MHz) are used to register the optical output of the taper. The WGMRs appear as a series of attenuation notches. Once selected the TE or TM family of the resonances, the measured wavelength shift due to UV-irradiation will be independent of the azi-

muthal order chosen to perform the experiment (the difference in the results between two consecutive azimuthal orders is lower than 0.1% [4]). Fig. 2 shows a scheme of the setup.

This technique provides axial resolution, since the optical field of the WGMR extends axially over few hundreds of μm (the exact figure depends on the Q value of the MR). Then, by placing the contact point between the taper and the MR at several positions, it is possible to measure at different points along the MR with a good accuracy. We will measure at different points of the MR to ensure repeatability.

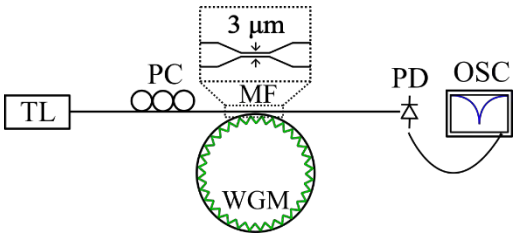


Fig. 2: Scheme of the setup for the WGMRs technique.

Our MR consists on a section of bare boron codoped photosensitive fiber (PS1250 from Fibercore). A length of 10 mm was UV-irradiated with a DC fluence of 150 J/mm^2, at the wavelength of 244 nm. The WGMRs were measured at three different points of the pristine, and three of the UV-irradiated sections, for TM polarization. The selection of this family is due to the fact that these WGMRs are sensitive only to the variation in radius, since there is not variation in the axial component of the refractive index [4].

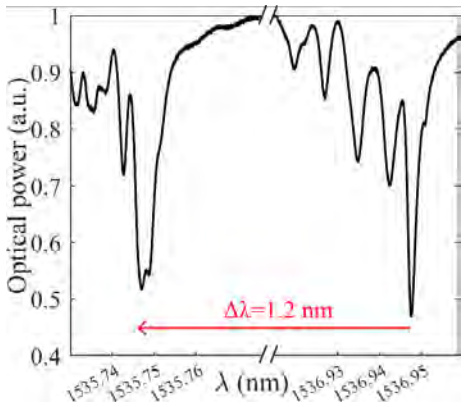


Fig. 3: Wavelength shift of a TM-WGMR when it is measured in the pristine (right) and the UV-irradiated (left) section of the MR.

Fig. 3 shows a typical trace of the experimental results. The linewidth of the selected resonance is 2.7 pm (Q=5.4×10^5). The wavelength shift for the TM family, averaged for the set of three different positions at each section, was of $\Delta\lambda_R$ = 1.19±0.07 nm. Since this value is higher than the fine tuning range of the TL, we ensured that the wavelength was accurately determined for each measurement using the Burleigh wavelength meter. According to this wavelength shift, we can calculate an effective variation in the radius

$$\Delta a_{WGMR} = -49 \pm 2 \text{ nm}$$

3.- Transversal Radial Acoustic Resonances Technique

In this method, the optical fiber plays the role of the optical MR, since it supports the WGMRs employed to interrogate the radius variation, but also of an acoustic MR, as we will excite mechanical resonances on it. To do so, we will launch high power, optical pulses (1064 nm, 700 ps width, 6 kW peak power in the MR) through the core of the MR. Due to electrostriction, such pulses will generate mechanical waves; in this case, transversal radial, and transversal torsional-radial resonances will be generated. The principle of operation is depicted in Fig. 1 (lower scheme). The setup employed is shown in Fig. 4. In this case, a high frequency photodetector and oscilloscope (bandwidth: 3 GHz) are employed to register the optical traces.

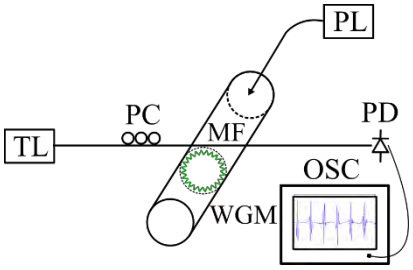


Fig. 4: Scheme of the setup for the TRARs technique. PL: high peak power pump laser.

In order to measure the acoustic resonances, WGMRs will be employed, as in the previous section. The radius of the fiber will change accordingly to the frequency of the series of TRARs generated. It is worth to note that, due

to the field structure of the torsional-radial resonances, which do not show a net change in the radius, the WGMRs will not be able to detect them. Thus, by means of this technique, only the TRARs will be measured.

Fig. 5 shows an example of the registered optical trace and its Fourier Transform (FT), when the TRARs are detected by a TM-WGMR as the one depicted in the previous section, see Fig. 3. Again, the measurements were performed at three different points of the pristine, and other three of the UV-irradiated MR.

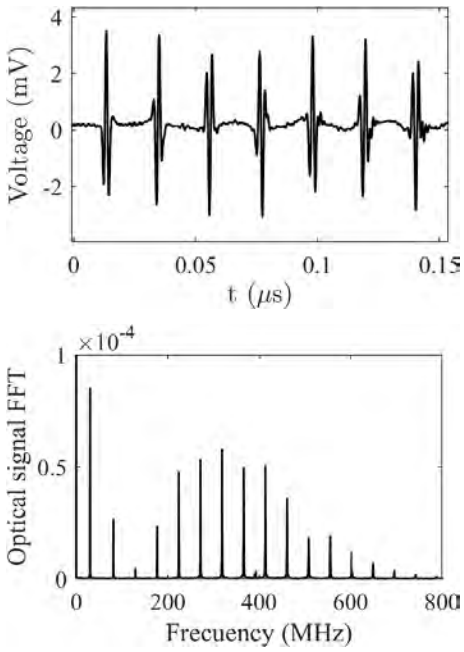


Fig. 5: Output signal (up) and its FT (low) of the trace registered in the experiments.

The frequencies of the different radial orders of the TRARs (each one being a peak in the FT of Fig. 5) shift in wavelength when comparing the measurements at the pristine and the UV-irradiated MR, each one according to their own dispersion curve of the frequency vs. radius. From the analysis of the shift of all of them as a whole, one can extract information about the change in the radius due to the UV-radiation. Fig. 6 shows a detail of the frequency shift of one particular TRAR, the ninth peak observed in the FT in Fig. 5 ($TRAR_{0,9}$).

From the analysis of the frequency shift of the whole set of TRARs resonances, it is possible to extract a first estimate of the variation of the radius obtained by means of this technique,

$$\Delta a_{TRAR} = -185 \pm 6 \text{ nm}$$

This value is three times the one obtained when using the WGMRs. We are aware that, when irradiating the fibers, we might change the acoustic properties of the materials, thus both values might not be directly comparable. The detailed evaluation of the effect of the UV radiation on the radius and the acoustic properties is work in progress at the moment.

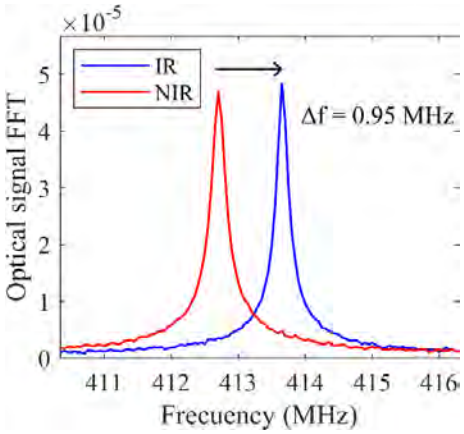


Fig. 6: Frequency shift of the $TRAR_{09}$. Left: pristine fiber. Right: UV-irradiated fiber.

4.- Conclusions

In this paper we have shown two different techniques with a detection limit low enough to directly measuring the change in the radius of a photosensitive fiber when it is UV-irradiated. This UV-light causes a compactation of the fiber material, primarily the one of the nucleus and, as a consequence, a transversal strain is induced in the fiber. This leads to a decrease of the radius and a variation of the transversal refractive index.

In a first place, WGMRs are used alone to measure the decrease in the radius. This tool provides axial resolution, thus we can interrogate several points of the MR and determine the difference between the UV-irradiated and the pristine fibers. TM resonances are employed since they are not sensible to the variation induced in the transversal component of the refractive index, thus the resonant wavelength of the WGM will shift only due to the decrease of radius. By using this technique, we obtain that the fiber radius decreased in 49±2 nm.

In a second place, we combine optical (WGMRs) and acoustic (TRARs) resonances to perform the same measurements. We optically generate the TRARs in the MR using a pulsed, high peak power, pump laser at 1064 nm via electrostriction. The TM-WGMR will detect the effective modulation in the radius due to the mechanical resonance. Again, the use of WGMRs as the interrogation tool allows measuring at different points of the resonator, in and out of the UV-irradiated section. The acoustic frequencies of the TRARs excited in the MR are different if the measuring point is in the pristine or in the irradiated section. From the shift between them, we made a first estimation of the variation in the radius due to the UV-induced compactation, resulting to be 185±6 nm.

In order to have a true comparison between the values obtained from both techniques, the currently work is centered in a detailed evaluation of the different changes induced in the fiber material by the UV-radiation, which might affect its acoustic properties.

Acknowledgements: This research was funded by funded by the *Ministerio de Ciencia e Innovación* and co-funded by the European Regional Development Fund (*Fondo Europeo de Desarrollo Regional, FEDER*), grant number TED2021-130200B-I00 and the European Commission, grant number H2020-MSCARISE-2019-872049. J. Julián-Barriel thanks the Ministerio de Educación his research collaboration scholarship 22CO1/010291. L. A. Sánchez thanks the *Ministerio de Ciencia e Innovación* for his grant BES-2017-079617.

References

[1] Xavier ROSELLÓ-MECHÓ, Martina DELGADO-PINAR, Jose Luis CRUZ, Antonio DÍEZ, Miguel V. ANDRÉS *"Measurment of UV-induced absorption and scattering losses in photosensitive fibers"*, Optics letters, 43, 12, 2897-2900, 2018.

[2] Bertrand POUMELLEC, Ph GUÉNOT, Isabelle RIANT, Pierre SANSONETTI, Pierre NIAY, Pascal BERNAGE, Jean F. BAYON *"UV-induced densification during Bragg grating inscription in Ge:SiO_2 preforms"*, Optics materials, 4, 4, 441-449, 1995.

[3] Luis Alberto SANCHÉZ, Antonio DÍEZ, Jose Luis CRUZ, Miguel V. ANDRÉS, *"High accuracy measurement of Poisson's ratio of optical fibers and its temperature dependence using forward-stimulated Brillouin scattering"*, Optics express, 30, 1, 42-52, 2022.

[4] Xavier ROSELLÓ-MECHÓ, Martina DELGADO-PINAR, Antonio DÍEZ, Miguel V. ANDRÉS, *"Measurement of Pockels' coefficients and demonstration of the anisotropy of the elasto-optic effect in optical fibers under axial strain"*, Optics letters, 41, 13, 2934-2937, 2016.

Monitorización dinámica de la curvatura utilizando ΦOTDR de tiempo expandido

Dynamic Curvature Monitorization using Time-Expanded ΦOTDR

Camilo ESCOBAR-VERA [(1)], Miguel SORIANO-AMAT [(1)], Hugo F. MARTINS [(2)], David BARRERA [(3)], Sonia MARTIN-LOPEZ, Miguel GONZALEZ-HERRAEZ[(1)], María R. FERNANDEZ-RUIZ[(1)]

1. Universidad de Alcalá, Grupo de Ingeniería Fotónica, Alcalá de Henares, Madrid, Spain
2. Instituto de Óptica "Daza de Valdés", IO-CSIC, Madrid
3. PRL, Photonics Research Labs, Universitat Politècnica de València, Valencia, Spain

Persona de contacto: Camilo Escobar-Vera (camilo.escobar@uah.es).

RESUMEN:

Los sensores de fibra óptica son una solución destacada para llevar a cabo monitorización de forma gracias a sus diversas ventajas (flexibilidad, ligereza, sensibilidad, etc). Sin embargo, las técnicas de sensado comúnmente utilizadas no llegan a conseguir medidas rápidas, totalmente distribuidas en rangos relativamente largos (decenas de metros) y con resolución fina (centímetros). En este trabajo presentamos un sistema basado en la tecnología denominada "reflectometría óptica en el dominio de tiempo sensible a la fase y de tiempo expandido (TE-ΦOTDR)" capaz de monitorizar curvatura con las características mencionadas anteriormente. Como prueba de concepto, se interrogan tres núcleos de una fibra multinúcleo (MCF) obteniendo su curvatura con una resolución de 10 cm, un rango máximo de 125 m y una frecuencia de muestreo de 50 Hz. La aplicación de esta tecnología en monitorización de forma promete abrir la puerta a nuevas aplicaciones en ingeniería civil, medicina y sismología.

Palabras clave: Monitorización de forma, Reflectometría óptica en el dominio de tiempo, Peine dual de frecuencias, Sensado dinámico.

ABSTRACT:

Optical fiber sensors are becoming a prominent solution to perform shape sensing thanks to their different advantages (flexibility, lightweight, sensitivity, etc). However, the different approaches commonly used to date are not able to achieve a fully distributed and fast performance over relatively long ranges (e.g., tens of meters) and with fine (cm-scale) resolution. Here, we present a novel scheme to perform curvature sensing attaining all the previously mentioned features by application of time-expanded phase-sensitive optical time domain reflectometry (TE-ΦOTDR) technology. As a proof-of-concept, we interrogate three cores of a multicore fiber (MCF), attaining curvature sensing with 10 cm resolution over a maximum measurable range of 125 m and a sampling rate of 50 Hz. The implementation of shape sensing schemes with the performance provided by TE-ΦOTDR technology may open the door to new and interesting applications in civil engineering, medicine and seismology.

Key words: Shape Sensing, Phase Sensitive Optical Time Domain Reflectometry, Dual Comb, Dynamic Sensing.

1.- Introducción

Los sensores de fibra óptica (OFS) son una atractiva herramienta de detección debido a las ventajas que ofrecen, como flexibilidad, ligereza, robustez frente a condiciones peligrosas, posibilidad de teledetección, etc. Además, los sensores de fibra óptica distribuidos (DOFS) son capaces de medir la deformación (o strain) y las variaciones de temperatura en prácticamente cualquier posición a lo largo de una fibra óptica. Estas características son muy atractivas para el campo de la monitorización de forma, por lo que numerosos estudios y proyectos pretenden aplicar el sensado óptico a esta aplicación. La información sobre la forma de un elemento suele obtenerse interrogando una fibra multinúcleo (MCF) adherida a dicho elemento, obtener el strain en cada núcleo y deducir la forma a partir de la geometría de los núcleos en la fibra.

Las redes de Bragg en fibra (FBG) se utilizan ampliamente en este campo [1,2]. Este tipo de sensores son capaces de alcanzar resoluciones espaciales de centímetros. Sin embargo, estos sensores no realizan medidas distribuidas, no son sencillos ni rentables para rangos muy grandes (debido al alto número de FBGs necesarias) y requieren de un proceso de inscripción en la fibra MCF que incrementa significativamente su coste y su complejidad.

Por otro lado, los sensores de forma distribuidos se basan en mecanismos de retrodispersión, en concreto, Brillouin o Rayleigh. Los sensores de forma distribuidos basados en la dispersión Brillouin pueden realizar medidas absolutas de strain [3]. Gracias a esto, diferentes esquemas son capaces de medir la forma en MCF llegando a rangos de hasta 1 km [4]. Dado que el proceso de dispersión es muy débil, una sola medida requiere de muchos promediados que ralentizan tremendamente el proceso y limita la técnica a medidas estáticas.

Los sensores de forma basados en dispersión Rayleigh utilizan la reflectometría óptica, principalmente en el dominio de la frecuencia (OFDR), para recuperar la luz retrodispersada. La característica más atractiva de los sistemas OFDR es su capacidad para alcanzar resoluciones espaciales cortas (incluso por debajo del milímetro) y una gran precisión en la detección de strain [5], pero con un alcance y una frecuencia de muestreo notablemente bajos (en el orden del metro y de los hercios, respectivamente). Por otro lado, los sensores Rayleigh basados en reflectometría en el dominio del tiempo sensible a la fase (ΦOTDR) destacan como la mejor solución para detectar y cuantificar perturbaciones dinámicas [6]. En un ΦOTDR, la fase de la luz retrodispersada se detecta y se convierte linealmente en strain. Las técnicas basadas en ΦOTDR pueden alcanzar fibras de hasta km de longitud con frecuencias de muestreo de kHz. Sin embargo, la resolución es típicamente de unos pocos metros, lo cual limita su utilidad en aplicaciones de detección de forma.

Recientemente, se ha propuesto un nuevo enfoque para DOFS basado en ΦOTDR, denominado ΦOTDR de tiempo expandido (TE-ΦOTDR) [7]. Se basa en utilizar un peine dual de frecuencias (DFC) como señal de sonda y como oscilador local. Este método de interrogación induce una conversión a la baja de la frecuencia de las trazas, por lo que pueden obtenerse resoluciones espaciales de centímetros (correspondientes a anchos de banda de GHz) con detectores de MHz. Sin embargo, este proceso también conlleva una disminución de la frecuencia de muestreo. Aun así, se pueden obtener resoluciones de centímetros con frecuencias de muestreo de 10-100Hz en un rango de cientos de metros, lo que convierte a esta técnica en una solución válida para realizar monitorización de forma en estructuras de tamaño medio, todo ello en tiempo real. En este trabajo, presentamos una prueba de concepto de monitorización dinámica de la curvatura basada en la tecnología TE-ΦOTDR.

2.- Análisis matemático y métodos experimentales

En este trabajo se ha empleado una MCF de 7 núcleos para llevar a cabo monitorización de forma (Fig. 1). Para estudiar el efecto de la curvatura en diferentes núcleos, se puede analizar la sección transversal de una fibra curvada. Como se muestra en la Fig. 1, una fibra curvada en la dirección de $\boldsymbol{v} = (v_1, v_2)$, con curvatura $\kappa = \|\boldsymbol{v}\|$, queda dividida en dos sectores por el eje neutro (representado en línea gris). Este eje se caracteriza por no deformarse. Por otro lado, uno de los sectores se comprime y el otro se estira.

Matemáticamente, el strain causado por la curvatura en cada punto ε_i depende de la distancia al eje neutro y_i según la expresión $\varepsilon_i = -\kappa \cdot y_i$. Los tres núcleos resaltados en rojo en la Fig. 1 se interrogan para extraer la curvatura inducida en la fibra.

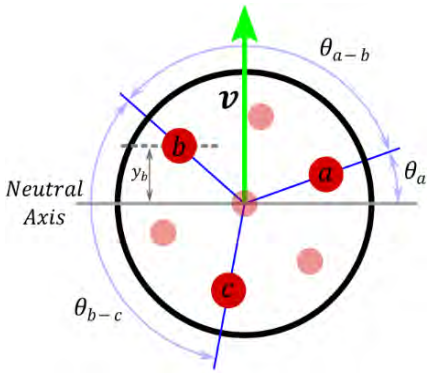


Fig. 1: Esquema de la sección transversal utilizada en el trabajo. La fibra multi-núcleo tiene 7 núcleos, el central y otros seis externos ordenados de forma hexagonal. Los núcleos interrogados son los resaltados en rojo sólido y marcados a, b y c.

Dado que todos estos núcleos tienen la misma distancia r al centro de la fibra, conviene describir su posición en términos de su ángulo θ_i o su diferencia θ_{a-i} con un ángulo de referencia (en este caso θ_a). Además, la estimación del strain puede verse afectada por las variaciones de temperatura. Esta contribución puede suponerse común en todos los núcleos debido a su proximidad espacial y se representa mediante la variable ε_T. Teniendo esto en cuenta, la expresión completa de la deformación en cada núcleo es la siguiente:

$$\begin{aligned}\varepsilon_i(z) &= -\kappa(z) \cdot r \cdot \cos(\theta_i) + \varepsilon_T(z) \\ &= -\kappa(z) \cdot r \cdot \cos(\theta_a + \theta_{a-i}) + \varepsilon_T(z)\end{aligned} \quad (1)$$

Considerando la disposición de los núcleos interrogados del MCF, la última expresión puede particularizarse para dichos núcleos a, b y c con $\theta_{a-a} = 0$, $\theta_{a-b} = 2\pi/3$ y $\theta_{a-c} = 4\pi/3$ y expresarse en forma matricial.

$$\underbrace{\begin{pmatrix}\varepsilon_a(z)\\ \varepsilon_b(z)\\ \varepsilon_c(z)\end{pmatrix}}_{\boldsymbol{\varepsilon}(z)} = \underbrace{\begin{pmatrix}-r & 0 & 1\\ \frac{1}{2}r & \frac{\sqrt{3}}{2}r & 1\\ \frac{1}{2}r & -\frac{\sqrt{3}}{2}r & 1\end{pmatrix}}_{A} \underbrace{\begin{pmatrix}\kappa(z)\cos(\theta_a(z))\\ \kappa(z)\sin(\theta_a(z))\\ \varepsilon_T(z)\end{pmatrix}}_{\boldsymbol{v}'(z)} \quad (2)$$

Donde $\boldsymbol{\varepsilon}(z)$ es el vector de strain que contiene la deformación en cada núcleo, A es la matriz de coeficientes y $\boldsymbol{v}'(z)$ contiene la información del vector de curvatura $\boldsymbol{v}$ y la componente común de temperatura, $\varepsilon_T(z)$. Esta ecuación se puede resolver para $v'(z)$, obteniendo que $v'(z) = A^+ \cdot \varepsilon(z)$, donde A^+ es la inversa de A. De esta forma, la curvatura se puede recuperar como $\kappa(z) = \sqrt{{v_1}^2(z) + v_2(z)^2}$.

En la Fig. 2 se muestra un esquema simplificado del montaje experimental utilizado para obtener el strain en los tres núcleos. Este montaje está basado en una configuración típica de TE-ΦOTDR y modificada de forma que sea capaz de interrogar tres canales simultáneamente.

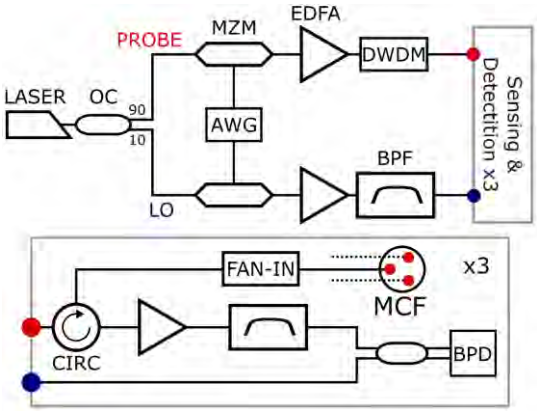


Fig. 2: Esquema simplificado del diseño experimental. OC: Acoplador óptico, MZM: Modulador Mach-Zehnder, AWG: Generador de forma de onda arbitraria, EDFA: Amplificador de fibra dopada con Erbio, DWDM: Multiplexador por división en longitudes de onda de alta densidad, BPF: Filtro paso-banda, BPD: Fotodiodo balanceado, CIRC: Circulador. El bloque "Sensing and Detection" de la figura de arriba es el mostrado en el recuadro inferior.

Como se puede observar, la luz procedente de un láser emitiendo una onda continua (CW) se divide con un acoplador 90:10 para generar, respectivamente, la sonda (PROBE) y el LO. Los peines ópticos se generan en dos moduladores Mach-Zehnder (MZM) alimentados por un generador de forma de onda arbitraria (AWG) que genera eléctricamente los peines. Éstos se modulan espectralmente en fase para mejorar la relación señal-ruido de las trazas [7] con la misma fase espectral, de forma que el proceso de deconvolución sea automático. El peine sonda se divide en tres ramas y se envía a la etapa de 'sensado y detección'. El LO

se filtra de forma que solo una de las bandas laterales del peine bata con las señales retrodispersadas de los núcleos de la MCF. Ambas señales se dividen en tres con acopladores ópticos no mostrados en la figura. En la etapa de 'sensado y detección' cada señal de sonda es enviada a su núcleo correspondiente mediante el fan-in, que conecta los núcleos de la MCF con fibra de un solo núcleo (SCF) convencional. La luz retrodispersada de cada núcleo se recoge y, a continuación, se amplifica y filtra. Cada señal filtrada se hace batir con una copia del LO. Las tres señales de batido se adquieren para su posterior procesado. Concretamente, se realiza una adquisición continua que se segmenta digitalmente y se filtra paso-bajo para mantener únicamente la primera zona de Nyquist, correspondiente al batido entre líneas vecinas de la sonda y el LO [7]. Para compensar las diferencias de longitud entre los canales, provocadas por los circuladores y los tramos de SCF del fan-in, se han de alinear las trazas temporales para obtener la información veraz en cada punto de la fibra. Tras esto, se recupera la fase de las trazas y se comparan traza a traza. Para interpretar la información de la fase correctamente, se lleva a cabo un algoritmo de interpolación para evitar problemas asociados a los puntos en los que la intensidad es cercana a cero y la fase no se puede recuperar (denominados puntos de desvanecimiento o *Fading Points*). La variación de la fase se convierte a strain mediante la siguiente expresión:

$$\Delta\varepsilon = -\frac{\lambda_0}{S \cdot 2\pi \cdot 2n_0 \cdot \Delta z}\Delta\phi \qquad (3)$$

en la que λ_0 es la longitud de onda del láser, S es el factor de strain (típicamente 0.78 [8]), n_0 es el índice de refracción de la fibra y Δz es la longitud de referencia (gauge length). Este último parámetro es escogido de forma que el efecto de los puntos de desvanecimiento se minimice en el cálculo del strain. Con el strain en cada núcleo se puede resolver la expresión (2) y hallar la curvatura en cada punto de la fibra.

Para inducir una curvatura a la fibra de forma controlada, se dejó colgando un tramo de fibra entre dos extremos fijos, formando una catenaria. Uno de los extremos estaba quieto y el otro se desplazaba horizontalmente. De esta forma, la distancia entre los extremos disminuía y la curvatura de la catenaria se incrementaba de forma acorde. Para contrastar la medida se utilizó como referencia un modelo teórico de catenaria con las dimensiones reales.

3.- Resultados

La medida mostrada a continuación se realizó en una MCF de 112 m de longitud, con tramo de 160 cm colgando cerca del extremo y la distancia horizontal recorrida fue de 20 cm. El tiempo de adquisición fue de 40 s con una frecuencia de muestreo de 50 Hz. El ancho de banda de los peines fue de 5 GHz (correspondiente con una resolución nominal de 2 cm) y la longitud de referencia Δz utilizada fue de 10 cm. Los valores de strain de cada núcleo al final de la medición se muestran en la Fig. 3. La deformación media de los tres núcleos está restada en las curvas representadas, ya que no está causada por la curvatura. Los perfiles de deformación muestran dos comportamientos diferentes, teniendo las posiciones cercanas a los extremos valores absolutos de strain más altos que la sección central. Se puede observar que algunos núcleos presentan un cambio de signo en la deformación, mostrando que la fibra no tiene los núcleos completamente rectos o que se ha aplicado cierta torsión a la fibra.

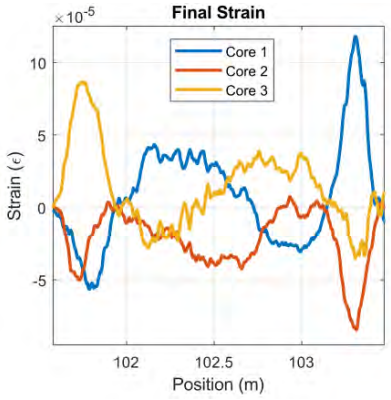


Fig. 3: Perfil espacial del strain en los tres núcleos interrogados.

Las mismas tendencias se observan también en la Fig. 4, donde se muestra el perfil de curvatura absoluta. Podemos observar un alto valor de curvatura cerca de los dos extremos y una curvatura aproximadamente homogénea en la parte central. Esto puede explicarse con la ayuda del esquema ilustrativo. Dado que los

extremos de la fibra están colocados horizontalmente, se produce un cambio brusco de curvatura entre el extremo fijo y la forma catenaria. Estas zonas se representan en color azul. La zona central, representada en rojo, tiene un valor de curvatura inferior y presenta la curvatura esperada de una catenaria.

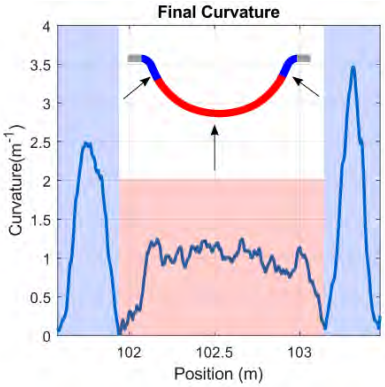


Fig. 4: Curvatura distribuida a lo largo de la fibra.

Obsérvese la diferencia entre el eje de distancia horizontal y la distancia óptica o longitud de arco de la fibra. La forma de la catenaria se expresa en términos de la distancia física y los valores de deformación se expresan en términos de la longitud de la fibra. Hay dos puntos con curvatura cero entre las zonas que corresponden a las transiciones de curvatura positiva a negativa. La simulación de la catenaria con los parámetros del tramo de fibra dan un valor de $\kappa = 1{,}06m^{-1}$ que concuerda con los valores de curvatura obtenidos según el modelo teórico. Estos resultados sólo muestran la curvatura para el instante final en el tramo perturbado, pero el proceso puede realizarse traza a traza, obteniendo la curvatura para cada instante.

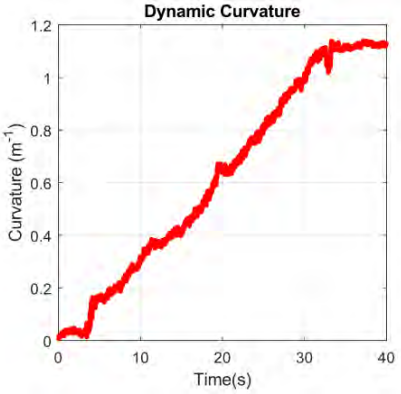


Fig. 5: Curvatura dinámica del punto central en función del tiempo.

La Fig. 5 muestra la curvatura dinámica en el punto central de la catenaria para la medida total de 40 s, mostrando un aumento gradual de la curvatura hasta su estabilización. Estos resultados muestran la capacidad de monitorizar la curvatura de forma dinámica y distribuida con una frecuencia de muestreo de 50 Hz y un alcance de 125 m.

4.- Conclusión

En este trabajo, hemos mostrado un sistema capaz de realizar monitorización dinámica de curvatura de una fibra óptica con una arquitectura basada en TE-ΦOTDR, midiendo el strain en tres núcleos de una MCF de forma simultánea. Esta prueba de rendimiento demuestra que podemos detectar curvaturas en rangos de hasta 125 m, con una longitud de referencia de 10 cm y una frecuencia de muestreo de 50 Hz. Los resultados experimentales concuerdan con los valores esperados para la perturbación de la forma de la catenaria, lo que demuestra la validez del sistema. Este trabajo constituye un primer paso en la construcción de un sensor de forma dinámico con estas características y ventajas que podría llenar un vacío en las diferentes arquitecturas propuestas anteriormente para monitorizar forma con sensores de fibra. El siguiente paso hacia este objetivo incluiría la monitorización del núcleo central para monitorizar tanto la torsión como la curvatura [2].

Agradecimientos: El trabajo de M.S.-A está financiado por MCIN/AEI/10.13039/501100011033 y FSE invierte en tu futuro con la beca PRE-2019–087444. El trabajo de M.R.F-R. y HFM está financiado por MCIN/AEI/10.13039/501100011033 y European Union «NextGenerationEU»/PRTR mediante las becas RYC2021-032167-I y RYC2021-035009-I. El trabajo de D.B está financiado por I+D+i project INSTILL PID2020-120071RJ I00 de MCIN/AEI/10.13039/501100011033. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por la Comunidad de Madrid y el programa FEDER (proyecto SINFOTON2-CM: S2018/NMT-4326), por el ministerio MCIN/AEI/10.13039/501100011033 y por European Union NextGenerationEU/PRTR Program

mediante el proyecto PSI ref. PLEC2021-007875 y TREMORS ref. CPP2021-008869, por el ministerio MCIN/AEI/10.13039/501100011033, y FEDER Una manera de hacer Europa (proyectos PID2021-128000OB-C21 y PID2021-128000OB-C22) y por el European Innovation Council mediante el proyecto SAFE: ref. 101098992.

Referencias

[1] Fouzia KHAN, Alper DENASI, David BARRERA, Javier MADRIGAL, Salvador SALES, Sarthak MISRA, "Multi-Core Optical Fibers with Bragg Gratings as Shape Sensor for Flexible Medical Instruments," IEEE sensors journal. 19(14), 5878–5884, 2019.

[2] Fouzia KHAN, David BARRERA, Javier MADRIGAL, Salvador SALES, Sarthak MISRA, "Curvature, twist and pose measurements using fiber Bragg gratings in multi-core fiber: A comparative study between helical and straight core fibers", Sensors Actuators, A Phys. 317, 112442, 2021.

[3] Avi MOTIL, Arik BERGMAN, Moshe TUR, "State of the art of Brillouin fiber-optic distributed sensing", Optics & Laser Technology, 78, 81–103, 2016.

[4] Zhiyong ZHAO, Marcelo A. SOTO, Ming TANG, Luc THÉVENAZ, "State of the art of Brillouin fiber-optic distributed sensing", Optics & Laser Technology, 78, 81–103, 2016.

[5] Frederic MONET, Shahriar SEFATI, Pierre LORRE, Arthur POIFFAUT, Samuel KADOURY, Mehran ARMAND, Iulian IORDACHITA, Raman KASHYAP, "High-resolution optical fiber shape sensing of continuum robots: A comparative study." 2020 IEEE International Conference on Robotics and Automation (ICRA). IEEE, 2020.

[6] Łukasz SZOSTKIEWICZ, Marcelo A. SOTO, Zhisheng YANG, Alejandro DOMINGUEZ-LOPEZ, Itxaso PAROLA, Krzysztof MARKIEWICZ, Anna PYTEL, Agnieszka KOŁAKOWSKA, Marek NAPIERAŁA, Tomasz NASIŁOWSKI, and Luc THÉVENAZ, "High-resolution distributed shape sensing using phase-sensitive optical time-domain reflectometry and multicore fibers," Optics Express 27(15), 20763, 2019.

[7] Miguel SORIANO-AMAT, Hugo F. MARTINS, Vicente DURÁN, Luis COSTA, Sonia MARTIN-LOPEZ, Miguel GONZALEZ-HERRAEZ, María R. FERNÁNDEZ-RUIZ, "Time-expanded phase-sensitive optical time-domain reflectometry," Light: Science & Applications, 10(51), 1–12, 2021.

[8] Yahei KOYAMADA, Mutsumi IMAHAMA, Kenya KUBOTA, Kazuo HOGARI, "Fiber-optic distributed strain and temperature sensing with very high measurand resolution over long range using coherent OTDR.", Journal of Lightwave Technology, 27.9,1142-1146, 2009.

Optimización del corte de fibras ópticas microestructuradas de plástico (mPOF) con estructura de anillos hexagonales

Optimized cleaving of ring-hexagonal-cladding-structure microstructured polymer optical fibers (mPOF)

David SÁNCHEZ MONTERO [(1)], Alberto TAPETADO [(1)], Óskar ARRIZABALAGA [(2)], Pedro L. CARRO [(3)], Carmen VÁZQUEZ [(1)]

1. Grupo de Displays y Aplicaciones Fotónicas (GDAF), Dpto. Tecnología Electrónica, Universidad Carlos III de Madrid, Avda. de la Universidad 30, 28911 Leganés, España.
2. Applied Photonics Group (APG), Dpto. Matemática Aplicada, Escuela de Ingeniería de Bilbao, Universidad del País Vasco (UPV/EHU), Ingeniero Torres Quevedo 1, 48013 Bilbao, España.
3. Grupo de Tecnologías Fotónicas (GTF), Instituto de Investigación en Ingeniería de Aragón (I3A), Universidad de Zaragoza, María de Luna 1, 50018, Zaragoza, España.

Persona de contacto: David Sánchez Montero (dsmontero@ing.uc3m.es).

RESUMEN:

La obtención de cortes de fibra aceptables sobre fibras ópticas microestructuradas de plástico (mPOF, microstructured polymer optical fiber) fabricadas en PMMA (polimetil-metacrilato) es analizada. El efecto de la temperatura de la cuchilla y la velocidad de corte se ha evaluado sobre fibras mPOF con estructuras de revestimiento (cladding) basadas en orificios hexagonales de 3 y 4 anillos. Las fibras mPOF presentan un diámetro de fibra exterior de alrededor de 250 µm. Se pueden obtener extremos de fibra de buena calidad cortando mPOFs a temperatura ambiente para temperaturas de la hoja de la cuchilla en el rango de 60-80 °C y con velocidades de corte de 0,5 mm/s. Se pueden realizar hasta cuatro cortes de fibra manteniendo la misma cuchilla con resultados similares y aceptables entre sí.

Palabras clave: corte de fibra óptica, fibra óptica microestructurada de plástico (mPOF)

ABSTRACT:

The cleaving of PMMA (polymethylmethacrylate)-based microstructured polymer optical fibers (mPOF) to obtain an acceptable connectorized fiber end-face is studied. Recent manufactured mPOFs with air-structured 3- and 4-ring hexagonal-like hole cladding structures with outer fiber diameter of around 250 µm are employed. Effects of the blade temperature, blade surface quality and speed of the cutting blade on the end-face are qualitatively assessed. Blade temperatures within the range 60-80 °C and a blade speed of 0.5 mm/s provided best results. In our experiments the mPOF was at room temperature. Up to four fiber cuts with the same razor blade and blade surface can be done with similar fiber end-face results.

Key words: fiber cleaving, microstructured polymer optical fiber (mPOF)

1.- Introducción

En los últimos años, las fibras ópticas de plástico (POF, Polymer/Plastic Optical Fiber) han demostrado ser una alternativa viable a la fibra óptica de sílice en muchos campos de interés como las comunicaciones y sensado

impulsados por las excelentes propiedades mecánicas y ópticas de dicho material.

En sus inicios, el desarrollo de fibras POF estuvo muy ligado a los enlaces de comunicación de corta distancia debido a sus buenas propiedades para la transmisión de datos a bajo coste. Estos desarrollos se centraron principalmente en POF de salto de índice (SI-POF, Step-Index POF) o POF de índice gradual (GI-POF, Graded-Index POF). A partir de estas fibras, se han diseñado y desarrollado de manera reciente otras, con otro tipo de estructuras y polímeros que aportan nuevas características de transmisión. Una de ellas es la fibra POF microestructura (mPOF). Esta fibra es de gran importancia porque todas las desventajas de la POF convencional pueden ser solventadas. El guiado de la luz en mPOF es diferente respecto de POFs convencionales. En mPOFs la luz es guiada a lo largo de la fibra a través de canales de aire microscópicos. Modelar el patrón de estos canales de aire permite desarrollar una guía monomodo en un núcleo relativamente grande. Además, aprovechando la propiedad intrínseca de fotosensibilidad del polímero es factible inscribir una red de Bragg en POF, lo que reduce el complejo proceso de dopaje en polímeros y abre el camino para nuevas aplicaciones [1]. Conviene indicar que, a pesar de que el PMMA es el polímero más utilizado para fabricar mPOFs, otros tipos de polímero han surgido para ser empleados en la fabricación de mPOFs, como copolímeros de olefina cíclica (TOPAS), que se considera la mejor opción para los sensores de fibra óptica (FOS, Fiber Optic Sensor) insensibles a la humedad, el homopolímero de cicloolefina (ZEONEX), no solo es resistente a la humedad sino que también tiene una alta temperatura de transición vítrea, así como el policarbonato (PC) con excelentes propiedades de transparencia y resistencia al impacto.

Una desventaja importante del uso de mPOFs en FOS ha sido su falta de conectividad con el mundo más allá de los entornos de laboratorio controlados. Es bien sabido que la calidad de la superficie final de la fibra, siendo especialmente relevante en mPOF, es uno de los principales desafíos para optimizar las condiciones de inyección de luz. Bajas pérdidas de inserción y de retorno (reflexión Fresnel) se alcanzan con una superficie en el extremo de la fibra de alta calidad. En este sentido, muchos autores han estado trabajando para mitigar este hecho, desarrollando diferentes técnicas, por ejemplo: el uso de una sierra de corte mediante láser ultravioleta [2], o el corte a baja temperatura [3]. El principal inconveniente de estas técnicas es la necesidad de equipos de laboratorio costosos y complejos, limitando sus usos solo a dichas pruebas de laboratorio. Además, estas técnicas solo demuestran su efectividad para mPOFs con diámetros de fibra superiores a 400 μm, reduciendo su uso solo para fibras hechas a medida. Por otra parte, otros autores han demostrado que también se puede obtener una superficie en el final de fibra de buena calidad con técnicas más sencillas y económicas, por ejemplo: un simple corte con navaja o una conectorización [4]. Entre estas técnicas, la más extendida es el corte con cuchilla en caliente debido a su alta velocidad y eficacia combinada con el menor precio por corte. Sin embargo, en este procedimiento se deben de considerar diferentes parámetros de corte para lograr una buena calidad del mismo, por ejemplo: temperatura, velocidad, ángulo de corte y calidad de la hoja de corte, así como la temperatura de la placa donde se corta la fibra. Estos parámetros necesitan ser caracterizados para cada tipo de fibra debido a que las condiciones de fabricación y el material base de la mPOF juegan un papel importante en este proceso.

Por otra parte, el proceso de conectorización es uno de los métodos más prometedores y optimizados para la terminación de mPOFs en su extremo de fibra. Con este método, la mPOF se coloca en la férula de un conector y luego se pega. Posteriormente, el exceso de fibra en la superficie de la férula se corta con una hoja de afeitar o cuchilla. Finalmente, se pule la terminación de la cara frontal con una herramienta manual y mediante lijas de diferentes granos. Una de las principales desventajas de este proceso es la eficacia de la etapa de pulido. Como es un proceso artesanal, la tasa de fallos después de aplicar la etapa de pulido es demasiado alta. Esto es debido a las altas temperaturas que se generan entre el extremo de la fibra y la lija que pueden dañar

las estructuras internas. Además, las pequeñas partículas generadas durante el pulido pueden bloquear esas estructuras. Otro problema existente es que la concentricidad del núcleo de la fibra no está perfectamente alineada con el eje longitudinal de la férula. La concentricidad del núcleo de la fibra juega un papel relevante en las mPOF, ya que los procesos de fabricación actuales no siguen estrictos estándares de calidad, lo que lleva a cambios en la concentricidad e incluso en las dimensiones de las estructuras a lo largo de la fibra. El análisis previo muestra que hasta la fecha aún no existe un método simple y efectivo para realizar terminaciones de fibras mPOF conectorizadas fáciles de usar, robustas y de alta calidad.

En este trabajo se presentan los resultados obtenidos sobre el estudio de las condiciones óptima de corte de fibras PMMA-mPOF con estructuras hexagonales de 3 y 4 anillos de orificios de aire, con un diámetro de fibra exterior de alrededor de 250 µm. Las muestras mPOF han sido fabricadas por investigadores del Grupo de Fotónica Aplicada (GFA) del Dpto. de Ingeniería de Comunicaciones de la UPV/EHU.

2.- Montaje experimental

Para explorar diferentes configuraciones de corte de mPOF se ha empleado una estructura de impresora 3D modificada, bajo el concepto Do-It-Yourself, con el fin de lograr un método repetible, preciso y flexible que permita la obtención de un perfil de fin de fibra de alta calidad, manteniendo la estructura de anillos hexagonales fabricada para la mPOF. La máquina cortadora desarrollada realiza cortes a una temperatura y velocidad configurables. La estructura de este dispositivo consta de 3 ejes de desplazamiento accionados por motores paso a paso, con precisión máxima de 0,2 mm para dos de los ejes. La dirección de corte está definida para el eje restante, siendo el de mayor precisión con desplazamiento mínimo posible de 6,25 µm dentro de un rango de velocidad entre 0,2 mm/s y 5,6 mm/s, consiguiendo valores recomendados en la literatura previa para evitar la formación de grietas en la superficie de corte [5]. El sistema utiliza un microscopio USB para colocar la cuchilla lo más cerca posible de la fibra evitando el contacto con la férula, ver Fig. 1, así como un sensor de temperatura PT100 adherido a la estructura metálica de sujeción de la misma para la medida de la temperatura de la cuchilla, como se muestra en la Fig. 2. El control del proceso de corte se realiza mediante el software LabView de National Instruments. Más detalles del montaje experimental de corte de mPOF pueden consultarse en [6].

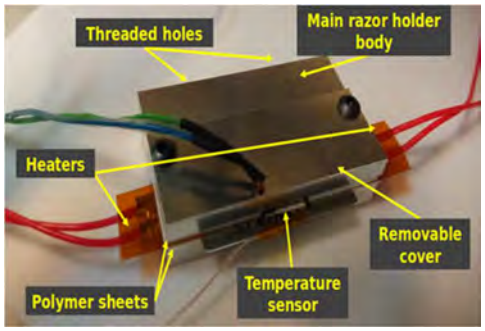


Fig. 1: Fotografía del elemento de sujeción de la cuchilla, y partes del mismo.

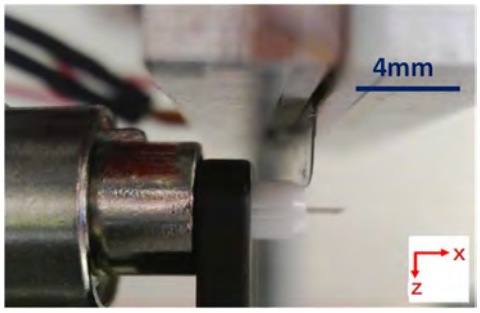


Fig. 2: Fotografía del posicionamiento de la cuchilla respecto de la mPOF antes del proceso de corte.

3.- Resultados experimentales

Las fibras PMMA mPOF evaluadas presentan disposiciones de orificios de aire en forma de 3- y 4-anillos hexagonales, ver Fig. 3.

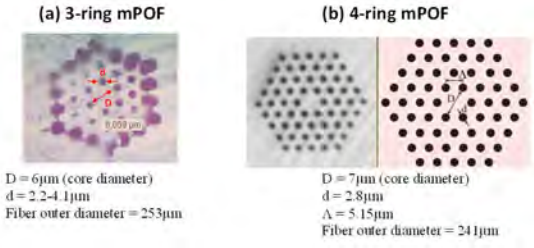


Fig. 3: Fotografías microscópicas de las fibras mPOF evaluadas y características principales de fabricación de las mismas.

En [7,8] se proporciona información en detalle del proceso de fabricación de las muestras de mPOF. Para la preparación de las muestras se insertaron en conectores FC de 250 µm de diámetro de orificio de férula compatibles con los diámetros exteriores de los mPOF probados, donde el extremo de la fibra mPOF sobresalía unos 1-2 mm más allá del extremo cerámico del conector FC antes del proceso de corte automatizado, ver Fig. 4. La muestra mPOF se fija al conector FC a través de la parte frontal del conector. mediante un adhesivo sensible a los rayos ultravioleta (UV). Después de 15 min de curado a través de la radiación UV, de entre 2 y 15 W, la muestra mPOF está lista para la prueba de corte automatizada.

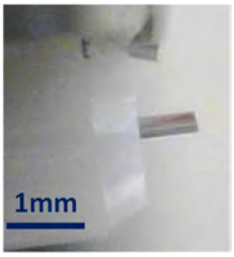


Fig. 4: Fotografía microscópica de una muestra mPOF conectorizada previa a su cortado automatizado.

3.1.- Impacto en el corte mPOF de la temperatura y velocidad de la cuchilla

Se evaluó la calidad del corte de fibra mPOF sobre diferentes cuchillas sometidas a varias combinaciones de temperaturas dentro del rango de 50 °C a 85 °C, con incrementos de 5 ± 0,2 °C. Valores mayores de temperatura conducen a degradaciones de la estructura de orificios de aire debido a la fusión de las fibras y no se evaluaron en este trabajo. En todos los casos la duración del calentamiento de la cuchilla fue de alrededor de 10 min antes del corte para permitir valores de temperatura muy estables y precisos, y la muestra de fibra mPOF se encontraba a 23°C, temperatura ambiente. Además, al mismo tiempo, se probaron diferentes combinaciones de velocidades de corte de fibra, con velocidades que oscilaban entre 0,2 mm/s y 5 mm/s. La Fig. 5 muestra algunos ejemplos representativos de la calidad del corte final de mPOF alcanzado, para diferentes configuraciones evaluadas.

Los mejores resultados en cuanto a calidad del corte de mPOF se producen bajas velocidades y para temperaturas de la cuchilla entre 60 y 80 °C, donde la estructura hexagonal de orificios se encuentra relativamente intacta y se observa poca evidencia de daños en la superficie. Para velocidades de corte altas, como 2 o 5 mm/s, los resultados no fueron satisfactorios, observándose una gran mayoría de casos con alto grado de daño superficial en la estructura de anillo. En todos los casos se nota una propagación de grietas en el centro de la fibra y lo largo de todo el diámetro de la fibra debido al comportamiento más frágil del mPOF a temperatura ambiente en comparación con el caso de calentar la superficie de la misma. Este hecho conduce a un comportamiento similar al de un proceso estándar de corte de fibra de vidrio. Sin embargo, el núcleo de fibra y la forma de las estructuras de aire en forma de anillo se mantienen y el daño parece estar restringido a una capa delgada en la superficie. Los pasos del movimiento de la cuchilla durante el corte también se observan claramente, en forma de estrías transversales.

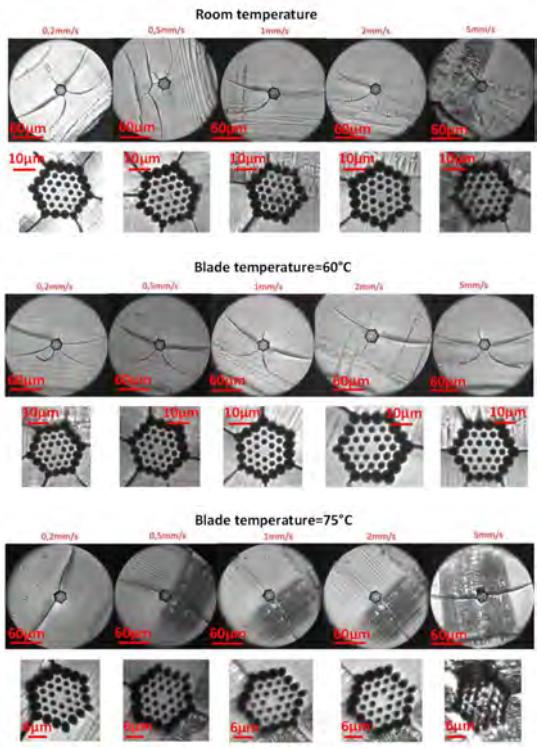


Fig. 5: Resultados obtenidos tras el proceso de corte de la mPOF de 3 anillos hexagonales, para diferentes temperaturas de la cuchilla y velocidades de corte.

Igualmente, para un número significativo de muestras, parece haber una fractura al comienzo del proceso de corte de la fibra debido a la presión inicial de la cuchilla sobre la superficie de la misma. En la Fig. 5, las zonas borrosas (desenfocadas) observadas fuera del centro de la fibra se deben a la posición del extremo de la fibra no correspondiente con la focal de la lente puesto que no estaban en el mismo plano focal que el resto. Esto se debe al ángulo de la superficie de corte de la cuchilla, que conduce a un corte "diagonal" o en ángulo con respecto al eje de la fibra en lugar de uno perpendicular.

La Fig. 6 muestra algunos resultados representativos de corte realizados sobre muestras mPOF con 4 anillos hexagonales para diferentes temperaturas de cuchilla y a una velocidad de corte de 0,5 mm/s, que mostró los mejores resultados de corte para la fibra mPOF de 3 anillos. Para temperaturas inferiores a 75 °C se observa una grieta notable en la cara del extremo de la fibra debido al comportamiento mPOF más dúctil para valores bajos de temperatura de la cuchilla.

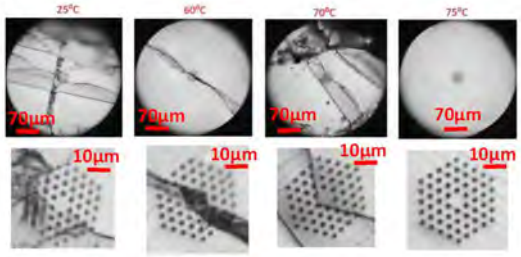


Fig. 6: Resultados obtenidos tras el proceso de corte de la mPOF de 4 anillos hexagonales, para diferentes temperaturas de la cuchilla y velocidad de corte de 0,5 mm/s.

3.2.- Impacto en el corte mPOF del estado de la cuchilla

A partir de los experimentos realizados, se observó que la condición de la cuchilla también juega un papel clave en la calidad del corte de la fibra, donde algunas de las secciones transversales de mPOF analizadas después del corte mostraron una zona gris indicativa de una superficie ligeramente más rugosa que causaba la dispersión de la luz reflejada. Esto se debe principalmente al hecho de que el material de PMMA eliminado se acumula en la superficie de la cuchilla debido a los sucesivos cortes de fibra; ver Fig. 6 para el caso de temperatura de cuchilla de 75 °C y velocidades de corte superiores a 0,2 mm/s. Para comprobar este efecto se montaron varias cuchillas en una estructura corrediza automatizada, de modo que se pudieran mover éstas antes de cada corte.

De los experimentos llevados a cabo, se concluye que se pueden realizar hasta cuatro cortes de fibra usando la misma superficie de cuchilla para este propósito, alcanzando calidades de corte similares, ver Fig. 7.

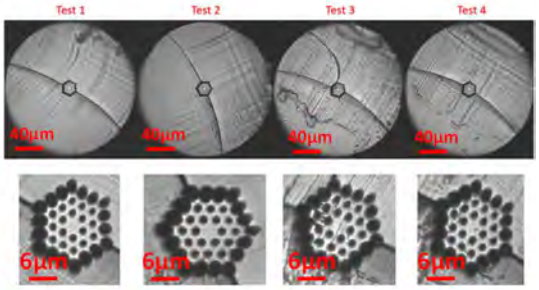


Fig. 7: Resultados obtenidos para 4 cortes mPOF con la misma cuchilla, a temperatura de la cuchilla de 60 °C y velocidad de corte de 0,5 mm/s.

Aunque la degradación de la superficie de la fibra es más notoria (más grietas, suciedad y rugosidad) al aumentar el número de cortes, este hecho esencialmente no afecta la capacidad de transmisión de luz en el extremo de la fibra puesto que se mantiene la estructura del anillo, por lo que la luz aún se guía dentro del núcleo de fibra mPOF. Los usos adicionales de la hoja para cortar fibras hacen imposible producir extremos limpios sin un tratamiento adicional de la hoja. En consecuencia, la fibra mPOF debe moverse ligeramente a otra posición de la hoja para un nuevo corte de fibra.

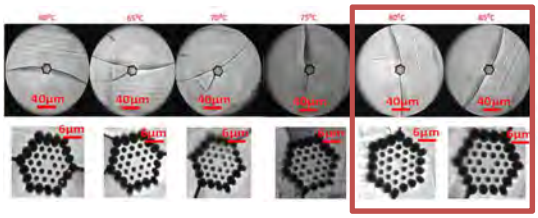


Fig. 8: Resultados de corte obtenidos para diferentes temperaturas de cuchilla, para una misma tras el tratamiento de acetona aplicado tras el corte número 4 realizado. Velocidad de corte de 0,5 mm/s.

Por otra parte, sumergiendo la hoja de la cuchilla en acetona durante aproximadamen-

te media hora y después de dejar secar, ésta podría reutilizarse nuevamente con resultados satisfactorios, ver Fig. 8. La Figura 9 muestra una imagen de microscopio de la distribución de la luz de salida lograda en el extremo de la fibra mPOF tras corte, que muestra cómo la luz se limita a la región del núcleo.

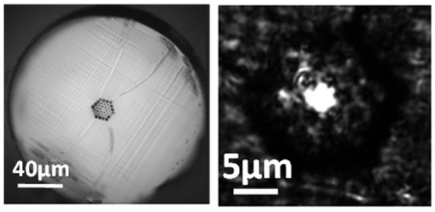


Fig. 9: Distribución de salida de luz en mPOF tras corte.

Resultados similares se obtuvieron tras el mismo análisis realizado sobre fibras mPOF con estructuras de 4 anillos hexagonales.

4.- Conclusión

La fabricación de mPOFs aún no es una tecnología madura, lo que lleva a estructuras y materiales de fibra personalizadas y especiales para lograr una operación monomodo en fibras POF. Es por ello que se deben estudiar los parámetros óptimos de corte sobre mPOF específicas para lograr extremos conectorizados de fibra de alta calidad.

En este trabajo se han evaluado las condiciones óptimas de corte de fibras PMMA-mPOF de alrededor de 250 µm de diámetro exterior y estructuras de agujeros de aire hexagonales de 3 y 4 anillos. Un total de 101 muestras de mPOF en configuración de 3 anillos fueron analizadas, con temperaturas de cuchilla que oscilaban entre 50 °C y 85 °C y velocidades de cuchilla de 0,2 mm/s a 5 mm/s. Para mPOF en configuración de 4 anillos, un total de 20 muestras fueron estudiadas, en un rango de 70 °C a 75 °C para una velocidad de hoja de 0,5 mm/s. Del análisis de los resultados de corte obtenidos sobre multitud de muestras mPOF testeadas se concluye que se pueden obtener extremos de fibra de buena calidad después del corte sin necesidad de precalentamiento de la propia fibra, para temperaturas de la hoja de la cuchilla en el rango de 60-80 °C y con bajas velocidades de corte, de alrededor de 0,5 mm/s. En todos los casos, las velocidades de corte más bajas analizadas evitan la aparición de grietas debido a la equivalencia temperatura-tiempo en polímeros. Se pueden realizar hasta cuatro cortes (valor pesimista) con una calidad de corte aceptable y similar sin necesidad de reemplazar la hoja, manteniendo el patrón de luz requerido a la salida de la fibra. Creemos que este estudio ayudará a mitigar la brecha entre la fabricación de mPOFs y su introducción en el mercado para diferentes aplicaciones, limitada principalmente por la falta de soluciones confiables de corte y conectorización de mPOF.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación bajo la subvención PID2021-122505OB-C32.

Referencias

[1] Alberto TAPETADO et al. *"A Self-Referenced Optical Intensity Sensor Network Using POFBGs for Biomedical Applications"*, Sensors, 14(12) 24029-24045, 2014.

[2] S. ATAKARAMIANS et al. *"Cleaving of Extremely Porous Polymer Fibers"*, IEEE Photonics Journal, 1(6), 286-292, 2009.

[3] M.V.P. GHIRGHI et al. "Polymer Optical Fiber Termination With Use of Liquid Nitrogen", IEEE Photonics Technology Letters, 26(5), 516-519, 2014.

[4] A. ABANG and D.J. WEBB, *"Demountable connection for polymer optical fiber grating sensors"*, Optical Engineering, 51(8), 080503, 2012.

[5] S.H. LAW et al., *"Cleaving of microstructured polymer optical fibres"*, Optics Communications, 258, 193–202, 2006.

[6] R. GUIJARRO et al. *"Cleaving of PMMA Microstructured Polymer Optical Fibers with 3- and 4-Ring Hexagonal Cladding Structures"*, Polymers, 13(9), 1366, 2021.

[7] E. ARROSPIDE et al., *"Polymers beyond standard optical fibres- fabrication of microstructured polymer optical fibres"*, Polymer International, 67(9), 1155-1163, 2018.

[8]. E. ARROSPIDE et al., *"Harnessing Deep-Hole Drilling to Fabricate Air-Structured Polymer Optical Fibres"*, Polymers, 11(11), art. no. 1739, 2019.

Self-compression of ultrafast near-ultraviolet light in ultrathin-walled hollow-core fibres

David NOVOA[1,2,3,4], Jie LUAN [4,5] and Philip St.J. RUSSELL[4]

1. Department of Communications Engineering, University of the Basque Country (UPV/EHU), Plaza Torres Quevedo 1, 48013 Bilbao, Spain
2. EHU Quantum Center, University of the Basque Country (UPV/EHU), 48013 Bilbao, Spain
3. IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Plaza Euskadi, 48009 Bilbao, Spain
4. Max Planck Institute for the Science of Light, Staudtstrasse 2, 91058 Erlangen, Germany
5. Department of Physics, Friedrich-Alexander Universität, Staudtstrasse 2, 91058 Erlangen, Germany

Contact name: David Novoa (david.novoa@ehu.eus).

ABSTRACT:

We demonstrate the generation of 7.6 fs near-ultraviolet pulses centered at 400 nm via 8-fold soliton-effect self-compression in an argon-filled hollow-core kagomé-style photonic crystal fibre. After compensation of phase distortion introduced by the optical elements along the beam path from the fibre to the diagnostics, 71% of the pulse energy was in the main temporal lobe, with peak powers in excess of 0.2 Gigawatt. This setup opens up new routes for time-resolved studies in spectroscopy, chemistry and materials science.

Key words: Ultraviolet, Ultrashort pulses, Solitons, Hollow-core fibres

1.- Introduction

Coherent light sources emitting ultrashort pulses in the ultraviolet (UV) are relevant for time-resolved studies in fields such as spectroscopy [1] or chemistry [2]. This is because all molecules in nature feature outer-shell electronic resonances in this spectral range. For this very same reason, however, ultrafast UV light is not easily accessible: Most materials feature high dispersion and severe UV opacity. Among the different approaches available for generating ultrashort UV pulses with durations below 10 fs, broadband-guiding hollow-core photonic crystal fibres (HC-PCFs) filled with gases stand out owing to their reconfigurable optical properties and excellent UV guidance [3]. This has permitted, for instance, the demonstration of sub-μJ near-UV pulses with ~6 fs duration [4]. Unfortunately, these ultrashort pulses could not be directly characterized due to the presence of dispersive elements such as the gas-cell windows along the beam path to the diagnostics. Alternative solutions based on ambient air-filled fibres have been explored [5]. While this approach allows pulses as short as 11 fs to be measured, it yields significant spectral red-shifting of the outcoupled pulses owing to the onset of stimulated Raman scattering originated in the molecular air constituents (mainly N_2).

Here we report the generation and direct characterization of μJ-level, ~7.6 fs near-UV pulses in an argon-filled HC-PCF [6]. The quality of the pulses Q, defined as the ratio between the pulse energy contained within the main temporal lobe of the pulse to the whole pulse energy (given in percentage), reaches very high values up to 71%. This is possible by a sensible choice of fibre parameters such as length, core size, core-wall thickness and gas pressure, and post-compensation of the spectral phase distortion introduced by the output window of the gas cell and the air path using a combination of dispersive mirrors and silica glass wedges.

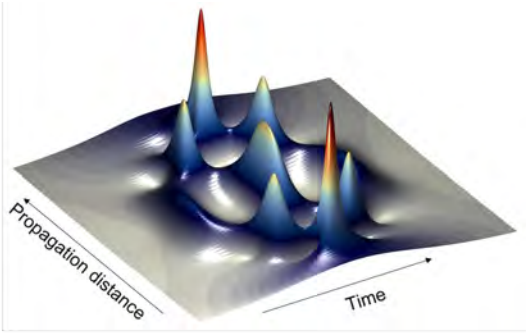


Fig. 1: Canonical dynamics of pulse self-compression. An initial Gaussian-like pulse compresses in time until it reaches a temporal focus of maximum intensity. At that point, the interplay of the fibre nonlinearity with the strong dispersion experienced by the broadband pulse yields a complicated recurrent evolution that ends up with a recovery of the initial condition after a certain distance.

2.- Physics of ultrafast self-compression

Upon propagation in the HC-PCF filled with argon, the pump pulses undergo soliton-effect temporal self-compression [3] (see Fig. 1), enabled by the interplay of nonlinear self-phase modulation with the negative group-velocity dispersion (GVD) of the fibre (see Fig. 2). These temporal solitons are characterized by the so-called soliton order $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$, where $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ is the characteristic dispersion length with T_0 and β_2 being the initial pulse duration and GVD coefficient at the pump central wavelength, and $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ is the nonlinear length with γ and P_0 being the nonlinear fibre parameter and peak power, respectively [7]. For $N > 1$, the initial pulses self-compress by a factor proportional to the soliton order over a certain distance (also dependent on N). However, since the quality of the compression Q decreases with increasing N, we selected a set of parameters yielding $N \sim 3$ as a reasonable compromise between a good compression factor while retaining a high pulse quality.

In this study we used a ~1.1 m-long kagomé-style HC-PCF with ~22 µm-core diameter and ~85 nm core-wall thickness (See Fig. 3 for a scanning electron micrograph of the transverse fibre structure). Such ultrathin walls push the first-order resonance between the fundamental core mode and near-cut-off modes localized in the glass walls into the deep UV (well below 200 nm), thereby ensuring optimum broadband UV operation in the vicinity of 400 nm.

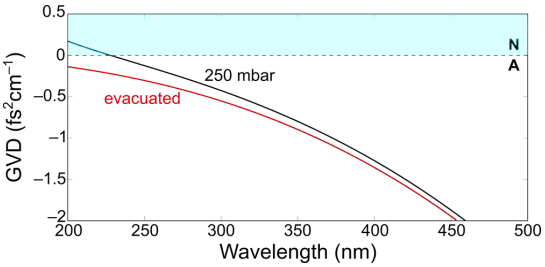


Fig. 2: Group-velocity dispersion diagram of the evacuated (solid red) and argon-filled (solid black) HC-PCF in the ultraviolet. Regions of normal (N) and anomalous (A) dispersion are highlighted by the light blue and white-shaded areas. Note that when the fibre is filled with 250 mbar of argon, a zero-dispersion wavelength at ~226 nm appears.

As illustrated in Fig. 4, the fibre was enclosed between two hermetically sealed gas cells for selective pressurization with gas. In the experiments, we launched energy-tunable ~40 fs bandwidth-limited pulses centered at 400 nm into the HC-PCF with ~70% efficiency. These pulses were obtained from a frequency-doubled Ti:sapphire amplified system operating at 1 kHz repetition rate. We imposed a positive chirp to the pump pulses resulting in a duration of ~60 fs, to decrease their peak power and therefore permit damage-free launching of higher input energies than is possible with unchirped pulses.

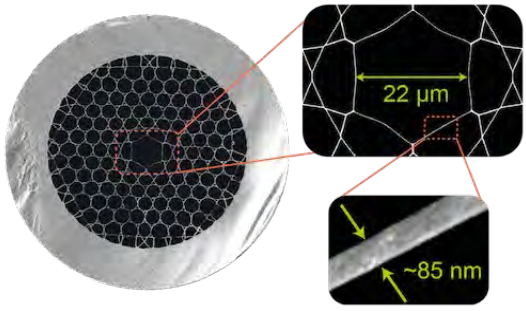


Fig. 3: Scanning electron micrograph of the kagomé-style HC-PCF used in the experiments.

The outcoupled self-compressed near-UV pulses feature an excellent spatial profile (see the inset in Fig. 4) but are severely distorted in the time domain due to propagation through the MgF_2 window of the output gas cell and the air path to the diagnostics. This positive dispersion, which limited the gen-

eration of very short pulses in previous studies [4], was compensated using 8 bounces on a pair of negatively-chirped mirrors (total group-delay dispersion of –400 fs^2), together with a pair of silica glass wedges for fine adjustment of the residual dispersion.

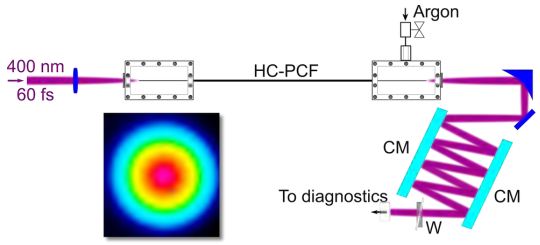


Fig. 4: Experimental setup. The positively-chirped, ~60 fs-long pump pulses are launched into the Ar-filled HC-PCF enclosed between two gas cells equipped with MgF_2 windows. The emerging self-compressed pulses are then diverted to a dispersion-compensating arrangement formed by a set of chirped mirrors (CM) and silica wedges (W) for fine adjustment of the residual dispersion. The energy and spectral content of the nearly-flat-phase pulses are measured using silicon photodiodes and spectrometers, and the temporal profile is characterized using self-diffraction frequency-resolved optical gating, The inset displays the far-field profile of the self-compressed near-UV light.

3.- Results and discussion

The near-UV pulses with quasi-flat spectral phase and energies in the microjoule range were then characterized using a custom-built, self-diffraction frequency-resolved optical gating (SD-FROG) system [8]. In our dispersion-free SD-FROG, a D-shaped mirror spatially splits the pulse into two identical replicas whose relative delay is adjusted by a computer-controlled stage. Upon interaction in a third-order nonlinear medium –in our system a fused-silica plate of sub-wavelength thickness–, both twin pulses generate a thin transient grating capable of diffracting the same pulses and generate multiple orders. The SD-FROG spectrogram is then recorded by spectrally resolving one of those diffracted orders for a series of incremental delays. Importantly, the relatively high energy contained in the self-compressed near-UV pulses, enabled by the initial input chirp, makes it possible to obtain a detectable signal in the first diffracted order – the SD-FROG geometry is known to have a limited sensitivity.

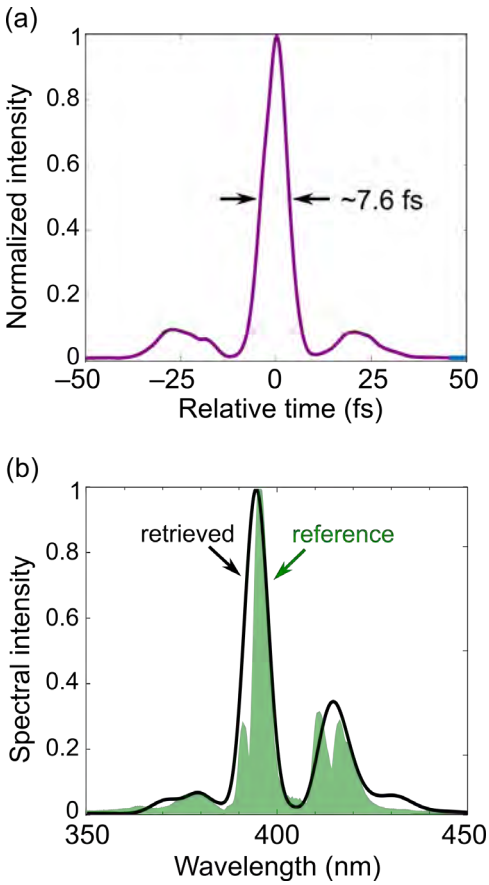


Fig. 5: Experimental results. (a) Retrieved temporal intensity profile of the self-compressed pulses, normalized to its overall maximum. For the calculation of the quality factor Q, we considered the energy enclosed between the points t_i = –12.2 fs and t_f = 10.1 fs. (b) Retrieved spectral intensity profile (solid black line) and measured reference spectrum (shaded green), both normalized to their overall maxima. The good agreement between both retrieval and reference further confirms the reliability and accuracy of the ptychographic pulse retrieval procedure.

The resulting SD-FROG spectrogram was relatively simple (not shown, see [6] for details), with one thin stripe elongated along the frequency axis and surrounded by a few satellite lobes. An interesting feature of SD-FROG traces is that they allow direct observation of any linear chirp in the pulse, which manifests itself through a tilt of the trace. In our case, a slight negative slope of the trace indicated that some residual, negative GVD from the chirped mirrors was not totally

compensated by the wedges. The experimental trace was then retrieved using an algorithm based on the extended ptychographic iterative engine [9]. This reconstruction yielded a clean pulse of ~7.6 fs duration and with high quality as quantified by a *Q* parameter reaching 71% (see Fig. 5). Interestingly, the main compressed feature is surrounded by weak pre- and post-pulses, a clear signature of soliton-effect ultrafast self-compression [7]. Once again, it is worth noting that these pulses were directly measured at the location of the SD-FROG setup, meaning that they can be readily used "as is" for applications.

Finally, we also conducted extensive numerical modelling to gain further insight into the near-UV nonlinear self-compression process taking place inside the HC-PCF. The results of the simulations carried out using the generalized nonlinear Schrödinger equation (not shown) agreed remarkably well with the experimental observations (see Ref. [6] for details).

4.- Conclusions

We have demonstrated the generation of ~7.6 fs near-UV pulses with very high spatio-temporal quality and μJ-level energy in argon-filled HC-PCF. In contrast to previous studies, these high-*Q* pulses were directly measured at the point of use, i.e. without need for numerical back-propagation to infer the actual pulse duration at the fibre output end. Although we have shown proof of the viability of this concept in the near-UV at 400 nm, the extension to shorter wavelengths in the deep UV, where other approaches present severe limitations, is realistic. These results may readily find applications in fields such as ultrafast spectroscopy and femtochemistry.

Acknowledgements: This work was funded by the Max-Planck Society and supported by the grants PID2021-123131NA-I00 and TED2021-129959B-C21, funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033, by "ERDF a way of making Europe" and by the "European Union NextGenerationEU/PRTR", and the Gobierno Vasco/Eusko Jaularitza (IT1452-22) and ELKARTEK (KK-2021/00082) and KK-2021/00092).

References

[1] R. BORREGO-VARILLAS *et al.*, *"Two dimensional UV spectroscopy: a new insight into the structure and dynamics of biomolecules"*, Chem. Sci., **10**, 9907-9921, 2019.

[2] A. H. ZEWAIL, *"Femtochemistry: Atomic-scale Dynamics of the Chemical Bond"*, J. Phys. Chem. A, **104**, 5660-5694, 2000.

[3] P. St.J RUSSELL, P. HÖLZER, W. CHANG, A. ABDOLVAND, J. C. TRAVERS, *"Hollow-core photonic crystal fibres for gas-based nonlinear optics"*, Nat. Photonics, **8**, 278-286, 2014.

[4] P. HOSSEINI, A. ERMOLOV, F. TANI, D. NOVOA, P. St.J. RUSSELL, "UV soliton dynamics and Raman-enhanced supercontinuum generation in photonic crystal fiber", ACS Photonics, **5**, 2426-2430, 2018.

[5] J. LUAN, P. St.J. RUSSELL, D. NOVOA, *"Efficient self-compression of ultrashort near-UV pulses in air-filled hollow-core photonic crystal fibers"*, Opt. Express, **29**, 13787-13793, 2021.

[6] J. LUAN, P. St.J. RUSSELL, D. NOVOA, *"High-quality 8-fold self-compression of ultrashort near-UV pulses in an Ar-filled ultrathin-walled photonic crystal fibers"*, Photonics Research, **10**, 2405-2409, 2022.

[7] G. P. AGRAWAL, *"Nonlinear fiber optics, 5th Ed."*, (Academic, 2013).

[8] R. TREBINO, *"Frequency-Resolved Optical-Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses"*, (Springer, 2012).

[9] P. SIDORENKO, O. LAHAV, Z. AVNAT, O. COHEN, *"Ptychographic reconstruction algorithm for frequency-resolved optical gating: superresolution and supreme robustness"*, Optica, **3**, 1320-1330, 2016

Discriminación de Tejidos Sanos sin Etiquetar mediante Microscopía Óptica de Contraste de Fase Cuantitativa

Discrimination of Label-Free Healthy Tissues through Quantitative Phase-Contrast Optical Microscopy

José Luis GANOZA QUINTANA [(1)], José Luis ARCE DIEGO [(1)], Félix FANJUL VÉLEZ [(1)]

1. Grupo de Ingeniería Biomédica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria, Av. de los Castros 46, 39005 Santander (Cantabria), España

Persona de contacto: José Luis Arce Diego (arcedj@unican.es), Félix Fanjul Vélez (fanjulf@unican.es)

RESUMEN:

El procedimiento estándar para el diagnóstico de enfermedades es la biopsia convencional. La digitalización de muestras en fresco contribuye a reducir el tiempo de diagnóstico e irregularidades de imagen, al prescindir de fijado y teñido. La velocidad del diagnóstico aumenta, con el consiguiente efecto positivo sobre los pacientes. En este trabajo se propone un procedimiento basado en parámetros avanzados de microscopía óptica de contraste de fase cuantitativa para el diagnóstico de muestras frescas. El objetivo fundamental consiste en la distinción de diferentes tipos de tejidos humanos sanos, en concreto cerebro, ganglio, testículo y tiroides. Con objeto de proporcionar una clasificación automática, se emplea un clasificador de árbol de decisiones e inteligencia artificial. Varios tejidos presentan un error de clasificación por debajo del 10%. Los resultados obtenidos permiten afirmar que el procedimiento descrito podría potencialmente proporcionar un etiquetado automático de muestras histológicas frescas, mediante el empleo de parámetros avanzados de microscopía óptica de contraste de fase cuantitativa

Palabras clave: Óptica Biomédica, Microscopía Óptica, Inteligencia Artificial

ABSTRACT:

The standard procedure for disease diagnosis is conventional biopsy. Digitizing fresh samples contributes to reducing diagnostic time and image irregularities, by avoiding fixation and staining. The speed of diagnosis increases, with the consequent positive effect on patients. In this work, a procedure based on advanced parameters of quantitative phase contrast optical microscopy for the diagnosis of fresh samples is proposed. The fundamental objective consists on the distinction of different types of healthy human tissues, specifically brain, lymph node, testicle and thyroid. In order to provide automatic classification, a decision tree classifier and artificial intelligence are used. Several tissues have a classification error below 10%. The results obtained allow us to state that the described procedure could potentially provide automatic labeling of fresh histological samples, through the use of advanced quantitative phase contrast optical microscopy parameters

Key words: Biomedical Optics, Optical Microscopy, Artificial Intelligence

1.- Introducción

La histología es el estándar diagnóstico actual. La biopsia convencional implica la extracción física de la muestra de tejido, la fijación, la inclusión, la tinción y, finalmente, la observación mediante un microscopio

óptico [1]. Este proceso requiere mucho tiempo, implica complejidad en la manipulación y sigue dependiendo del patólogo. Los dispositivos que se emplean en la manipulación de la muestra y el sesgo del patólogo reducen la precisión del diagnóstico. Es posible mejorar el resultado del procedimiento de diagnóstico histopatológico mediante la digitalización. Este hecho permite el procesamiento semiautomático o automático de las imágenes de microscopía de intensidad convencional. Las técnicas habituales de procesamiento de imágenes empleadas incluyen eliminación de ruido, reconocimiento de patrones, identificación de bordes o realce de color, entre otras. En el presente trabajo, se investiga el etiquetado automático de muestras de tejido biológico sano mediante parámetros ópticos de microscopía de contraste de fase y el clasificador de árbol de decisiones.

2.- Parámetros de contraste de fase

La microscopía óptica de contraste de fase permite obtener imágenes no invasivas y sin etiquetas de células vivas. Los modelos de distribución del índice de refracción comenzaron con los medios continuos atmosféricos y oceánicos. Posteriormente se pasó al modelado de medios continuos en tejidos biológicos. La distribución del índice de refracción en un medio turbulento describe estadísticamente el haz que se propaga. Habitualmente las muestras biológicas son turbias, por lo que no se espera variación temporal. En consecuencia, el análisis de los parámetros de contraste de fase debe basarse en la teoría de los procesos aleatorios [2].

En cuanto a la distribución espacial del índice de refracción, las características estadísticas más relevantes son los dos primeros momentos. El valor medio se define como

$$n_0(\vec{\boldsymbol{r}}) = \langle n(\vec{\boldsymbol{r}})\rangle_M \qquad (1)$$

Y la función de covarianza resulta,

$$B_n(\vec{r_1},\vec{r_2}) = \langle [n(\vec{r_1}) - n_0(\vec{r_1})][n(\vec{r_2}) - n_0(\vec{r_2})]\rangle_M \qquad (2)$$

En las condiciones de esparcimiento débil, la relación de dispersión asociada se puede expresar como,

$$\langle k^2\rangle = n_0^2\beta_0^2\left(1+\frac{\sigma_n^2}{n_0^2}\right) \qquad (3)$$

Donde $\langle k^2\rangle$ es el momento de segundo orden del vector de onda, $\langle k^2\rangle = \langle k_x^2\rangle + \langle k_y^2\rangle + \langle k_z^2\rangle$, con paréntesis angulares que indican el promedio del conjunto, n_0 es el promedio del índice de refracción, β_0 es el número de onda en el vacío, $\beta_0 = \omega/c$, y σ_n^2 es la variación espacial del índice de refracción. La variación del índice de refracción se puede calcular a partir de la imagen de contraste de fase como [3],

$$\sigma_n^2 = \frac{1}{\beta_0^2}\langle|\nabla\phi|^2\rangle \qquad (4)$$

Según la ecuación (4), la variación del índice de refracción se puede extraer de la intensidad media del gradiente de las imágenes de contraste de fase.

También se puede estimar el coeficiente de esparcimiento (μ_s), utilizando el teorema de fase de esparcimiento [4],

$$\mu_s = \frac{\langle\Delta\emptyset^2(r)\rangle_r}{L} \qquad (5)$$

En la que $\langle\Delta\emptyset^2(r)\rangle$ es la variación espacial de la fase y L el grosor de la muestra de tejido.

Debido al carácter esparcidor de los tejidos biológicos, se puede estimar el factor de anisotropía de esparcimiento mediante el teorema de fase de esparcimiento,

$$g = 1 - \frac{1}{2k_0^2}\frac{\langle|\nabla[\emptyset(r)]|^2\rangle_r}{\langle\Delta\emptyset^2(r)\rangle_r^2} \qquad (6)$$

En la que k_0 el vector de onda incidente y $\nabla[\emptyset(r)]$ el gradiente de fase.

La turbulencia proviene de irregularidades en el índice de refracción, debido a fluctuaciones en varias propiedades físicas de la materia, como la temperatura, la presión y la concentración no homogénea, siendo de aplicación habitual en modelos atmosféricos o marinos. La mezcla de diferentes partes de la muestra por factores externos o internos, como el crecimiento celular o la transferencia de fluidos en tejidos biológicos, provocan transferencia de energía. El mayor tamaño posible de un remolino se define como la escala exterior L_0 de turbulencia. Los remolinos más grandes se descomponen en otros más pequeños hasta que su tamaño alcanza el

límite inferior y la energía se disipa. Para el estudio estas características en muestras histológicas se ajusta el espectro de inhomogeneidades del índice según la ecuación,

$$\Phi(\kappa) = \frac{4\pi\sigma_n^2 L_0^2 (m-1)}{(1+\kappa^2 L_0^2)^m} \qquad (7)$$

Esta ecuación tiene la forma del espectro de Von Karman, con excepción del exponente m, que puede asumir valores distintos a 4/3. Para estas aplicaciones m suele ser aproximadamente igual a la mitad de la pendiente medida en el rango de escala de ley de potencia [5]. Su magnitud está relacionada con la dimensión fractal de una superficie bidimensional, $d_f = 4 - m$.

La distribución espacial de los principales componentes de los tejidos biológicos generales presenta autosimilitud, lo que permite el uso potencial del análisis fractal. El objetivo es tratar de identificar regularidades estadísticas espaciales que puedan ser descritas por leyes de potencia. La dimensión fractal de una imagen se puede estimar mediante varias técnicas: conteo de cajas; correlación; sandbox; o incluso el espectro de Fourier. El método de conteo de cajas consiste en una cuadrícula con cajas de tamaño ε superpuestas a una imagen. El número de casillas que contienen cualquier parte de la figura se registra como N(ε). El procedimiento se repite para diferentes tamaños de ε, y la dimensión fractal d_f se calcula como,

$$d_f = -\frac{\log[N(\varepsilon)]}{\log(\varepsilon)} \qquad (8)$$

La dimensión fractal d_f generalmente se calcula a partir del valor negativo de la pendiente de la regresión lineal de $\log[N(\varepsilon)]$ en $\log(\varepsilon)$,

$$\log[N(\varepsilon)] = -d_f \log(\varepsilon) \qquad (9)$$

3.- Materiales y métodos

Las imágenes de microscopía óptica de contraste de fase se obtuvieron a partir de muestras histológicas frescas utilizando una configuración avanzada que incluía movimiento motorizado de la muestra. Las muestras se colocaron en el escenario motorizado, y el contraste de fase se produjo mediante una combinación de un anillo de fase y objetivos específicos [6]. El objetivo utilizado fue el 20x SPlan Fluor ELWD 0.45 NA ph1 ADM. El escenario motorizado permitió obtener automáticamente imágenes grandes compuestas por varios campos de microscopio. Las imágenes se grabaron con una cámara CCD en escala de grises de 12 bits (Orca-R2, Hamamatsu). Las muestras biológicas se obtuvieron de un biobanco específico perteneciente al Hospital Universitario Marqués de Valdecilla (Santander, España). El biobanco se centra en la recopilación y mantenimiento de diferentes muestras biológicas de pacientes que se sometieron a procedimientos de diagnóstico o donaron muestras. El objetivo de las muestras almacenadas en el biobanco es utilizar las muestras recopiladas en actividades de investigación. Se solicitó el consentimiento informado de los pacientes antes de incluir cada muestra en el biobanco, siguiendo las pautas éticas del biobanco. Las muestras histológicas frescas de menos de 6 μm se cortaron con un criomicrotomo a partir de tejidos biológicos congelados. No se aplicaron procedimientos histológicos convencionales, como fijación, inclusión o tinción. Las muestras se colocaron en portaobjetos tratados para maximizar la adherencia y se mantuvieron congeladas. Las muestras se mantuvieron a 4 ºC tres horas antes de comenzar las mediciones [7]. Se extrajeron tejidos biológicos sanos de cerebro, ganglio, testículo y tiroides. La Figura 1 muestra un ejemplo de imagen de contraste de fase de ganglio sano a 20x.

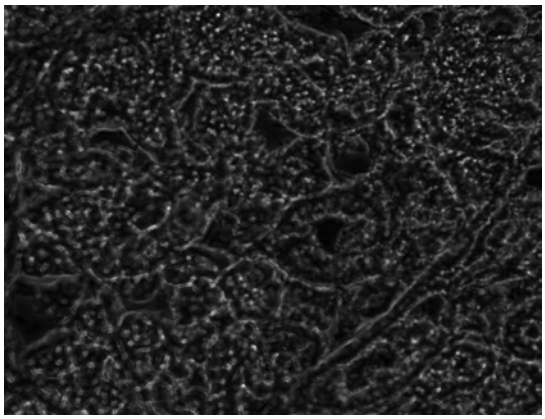


Fig. 1: Ejemplo de imagen de contraste de fase de ganglio sano a 20x.

4.- Resultados

La Tabla 1 muestra el error de correlación cruzada de la clasificación de muestras de tejido sano mediante comparativa de tipos parejos a un aumento de 20x utilizando el clasificador de árbol de decisión

	Cerebro	Ganglio	Testículo	Tiroides
Cerebro	0.0000	**0.0741**	**0.0000**	0.1667
Ganglio	0.0741	0.0000	0.0278	0.1111
Testículo	**0.0000**	**0.0278**	0.0000	0.1111
Tiroides	0.1481	0.1667	0.1667	0.0000

Tabla. 1: Error de correlación cruzada de muestras de tejido sano a 20x.

Basado en los resultados anteriores, se identifican los casos en los que los errores de correlación cruzada son muy pequeños [8], resaltándolos en negrita. Se observa que estos valores están por debajo del 10% de error. Además, el resto de valores se sitúan en un máximo de aproximadamente el 17% para algunas combinaciones específicas de tejidos biológicos.

Se observa que estos resultados son prometedores para futuras implementaciones sobre el etiquetado automático de tejidos sanos

5.- Conclusiones

En este trabajo, se han obtenido imágenes de varias muestras histológicas de tejido sano utilizando microscopía de contraste de fase. Se han calculado parámetros avanzados de la microscopía óptica de contraste de fase en cada una de las imágenes, y se ha implementado y aplicado un sistema de inteligencia artificial basado en árbol de decisiones. La discriminación de tejido sano se ha evaluado mediante esta técnica. Los resultados muestran que para algunos tejidos biológicos blandos específicos, principalmente cerebro, ganglio, pulmón y testículo, es posible lograr una discriminación automática con un bajo error de correlación cruzada. Estos resultados podrían ser de interés potencial en servicios de histopatología y óptica biomédica para la clasificación automática de muestras.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto del Plan Nacional de I+D+i "Cribado diagnóstico de microorganismos mediante microscopia avanzada e inteligencia artificial en patologías humana" (PID2021-127691OB-I00), del Ministerio de Ciencia e Innovación, cofinanciado con fondos FEDER.

Referencias

[1] G.J. TORTORA, B.H. DERRICKSON, "Principles of Anatomy & Physiology". 13th Edition. Wiley. Hoboken, NJ, USA (2017).

[2] X. CHEN, O. KOROTKOVA, "Optical beam propagation in soft anisotropic biological tissues". OSA Continuum Vol. 1, Issue 3, pp. 1055-1067 (2018)

[3] M. SHAN, M.E. KANDEL, G. POPESCU, "Refractive index variance of cells and tissues measured by quantitative phase imaging". Optics Express 25, 1573-1581 (2017).

[4] Z. WANG, H. DING, G. POPESCU, "Scattering-Phase Theorem". Opt. Lett. 2011, 36, 1215–1217, doi:10.1364/OL.36.001215.

[5] J.M. SCHMITT, G. KUMAR, "Turbulent nature of refractive-index variations in biological tissue", OSA Publishing, Optics Letters, Vol. 21, Issue 16, pp. 1310-1312 (1996).

[6] J.L. GANOZA-QUINTANA, F. FANJUL-VÉLEZ, J.L. ARCE-DIEGO, "Digital Histology by Phase Imaging Specific Biomarkers for Human Tumoral Tissues Discrimination". Appl. Sci. 11, 6142 (2021).

[7] J.L. GANOZA-QUINTANA, J.L. ARCE-DIEGO, F. FANJUL-VÉLEZ, "Digital Histopathological Discrimination of Label-Free Tumoral Tissues by Artificial Intelligence Phase-Imaging Microscopy". Sensors 22, 9295 (2022).

[8] A. SUBASI, "Practical Guide for Biomedical Signals Analysis Using Machine Learning Techniques". 1st Edition. Elsevier Science, UK (2019).

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

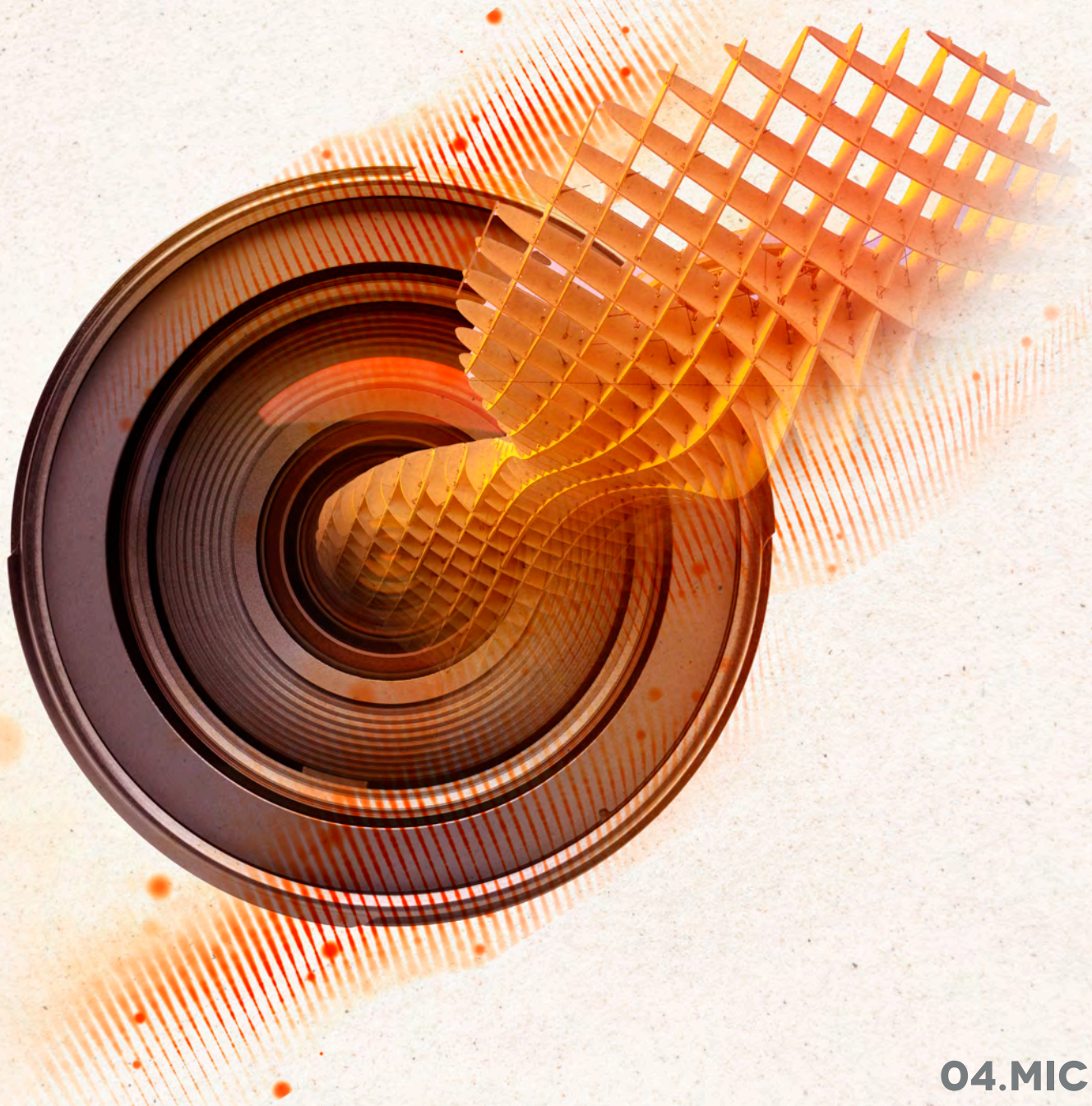
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



04.MIC |

MICRO-ÓPTICA Y ÓPTICA INTEGRADA: TECNOLOGÍA Y DISPOSITIVOS PARA CIRCUITOS FOTÓNICOS INTEGRADOS

Acoplador integrado controlado por bombeo escrito mediante láser de femtosegundos

Fs-laser written pump-power controlled integrated coupler

David BENEDICTO [(1)], Juan C MARTÍN [(1)], M Victoria COLLADOS [(1)], Antonio DÍAS [(2)], Javier SOLÍS [(2)], Juan A VALLÉS [(1)].

1. Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza, c/ Pedro Cerbuna 12, 50009, Zaragoza (España).
2. Grupo de Procesado Láser, Instituto de Óptica, CSIC, c/ Serrano 121, 28006, Madrid (España).

Persona de contacto: Juan Vallés (juanval@unizar.es).

RESUMEN:

Se presenta un acoplador integrado de dos núcleos idénticos dependiente de la potencia de bombeo que opera en una longitud de onda de 1534 nm. Mediante escritura laser de femtosegundos se han inscrito dos guías acopladas en un vidrio de fosfato codopado con Er^{3+}/Yb^{3+}. La relación de potencia a la salida del acoplador se ve modificada al introducir potencia de bombeo debido a los cambios inducidos en el índice de refracción del material. Los resultados experimentales muestran la posibilidad de ajustar de manera continua la relación entre las potencias de salida de cada núcleo entre 100/0 y 50/50 incrementando la potencia de bombeo de 0 hasta 360 mW. Este acoplador resulta de especial interés para su implementación en circuitos ópticos integrados.

Palabras clave: Acoplador no lineal controlado por bombeo, óptica integrada, escritura láser ultrarrápida, amplificador óptico codopado con Er^{3+}/Yb^{3+}, efectos no lineales.

ABSTRACT:

A power-dependent, two-identical-core integrated coupler operating at a wavelength of 1534 nm is presented. A femtosecond laser was used to inscribe two coupled waveguides in an Er^{3+}/Yb^{3+} co-doped phosphate glass. The coupling ratio is modified by introducing pumping power due to induced changes in the refractive index of the material. Experimental results show the possibility of continuously adjusting the relationship between the output powers of each core between 100/0 and 50/50 by increasing pumping power from 0 up to 360 mW. This coupler is of special interest for implementation in integrated optical circuits.

Key words: Pump-controlled nonlinear coupler, integrated optics, ultrafast laser writing, integrated optics, Er^{3+}/Yb^{3+} co-doped optical amplifier, nonlinear effects.

1.- Introducción

Los acopladores ópticos son componentes esenciales para combinar y dividir señales ópticas en circuitos integrados. Estos dispositivos constan de dos guías de onda que se encuentran acopladas entre sí, posibilitando la transferencia de potencia óptica entre ambas. El periodo espacial de dicha transferencia de potencia se puede ver modificado por la existencia de efectos no lineales [1], lo cual se puede utilizar para diseñar acopladores cuya relación entre las potencias de salida de cada núcleo se controle mediante la potencia de bombeo de manera continua [2].

Los acopladores son un componente fundamental de los circuitos ópticos integrados, que

abarcan una gran variedad de tecnologías como sistemas láser, telecomunicaciones, optoelectrónica, tecnologías cuánticas o microfluídica [3]–[6]. La fabricación de guías de onda integradas en diversas configuraciones es posible mediante diferentes técnicas [7]. De entre estas tecnologías, destaca la escritura láser de femtosegundos por permitir la fabricación directa de guías integradas en diferentes planos del sustrato, demostrando ser una herramienta versátil en la fabricación de dispositivos fotónicos integrados [8].

La modificación del índice de refracción en fibras codopadas con Er^{3+}/Yb^{3+} debido a efectos no lineales inducidos por la potencia de bombeo ha sido objeto de una amplia investigación [9]. Además, se han fabricado un gran número de acopladores ópticos pasivos [10] y de dispositivos activos [11] mediante escritura láser de femtosegundos. No obstante, y según nuestro conocimiento, este es el primer artículo en el que se muestra la fabricación, diseño y caracterización de un acoplador variable integrado controlado mediante la potencia de bombeo y fabricado en un vidrio codopado con Er^{3+}/Yb^{3+} mediante escritura láser de femtosegundos.

2.- Fabricación

Mediante escritura láser de femtosegundos, se han inscrito dos núcleos paralelos en un vidrio fosfatado. En la Tabla 1 se puede consultar la composición de dicho vidrio, siendo los óxidos de lantano y potasio los responsables de la modificación del índice de refracción del vidrio y los óxidos de erbio e iterbio los responsables de su comportamiento activo.

Compuesto	% en masa
P_2O_5	58.72
La_2O_3	18.4
Al_2O_3	5.82
Yb_2O_3	5.42
K_2O	4.89
SiO_2	4.24
Er_2O_3	2.53

Tabla 1: Composición del vidrio, en porcentaje en masa, en el que se encuentra inscrito el acoplador.

La alta concentración en óxido de lantano provoca un cambio significativo en el índice de refracción debido a la migración de los iones La^{3+} a la par que a la difusión de los iones K^+ [12]. Al irradiar el vidrio con un láser de femtosegundos se incrementa la concentración local de lantano en el volumen focal así como de otros lantánidos presentes en la composición como el Er^{3+} y el Yb^{3+} [13]. Ajustando parámetros como la velocidad de escritura o la energía del pulso, es posible controlar cambios en el material como la variación del índice de refracción o el diámetro de la zona modificada [14].

En [15] se puede encontrar una caracterización completa de guías de dos núcleos inscritas en este vidrio así como más detalles sobre el proceso de escritura. Como parámetros importantes, la longitud del acoplador es de 9.35 mm, el diámetro de los núcleos es de 5.3 µm y el índice de refracción entre estos y el sustrato es 6.3×10^{-3}. Las pérdidas de propagación de una guía individual comportándose como monomodo en tercera ventana cuando se encuentra aislada son 29 y 175 m^{-1} para las potencias de señal (1534 nm) y de bombeo (980 nm), respectivamente. La concentración de erbio e iterbio en la región de guiado tras el proceso de fabricación se incrementa hasta 3.00×10^{26} iones/m^3 y 6.25×10^{26} iones/m^3. El acoplador propuesto está formado por dos núcleos separados 15 µm entre sus centros.

3.- Caracterización

El montaje experimental empleado para caracterizar el acoplador no lineal se muestra en la Fig. 1. Las potencias de señal y de bombeo se multiplexan en una fibra monomodo cuyo extremo final se puede desplazar para seleccionar la posición de excitación del acoplador. A su salida se coloca un objetivo de microscopio que forma en la cámara de infrarrojos (IR) la distribución de intensidad a la salida del acoplador. Entre el objetivo de microscopio y la cámara se sitúa un filtro pasa alta para bloquear la potencia de bombeo.

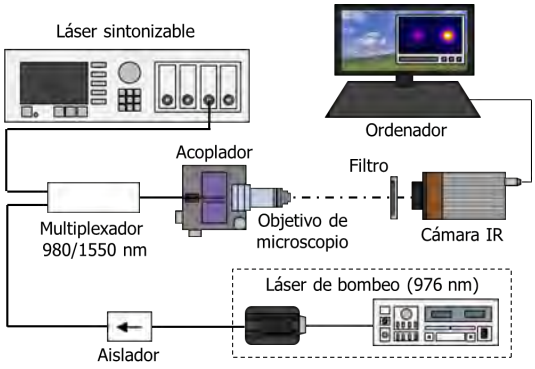


Fig. 1: Montaje experimental

4.- Resultados

En la Fig. 2 se muestran dos distribuciones transversales de intensidad de la señal a la salida del acoplador para dos potencias de bombeo distintas. En ambas, se excita el núcleo izquierdo con luz de λ=1534 nm y potencia de 0.1 mW. Estos resultados experimentales muestran un claro impacto de la potencia de bombeo sobre la relación de potencia de señal entre los dos núcleos a la salida de la guía, tal y como se espera de un acoplador no lineal controlado por bombeo.

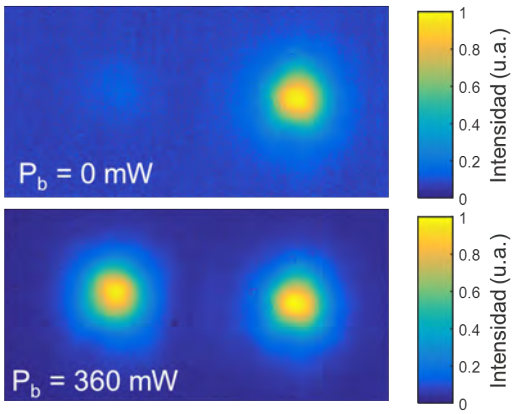


Fig. 2: Distribuciones transversales normalizadas de intensidad de la señal a la salida de la guía medidas experimentalmente. La fibra excita el núcleo izquierdo con una potencia de 0.1 mW para λ=1534 nm.

Con el objetivo de realizar un análisis cuantitativo se introduce la ratio de salida, que representa la relación de potencia en la mitad de la imagen correspondiente al núcleo inicialmente excitado (izquierda) frente a la potencia total. Los valores de dicha ratio se muestran en la Fig. 3. La ratio de salida varía entre 0.06 y 0.5 de manera continua para potencias de bombeo de 0 a 360 mW.

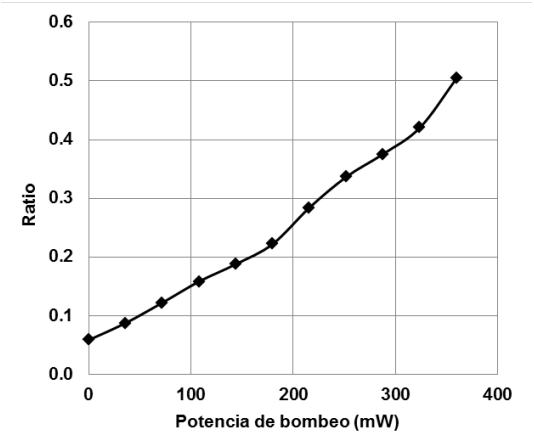


Fig. 3: Ratio de salida obtenido experimentalmente frente a la potencia de bombeo cuando se excita inicialmente el núcleo izquierdo con una potencia de señal (λ=1534 nm) de 0.1 mW.

5.- Conclusión

Como se puede concluir según los resultados, se ha demostrado la fabricación de un acoplador controlado por bombeo que permite variar la relación de potencias de cada de manera controlada desde 100/0 hasta 50/50, permitiendo que la potencia óptica se confine únicamente en uno de los núcleos o que se distribuya entre ambos de manera equitativa.

El acoplador fabricado permite su inclusión en circuitos ópticos integrados de gran interés para aplicaciones de comunicaciones y procesado óptico. Además, el buen comportamiento del acoplador permite confirmar el correcto funcionamiento del método de escritura de guías integradas mediante escritura láser ultrarrápida.

Según nuestro conocimiento, este trabajo presenta el primer caso de un acoplador variable controlado por bombeo fabricado en un vidrio codopado con Er^{3+}/Yb^{3+} mediante escritura láser de femtosegundos.

Referencias

[1] Carsten THIRSTRUP, Yuan SHI, Bera PALSDOTTIR, "*Pump-induced refractive index modulation and dispersions in Er^{3+}-doped fibers*", Journal of lightwave technology, 14, 5, 732-738, 1996.

[2] Chunfei LI, Guangming XU, Liansheng MA, Na DOU, Hong GU, "*An erbium-doped fibre nonlinear coupler with coupling ratios*

controlled by pump power", Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 7, 10, 540, 2015.

[3] Jianwei WANG, Fabio SCIARRINO, Anthony LAING, Mark G. THOMPSON, "*Integrated photonic quantum technologies*", Nature Photonics, 14, 5, 273-284, 2020.

[4] Pavel CHEBEN, Robert HALIR, Jens H. SCHMID, Harry A. ATWATER, David R. SMITH, "*Subwavelength integrated photonics*," Nature, 560, 7720, 565–572, 2018.

[5] M. Carmen ESTEVEZ, Mar ALVAREZ, and Laura M. LECHUGA, "*Integrated optical devices for lab-on-a-chip biosensing applications*," Laser Photonics Review, 6, 4, 463–487, 2012.

[6] Yong HE, Yan WU, Jian-zhong FU, Qing GAO, Jing-jiang QIU, "*Developments of 3D printing microfluidics and applications in chemistry and biology: a review*", Electroanalysis, 28, 8, 1658–1678, 2016.

[7] Giancarlo C. RIGHINI, Andrea CHIAPPINI, "*Glass optical waveguides: a review of fabrication techniques*", Optical Engineering, 53, 7, 071819, 2014.

[8] Mangirdas MALINAUSKAS, Albertas ŽUKAUSKAS, Satoshi HASEGAWA, Yoshio HAYASAKI, Vygantas MIZEIKIS, Ričardas BUIVIDAS, Saulius JUODKAZIS, "*Ultrafast laser processing of materials: from science to industry*". Light Sci. Appl., vol. 5, no. 8, pp. e16133–e16133, 2016.

[9] Hernando GARCIA, Anthony M. JOHNSON, Ferdinand A. OGUAMA, and Sudhir TRIVEDI, "*Pump-induced nonlinear refractive-index change in erbium-and ytterbium-doped fibers: theory and experiment*", *Optics Letters.*, 30, 11, 1261–1263, 2005.

[10] Koji SUGIOKA, "*Progress in ultrafast laser processing and future prospects*", Nanophotonics, 6, 2, 393–413, 2017.

[11] Martin AMS, Graham D. MARSHALL, Peter DEKKER, James A. PIPER, Michael J. WITHFORD, "*Ultrafast laser written active devices*" Laser & Photonics Reviews, 3, 6, 535–544, 2009.

[12] Toney TEDDY-FERNANDEZ, Patricia HARO-GONZÁLEZ, Belén SOTILLO, Margarita HERNANDEZ, Daniel JAQUE, Paloma FERNANDEZ, Concepción DOMINGO, Jan SIEGEL, Javier SOLIS, "*Ion migration assisted inscription of high refractive index contrast waveguides by femtosecond laser pulses in phosphate glass*", Optics Letters, 38, 24, 5248–5251, 2013.

[13] Jesus DEL HOYO, Pedro MORENO-ZÁRATE, Gemán ESCALANTE, Juan A. VALLÉS, Paloma FERNÁNDEZ, Javier SOLÍS, "*High-efficiency waveguide optical amplifiers and lasers via FS-laser induced local modification of the glass composition*", Journal of Lightwave Technolgy, 35, 14, 2955–2959, 2017.

[14] Jesús DEL HOYO, Rebeca MARTINEZ-VAZQUEZ, Belén SOTILLO, Toney TEDDY-FERNANDEZ, Jan SIEGEL, Paloma FERNÁNDEZ, Roberto OSELLAME, Javier SOLIS, "*Control of waveguide properties by tuning femtosecond laser induced compositional changes*", Applied Physics Letters, 105, 13, 131101, 2014.

[15] David Benedicto, Antonio Días, Juan C. Martín, Juan A. Vallés, and Javier Solís, "*Characterization of multicore integrated active waveguides written in an Er^{3+}/Yb^{3+} codoped phosphate glass*", Journal of Lightwave Technolgy, 39, 15, 5061–5068, 2021.

Análisis y caracterización de Bragg Gratings integradas en tecnología Silicon-on-Insulator

Analysis and characterization of Integrated Bragg Gratings based on Silicon-on-Insulator technology

José A. PRAENA [1,2], Alejandro CARBALLAR [1]

1. Departamento de Ingeniería Electrónica, E.T.S. de Ingeniería, Universidad de Sevilla; C/Camino de los Descubrimientos, s/n, 41092, Sevilla. (carballar@us.es)
2. Ingeniería de Sistemas y Automática, Escuela Politécnica Superior, Universidad Pablo de Olavide, Ctra. Utrera km 1, 41013, Sevilla. (japrarod@upo.es)

Persona de contacto: José A. PRAENA (japrarod@upo.es)

RESUMEN:

En este trabajo se presenta un modelo de análisis y caracterización de redes de difracción de Bragg integradas (IBG - Integrated Bragg gratings), desarrolladas en tecnología SOI (Silicon-on-Insulator), basado en el método del índice de refracción efectivo y matrices de transferencia en medios multicapa. A partir del modelado y simulación, se caracterizan IBG con distintas geometrías en función de tres parámetros: forma de la perturbación (cuadrada o senoidal), anchura de la perturbación y longitud de la IBG. Los resultados de simulación se comparan con medidas experimentales de caracterización tomadas sobre un conjunto de IBG fabricadas en SOI. Los resultados avalan la bondad del modelo, así como permiten establecer los límites de validez del mismo.

Palabras clave: Bragg Gratings integradas, modelado y simulación, análisis, caracterización.

ABSTRACT:

A model for analysis and characterization of integrated Bragg gratings (IBG - Integrated Bragg gratings), developed in SOI (Silicon-on-Insulator) technology based on the effective refractive index method and transfer matrix in multilayer media, is presented. IBG are characterized with different geometries, based on three parameters: the corrugation width, the length of the waveguide and the corrugation shape (rectangular or sinusoidal). Simulation results are compared with experimental characterization measurements taken on a set of IBGs manufactured on SOI. The results show the goodness of the model, as well as allow establishing the limits of its validity.

Keywords: Integrated Bragg Gratings, modeling and simulation, analysis, characterization.

1. Introducción

Las redes de difracción de Bragg integradas (IBG – Integrated Bragg Gratings) son estructuras periódicas definidas sobre la geometría de una guíaonda integrada, y que actúa como un filtro paso banda muy selectivo en reflexión. En la actualidad, se han constituido en componentes esenciales de los modernos circuitos fotónicos integrados (PIC - Photonics Integrated Circuits), y están permitiendo grandes avances en los sistemas de comunicaciones ópticas y en sectores como el sensorizado, la espectroscopia, la computación cuántica o la medicina.

De especial interés resultan las denominadas IBG en tecnología "Silicon-on-Insulator" (SOI), en las que el silicio es el dieléctrico elegido para la guíaonda [1,2]. Su atractivo se fundamenta en dos razones. La primera es que la variación en su geometría permite modular con alta precisión el índice de refracción efectivo, n_{eff}, a través de la amplitud y fase de dicha modulación, consiguiendo de esta forma una gran flexibilidad espectral, por lo que en teoría casi cualquier respuesta espectral en reflexión puede ser obtenida aplicando la modulación adecuada sobre su geometría [3]. La segunda ventaja de las IBG en SOI es su alta capacidad de integración con los circuitos integrados electrónicos al ser compatibles con la fabricación en la tecnología CMOS. Este hecho permite implementar circuitos electrónicos y fotónicos en el mismo sustrato.

A diferencia de las IBG, las redes de difracción de Brag en fibra (FBG - Fiber Bragg Grating) constituyen una tecnología ya madura que ha posibilitado importantes avances en redes ópticas. Disponen de excelentes características relacionadas con las propias de las fibras, como pueden ser su inmunidad electromagnética, su práctica estabilidad con la temperatura o su facilidad de producción y uso, aunque adolecen de algunas otras como el tamaño y capacidad de integración. Las FBG han sido caracterizadas con gran exactitud, y los métodos de análisis y síntesis de éstas están bien establecidos [4,5]. Éstos se basan principalmente en la conocida *Teoría de los Modos Acoplados* (CMT), la cual se abstrae de la estructura física de la fibra y de su perfil de variación del índice de refracción efectivo, definiendo una constante de acoplo κ que representa la fuerza del acoplo entre el modo en transmisión y el modo en reflexión. Para ello modela una FBG como una guía de referencia sin perturbar a la que se le suma una pequeña perturbación periódica [6]. Esta teoría ofrece resultados muy precisos, y es por ello que se ha trasladado al estudio de las IBG.

Sin embargo, las IBG poseen características especiales que demandan un método alternativo de análisis y síntesis debido el *gran contraste* que existe entre el índice de refracción del núcleo de la guíaonda que conduce la luz (realizada en silicio) y el índice de refracción de la cubierta (que puede ser aire o sílice).

Dicho contraste constituye, en primer lugar, una ventaja, ya que nos permite modular el perfil del n_{eff} (y por tanto conseguir la función de transferencia objetivo) en dispositivos de longitudes muy cortas (submilimétricas). Como contrapartida, esta diferencia de índice de refracción entre el núcleo de la guíaonda y la cubierta conlleva que no se pueda despreciar la variación del n_{eff} con la longitud de onda (como sí ocurre en las FBG) [7], por lo que el modelo deberá tener en cuenta esta dependencia.

Idea propuesta – Objetivo

Dado que el índice de refracción efectivo de la guíaonda depende tanto de la longitud de onda de la luz (λ) que circula a su través como de la anchura de la guíaonda integrada (ΔW), el modelo que se presenta propone calcular este n_{eff} de la forma más precisa posible. A partir del $n_{eff}(\lambda,\Delta W)$, el cálculo de la función de transferencia de la IBG estará basado en *el método de las matrices de transferencia* (TMM) discretizando la perturbación periódica de la geometría de la IBG (es decir, su perfil de índice de refracción) en tramos de longitud equivalentes a la resolución del sistema de fabricación, sobre los que se aplicará la teoría *de propagación de ondas electromagnéticas y medios multicapa* [7,8].

2. Modelado y caracterización

En la Fig. 1 se representa la estructura a escala de una IBG uniforme tal y como se diseña utilizando el software KLyout [9]. La guíaonda es del tipo *strip* con la geometría estándar: 500nm de ancho (dimensión x, sobre la que se llevará a cabo la perturbación) y 220nm de alto (dimensión y); mientras que el modo guiado se desplaza a lo largo del eje z [1].

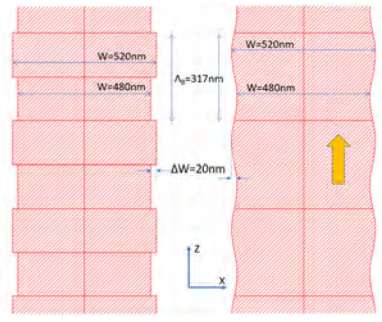


Fig. 1. Esquema de dos IBG de perturbación cuadrada y senoidal. La flecha muestra la dirección del campo entrante.

Como se ha indicado anteriormente, el primer objetivo del modelo es caracterizar con la mayor precisión posible el perfil del $n_{eff}(\lambda,\Delta W)$ de la IBG teniendo en cuenta su variación con la longitud de onda y la geometría, con el propósito de obtener la respuesta espectral tanto en reflexión como en transmisión. En la Fig. 2 se ilustra el principio de operación de la IBG y el modelado mediante el índice de refracción efectivo, así como los campos en sentido codireccional y contradireccional objeto de estudio. Λ_B es el periodo de Bragg y n_{eff1} y n_{eff2} son los índices de refracción efectivos de cada capa que se alternan de forma periódica para una forma de perturbación cuadrada.

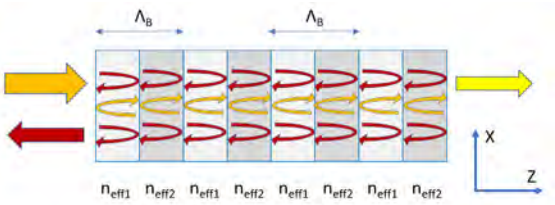


Fig. 2: Esquema ilustrativo del modelado de una Bragg grating. Campo entrante (naranja), transmitido (amarillo), y reflejado (rojo). Se indican también las sucesivas reflexiones en cada capa.

2.1.- Cálculo del índice de refracción efectivo

El n_{eff} de una determinada guíaonda con una geometría dada y en función de los materiales que la componen se obtiene mediante el software Lumerical [10]. En primer lugar, se selecciona el sustrato (silicio) y se diseña la estructura de la guíaonda con las dimensiones apropiadas (500x220nm). A continuación, se procede a elegir la cubierta (sílice) y se define su geometría. Para la obtención del n_{eff} es necesario estudiar la distribución del campo eléctrico y su energía dentro de la estructura diseñada, además de seleccionar la polarización del modo que se va a transmitir, que en el caso bajo estudio es el cuasi-TE (transversal eléctrico). En la Fig. 3 se muestra una fase de este estudio.

2.2.- Cálculo de la dependencia del n_{eff} con la longitud de onda

Mediante el software Lumerical se realiza un barrido entre las longitudes de onda de 1500nm a 1600nm obteniéndose un array de valores para el $n_{eff}(\lambda)$. A partir de estos valores se realiza un ajuste polinomial y se llega a la siguiente expresión analítica del n_{eff} en función de λ:

$$n_{eff} = n_{eff}(\lambda_0) - 1{,}1331(\lambda - \lambda_0) - 0{,}035(\lambda - \lambda_0)^2 \quad [\mu m]$$

Siendo λ_0 la frecuencia central del intervalo de variación de longitudes de onda (habitualmente alrededor de 1550nm).

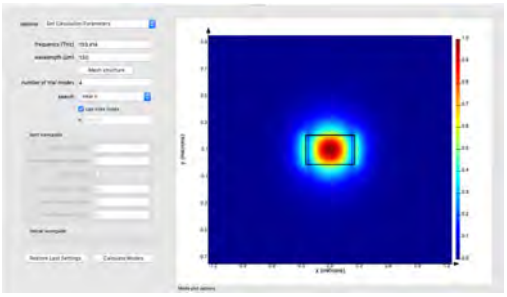


Fig. 3. Distribución de campo modal en la guíaonda integrada diseñada en Lumerical.

2.3.- Cálculo de la relación entre el n_{eff} y la anchura de la guíaonda

Repitiendo el procedimiento descrito en la sección 2.2 para diferentes anchuras de la guíaonda, se obtiene la dependencia del índice de refracción efectivo en función de la longitud de onda y en función de la achura de la guíaonda [1,3]. En la Fig. 4 se muestra la dependencia del índice de refracción efectivo en función de la anchura de la perturbación $n_{eff}(\Delta W)$ para la longitud de onda de 1550nm. El valor $\Delta W=0$ representa la IBG estándar de 500nm.

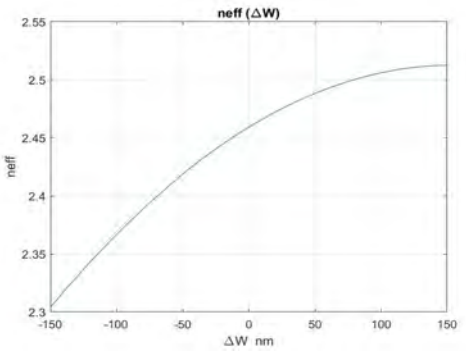


Fig. 4. Índice de refracción efectivo de la guíaonda en función del ancho de la perturbación.

Se observa en primer lugar, como pequeñas variaciones del orden de algunos nanómetros pueden causar modificaciones significativas en el n_{eff}. Este hecho es clave para caracterizar correctamente las IBG ya que aquí radica el

principio del modelado basado en el índice de refracción efectivo. El segundo hecho que resalta es que la variación no es lineal, lo que permite avanzar una disminución de la longitud de onda de Bragg (λ_B) a medida que se incremente la fuerza de la perturbación de la IBG, es decir, la anchura ΔW.

La dependencia del índice de refracción efectivo en función de la longitud de onda y la anchura de la guíaonda se presenta numéricamente en la Tabla 1.

λ (nm)	ΔW -40	ΔW -30	ΔW -20	ΔW -10	ΔW -5	W (nm) 500	ΔW 5	ΔW 10	ΔW 20	ΔW 30	ΔW 40
1500	2,495	2,504	2,512	2,520	2,523	2,527	2,530	2,534	2,540	2,546	2,551
1510	2,484	2,493	2,501	2,508	2,512	2,516	2,519	2,522	2,529	2,534	2,540
1520	2,473	2,481	2,489	2,497	2,501	2,504	2,508	2,511	2,517	2,523	2,528
1530	2,462	2,470	2,478	2,486	2,489	2,493	2,496	2,500	2,506	2,512	2,517
1540	2,450	2,459	2,467	2,474	2,478	2,482	2,485	2,488	2,495	2,500	2,506
1550	2,439	2,447	2,456	2,463	2,467	2,470	2,474	2,477	2,483	2,489	2,495
1560	2,428	2,436	2,444	2,452	2,455	2,459	2,462	2,466	2,472	2,478	2,483
1570	2,416	2,425	2,433	2,440	2,444	2,448	2,451	2,454	2,461	2,466	2,472
1580	2,405	2,413	2,422	2,429	2,433	2,436	2,440	2,443	2,449	2,455	2,461
1590	2,394	2,402	2,410	2,418	2,421	2,425	2,428	2,432	2,438	2,444	2,449
1600	2,382	2,391	2,399	2,406	2,410	2,414	2,417	2,420	2,427	2,432	2,438

Tabla 1. Valores de n_{eff} en función del ancho de la guía onda y de la longitud de onda.

2.4.- Cálculo de la Reflectividad y Transmisividad de la IBG

Aplicando el modelo de propagación de ondas electromagnéticas en medios multicapa junto con el método de matrices de transferencia se calculan los campos ópticos que viajan en sentido codireccional y contradireccional en un *diferencial* de longitud. Se considera diferencial de longitud a la resolución del proceso de fabricación (el tamaño de la rejilla de la fotolitografía aplicada) con el cual se realiza el muestreo y discretización de la perturbación que da lugar a la IBG [7]. De este modo, se obtiene una matriz de tres dimensiones siendo la primera dimensión el diferencial de longitud, la segunda dimensión la longitud de onda, y la tercera dimensión el n_{eff} en función de las anteriores: $n_{eff}(\lambda,\Delta W)$.

Obsérvese que la forma de la perturbación va implícita en esta técnica de discretización de la IBG, simplemente seleccionando el diferencial de longitud por debajo del mínimo detalle de la perturbación que da lugar a la IBG. Para resolver la IBG completa, finalmente, se aplica el método de las matrices de transferencia [7,8], obteniéndose la respuesta en reflexión y transmisión para la IBG en la plataforma SOI. Este modelado y simulación se ha implementado en MatLab, y proporciona los resultados mostrados en la Fig. 5 para una IBG uniforme genérica.

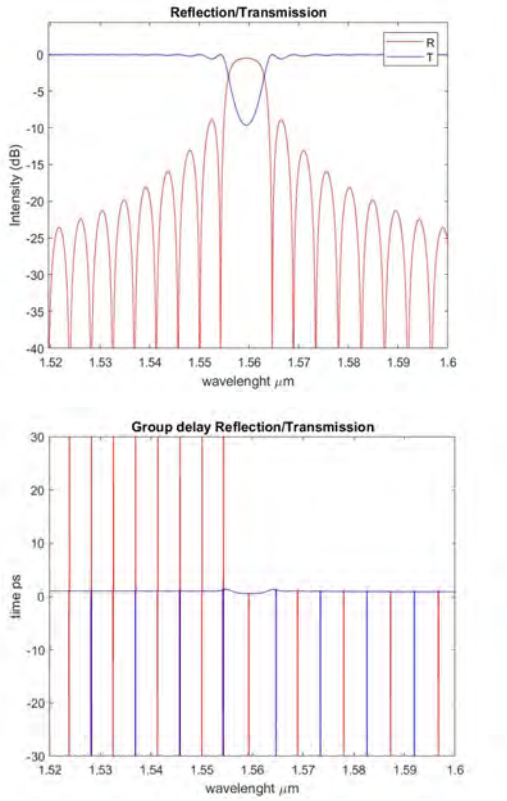


Fig. 5. Resultados de simulación de Reflectividad, Transmisividad y retardos de grupo de una IBG uniforme según el modelo propuesto.

3. Validación del modelo. Comparación con resultados experimentales

Para validar el modelo de IBG propuesto, se comparan los resultados de simulación con medidas experimentales de reflectividad realizadas sobre un conjunto de IBG uniformes conocidas.

El conjunto de IBG fabricadas con periodo de Bragg de Λ_B=317nm varía con tres parámetros: 1) *Forma de la perturbación*: cuadrada o senoidal; 2) *Ancho de la perturbación*: 5, 10, 20, 25, 30, 40 nm; y 3) *Longitud de la IBG*: L_1=63,4µm y L_2=126,8µm (que se corresponden con longitudes de 200 y 400 periodos de Bragg). Las Fig. 6 y 7 muestran los resultados obtenidos del procedimiento de modelado (rojo) junto las medidas experimentales del conjunto de IBG bajo estudio (azul). Para caracterizar los dispositivos se ha llevado a cabo un proceso automatizado en el que se ha realizado un barrido entre 1500 y 1600nm en

pasos de 10pm con polarización TE [1,11,12]. En la Fig. 6 se muestra el conjunto de medidas para IBG con forma de perturbación cuadrada y senoidal y longitud de IBG de 200 periodos. Se observa que el ancho de banda calculado con el modelo se ajusta exactamente al medido hasta valores aproximados de ΔW=30nm (Fig. 6.e y 6.k); a partir de 40nm la diferencia entre el ancho de banda medido y el simulado supera los 2,5nm. Este comportamiento se da por igual tanto para la forma de perturbación cuadrada como la senoidal. Además, tal y como predice la teoría [4], conforme aumenta el ancho de la perturbación, se incrementa la ganancia en reflexión y aumenta el ancho de banda de la reflectividad. El modelo también anticipa ambos comportamientos.

En la Fig. 7 se muestran los resultados obtenidos con dos IBG de longitud 400 periodos para perturbación cuadrada y senoidal. Al ser el comportamiento similar a las de longitud 200 periodos, sólo se han representado dos casos, para ejemplificar otros dos hechos predichos por la teoría [4,7]. El primero es la reducción del ancho de banda (BW) de la señal reflejada con el incremento de longitud de la IBG -para ΔW=5nm, BW(200)=9,3nm vs BW(400)=5nm-. El segundo es que la modulación cuadrada consigue mayor ganancia (ver línea verde), en este caso -1,82dB (cuadrada) frente a -3dB (senoidal). Se observa que el modelo se ajusta a la realidad.

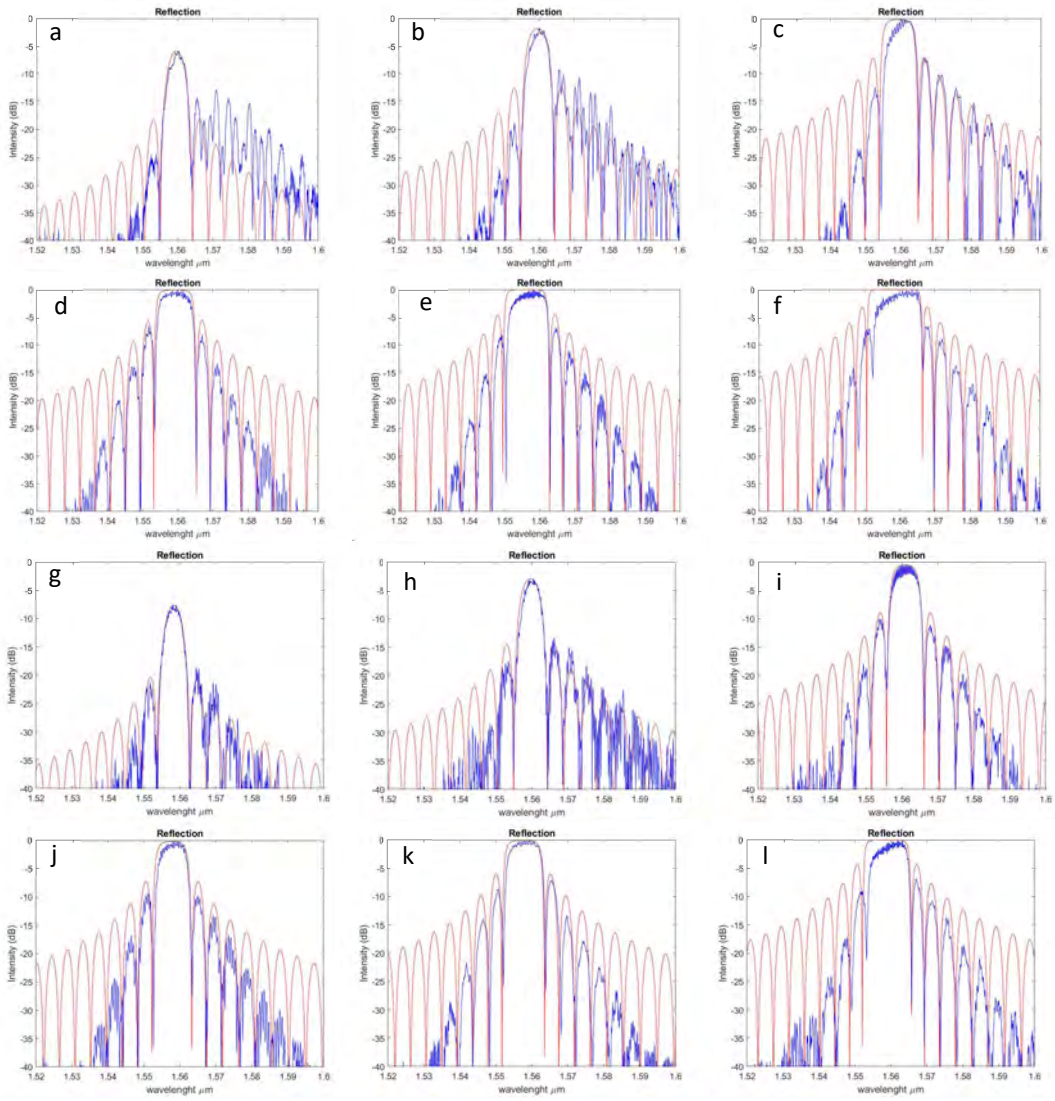


Fig.6. Espectro en recepción. Simulado (rojo) vs medido (azul), longitud de IBG 200 periodos, perturbación cuadrada (a-f) y senoidal (g-l). Para los siguiente ΔW: a,g) 5nm, b,h) 10nm, c,i) 20nm, d,j) 25nm, e,k) 30nm, f,l) 40nm.

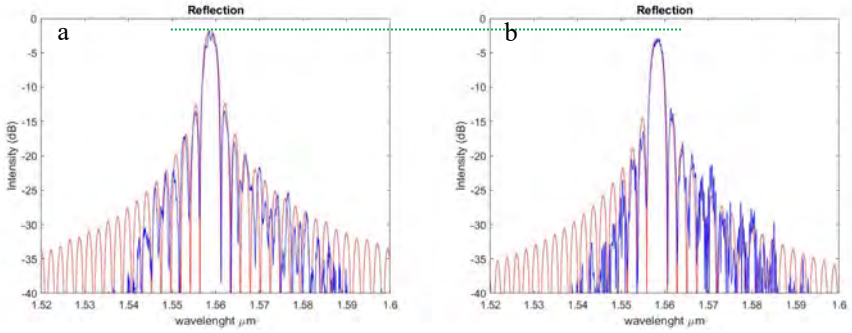


Fig. 7. Espectro en recepción. Simulado (rojo) vs medido (azul), para una longitud de 400 periodos de Bragg y perturbación ΔW=5nm, a) cuadrada, b) senoidal.

4. Conclusiones

El presente trabajo propone un modelo para la caracterización de IBG uniformes en tecnología SOI. Los resultados que se obtienen predicen el comportamiento de los dispositivos reales medidos experimentalmente en laboratorio. A partir de los resultados, se puede concluir que:

1. Es necesario incluir la dependencia del índice de refracción efectivo en la caracterización de IBG en tecnología SOI.

2. El modelo basado en el índice de refracción efectivo, propagación de ondas electromagnéticas y matrices de transferencia permite modelar y simular la caracterización de las IBG a partir de su geometría.

3. El límite de esta caracterización se encuentra en IBG uniformes con anchuras de perturbación alrededor de 40nm.

4. La variación de la λ_B para diferentes anchuras de IBG, o lo que es igual distintos n_{eff}, sugiere el uso de métodos de apodizado que no varíen la perturbación; como los basados en la modulación de la fase de la perturbación [3], o en el desalineamiento de la misma [13].

5. La caracterización basada en la geometría permite la utilización del modelo para analizar los errores de amplitud y fase provocados por el proceso de fabricación.

5. Bibliografía

[1] L. Chrostowski and M. Hochberg, "*Silicon Photonics Design: from Devices to Systems"* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2015.

[2] A. D. Simard, N. Belhadj, Y. Painchaud, and S. LaRochelle, *"Apodized silicon-on-insulator Bragg gratings",* IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 24, no. 12, pp. 1033–1035, Jun. 2012.

[3] R. Cheng and L. Chrostowski, *"Spectral design of silicon integrated Bragg gratings: A tutorial",* Journal of Lightwave Technology, vol. 39, no. 3, pp. 712–729, 2021.

[4] T. Erdogan, *"Fiber grating spectra*", J. Lightw. Technol., vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.

[5] K. O. Hill and G. Meltz, *"Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview*", J. Lightw. Technol., vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.

[6] A. Yariv, *"Coupled-mode theory for guided-wave optics*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, 1973.

[7] A. Carballar, *"Estudio de Redes de Difracción en Fibra para su Aplicación en Comunicaciones Ópticas*", 1999.

[8] M. C. Troparevsky, A. S. Sabau, A. R. Lupini, and Z. Zhang, *"Transfer matrix formalism for the calculation of optical response in multilayer systems: From coherent to incoherent interference"*, Opt. Express, vol. 18, no. 24, pp. 24 715–24 721, Nov. 2010.

[9]https://github.com/klayout/klayout. Matthias Koefferlein Fixed LVS doc.

[10] https://www.lumerical.com/. Copyright 2023 Ansys Canada Ltd.

[11]http://siepic.ubc.ca/probestation, using Python code developed by Michael Caverley.

[12]http://mapleleafphotonics.com, Maple Leaf Photonics, Seattle WA, USA

[13] H. P. Bazargani, M. Burla, L. Chrostowski, and J. Azaña, *"Photonic Hilbert transformers based on laterally apodized integrated waveguide Bragg gratings on a SOI wafer",* Opt. Lett. 41, 5039–5042 (2016)

Demostración experimental de un acoplador de interferencia multimodal insensible a la polarización basado en un metamaterial sublongitud de onda

Experimental demonstration of a polarization insensitive multimode interference coupler based on a subwavelength grating metamaterial

Carlos PÉREZ-ARMENTA [(1)], Alejandro ORTEGA-MOÑUX [(1)], José Manuel LUQUE-GONZÁLEZ [(1)], Robert HALIR [(1)], Jens SCHMID [(2)], Pavel CHEBEN [(2)], Iñigo MOLINA-FERNÁNDEZ [(1)] y J. Gonzalo WANGÜEMERT-PÉREZ [(1)]

1. Telecommunication Research Institute (TELMA), Universidad de Málaga, E.T.S. Ingeniería de Telecomunicación, Bulevar Louis Pasteur 35, 29010, Málaga (Spain)
2. National Research Council Canada, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Canada

Persona de contacto: Carlos PÉREZ-ARMENTA (cpa@ic.uma.es).

RESUMEN:

En este trabajo se demuestra experimentalmente un acoplador 3 dB 90º basado en un dispositivo de interferencia multimodal 2×2 independiente a la polarización. El dispositivo se ha desarrollado en una plataforma de silicio sobre aislante de 220 nm de grosor. Haciendo uso de metamateriales periódicos que ofrecen un control avanzado de las propiedades electromagnéticas de la luz, se consigue diseñar un acoplador que presenta, tanto para las polarizaciones TE y TM, unas pérdidas de inserción, pérdidas dependientes de la polarización y desbalanceo menores que 1 dB y un error de fase inferior a 5º en el rango de longitudes de onda de 1500 nm a 1560 nm. El área ocupada por el dispositivo es de solo 3.5 μm × 47.25 μm y se ha fabricado utilizando un proceso de un solo paso de grabado con un tamaño mínimo fabricado de 100 nm, compatible con litografía de ultravioleta profundo.

Palabras clave: metamateriales, guías periódicas sublongitud de onda, interferencia multimodal, insensibilidad a la polarización.

ABSTRACT:

In this work a 3 dB 90º coupler based on a polarization independent multimode interference coupler is demonstrated. The device has been fabricated on a 220 nm-thick SOI platform. Leveraging the advanced control of light's electromagnetic properties offered by periodic metamaterials, the fabricated multimode interference coupler achieves for both TE and TM polarizations insertion loss, polarization dependent loss and imbalance of less than 1 dB and phase errors below 5º in the wavelength range of 1500 nm to 1560 nm. The device footprint is 3.5 μm × 47.25 μm and it has been fabricated using a single-etch process with a minimum feature size of 100 nm compatible with immersion deep-UV lithography.

Keywords: metamaterials, subwavelength gratings, multimode interference, polarization insensitivity.

1.- Introducción

La plataforma de silicio sobre aislante (silicon-on-insulator, SOI) constituye una de las alternativas más maduras para implementar dispositivos ópticos integrados [1]. El alto contraste de índice de refracción y la compatibilidad con los procesos de fabricación de dispositivos microelectrónicos hacen posible el desarrollo de circuitos ópticos muy compactos y de bajo coste como transceptores para comunicaciones [2], sensores bioquímicos [3], circuitos programables fotónicos [4], arrays de antenas ópticas [5] y dispositivos para procesado cuántico de la información [6].

Los dispositivos de interferencia multimodal (multimode interference, MMI) son bloques funcionales básicos empleados en muchos sistemas ópticos integrados, ya que proveen de grandes anchos de banda y buenas tolerancias a errores de fabricación [7]. Sin embargo, los MMI utilizan guías de onda multimodales anchas y muy birrefringentes habitualmente optimizadas para modos Transversales Eléctricos (TE) en lugar de los Transversales Magnéticos (TM). Esto hace difícil conseguir acopladores MMI insensibles a la polarización.

La insensibilidad a la polarización se requiere en aplicaciones que utilizan multiplexación por división en polarización o en aquellas que operen con luz en un estado de polarización desconocido [8]. Una forma de conseguir un dispositivo insensible a la polarización es utilizar diversidad de polarización, a costa de duplicar el área de chip requerida e introducir pérdidas adicionales por combinación y separación de modos. Por otro lado, aunque con guías de sección cuadrada se puede conseguir anular la birrefringencia, no es aplicable a acopladores MMI debido a los requisitos de anchura en sus guías multimodo. Por último, es posible diseñar dispositivos MMI independientes de la polarización usando una anchura para la cual la longitud de batido de los modos TE y TM sea la misma. Sin embargo, este enfoque solo funciona para grosores de silicio superiores a los 300 nm [9], siendo necesario alternativas para conseguir la insensibilidad a la polarización en la plataforma SOI con grosor estándar de 220 nm.

Tras su demostración por primera vez en guías fotónicas de silicio [10], los metamateriales basados en estructuras sublongitud de onda (subwavelength gratings, SWG) se han utilizado ampliamente para hacer ingeniería del índice efectivo, de la dispersión y de la birrefringencia de dichas guías [11]. Entre otros tipos de componentes, las estructuras SWG se han usado para desarrollar acopladores MMI de banda ancha [12].

En este trabajo se demuestra experimentalmente un acoplador MMI 2×2 independiente de la polarización, fabricado en una plataforma SOI convencional de 220 nm de grosor. Este utiliza como núcleo un metamaterial periódico SWG para conseguir la insensibilidad a la polarización en el rango de longitudes de onda de 1500 a 1560 nm. El tamaño mínimo fabricado es de 100 nm, compatible con procesos litográficos de ultravioleta profundo.

2.- Principio de funcionamiento y diseño

La geometría del dispositivo se muestra en la Fig. 1(a). El MMI está compuesto por una guía multimodo central hecha a partir de un metamaterial SWG y de transiciones entre el metamaterial y las guías convencionales de interconexión del chip. Como se representa en la Fig. 1(b), la guía multimodo es periódica en las direcciones x y z con periodos Λ_x y Λ_z, respectivamente. Las periodicidades se crean entrelazando huecos de dióxido de silicio de tamaño $a \times a$ en el núcleo de silicio de una guía. La anchura de la guía multimodo es W_{MMI} y su longitud es $L_{\mathrm{MMI}} = \Lambda_z N_{\mathrm{MMI}}$, donde N_{MMI} es el número de periodos de la guía en la dirección de propagación. A la longitud de onda de trabajo de 1550 nm, el silicio y el dióxido de silicio tienen los índices de refracción, 3.476 y 1.444, respectivamente.

Las transiciones adiabáticas son necesarias para adaptar las guías convencionales a la guía SWG y para ensanchar los puertos de acceso, de manera que se restrinja el número de modos excitados en el MMI. Estas se

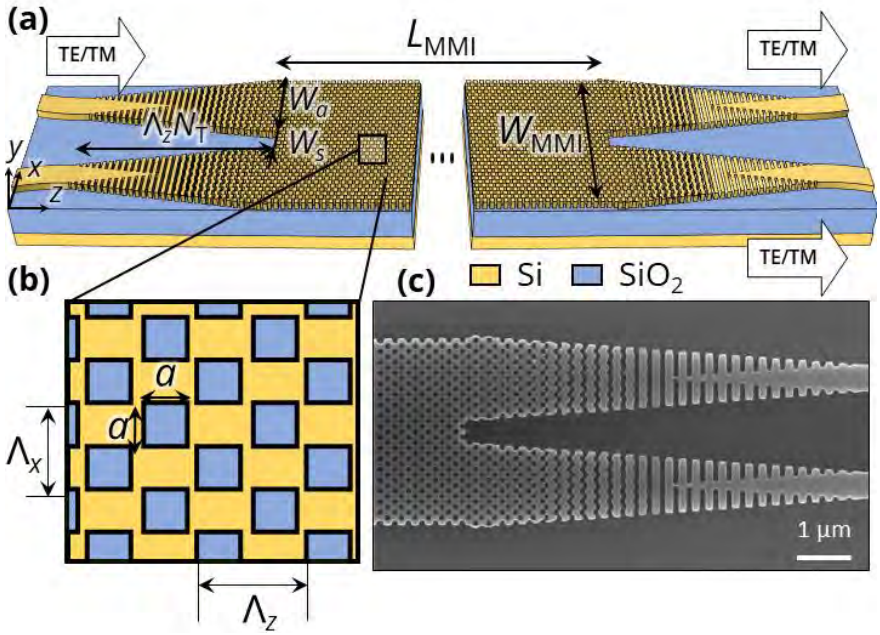


Fig. 1. (a) Vista en perspectiva del dispositivo. (b) Detalle de la guía periódica. (c) Imagen SEM del dispositivo.

componen de N_T periodos divididos en de dos secciones de $N_T/2$ periodos. En la primera sección, la guía homogénea se convierte gradualmente en una guía SWG convencional (periódica en *z*, únicamente). La segunda sección introduce la periodicidad transversal desplazando parte de las tiras que componen la guía SWG. De esta forma se reducen reflexiones indeseadas debidas a la zona de Bragg [12]. Ambas secciones se ensanchan de forma lineal desde los 500 nm de ancho de las guías homogéneas hasta la anchura de los puertos de acceso W_a. Los puertos de acceso están separados por una distancia W_s.

El principio de autoimagen permite calcular la distancia a la que se forma una imagen doble de un perfil de campo arbitrario a la entrada de una guía multimodo [7]

$$L_{MMI} = \frac{3\lambda}{4\left(n_{eff}^{(0)} - n_{eff}^{(1)}\right)} \qquad (1)$$

siendo $n_{eff}^{(i)}$ el índice efectivo del *i*-ésimo modo para una polarización dada. Idealmente, un MMI 2×2 con esta longitud divide por igual la potencia incidente en cualquiera de los puertos de entrada con un desfase relativo de 90° a la salida. Para que un MMI sea insensible a la polarización se debe cumplir que $L_{MMI}^{(TE)} = L_{MMI}^{(TM)}$. Esta condición no puede cumplirse usando una guía homogénea de 220 nm de grosor. Sin embargo, diseñando adecuadamente el metamaterial de la Fig. 1(b) es posible superar esta limitación.

En la Fig. 2(a) se muestra un barrido en los periodos Λ_x y Λ_z de la diferencia $L_{MMI}^{(TE)} - L_{MMI}^{(TM)}$, revelando un conjunto de soluciones que satisfacen la condición de independencia a la polarización. Para ello se han calculado los índices efectivos de los dos primeros modos Bloch-Floquet de la guía periódica usando el simulador MPB [13]. El diseño nominal se marca en verde, el cual se corresponde con los parámetros $\Lambda_x = 200$ nm, $\Lambda_x = 250$ nm y $L_{MMI} = 32$ µm, donde se han fijado $W_{MMI} = 3.5$ µm y $a = 100$ nm.

Posteriormente, se ha introducido el dispositivo completo de la Fig. 1(a) en el simulador 3D-FDTD Meep [14]. Las dimensiones utilizadas para las transiciones son $W_a = 1.6$ µm, $W_s = 400$ nm y $N_T = 30$. En esta fase del diseño se ha corregido levemente el número de periodos de la guía multimodo a $N_{MMI} = 129$ ($L_{MMI} = 32.25$ µm). Las Figs. 2(b) y 2(c) muestran la propagación de los modos TE y TM a lo largo del MMI cuando se excita un puerto de entrada con una fuente de onda continua a $\lambda = 1550$ nm. Se aprecia claramente que para ambas polarizaciones se forma la imagen doble a la misma distancia.

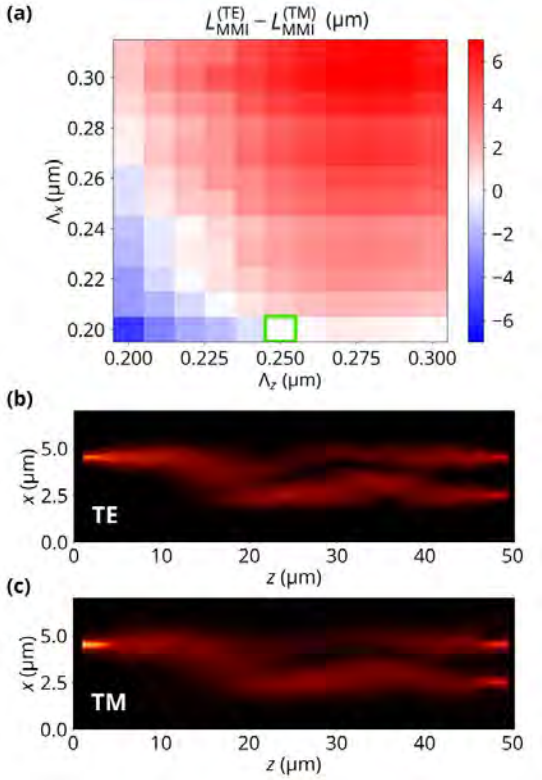


Fig. 2. (a) Diferencia entre las longitudes de batido de la polarización TE y la polarización TM. El diseño nominal se marca en verde. (b) Propagación de la componente $|E_x|$ del modo TE y (c) propagación de la componente $|E_y|$ del modo TM. Los parámetros geométricos empleados son $a = 100\,nm$, $W_{MMI} = 3.5\,\mu m$ y $\lambda = 1550\,nm$.

3. Fabricación y caracterización experimental

Las estructuras de prueba se han fabricado en una plataforma SOI de 220 nm de grosor de Si y 2 μm de BOX (buried oxide). Se han utilizado litografía por haz de electrones para trazar las estructuras y un proceso de grabado mediante iones reactivos usando un plasma acoplado inductivamente. Sobre el chip se ha depositado una cubierta de SiO_2 de 2.2 μm de espesor. La Fig. 1(c) muestra una imagen de microscopio por escaneo de electrones (SEM) de la sección de salida de un MMI fabricado antes de depositar la cubierta. Para la caracterización del dispositivo se han diseñado interferómetros de Mach-Zehnder (MZI) que incorporan dos MMI idénticos como divisores de potencia. Se seleccionó una distancia de 100 nm como diferencia de longitud entre los brazos de los MZI, correspondiente a un rango espectral libre de 5 y 7 nm para las polarizaciones TE y TM, respectivamente. También se han incluido acopladores MMI individuales para su caracterización.

Durante las medidas, se ha inyectado luz linealmente polarizada de una fuente láser sintonizable utilizando una fibra óptica acabada en lente y un acoplador SWG por canto de banda ancha [15]. En el chip, la luz es guiada a las estructuras de prueba, incluyendo MZI desbalanceados y MMI individuales. Los dos puertos de salida de los MMI han sido conectados de nuevo a acopladores SWG en el otro borde del chip. A la salida del chip, la luz ha sido colimada con un objetivo de microscopio, filtrada mediante un polarizador Glan-Thompson y finalmente captada con un fotodetector de germanio conectado a un medidor de potencia digital.

En el chip se han incluido varias estructuras de prueba con pequeñas variaciones en los parámetros geométricos para compensar posibles errores en el grosor de la capa de silicio, la anchura del MMI y forma y tamaño de los huecos de la guía [16]. La estructura en la que se ha observado el mejor funcionamiento ha sido el diseño nominal con un ligero ajuste de 6 periodos adicionales (1.6 μm) en la región multimodo, es decir, para $N_{\mathrm{MMI}} = 135$. En la Fig. 3 se muestra la luz captada con una cámara de infrarrojos a la salida del MMI aislado para las dos polarizaciones y tres longitudes de onda diferentes. Las transmitancias medidas de los dos puertos de salida del MZI correspondiente para ambas polarizaciones se muestran en la Fig. 4 en línea continua. Las curvas azules se corresponden con el puerto A en el recuadro de la Fig. 4(b) y las curvas naranjas se corresponden con el puerto B. Dichas transmitancias se han obtenido normalizando la potencia de salida respecto a una guía de referencia, eliminando así las pérdidas de acoplo a la entrada y la salida del chip, así como las pérdidas de propagación. En la polarización TE se observa una distorsión en el rango de longitudes de onda entre 1525 y 1535 nm. Esto se debe a un fallo de fabricación que ha provocado una resonancia en las guías de interconexión en torno a 1530 nm.

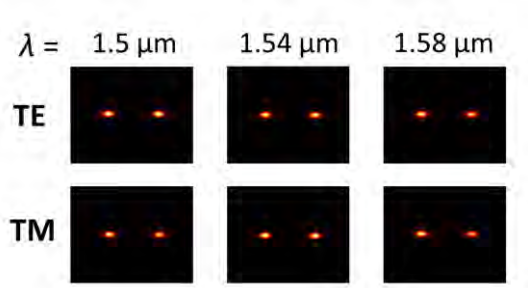


Fig. 3. Imágenes captadas con una cámara de infrarrojos de las salidas de un MMI independiente a la polarización con $N_{MMI} = 135$.

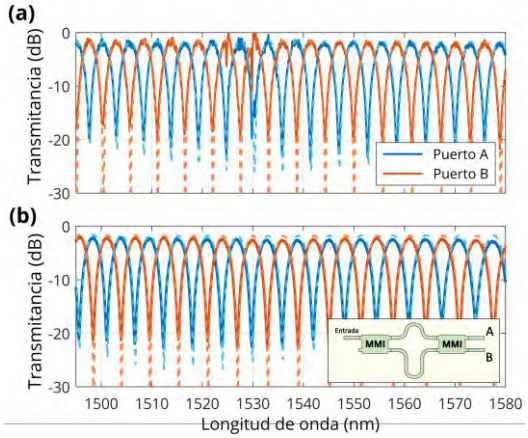


Fig. 4. Transmitancias de los dos puertos de salida del MZI desbalanceado (ver recuadro) medidas (línea continua) y modeladas (línea discontinua) para las polarizaciones (a) TE y (b) TM.

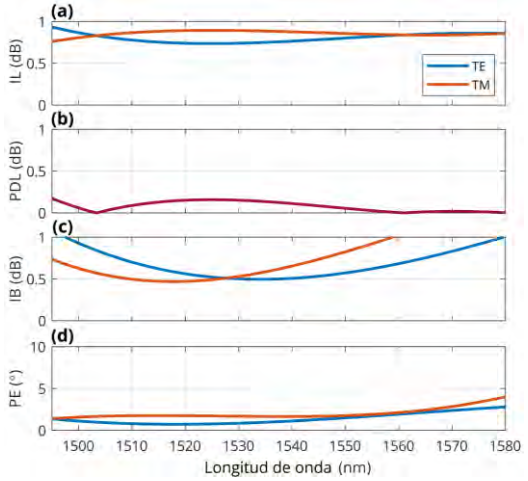


Fig. 5. Figuras de mérito del MMI extraídas de los interferogramas de la Fig. 4: (a) pérdidas de inserción, (b) pérdidas dependientes de la polarización, (c) desbalanceo y (d) error de fase.

Para evaluar el buen funcionamiento de los MMI fabricados, se ha usado el siguiente modelo de un MZI desbalanceado con dos MMI idénticos no ideales. Las transmitancias de los puertos A y B (véase el recuadro de la Fig. 4(b)) vienen dadas por

$$T_{\mathrm{A}} = |S_{21}|^4 + |S_{31}|^4 - 2|S_{21}|^2|S_{31}|^2 \cos(2\,\mathrm{PE} - \Delta\phi) \quad (2)$$

$$T_{\mathrm{B}} = 2|S_{21}|^2|S_{31}|^2[1 + \cos\Delta\phi] \quad (3)$$

donde S_{ij} son los parámetros S del MMI, $\mathrm{PE} = \angle(S_{31}/S_{21}) - 90°$ es el error de fase y $\Delta\phi = 2\pi n_{\mathrm{eff}}\Delta L/\lambda$ es la diferencia de fase entre los brazos del MMI. Siguiendo la metodología de [17], se han obtenido los parámetros S del MMI y se han calculado las figuras de mérito incluyendo: el error de fase; las pérdidas de inserción, $\mathrm{IL} = -10\log_{10}(|S_{21}|^2 + |S_{31}|^2)$; y el desbalanceo, $\mathrm{IB} = 10\log(|S_{31}|^2/|S_{21}|^2)$. Las métricas calculadas se representan en la Fig. 5 junto con las pérdidas dependientes de la polarización, $\mathrm{PDL} = |\mathrm{IL_{TE}} - \mathrm{IL_{TM}}|$. Las transmitancias del MZI modeladas utilizando las figuras de mérito calculadas se representan en la Fig. 4 en línea discontinua. Se observan unas pérdidas de inserción entre 0.7 y 1 dB para ambas polarizaciones, resultando en unas PDL inferiores a 0.25 dB en todo el rango de medida (1495 nm – 1580 nm). El desbalanceo del MMI es menor a 1 dB entre 1500 nm y 1560 nm y el error de fase es inferior a 5º en todo el rango de medida. A excepción del desbalanceo, el cual limita el ancho de banda a 60 nm, ambas polarizaciones se comportan de forma muy similar y presentan buenas figuras de mérito en todo el rango de medida (85 nm).

4. Conclusiones

Se ha diseñado, fabricado y caracterizado experimentalmente un acoplador 3 dB 90º basado en un MMI 2×2 insensible a la polarización para la plataforma SOI 220 nm y operación en banda C. La independencia de la polarización se consigue mediante ingeniería de la birrefringencia de un metamaterial SWG. El MMI propuesto ocupa un área de solo 3.5 µm × 47.25 µm y se ha fabricado utilizando un solo paso de grabado con un tamaño mínimo fabricado de 100 nm. Posee pérdidas de inserción y desbalanceo inferio-

res a 1 dB, pérdidas dependientes de la polarización menores que 0.25 y un error de fase por debajo de 5º en un ancho de banda de 60 nm. Los resultados demostrados en este trabajo se pueden extender a acopladores MMI con un número arbitrario de puertos y abre nuevas vías de desarrollo de componentes integrados insensibles a la polarización de altas prestaciones para la fotónica del silicio, aprovechando las ventajas de las estructuras periódicas SWG.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad (PID2019106747RB-I00), la Junta de Andalucía (P18-RT-1453, UMA-FEDERJA-158), el Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (FPU16/06762, FPU19/02408), y la Universidad de Málaga.

Referencias

[1] Abdul RAHIM et al., *"Open-Access Silicon Photonics: Current Status and Emerging Initiatives"*, Proceedings of the IEEE, vol. 106, nº 12, págs. 2313-2330, 2018.

[2] Roberto SABELLA et al., *"Silicon Photonics for 5G and Future Networks"*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 26, nº 2, 9301611, 2020.

[3] Enxiao LUAN et al., *"Silicon photonic biosensors using label-free detection"*, IEEE Sensors., vol. 18, nº 10, 3519, 2018.

[4] Wim BOGAERTS et al., *"Programmable photonic circuits"*, Nature, vol. 586, nº 7828, 207-216, 2020.

[5] Christopher ROGERS et al., *"A universal 3D imaging sensor on a silicon photonics platform"*, Nature, vol. 590, nº 7845, 256-261, 2021.

[6] Jianwei WANG et al., *"Integrated photonic quantum technologies"*, Nature Photonics, vol. 14, nº 5, 273-284, 2020.

[7] Lucas B. SOLDANO y Erik C. M. Pennings, *"Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging: Principles and Applications"*, J. Lightwave Technol., vol. 13, nº 4, págs. 615-627, 1995.

[8] Daoxin DAI et al., *"Polarization management for silicon photonic integrated circuits"*, Laser & Phot. Rev., vol. 7, nº 3, págs. 303-328, 2013.

[9] Daoxin DAI y Sailing HE, *"Optimization of ultracompact polarization-insensitive multimode interference couplers based on Si nanowire waveguides"*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, nº 19, págs. 2017-2019, 2006.

[10] Pavel CHEBEN et al., *"A broad-band waveguide grating coupler with a subwavelength grating mirror"*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, nº 1, págs. 13-15, 2006.

[11] José Manuel LUQUE-GONZÁLEZ et al., *"A review of silicon subwavelength gratings: Building break-through devices with anisotropic metamaterials"*, Nanophotonics, vol. 10, nº 11, págs. 2765-2797, 2021.

[12] José Manuel LUQUE-GONZÁLEZ et al., *"Bricked Subwavelength Gratings: A Tailorable On-Chip Metamaterial Topology"*, Laser & Phot. Rev., vol. 15, nº 6, 2000478, 2021.

[13] Steven G. JOHNSON et al., *"Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis"*, Opt. Express, vol. 8, nº 3, págs. 173-190, 2001.

[14] Ardavan F. OSKOOI et al., *"Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method"*, Comput. Phys. Commun., vol. 181, nº 3, págs. 687-702, 2010.

[15] Pavel CHEBEN et al., *"Broadband polarization independent nanophotonic coupler for silicon waveguides with ultra-high efficiency"*, Opt. Express, vol. 23, nº 17, págs. 22553-22563, 2015.

[16] Hatef SHIRAN et al., *"Impact of SiO2 Cladding Voids in SiPh Building Blocks"*, en Proceedings de IEEE Photonics Conference (IPC), 2020.

[17] Callum J. STIRLING et al., *"Broadband 2 × 2 multimode interference coupler for mid-infrared wavelengths"*, Opt. Lett., vol. 46, nº 21, págs. 5300-5303, 2021.

Estudio y caracterización experimental de cavidades Fabry-Pérot para una plataforma de silicio sobre aislante

Analysis and experimental characterization of integrated Fabry-Pérot cavities for a silicon-on-insulator platform

Alejandro Sánchez-Sánchez [(1)], José Manuel Luque-González [(1)], David Medina-Quiroz [(2)], Carlos Pérez-Armenta [(1)], Paula Nuño Ruano [(2)], David González-Andrade [(2)], Alejandro Ortega-Moñux [(1)], Iñigo Molina-Fernández [(1)], Carlos Alonso-Ramos [(2)], J. Gonzalo Wangüemert-Pérez [(1)]

1. Instituto de Investigación de Telecomunicaciones (TELMA), Universidad de Málaga, CEI Andalucía TECH, E.T.S.I Telecomunicación, 29010 Málaga, España
2. Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Université Paris-Saclay, CNRS, 10 boulevard Thomas Gobert, 91120.Palaiseau, France

Persona de contacto: Alejandro Sánchez-Sánchez (a.sanchez@ic.uma.es).

RESUMEN:

El diseño de bloques funcionales en cualquier plataforma de óptica integrada requiere acometer las tres fases que componen el ciclo de prototipado: diseño, fabricación y caracterización experimental. Dependiendo del dispositivo a diseñar, la importancia de cada una de estas fases puede variar. Existen dispositivos que requieren mayor esfuerzo en la etapa de diseño y que tras su fabricación operan correctamente, y otros más tecnológicos que necesitan repetir la fabricación y caracterización experimental reajustando los diseños hasta conseguir la respuesta deseada. Un ejemplo de estos últimos son los filtros de altas prestaciones. En este trabajo se han abordado todas las etapas que son necesarias para desarrollar filtros ultra estrechos (de alto factor Q) basados en cavidades Fabry-Pérot para operar en la banda C de comunicaciones y para una plataforma de silicio sobre aislante con grosor de 220 nm. Para mejorar el factor Q que proporcionan las soluciones convencionales, se ha estudiado el efecto que tiene incorporar redes adaptadoras entre las cavidades y los espejos Bragg de los extremos, demostrándose experimentalmente que es posible alcanzar factores de calidad del orden de $3 \cdot 10^5$.

Palabras clave: Silicio sobre aislante, Filtros, Cavidades, Adaptación, Fabry-Pérot, Factor de calidad Q.

ABSTRACT:

The development of building blocks in any integrated optics platform relies on a three-step prototyping cycle: design, manufacturing and experimental characterization. Depending on the device being designed, the importance of each of these three steps may vary. While some devices require more effort in the design phase, other structures are more technologically challenging, relying on readjusting designs and repeating fabrication and characterization until the desired response is achieved. This work addresses all the necessary stages to develop ultra-narrowband filters based on Fabry-Pérot cavities to operate in the C-band on a 220-nm silicon-on-insulator platform. To improve the Q-factor provided by conventional solutions, the effect of incorporating matching networks between the cavities and the Bragg mirrors at their ends has been studied. Experimental results show that by using this approach it is possible to increase the quality factor by an order of magnitude and achieve values in the order of $3 \cdot 10^5$.

Key words: Silicon on insulator, Filters, Cavities, Matching networks, Fabry-Pérot, Q-factor.

1.- Introducción

La plataforma de fabricación de chips fotónicos conocida como silicio-sobre-aislante ("silicon-on-insulator", SOI) se ha posicionado como la solución prominente para la integración de dispositivos fotónicos [1]. Algunas aplicaciones prometedoras de chips en SOI son la comunicaciones de corta y larga distancia, el LIDAR, la biodetección y el Internet de las cosas (IoT) [2]. La gran mayoría de estas aplicaciones requieren el diseño y fabricación de dispositivos de altas prestaciones, lo que en multitud de ocasiones puede suponer un reto tecnológico.

Uno de los dispositivos más necesarios en óptica integrada son los filtros espectrales, que realizan un papel determinante en comunicaciones, astrofotónica, o fotónica cuántica. Actualmente, existen distintas arquitecturas de filtrado que ofrecen buenas prestaciones. Una de las soluciones más habituales son los resonadores en anillo [3]. Estos dispositivos implementan respuestas espectrales con ancho de banda ultra-estrecho pero tienen una respuesta espectral periódica. El ancho de banda de estos filtros se expresa habitualmente a través de su factor de calidad, Q=$\lambda_0/\Delta\lambda$, donde λ_0 es la longitud de onda de resonancia y $\Delta\lambda$ el ancho de banda de la resonancia. Otra solución que se usa habitualmente, y que no tiene una respuesta periódica, son los filtros Bragg [4]. Estas estructuras reflectantes reflejan la luz incidente alrededor de una longitud de onda central. El alto contraste entre los índices de refracción de la plataforma SOI hace posible implementar filtros Bragg de gran ancho de banda, pero dificulta la implementación de factores de calidad elevados. Una topología que permite filtros estrechos tanto periódicos como aperiódicos con alto factor de calidad son las cavidades Fabry-Pérot [5]. Este tipo de cavidad tienen la ventaja de tener resonancia en transmisión, tener margen de diseño para elegir la periodicidad de la respuesta espectral y tener un volumen modal reducido, lo que facilita la interacción entre la materia y la luz. El factor más limitante de los filtros Fabry-Pérot en SOI es la dificultad para alcanzar factores de calidad elevados comparados con los anillos. Este menor factor de calidad está directamente relacionado con las pérdidas de energía que ocurren tanto en los reflectores Bragg como en la cavidad, las cuales limitan el máximo factor de calidad conseguible.

El objetivo de este trabajo es estudiar una posible estrategia para mejorar el factor de calidad en filtros Fabry-Pérot consistente en introducir unas redes adaptadoras entre la cavidad y los espejos Bragg situados en sus extremos. Con ello, se consiguen reducir las pérdidas de radiación que se producen en cada reflexión. Se ha realizado un ciclo completo de prototipado, incluyendo el diseño y simulación electromagnética del sistema, la generación de máscaras y fabricación de distintos dispositivos, la caracterización experimental y el procesado de los resultados. El proceso se ha realizado en una plataforma SOI de 220 nm de grosor operando en la banda C de comunicaciones (λ: 1530-1565 nm). Los resultados obtenidos han permitido demostrar que es posible conseguir factores de calidad del orden de $3 \cdot 10^5$.

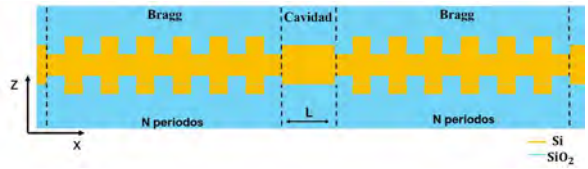
2.- Principio de funcionamiento de un filtro Fabry-Pérot

En la Fig. 1a se muestra de forma esquemática los elementos que componen un filtro Fabry-Pérot estándar en fotónica de silicio. Este está compuesto por una guía de onda central (cavidad) rodeada por dos reflectores Bragg y dos guías de acceso que permiten inyectar y sacar luz de la estructura. Los espejos Bragg son diseñados para dejar pasar un porcentaje muy pequeño de la luz incidente, por lo que casi toda la luz es reflejada hacia la entrada. Sin embargo, si el desfase de ida y vuelta es un múltiplo entero de 2π, la luz que entre en la cavidad se reflejará en los espejos Bragg que tiene a cada lado e interferirá constructivamente en su interior. Este fenómeno de resonancia permitirá a las longitudes de onda que cumplan la condición mencionada atravesar la estructura. En la Fig. 1b, puede verse un ejemplo de la respuesta típica de una cavidad Fabry-Pérot. En el ancho de banda de los reflectores Bragg, marcado como BW_{Bragg}, la potencia no se transmite a la salida excepto para las longitudes de onda de resonancia con ancho de banda $\Delta\lambda$. Para conseguir minimizar el ancho de banda de la resonancia, es necesario conseguir un mayor factor de calidad del resonador. Típicamente, el factor de calidad Q de una cavidad se divide en dos factores distintos. El externo (Q_{ext}) es inversamente proporcional a la cantidad de potencia que se está acoplando a la cavidad, mientras que el interno (Q_{int}) es inversamente proporcional a las pérdidas intrínsecas de la

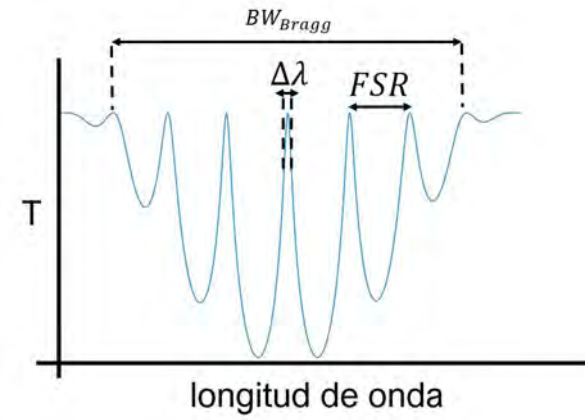
cavidad. Estos dos factores permiten calcular el factor de calidad total del sistema como el paralelo de los mismos:

$$Q_{tot} = \left(\frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{ext}}\right)^{-1} \qquad (1)$$

a)



b)



c)

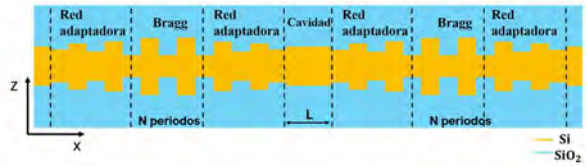


Fig. 1: a) Esquema de una cavidad Fabry-Pérot y los elementos que la componen. b) Esquema de la transmisión de un Fabry-Pérot con varios picos de resonancia. c) Esquema de la cavidad una vez añadida la red adaptadora. En ambos casos, el color azul indica el material del substrato, ya que el cladding es aire.

El factor de calidad externo (Q_{ext}), puede controlarse mediante el número de periodos de los reflectores Bragg, *N*, siguiendo la expresión [6]:

$$Q_{ext} = \frac{\pi \cdot n_g}{2 \cdot \lambda \cdot \kappa} \exp(2 \cdot \kappa \cdot \Lambda \cdot N) \qquad (2)$$

En esta fórmula, n_g es el índice de grupo del espejo Bragg, Λ es su periodo y κ la reflectancia por unidad de longitud. Por lo tanto, para aumentar el factor de calidad externo solo hay que aumentar el número de periodos. Por otro lado, para aumentar el factor de calidad interno (Q_{int}) hay que disminuir las pérdidas dentro de la cavidad. Estas pérdidas tienen dos contribuciones principales, las pérdidas de propagación dentro de la cavidad, producidas, por ejemplo, por rugosidad del proceso de fabricación; y las pérdidas por radiación que se producen en el interfaz entre la cavidad y los reflectores Bragg de los extremos. Para mejorar el Q interno (Q_{int}) se va a diseñar una red adaptadora que adapte el modo del Bragg con el modo de la cavidad. En la Fig. 1c se muestra una cavidad Fabry-Pérot con una red adaptadora que reduce tanto las pérdidas entre las guías de acceso y los reflectores Bragg como entre los reflectores Bragg y la cavidad. En el apartado siguiente se diseñarán estos elementos para implementar un filtro Fabry-Pérot de altas prestaciones.

3.- Diseño de un filtro Fabry-Pérot optimizado con red adaptadora

El primer paso del proceso de diseño es el estudio de los espejos Bragg. Para diseñarlos es suficiente con analizar un periodo (ver Fig. 2), usando, por ejemplo, el software open-source MPB [7]. Como resultado del estudio, y para cada geometría, se obtiene una estructura de bandas como la mostrada en la Fig. 3. El ancho de reflexión de los espejos, BW_{Bragg}, es la distancia entre la banda dieléctrica y la banda de aire para $\overline{k_x} = 0.5$, que indica la condición de Bragg. En el caso mostrado en la Fig. 3, se ha diseñado el Bragg para que tenga un ancho de banda (BW_{Bragg}) de 40 nm alrededor de $\lambda_0 = 1550$ nm, asegurándose que cubre la banda C. La fuerza del Bragg, y por tanto, el ancho de banda, se controla con el ancho de la corrugación de la guía (w_c). Realizando un barrido a este parámetro podemos obtener el ancho del bandgap para cada corrugación. Además, se ha utilizado un proceso de optimización que encuentra el periodo que centra el bandgap a la longitud de onda de trabajo. Una vez tengamos este barrido, podemos usar la siguiente ecuación para calcular el coeficiente de acoplamiento (κ) del Bragg

$$\kappa = \frac{\pi \cdot n_g \cdot BW_{Bragg}}{\lambda_0^2} \qquad (3)$$

El resultado de esta dependencia $\kappa - w_c$ y $\Lambda - w_c$ se muestra en la Fig. 4. Esta pareja de curvas puede ser utilizada para diseñar la red adaptadora y aumentar el Q interno. Para ello, se ha realizado una transición lineal desde $\kappa = 0$ ($w_c = 0$) hasta

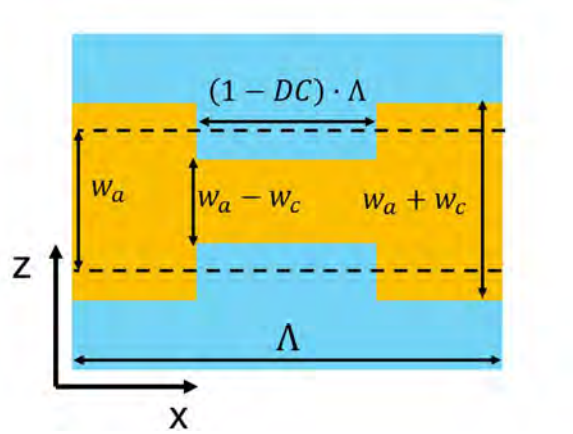


Fig. 2: Parámetros geométricos del Bragg propuesto. Los valores nominales son: anchura media (w_a) 400 nm, anchura de corrugación (w_c) 44 nm, ciclo de trabajo (DC) de 50 % y un periodo (Λ) de 384 nm.

κ_{Bragg} $(w_c = 44\,nm)$ [8]. La mejora que produce esta transición se puede ver como un suavizado del decaimiento del campo eléctrico, lo que reduce las pérdidas de radiación [9]. En la Fig. 4 se indican los anchos de las corrugaciones y periodos que se han elegido para conformar la red adaptadora, en la que se ha seleccionado una transición de 15 periodos.

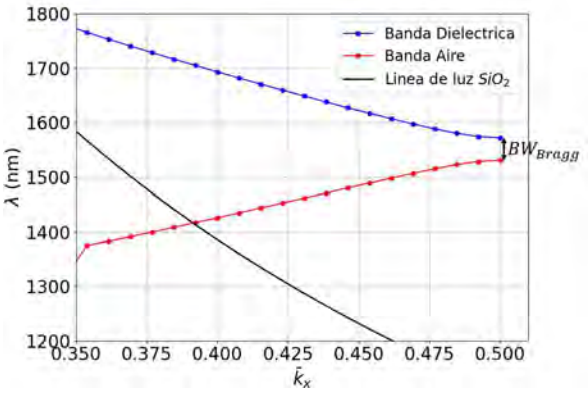


Fig. 3: Ejemplo de estructura de bandas. Se muestran las dos primeras bandas que soporta nuestra estructura. La separación en $\bar{k}_x = 0.5$ indica el ancho de banda del bandgap.

Una vez que tenemos diseñado los Bragg, el siguiente paso es introducir el defecto o cavidad. La longitud del defecto determina la distancia entre picos, también conocida como "*Free-Spectral Range*" (*FSR*), la cual se calcula como

$$FSR = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot n_g \cdot L} \qquad (4)$$

Se ha elegido un *FSR* en torno a 5nm para obtener múltiples picos de resonancia en el bandgap diseñado. Con estos picos se podrá caracterizar la respuesta en longitud de onda de nuestra red adaptadora, Cada pico viene caracterizado por su Q, sus pérdidas de inserción y su posicion en el espectro.

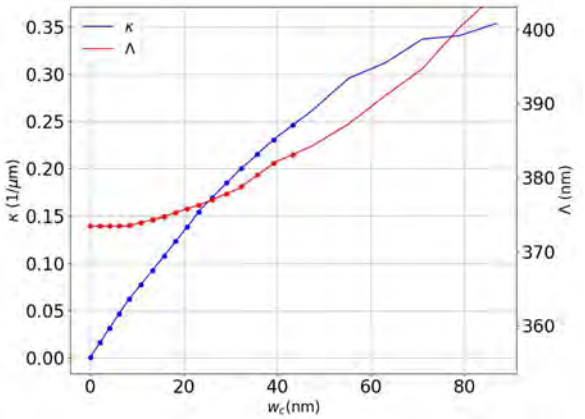


Fig. 4: Variación del coeficiente de acoplamiento κ del Bragg en función del ancho de la corrugacion w_c. En el eje derecho también se muestra el periodo Λ que se debe utilizar para que el Bragg se encuentre centrado a la longitud de onda de operación. Los puntos indican los valores elegidos para nuestra red adaptadora.

Las diferentes variaciones del diseño propuesto se han fabricado en una plataforma de "*silicon-on-insulator*", con un grosor de 220 nm y un substrato de óxido de silicio ("*buried oxide*", BOX) de 2-μm . Para el proceso de litografía se ha usado "*e-beam*", y el grabado se ha hecho con "*inductively coupled plasma-reactive ion etching*" (*ICP-RIE*). Todos los diseños se han realizado con aire en la cubierta. En Fig. 5, se puede observar una imagen SEM ("*scanning electron microscope*") de dos periodos Bragg de los filtros fabricados.

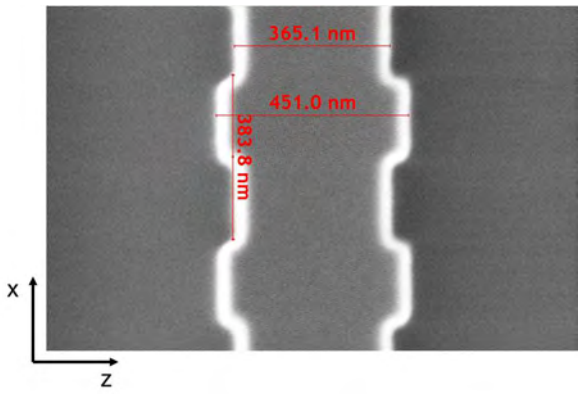


Fig. 5: Imagen SEM de 2 periodos de Bragg de uno de los filtros fabricados (valores nominales w_a = 400 nm; w_c = 44 nm). El error de fabricación (w_a = 408 nm; w_c = 43 nm) se encuentra dentro de los márgenes esperados, en un rango de $\pm$10 nm.

4.-Medidas y resultados

Para evaluar la mejora que introducen las redes adaptadoras se han fabricado numerosas cavidades Fabry-Pérot con distinto número de periodos de Bragg (N). Para acoplar la luz al chip se han usado "*grating couplers*" con un setup adecuado para ello. Además, se han fabricado guías de referencia de igual ancho medio (w_a= 400 nm) y misma longitud "*grating-to-grating*" (1.1 mm).

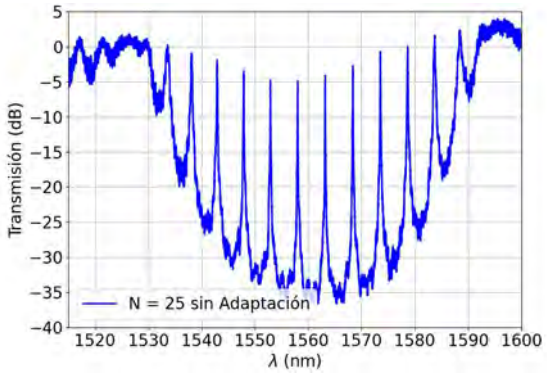
En la Fig. 6 se pueden observar las medidas que se obtuvieron para un caso sin red adaptadora (a) y otro con red adaptadora (b). Estas medidas ya están referenciadas, por lo que se ha descontado la respuesta de los "*grating couplers*". En estas respuestas se observan múltiples resonancias, tal y como se había diseñado. En la Fig. 6c se muestra y compara el detalle de uno de los picos, apreciándose claramente la mejora en el ancho de banda de los filtros que produce nuestra red adaptadora. Interpolando los datos medidos con una curva lorentziana somos capaces de medir el ancho de banda a 3-dB, y, por lo tanto, el Q total (Q_{tot}) a través de la siguiente expresión:

$$Q_{tot} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \qquad (5)$$

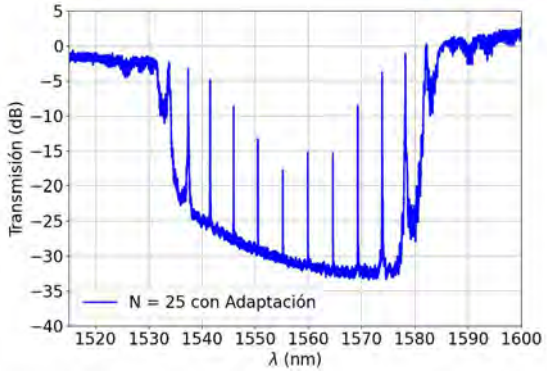
En el caso particular de la resonancia mostrada en la Fig. 6c), se ha conseguido aumentar el Q_{Tot} desde $2.4 \cdot 10^4$ hasta $2.4 \cdot 10^5$, lo que supone que una mejora en el Q_{Tot} en un factor 10. En esta comparativa hay que tener en cuenta que la red adaptadora no solo nos está aumentando el Q_{int}, sino que también nos aumenta el Q_{ext} ya que la red adaptadora esta en régimen Bragg. Además, también aumenta ligeramente la longitud efectiva de la cavidad, lo que se aprecia en una pequeña disminución del *FSR*.

Para asegurarnos que la red adaptadora está mejorando el Q_{int}, vamos a fijarnos en un pico de resonancia concreto y vamos a ver cómo varía su Q_{tot} en función del número de periodos del Bragg. En la Fig. 7 se pueden observar dichas curvas, en la que se aprecia la mejora del Q_{Tot}, llegando a valores tan elevados como $3 \cdot 10^5$. Además, se puede observar cómo, en el caso sin adaptación, la curva se empieza a saturar, lo que índica que el Q_{tot} está próximo al Q_{int}. En cambio, no se observa el mismo comportamiento para las cavidades con redes adaptadoras, lo que significa que aún se esta lejos de la saturación. Esto verifica un aumento significativo en el Q_{int}, aunque con estas medidas no sea posible cuantificar el nivel de mejora que es posible alcanzar.

a)



b)



c)

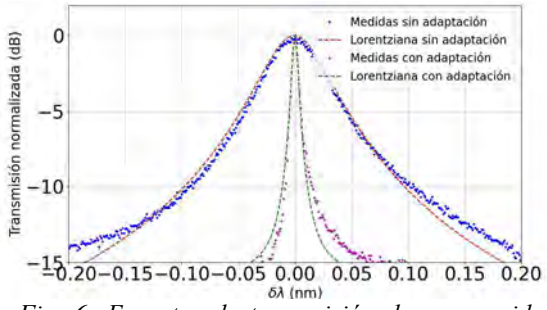


Fig. 6: Espectro de transmisión de una cavidad Fabry-Pérot. Se muestra el caso de 25 periodos Bragg sin adaptación a) y con una red adaptadora de 15 dientes b). En c) se muestra un detalle de las resonancias centradas en 1550 nm, con sus respectivas interpolaciones lorentzianas.

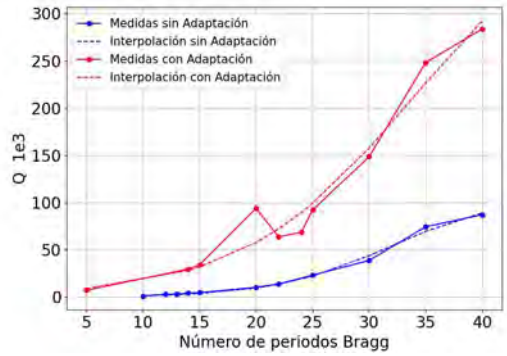


Fig. 7: Factor de calidad Q para los casos de red adaptadora (rojo) y sin red adaptadora (azul). Se ha realizado una interpolación de las medidas con las expresiones analíticas. Estos resultados son para la resonancia centrada en 1570 nm.

4.-Conclusiones

En este trabajo se ha abordado el proceso completo de diseño, fabricación y medida de filtros basados en cavidades Bragg Fabry-Pérot. Aunque los resultados son aún preliminares, se ha demostrado que introduciendo una transición suave entre las guías y los espejos Bragg es posible mejorar significativamente el factor de calidad de los los picos, y, por tanto, disminuir su ancho de banda. En concreto, se han medido *Qs* de hasta 300.000, o, equivalentemente, picos de solo 5.2 pm de anchura. En un futuro se pretenden abordar otras topologías de red adaptadora, así como extender el problema a filtros de órdenes superior mediante el acoplo de cavidades.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad (PID2019106747RB-I00), Junta de Andalucía (P18-RT- 1453, UMA-FEDERJA-158), Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (FPU19/02408), la Universidad de Málaga, la plataforma de micro-nanotecnología del C2N, la red RENATECH y el Consejo General de Essone.

Referencias

[1] N. Margalit, C. Xiang, S. M. Bowers, A. Bjorlin, R. Blum, and J. E. Bowers, 'Perspective on the future of silicon photonics and electronics', Appl Phys Lett, vol. 118, no. 22, p. 220501, May 2021, doi: 10.1063/5.0050117.

[2] 'IPSR-I 2020 overview', https://photonicsmanufacturing.org/roadmap-structure-overview.

[3] T. A. Huffman, G. M. Brodnik, C. Pinho, S. Gundavarapu, D. Baney, and D. J. Blumenthal, 'Integrated Resonators in an Ultralow Loss Si_3N_4 /SiO_2 Platform for Multifunction Applications', IEEE J. Sel. Top Quantum Electron., vol. 24, no. 4, pp. 1–9, Jul. 2018, doi: 10.1109/JSTQE.2018.2818459.

[4] D. Pereira-Martín et al., 'Complex spectral filters in silicon waveguides based on cladding-modulated Bragg gratings', Opt Express, vol. 29, no. 11, p. 15867, May 2021, doi: 10.1364/OE.420696.

[5] H. Xu, Y. Qin, G. Hu, and H. K. Tsang, 'Million-Q integrated Fabry-Perot cavity using ultralow-loss multimode retroreflectors', Photonics Res, vol. 10, no. 11, p. 2549, Nov. 2022, doi: 10.1364/PRJ.470644.

[6] H.-C. Liu and A. Yariv, 'Designing coupled-resonator optical waveguides based on high-Q tapered grating-defect resonators', Opt Express, vol. 20, no. 8, p. 9249, Apr. 2012, doi: 10.1364/OE.20.009249.

[7] S. Johnson and J. Joannopoulos, 'Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis', Opt Express, vol. 8, no. 3, p. 173, Jan. 2001, doi: 10.1364/OE.8.000173.

[8] Q. Quan and M. Loncar, 'Deterministic design of wavelength scale, ultra-high Q photonic crystal nanobeam cavities', Opt Express, vol. 19, no. 19, p. 18529, Sep. 2011, doi: 10.1364/OE.19.018529.

[9] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, 'Optimization of the Q factor in photonic crystal microcavities', IEEE J Quantum Electron, vol. 38, no. 7, pp. 850–856, Jul. 2002, doi: 10.1109/JQE.2002.1017597.

Hybrid Active/Passive Photonic Integration Platform based on Micro Transfer Printing

Rubén ALEMANY, Luis A. BRU, Gloria MICÓ, Daniel PASTOR, Pascual MUÑOZ

1. UPVfab - Photonic Research Labs - iTEAM Research Institute - Universitat Politècnica de València - Spain

Contact name: Pascual MUÑOZ (pascual.munoz@upv.es).

ABSTRACT:

This article presents the implementation of the Micro Transfer Printing (MTP) hybridization technique, which involves the integration of passive Si_3N_4 technology and III-V semiconductor coupon using a micro-fabrication process flow. The key aspects of the technique include the encapsulation of Si_3N_4 waveguide using an interlayer dielectric (ILD), the creation of an amorphous Silicon (a-Si) layer for the passive/active coupling, or the optimization of benzocyclobutene (BCB) deposition for the active coupon adhesion. Also, in the active coupon the optimization of the InAlAs sacrificial layer etch recipe is addressed. The propagation loss of the passive layer was measured using OFDR techniques, and improvements were observed in the taper and widen sections. The final prove of concept demonstration of MTP coupon release and print on the passive layer was achieved, and the interaction of those was demonstrated using OFDI reflectometry.

Key words: Silicon Nitride passive platform, Active III-V semiconductors, Micro-Transfer Printing (MTP), Active/passive co-design.

1.- Introduction

During the last decade, more and more applications have adopted photonic integrated circuit (PIC) technologies, where the light is confined in a multilayer structure of different materials, properly patterned [1-2]. In PICs, whose current state is similar to that of microelectronics three decades ago, there are several material platforms [3-5], with different features depending on the materials with which they are constructed. Hence, they allow to cover one or several of applications. Among them, Silicon Nitride (Si_3N_4) features extremely low loss, but is a passive material, and for full functionality as technology platform, it requires hybridization with other, typically a III-V semiconductor optical amplifier (SOA), that can provide optical gain and detection in a narrower band of operation, as compared to Si_3N_4. To accomplish this objective, we must address different challenges in passive, active and the hybrid interface. We have developed this effort into the framework of a research agreement between Huawei and UPVfab (ITEAM) [6] into the so-called Huawei-UPV Joint Research Center. Throughout this article we present some of the aforementioned challenges, adopted solutions as well as characterization results. The main project objectives were: 1) Passive a-Si/ Si_3N_4 technology development mechanical and optically optimized for transfer and bonding of active coupons on it. 2) Passive/active technology integration: including the planarization with an interlayer dielectric (ILD) and the benzocyclobutene (BCB) bonding layer, plus the coupon release and transfer process steps for the III-V Coupon with the a-Si/ Si_3N_4 host. 3) Active technology: from a found epitaxy, the definition of process steps, plus the mask layout and fabrication of the active technology. 4) Proof of concept of the hybrid platform: entails the combined experimental validation of all the above.

Figure 1 shows the schematic cross section for the two technologies as well as the interface

material, the electrical contact and thermal dissipation elements.

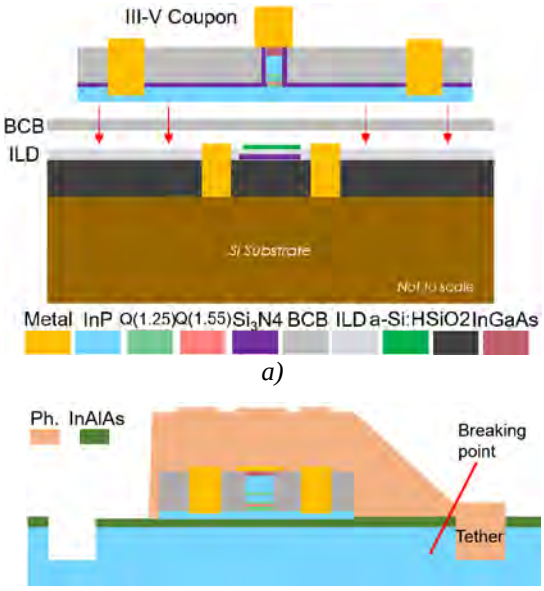


Fig. 1: a) Sketch for the hybrid photonic integrated circuit cross-sections targeted for development. b) active technologies concepts.

As indicated the passive layer is composed by the main transport waveguides on 300 nm thick LPCVD Si_3N_4 over a 2.5 μm buried oxide. Next, an interlayer dielectric (ILD) is deposited that allows the motives to be filled and the upper surface to be planarized up to receive the next passive level made of amorphous silicon (a-Si). This a-Si level was 370 nm thick and composed of tapered sections optically designed as a vertical transition element between the low refractive Si_3N_4 level and the active device [7-8]. Gap 1 (fig 2) is a key parameter that must be controlled on the technology processes being strongly associated with the vertical coupling process. Finally, a level of BCB fills the a-Si motives, planarizes and provides the necessary adhesion with the landing coupon. Notice that Gap 2 (fig 2) must be also controlled with precision because it strongly affects the a-Si and III-V stack interaction and therefore, the final optical mode along the active coupon and the confinement factor of the mode with the gain section [7-8]. Both gaps where fixed to 100nm. Notice also that the ILD+BCB levels provides the upper cladding to the Si_3N_4 transport waveguides.

Figure 1 b) shows the conceptual design of active coupons. In the center we find the active stack with the P contact and the gain area (in red) Q(1.55). The InP mesa structure is formed below housing the N contacts. Very important is the grey level below formed by a 500nm layer of InAlAs that serves as release material. This layer will be etched in order to extract the coupon from the active wafer. Finally, very important is the design of the mechanical and breaking structure composed of the BCB body (ridge sides) and mainly the photo-resin (dark blue) that complete the mechanical body. In the MTP process, the coupons will be extracted by detaching the coupon breaking the lateral tethers designed in the photo-resin (see breaking point in figure 1 b)

2.- Passive Technology

2.1.- Technology platform design, fabrication and characterization

The initial steps are to design the waveguiding structure in the silicon nitride level (transport waveguides), and the transition structure in the amorphous silicon level atop the nitride. The cross-sectional refractive index profile for the waveguides is shown in Fig. 2. Transport waveguides were designed to be mono-mode at 1550 nm resulting into 900 nm width.

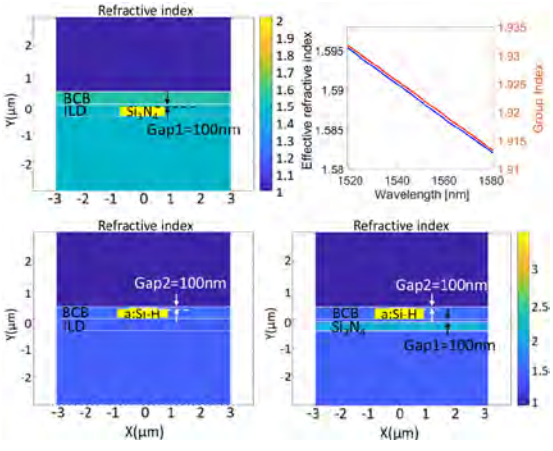


Fig. 2: Refractive index profiles for the different waveguide cross-sections in the passive platform, left-top: silicon nitride, down: a-Si type I and a-Si type-II cross-sections. Effective refractive index for the a-SiH/silicon nitride evanescent coupler.

The grating coupler (GC) structure is designed to couple light in/out to/from the chip using

fibers, as illustrated in the inset of Fig. 3. GC is a key component for the test and measurement at wafer level of the technology. In all, the waveguides presented need to be up-tapered, so as the mode field width is made compatible with that of a standard fiber (9 µm core diameter). With simulations, a width of 17 µm was found to have a mode field of ~8.6 µm in all the cross-sections. We considered a fully-etched GC, that is, GCs composed of periods having one half filled with the material (silicon nitride) and the other half filled up with the ILD. The effective index and the GC period determine the radiating angle as illustrated in Fig. 3, where the intended designs with the grating period Λ are given. Note the dashed line is the critical dimension (CD) for the lithography process, that is, the minimum reproducible feature size, which for CNM and these technologies is 600 nm.

Several basic BB were designed and implemented in order to obtain further optical information of the passive platform. One of the basic BBs is the MMI coupler. The MMI was designed to be a 50:50 2x2 coupler. This element was employed in more complex structures as MZI and RRs. The MMI was implemented in the circuit as single element and also in cascade configuration, to obtain information about excess losses and coupling ratio.

Characterization results are provided in Fig. 4. Firstly, and using straight waveguides in between two GCs, the in/out fiber coupling angle around 1550 nm wavelength is changed. We found that the angle with maximum transmission was 45 degrees, as opposed to the design that was 52 degrees. This can be attributed to geometrical and material properties difference between modelling and the final fabricated device. A figure of 10 dB/GC insertion loss is obtained.

Next, reflectometry takes using Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR) of straight waveguides were collected, and the results are shown in Fig. 4-(a). From the average of several takes, the estimated propagation loss is around 4 dB/cm, and the group index for the silicon nitride waveguides is ng = 1.896, very close to the simulated value (1.91). Last, sections having nominal width waveguides and tapers with transitions, were investigated using OFDR as well. The results are shown in Fig. 4-(b) and (c). The parts of the trace with lower back-scattering correspond to the up-tapered (widened) waveguide sections. From the back-scattering difference (13 dB), the propagation loss in the widened waveguides is estimated to be 0.2 dB/cm.

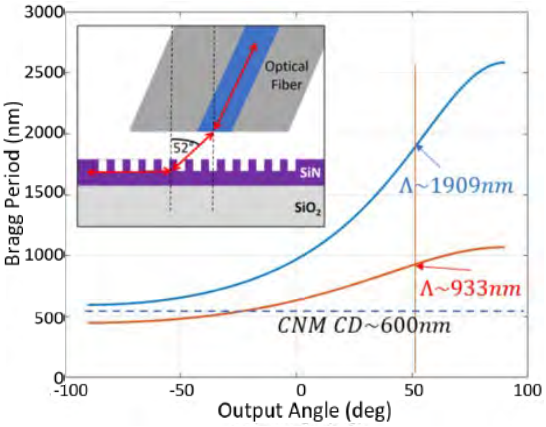


Fig. 3: Bragg grating period vs. radiating angle (on air) for the silicon nitride waveguide (red) and a-Si type I waveguide (blue).

3.- Passive/active integration

3.1.- BCB process development

Departing from the fabrication reference recipe from the BCB supplier, a total of 19 run experiments were developed using 6'' silicon wafers as substrates. The large number of runs was required since different problems were solved down the road, such as bubble formation in the BCB layer (contamination from dispensing pipettes, particles in dirty furnace), and concentric rings with decreasing radial thickness (turbulence caused by top central opening on the spin coater lid).

The results of BCB run #19 (compiled from a lot of 6 wafers in the experiment) showed that target thickness 470nm is obtained with a spin recipe of 3000rpm for 30 seconds, and BCB diluted in solvent at 10%. Additionally, two new repeat runs were performed to validate the recipe by checking the thickness repeatability for two different solvent concentrations as shown in figure 5. These runs, #20 and #21 drove us to a recipe for the coupons bonding of BCB with 20% solvent spun at 3000rpm for 25 seconds (2000rpm/s).

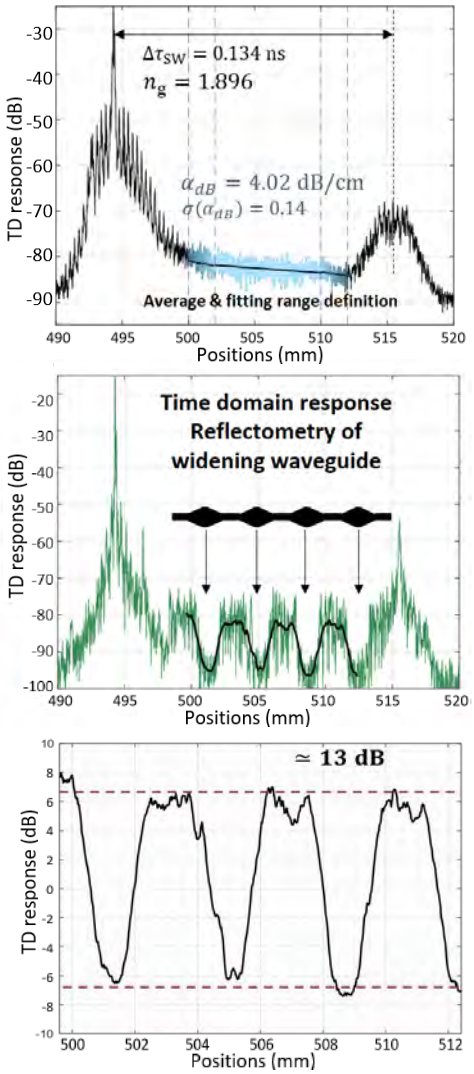


Fig. 4: a) Average OFDR trace takes for straight Si3N4 waveguide. b) OFDR take of test structure having 5 widening sections between regular straight (c) zoomed view of (b).

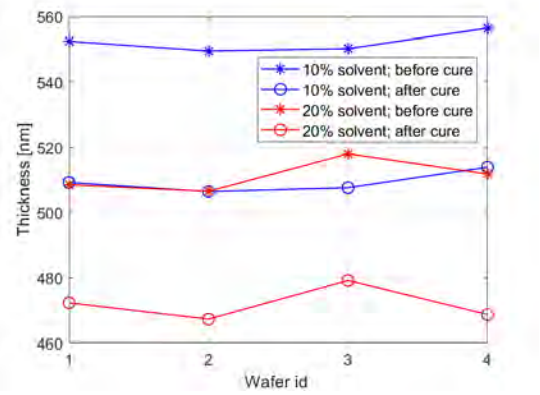


Fig. 5: BCB thickness deposition results for run #21 at 3000rpm for 25 seconds (2000rpm/s).

3.2.- III-V Coupon release layer etching

Indium Phosphide dummy wafers were sourced from Vigo Systems [9] with only the InAlAs sacrificial layer, so as to develop the lateral wet etching recipe of such layer. The experiments planned and executed for under-etch speed characterization of InAlAs below patterned photoresist, consisted on the sequence shown schematically in Fig. 6.

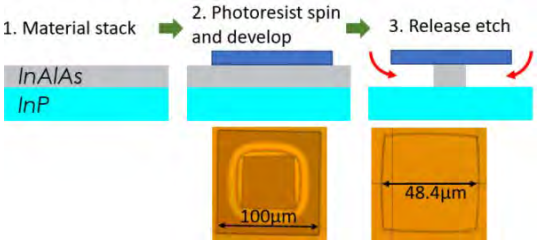


Fig.6: Process sequence to perform InAlAs release layer lateral etch rate experiments (Top left to top right). Etched release pattern after 15min, still with the photoresist on top (bottom middle) and stripped (bottom right)

The following details and remarks summarize the experiments: 1) The ma-P1240 photoresist, which is the same employed on the SOA coupons, was used and several conditioning runs were performed with target 3.1µm thickness (same as in the coupons). The recipe found was:

- Spin coating: 4100rpm for 21sec,
- Exposure energy dose: 150mJ/cm^2
- and develop time 140sec.

The patterns on the photoresist consisted on squares of 100, 200 and 300µm to easily measure the etchant penetration after the etching process.

2) The wafer was fragmented into 4 pieces, and subject to wet etching on a stirring cold plate with $FeCl_3$ + H_2O (1:2) at 6°C, for times 15, 30, 60 and 120min. The Iron (III) chloride hexahydrate was sourced from Merck (31232-250G-M). 3) By visually inspecting the resulting dimensions of the test patterns the etch rate was characterized, e.g. 25.8µm / 15min = 1.72µm/min. The etching is uniform along the wafer piece. The final results are shown in Fig. 7. The etch rate compression along time is due to the difficulty for the etchant to reach the etching interface (release layer is only 500nm height). All the designed SOA coupons will be 180µm width, so we will need to

etch them for at least 120min to completely remove the InAlAs sacrificial layer.

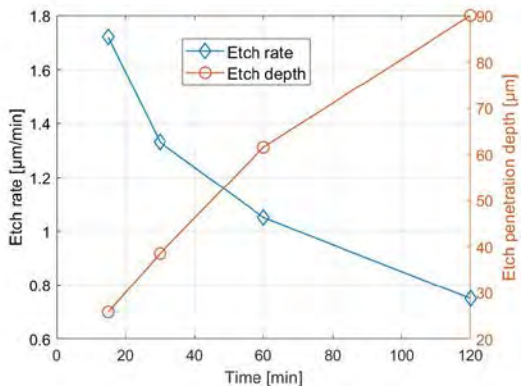


Fig. 7: InAlAs release layer etch rate and penetration depth.

3.3.- III-V Coupon pick and transfer print

The coupon pick release and transfer experiments started using different pieces of the III-V wafer. In this section we present a summary of them, with the most relevant conclusions, and the recipe that lead to successful pick release and transfers of 5 coupons from the active wafer to the passive one (Fig 8). Firstly, in all the pieces processed, we observed that the required etch times using the test patterns, presented in the previous section, was not enough. We attribute this to two factors: 1) the density and typology of patterns of the III-V device wafer is different to those of the dummy wafer employed in the etch rate characterization and 2) misalignment in the lithography, which left only one side of the coupon open to the iron chloride etchant.

Once the release layer underneath the coupons was etched, the coupons left suspended on air only attached to the substrate by photoresist tethers, so we proceeded to perform the micro transfer printing. The recipes for the pick and print of coupons in the MTP tool that allowed successful results are as follows: pick acceleration 0.8g, pre-pick duration 3sec., overdrive speed 31µm/sec. for the pick process at the active donor wafer, and for the print process at the passive wafer the overdrive speed is 31µm/sec., pre-shear duration 2sec., X shear distance -50µm, Y shear distance 50µm, shear speed 75 µm/sec., shear duration 1sec., print retract 20µm and print retract speed of 50 µm/sec.

4.- Proof of concept of the hybrid platform

The passive silicon nitride technology wafer was BCB coated and five coupons transferred as described in this document. The materials used are illustrated in Fig. 8. All the coupons have a length of 2.05 mm, and the location of landing areas (length from the sides of the chips) is well known from layout. OFDR equipment was employed to gather insights to the chip, with resolved spatial measurements, so as to infer if the light interacts with ("sees") the coupons. An example of OFDR trace taken from a grating coupler is given in Figure 9. The trace presents the characteristic input / output reflectometry peak events to the chip, at the positions of the grating coupler. The input peak (always shown at left in the traces) is stronger than the output peak.

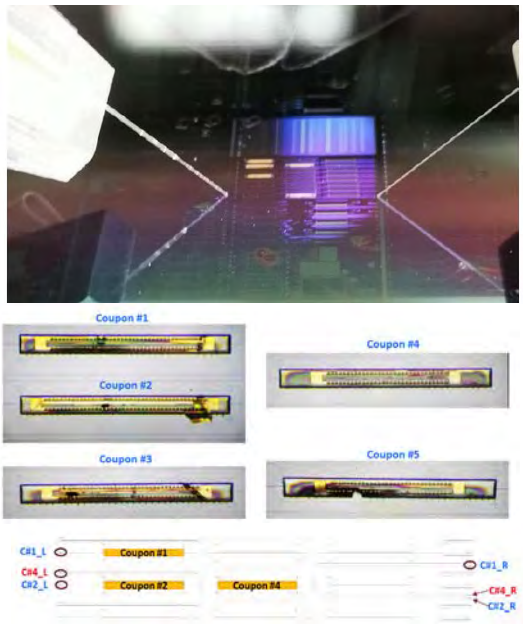


Fig. 8: Illustration of materials for the characterization of transferred III-V coupons to the passive SiNx technology. (top) Photograph of the passive wafer on the PIC test setup, where in between the fibers five landed coupons can be appreciated. (middle) Close view separated photographs of the five coupons. (bottom) Location of the five coupons in the test chip area.

The traces show two clear optical features that evidence the presence of the coupon in the right passive waveguide area. Firstly, the two peaks at a distance of 2.05 mm between each

other. Secondly, the lowered back scattering trace in between the peaks, corresponding to a widened silicon nitride waveguide designed along the landing area. The remaining coupons provided similar results.

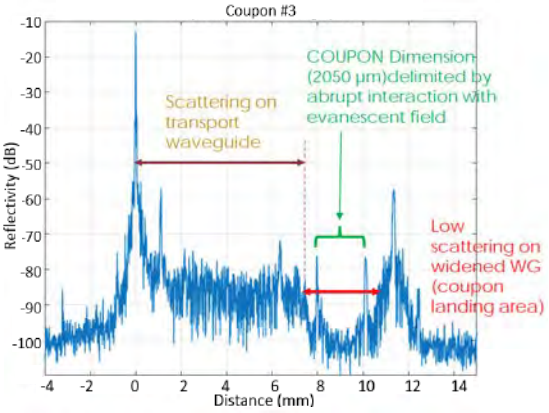


Fig. 9: OFDR characterization traces for Coupon #3, taken from the right.

5.- Conclusion

As a conclusion, throughout the cited project, the bases have been laid for the implementation of the MTP hybridization technique, reaching key aspects such as the implementation of micro-fabrication process flow for passive Si_3N_4 technology including a-Si transition layer to a III-V semiconductor coupon adhered using BCB, the encapsulation of the Si3N4 waveguide using an interlayer dielectric and its planarization, the design and characterization of GC, albeit the constrains of an i-line technology, that allow to work wafer scale in the full process flow. OFDR techniques has been employed to measure the propagation loss of the passive layer and the improvements on the taper and widen sections.

Finally, the InAlAs sacrificial coupon release layer etch recipe for test structures and coupons have been optimized leading to the final prove of concept demonstration of MTP coupon release and print on the passive layer and interaction of those demonstrated using OFDI reflectometry.

Acknowledgements:

This work was supported by the R+D contract "Hybrid Photonic Integration Platform for RF Photonics," SOW5- Joint Research Centre HUAWEI-UPV and partly in the facilities and equipment by public projects from Agencia Estatal de Investigación: PID2019-110877GB-I00; TED2021-132584B-C21; T-MFAB-MN-IDIFEDER /2021/ 046, and from the GENERALITAT VALENCIANA - PROMETEO/2021/015VALENCIANA, COMCUANTICA/001 and COMCUANTICA/002. The authors acknowledge Instituto de Microelectrónica de Barcelona IMB-CNM [10] for the support and the fabrication of the Si_3N_4 /a-Si technology and the technical discussion with Jad Sabek and Carlos Dominguez.

References

[1] P. Munoz e.a., "Evolution of fabless generic photonic integration". In Proc. 2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). Jun. de 2013

[2] P. Muñoz e.a. "Silicon Nitride Photonic Integration Platforms for Visible, Near-Infrared and Mid-Infrared Applications," Sensors. 17, 2088, 2017.

[3] Meint Smit e.a., "An introduction to InP-based generic integration technology". Semiconductor Science and Technology, 29.8 pp. 083001, 2014.

[4] A. Rahim e.a. "Open-Access Silicon Photonics Platforms in Europe," IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics, 25 (5), 2019.

[5] P. Muñoz, "Photonic integration in the palm of your hand: Generic technology and multi-project wafers, technical roadblocks, challenges and evolution," Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), Los Angeles, CA , pp. 1-3, 2017.

[6] UPVfab (ITEAM): www.fab.upv.es

[7] Camiel Op de Beeck, e.a. , "Heterogeneous III-V on silicon nitride amplifiers and lasers via microtransfer printing," Optica 7, 386-393 (2020)

[8] G. Roelkens et al., "IlI-V/Si PICs Based on Micro-Transfer-Printing," 2019 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), 2019, pp. 1-3.

[9] Vigo Systems: www.vigophotonics.com

[10] CNM-IMB: www.imb-cnm.csic.es

Mejora de la relación señal ruido en dispositivos ópticos integrados mediante divisores de potencia Wilkinson

Signal to noise ratio improvement in integrated photonics by Wilkinson power dividers

Angel ORTEGA-GOMEZ [(1)], Osmery HERNÁNDEZ [(1)], Douglas OÑA [(1)], Iñigo LIBERAL [(1)].

1. Departmento de eléctrica, electrónica e ingeniería de comunicaciones, Universidad Pública de Navarra, Pamplona, Av. Cataluña, s/n, 31006, Spain;

Persona de contacto: Angel (angel.ortega@unavarra.es).

RESUMEN

Los divisores de potencia Wilkinson (WPD) han sido ampliamente estudiados y utilizados en tecnologías de radio frecuencia, debido a los beneficios que proporcionan. Sin embargo, en tecnologías como la óptica integrada su uso está muy limitado. En este trabajo analizamos una de las potencialidades que tienen los WPDs para óptica integrada, la mejora de la relación señal a ruido (SNR). Para ello estudiaremos el rendimiento del ruido en dichos dispositivos, prestando especial atención a la emisión térmica, y evaluaremos su potencialidad diseñando un amplificador en anillo que contenga WPDs. Lo que nuestros resultados demuestran es que, gracias al estudio previo del ruido en los WPDs, es posible diseñar amplificadores integrados que mejoran la SNR.

Palabras clave: Divisores de potencia Wilkinson, amplificador, relación señal ruido, rendimiento del ruido, emisión térmica, resonadores en anillo.

ABSTRACT

Wilkinson power dividers (WPDs) have been widely studied and applied for radio frequency technologies due to the benefits that they provide. However, this device has not been much analyzed for integrated optics. In this work, we study one of the most potentialities of WPDs in integrated photonics, its impact on improving the signal to noise ratio (SNR). For that, we analyze the noise performance and the thermal emission in WPDs to design a ring resonator-based amplifier that provides a better SNR by using WPDs.

Key words: Wilkinson Power Dividers, amplifier, signal to noise ratio, noise performance, thermal emission, ring resonator.

1.- Introducción

La óptica integrada es una de las tecnologías que más han crecido en las últimas décadas, entre otras cosas, por su capacidad para procesar la luz de una manera compacta y sus potenciales aplicaciones tanto para comunicaciones, sensado y, últimamente, se presenta como la mejor plataforma en la que desarrollar la óptica cuántica [1-3].

Por esta razón no es de extrañar que se busque transferir dispositivos ya estudiados y ampliamente usados en otras tecnologías. Este es el caso de los divisores de potencia de tipo Wilkinson (WPD). En resumidas cuentas, los WPDs son dispositivos con pérdidas con *1xN* puertos, con todos sus puertos totalmente adaptados y con *N* puertos aislados [4]. La principal función de estos dispositivos es la de combinar y dividir las señales de tal forma que no haya reflexiones, así como proporcionar

absorción coherente perfecta (CPA). Una de las aplicaciones en la que nos vamos a centrar es en la de mejorar la relación señal a ruido (SNR) [5].

Nuestra idea fundamental es la de transferir esta funcionalidad para dispositivos ópticos integrados, de manera más concreta, para "Silicon on insulator" (SOI), dónde estos dispositivos ya se han diseñado [6]. Para ello estudiaremos la emisión térmica de los WPDs y cómo se propaga el ruido en diferentes configuraciones, de tal forma que podamos usar estos conocimientos en diseñar un amplificador basado en anillos resonadores que proporcione un mayor rendimiento con respecto a la SNR [7].

La potencialidad de nuestro trabajo puede resumirse en lo siguiente: Estudiar el rendimiento del ruido en estos disipativos ópticos integrados permite reducirlo y así poder explotarlo en aplicaciones dónde esto sea limitante, como la óptica cuántica, cuyos niveles de ruido deben de reducirse al máximo, aplicaciones de sensado para tecnologías en el rango medio de los infrarrojos o en ambientes con condiciones extremas [8].

2.- Ruido térmico

Lo primero que vamos a hacer es estudiar cómo se presenta el ruido térmico en estos dispositivos. Para ello tenemos que entender que los WPDs consiguen tener los puertos aislados mediante las pérdidas producidas intencionadamente, y la forma en la que se generan estas pérdidas tiene una relación con cómo se transfiere el ruido térmico. En tecnologías de radio frecuencia, esto se da mediante la resistencia que conecta los *N* puertos, que genera estas pérdidas disipándose la energía en la propia resistencia y consiguiendo así el aislamiento.

Sin embargo, en el WPD óptico [6], no hay resistencias ni elementos metálicos que puedan disipar esta energía, digamos, sobrante. Así, la única manera que permite el aislamiento es mediante la radiación. De esta forma, podemos entender que el ruido térmico se introduce en nuestro WPD óptico mediante un canal extra que transfiere el ruido térmico del ambiente al mismo.

Para poder cuantificar este ruido térmico usaremos el formalismo de Haus. H [9], que hace uso de la matriz de "*scattering"* del dispositivo para calcular la matriz de correlación de los ruidos térmicos:

$$\langle \mathbf{n_T^\dagger} \boldsymbol{n_T} \rangle = \left(\mathbf{I} - \mathbf{S}\mathbf{S}^\dagger\right)\mathbf{N} \qquad (1)$$

Dónde $\boldsymbol{N} = N_T \boldsymbol{I}$ (siendo $N_T = \frac{1}{2\pi}\frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}}-1}$) corresponde con la matriz de radiación del cuerpo negro, $\boldsymbol{S}$ y $\boldsymbol{n_T}$ la matriz de "*scattering"* y el vector de ruido térmico respectivamente. De forma concreta en nuestro dispositivo tendríamos:

$$\langle \mathbf{n_T^\dagger} \boldsymbol{n_T} \rangle = \frac{1}{\mathrm{N}}\begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \mathrm{N}-1 & \cdots & -1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & -1 & \cdots & \mathrm{N}-1 \end{pmatrix}\mathbf{N} \qquad (2)$$

Dónde podemos ver que el puerto 1 está totalmente aislado al ruido térmico, es decir, no deja propagar dicha fuente de ruido en esa dirección. Además, lo interesante de esta ecuación es que cumple la siguiente característica:

$$\sum_{n=1}^{N+1}\langle n_{Tn}^* n_{Tm}\rangle = \sum_{m=1}^{N+1}\langle n_{Tn}^* n_{Tm}\rangle = 0 \qquad (3)$$

Es decir, que la suma de todos los elementos de (2) es cero y que la suma de todas las columnas y filas dan cero también. Esto tiene una conclusión interesante, y es que nos dice que en configuraciones como al mostrada en la Fig. 1 (a) el ruido térmico está totalmente contenido, no sale hacía los puertos exteriores. Dicho de otra forma, las señales de entrada y salida son transparentes al ruido térmico. Lo que aquí vemos entonces es que el ruido térmico puede cancelarse con una correcta configuración de los WPD, lo que puede ser interesante en la tarea de mejorar la SNR en los dispositivos integrados. A continuación, veremos el impacto que tiene la configuración usada en amplificadores y cómo podemos hacer uso de la reducción o cancelación del ruido térmico.

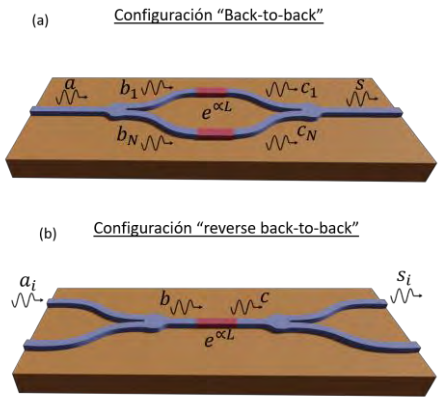


Figura 1. Dibujos de las diferentes configuraciones basado en las combinaciones de WPD y amplificadores.

3.- Configuraciones de amplificación

Para este análisis usaremos el "Traveling wave amplifier (TWA)" como modelo de amplificador, cuya ganancia es $G = e^{2\alpha L}$ y la SNR de una señal amplificada $SNR_{TWA} = \frac{|\langle a\rangle|^2}{N_{0A}+\left(\frac{G-1}{G}\right)N_T}$, dónde N_{0A} y $|\langle a\rangle|^2$ representan el ruido y la intensidad de la señal entrante respectivamente [7].

Las dos configuraciones que vamos a analizar son las mostradas en la Fig. 1 ((a) "back-to-back" y (b) "reverse back-to-back").

Así, para el caso de la Fig. 1 (a) tenemos que la señal de salida se define de la siguiente forma:

$$s = e^{\alpha L}a + \frac{e^{\alpha L}}{\sqrt{N}}\sum_{n=1}^{N} n_{T_n} + \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{n=1}^{N} n_{an} \quad (4)$$

Siendo n_{an} el ruido del amplificador añadido en el puerto *n*. Finalmente, la SNR sería:

$$SNR_{Ca} = \frac{|\langle s\rangle|^2}{\langle s^*s\rangle - |\langle s\rangle|^2} = \frac{|\langle a\rangle|^2}{N_{0A}+\left(\frac{G-1}{G}\right)N_T} = SNR_{TWA} \quad (5)$$

Es decir, mediante WPDs podemos añadir *N* amplificadores en paralelo aumentando el rango dinámico de la amplificación, pero sin tener un empeoramiento en el SNR por usar más amplificadores. Atendiendo a la otra configuración (Fig. 1(b)), el resultado es más interesante:

$$s_n = e^{\alpha L}\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} a_n + \frac{1}{\sqrt{N}}\, n_a + n_{Tn} \quad (6)$$

$$SNR_{Cb} = \frac{|\langle a\rangle|^2}{\frac{1}{N}N_{0A}+\frac{1}{N}\left(\frac{G-1+(N-1)}{G}\right)N_T} > SNR_{TWA} \quad (7)$$

Dónde se aprecia que la SNR aumenta con respecto a la del TWA. Lo que analizamos es que la ganancia de ambas configuraciones es la misma, ya sea usando un único amplificador o varios en paralelo, pero el rendimiento que ofrecen con respecto al ruido es distinto, y en el caso de la configuración de la Fig. 1 (b), a medida que aumenta el número de puertos, más se distribuye este ruido y mejora con respecto a la señal entrante.

La idea es, por tanto, usar este conocimiento para el diseño de amplificadores que mejoren la SNR, que es lo que enfrentaremos en el siguiente apartado.

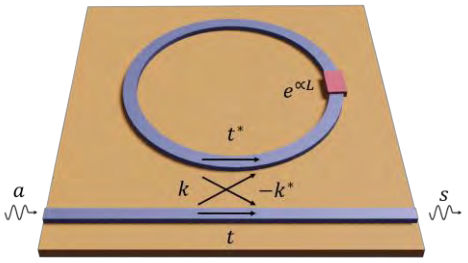


Figura 2. Esquema de un anillo resonador como amplificador.

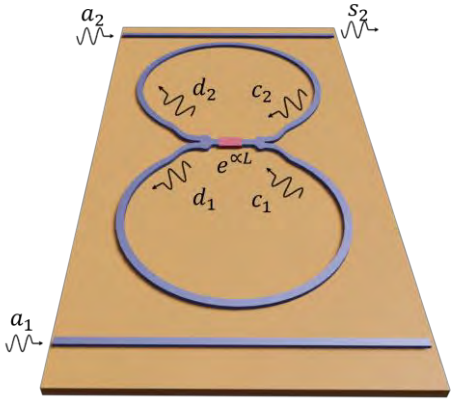


Figura 3. Esquema del dispositivo propuesto combinando amplificador, anillos resoandores y WPD en el caso N=2.

4.- Amplificadores basados en anillos resonadores y WPDs

Para poder ver la potencialidad del uso de WPDs, vamos a comparar un amplificador basado en anillo resonantes como el de la Fig. 2 con una propuesta de dispositivo añadiendo

los WPD para la reducción del ruido y el aumento de la SNR, mostrado en la Fig.3.

La matriz que define la transmisión del anillo resonador es la siguiente:

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & k \\ -k^* & t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (8)$$

Siendo k y t los coeficientes de acoplamiento y transmisión que obedecen $|t|^2 + |k|^2 = 1$, y la propiedad de retroalimentación $a_2 = e^{i\phi}\,(b_2\, e^{\alpha L} + n_a)$ dónde ϕ representa la fase acumulada en el anillo (cuando está en resonancia $\phi = 2\pi$). Así, la ganancia y la SNR del anillo resonador se define como:

$$G_{\text{anillo}} = \left|\frac{t - e^{\alpha L}}{1 - e^{\alpha L} t^*}\right|^2 \quad (9)$$

$$SNR_{\text{anillo}} = \frac{|\langle a_1 \rangle|^2}{N_{oa_1} + \frac{G-1}{G} N_T} \quad (10)$$

Combinando este amplificador basado en anillo resonante con los WPDs tenemos un dispositivo como el de la Fig. 3, que añade las ventajas de las configuraciones mostradas anteriormente en la Fig. 1. El análisis se va a realizar para *N* puertos y *N* anillos conectados, aunque en la Fig. 3 se muestra de forma específica el caso *N*=2.

Las señales de salida e intermedias se definirían de la siguiente forma:

$$d_n = \frac{1}{\sqrt{N}}\left(\frac{e^{\alpha L}}{\sqrt{N}}\left(\sum_{m=1}^{N} c_m\right) + n_a\right) + n_{T_n} \quad (11)$$

$$c_n = e^{i\phi} t^*\; d_n + e^{\frac{i\phi}{2}}(-k^*)\; a_n \quad (12)$$

$$s_n = t\; a_n + e^{\frac{i\phi}{2}} k\; d_n \quad (13)$$

Tratándose así de un sistema de ecuaciones recursivo, en el que para obtener la SNR a la salida debemos de calcular s_n (el cálculo detallado puede encontrarse en [7]). Así, tendríamos que la ganancia y la SNR final sería:

$$G = \left|\frac{t - e^{\alpha L}}{1 - e^{\alpha L} t^*}\right|^2 \quad (14)$$

$$SNR = \frac{|\langle a_n \rangle|^2}{N_{oa_n}\left(1 + \frac{N-1}{N}\left|\frac{|k|^2 e^{\alpha L}}{t - e^{\alpha L}}\right|^2 + \frac{2(N-1)}{N}\frac{|k|^2 e^{\alpha L}}{t - e^{\alpha L}}\right) + \frac{1}{N}\frac{G - 1 + (N-1)|k|^2}{G} N_T} \quad (15)$$

Dónde para ganancias suficientemente altas (cuando $e^{\alpha L}$ tiende a $\frac{1}{t^*}$), la SNR puede expresarse como:

$$SNR = \mathrm{N} * \mathrm{SNR}_{\text{anillo}} \quad (16)$$

lo que muestra que la SNR obtenida mejora por *N* veces la obtenida en el anillo resonador. Además, como se puede observar, la ganancia del dispositivo es la misma que al del anillo. Esto es debido a que ambos amplificadores están analizados a la frecuencia de resonancia, lo que significa que tanto la topología como el número de anillos no influye en la ganancia, ya que, en esencia, son el mismo dispositivo en términos de amplificación.

Sin embargo, como también se puede apreciar, sí hay una mejora en la SNR, debido a que se hace uso de las configuraciones mostradas en la sección anterior y debido también a que la mayoría del ruido térmico se queda contenido en el circuito óptico, como vimos en la sección 2 usando una configuración "back-to-back". La Fig. 4 nos muestra mediante los cálculos de las ecuaciones anteriores, que para ganancias por encima de 2 (3 dB), el factor de ruido mejora tal y como muestra la última ecuación.

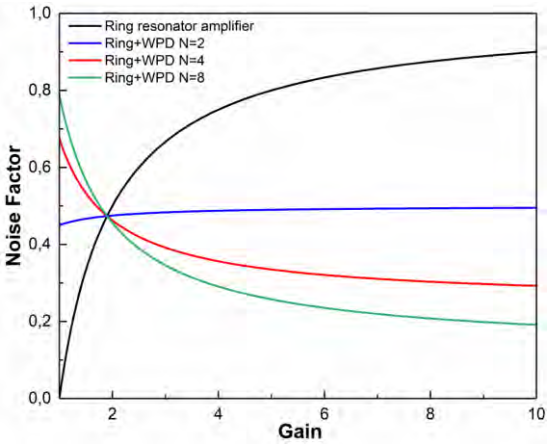


Figura 4. Impacto del factor de ruido (denominador del SNR) para distintos WPDs con 1 × N-puertos, siendo el acoplamiento usado en los cálculos |k|2 = 0.95.

4.- Conclusión

En este trabajo hemos mostrado un análisis de como se muestra el ruido térmico en los WPD ópticos y el rendimiento del ruido en diferentes configuraciones y redes ópticas. Mediante este análisis hemos diseñado un anillo resonador modificado y combinado con WPDs que mejora el SNR *N* veces. Siendo *N* el número de anillos y puertos del WPD.

Además, nuestro trabajo no solo está limitado a este dispositivo particular, por el contrario, entender el rendimiento y el funcionamiento

del ruido en WPD ópticos y la radiación térmica representa un paso hacia delante en el desarrollo de dispositivos fotónicos integrados con una mejora sustancial en el SNR, pudiendo ser altamente interesante en aplicaciones como LIDAR, computación y tecnología cuántica y comunicaciones.

Referencias

[1] Lipson, M. "*The revolution of silicon photonics".* Nat. Mater. 21, 974, 2022.

[2] Wang, J.; Sciarrino, F.; Laing, A.; Thompson, M. G. "*Integrated photonic quantum technologies*". Nat. Photonics, 14, 273−284. 2020.

[3] Shen, Y.; Harris, N. C.; Skirlo, S.; Prabhu, M.; Baehr-Jones, T.; Hochberg, M.; Sun, X.; Zhao, S.; Larochelle, H.; Englund, D.; et al. *"Deep learning with coherent nanophotonic circuits".* Nat. Photonics 11, 441−446, 2017.

[4] Pozar, D. M. *"Microwave engineering"* (John Wiley & Sons, 2011).

[5] Biurrun-Quel, C.; Del-Río Bocio, C. *"Studying the Noise Performance of CORPS Beam Forming Networks".* 16th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP); pp 1−5, 2022.

[6] Hernández, O.; Ortega-Gomez, A.; Bravo, M.; Liberal, I. *"Quantum Interference in Wilkinson Power Dividers".* Laser & Photonics Reviews, 16, 2200095, 2022.

[7] Ortega-Gomez, A.; Hernández, O.; Oña, D.; Biurrun-Quel, C.; Del-Río Bocio, C.; Liberal, I. *"Noise Cancellation Effects in Integrated Photonics with Wilkinson Power Dividers"*. ACS Photonics, 2023.

[8] Hu, T.; Dong, B.; Luo, X.; Liow, T.-Y.; Song, J.; Lee, C.; Lo, G.- Q. *"Silicon photonic platforms for mid-infrared applications".* Photonics Research, 5, 417−430, 2017.

[9] Haus, H. *"Optimum noise performance of optical amplifiers"*. IEEE J. Quantum Electron., 37, 813−823, 2001.

Optical Phased Array Antenna Apodization for Lidar in Autonomous Vehicles

José LOZANO [(1)], Humberto JIMENEZ [(1)], Sergio TORRES [(1)], Pau BIOSCA [(1)], Bernat FONTANET [(1)], Jorge PINAZO [(2)], Adolfo LERIN [(2)], Federico DIOS [(1)], Josep R. CASAS [(1)], José A. LÁZARO [(1)]

1. Universitat Politècnica de Catalunya, Jordi Girona 31, E-08034 Barcelona, Spain
2. Capgemini España SL, Dept. I+D, C. del Puerto de Somport, 9, Madrid, Spain

Contact name: José A. Lázaro (jose.antonio.lazaro@upc.edu).

ABSTRACT:

This paper presents the specific design of an Optical Phased Array antenna (OPA) to apodize the emission of a lidar in the context of a project where diverse optoelectronic sensors such as cameras, radars, and commercial lidars are used to provide data in order to fuse them and develop perception for robots as future autonomous vehicles. While mechanical based lidars are already commercially available, this work focuses on designing much more robust and potentially cheaper lidars based on photonic integrated circuits and energy optimization through the apodization of the emission of the OPA.

Key words: Photonic Integrated Circuits, Sensors, Laser, Artificial Intelligence, Autonomous Vehicles, Expressive Robotics, Data Fusion.

1.- Introduction

Expressive robotics is the study and application of how to program robots to react to situations in a manner similar to that of a human. It aims to make interactions between humans and robots straightforward, reassuring, and intuitive. Perception is a crucial aspect of robotics, as it enables machines to interact with the world around them. This paper presents an overview of the main sensors used for AI based AVs and focuses on an apodized OPA as a key element for energy optimized future lidar-on-chip solutions.

2.- Overview on Sensors for Intelligent Perception for AV

Autonomous vehicles have been gaining attention in the past ten years. Level 5 [1] is the idea of a fully autonomous vehicle without a driver, but the first models with level 3 autonomy are only being certified this year 2023 [2]. At this level, the driver must still be in charge in case of unforeseen circumstances or errors in decision-making.

The automotive industry is expected to achieve significant improvements in safety over the coming years, reducing accidents by 15%. The development of the business will increase to 300-400 billion dollars by 2035, showing the importance of the development of intelligent sensors. Vision technologies are driving advancements in perception and interpretation of the environment, with automotive cameras offering higher resolution and image quality. Radar technologies have also made significant strides in the automotive industry. One of the main limitations of radar technology is its low angular resolution compared to alternatives based on Lidar [3]. 4D radar concepts have gained momentum, but safety levels for autonomous vehicles still require higher resolutions. Coherent lidars have also gained prominence, but still have technological challenges to overcome. Initiatives and projects such as INPERCEPT, funded by CDTI, aim to improve these technological aspects to enable a new generation of vehicles while enhancing safety for all users and vulnerable elements in the mobility environment.

2.1.- Radar

MIMO radar is considered key technology for Advanced Driving Assistance Systems

(ADAS), especially in comparison with Lidar, due to the much lower cost, the absence of mechanical parts, its small size, and the ability to work in all weather conditions. MIMO radar with millimetric waves (76-81 GHz) permits good enough both spatial and velocity resolution with a limited size. On the other hand, FMCW has been the most popular modulation scheme up to date, due to the relatively easy and fast signal processing necessary to recover the targets' parameters.

The Digital Code Modulation Radar (DCM) [4] is an alternative to FMCW radar for the automotive industry. It provides a higher resolution in distance, velocity and angular direction measurements, as well as higher resistance to interference. DCM works by modulating the phase of a sinusoidal signal based on a "spread code", which is a sequence of chips (i.e. +1, +1, -1, +1, -1, ...), which represent a sequence of phases (that is, 0, 0, π, 0, π). The signal has a bandwidth proportional to the rate of change of the signal phases, called "chip rate". By comparing the received signal with the transmitted signal (correlation), the radar can determine the distance and speed of reflected objects.

The OFDM RADCOM system combines communication and radar capabilities using OFDM techniques. It uses Fourier transforms (FFT) for signal measurement, and is susceptible to multiuser interference. To mitigate this, the interference cancellation technique involves reconstructing the interference signal and subtracting it from the radar image. The SCA algorithm [5] is used to identify the signal.

2.2.- Cameras

The classic approach in the automotive environment is image analysis from video sensors. However, this approach is limited by being "up to a scale" in the projective domain and lacks depth information for accurate detection and classification. To address this limitation, multi-view analysis techniques such as stereo and structure from motion have been developed. However, deep learning approaches for image analysis have grown and matured rapidly, offering potential for fast and reliable object detection, further improvement in multi-view scenarios, and for combining multi-modal data [6] from different sensors.

2.3.- Lidar

Lidar (Light Detection and Ranging) is a remote sensing technology that uses laser light to measure and map the surrounding environment, Fig. 1, [7]. By analysing the characteristics of the reflected light, lidar sensors can create a high-resolution 3D map of the surrounding environment, which is essential for autonomous cars to make accurate and safe decisions while driving. It is also widely used in other applications, such as robotics, mapping, drone navigation, and atmospheric sensing.

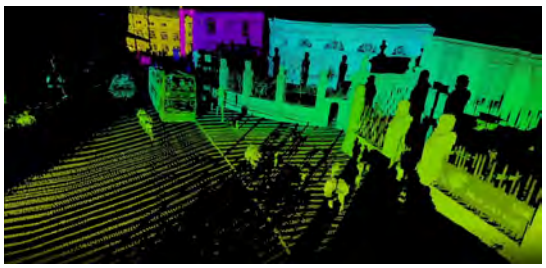


Fig. 1: 3D Point Cloud, reproduced from [8].

2.4.- Sensor Fusion and Artificial Intelligence

Recent research has explored the potential benefits of data fusion across 2D cameras and 3D sensors such as lidar and radar, with the goal of combining strengths of each sensing modality to enable a better understanding of the scene. Data fusion requires precise registration and synchronization, which has been shown to improve accuracy and robustness for object detection. [9].

The automotive industry is exploring the use of cheaper 4D radar sensors to combine 2D and 3D data. This approach involves projecting 3D data onto the camera frame to add a depth component (D) to the initial projected pixels. However, 3D sensors such as lidar and radar are much less dense than megapixel (MPixel) cameras, requiring the use of depth completion (interpolation) models to provide RGB-D images. Lidar-camera fusion has shown promising results in object detection and depth estimation, but lidar sensors can be expensive, prompting the automotive industry to explore the use of cheaper 4D radar sensors.

An approach to sensor fusion [10] involves the use of deep learning to enhance a multi-modal system that combines radar and high-resolution camera sensors. The goal is to train the model to perform inference using cheaper sensors, such as radar, while achieving a solution as close as possible to the learned ground truth (lidar). This approach has shown effectiveness in reconstructing 3D scenes from 2D images and sparse 3D radar data, resulting in a more complete and accurate representation of the environment.

3.- Lidar technology

Numerous market research reports have extensively analysed the market for lidar components, systems, integration platforms, and applications. One key focus has been on the rapidly expanding market segment of automotive lidar. According to a report by BIS Research [11], the automotive lidar market is expected to grow from $353.0 million in 2017 to $8.32 billion by 2028, at a combined annual growth rate of 29.6%, reaching $44 billion by 2050 [12]. A Strategy Analytics report commissioned by Intel predicts a $7 trillion economic impact by 2050 [13]., enabled by the deployment of autonomous vehicles, which will revolutionize the so-called "passenger economy."

3.1.- Lidar requirements

Within the autonomous vehicle industry, lidar systems are expected to meet numerous critical requirements. To provide an overview of these requirements, a list is presented in Fig. 2 detailing the estimated specifications for lidar systems in future autonomous vehicles.

Suggested Automotive LIDAR Performance Specifications

Parameter	Short Range	Long Range
X, Y resolution	~1°	0.1 – 0.15°
Z (depth) resolution	a few cm	
Frame rate	>25 Hz	
Range	20 – 30m	200 – 300m
FOV	>90°	< 90°
Temperature range	AEC-Q100 grade 2 (-40-105C) or better	
Reliability	AEC-Q100	
Laser safety	IEC60825-1 Class 1	
Size	100 – 200 cm^3	
System Cost	$50	$100 - 200

Fig. 2: Lidar requirements for AVs [14].

3.2.- Wavelength

The suitability of different wavelengths for lidar systems in the automotive industry is an important consideration. While the 905nm wavelength is commonly used due to its low cost, high efficiency, and less susceptibility to environmental factors, its range is limited to approximately 100 meters due to safety regulations. The 1550nm wavelength has advantages over the 905nm, including less eye damage and the ability to use higher power with minimized risk [15], resulting in longer range measurements. The use of 1550nm technology is currently limited by its higher cost, but recent advancements in Silicon Photonics are projected to decrease the cost significantly in the near future [16].

In this wavelength, silicon (Si) and silicon nitride (Si_3N_4) are the predominant materials used in optical phased arrays. In [17] the impact of using either material has been analysed, highlighting the superior index contrast of Si, which enables better confinement and smaller device footprints.

3.3.- Types of Lidar

Lidar technology offers several types of systems that are used in various applications, and each has its unique benefits and drawbacks. Among the common types are Rotating Lidar, Micro Electro Mechanical System (MEMS) Lidar, Optical Phased Arrays (OPAs), and Flash Lidar. For AVs, OPAs are a promising option as shown in Fig. 3.

	Rotating	MEMS	OPA	3D Flash
R_{max}	++	+	+	-
FoV	--	+	0	0
Signal-to-Noise Ratio	+	+	++	0
Module Size	-	+	++	+
Robustness	-	+	++	++
Unit Price: 2019	-	0	0	0
Target Price: 2030	0	+	+	+
Product Lifetime	-	+	+	+
Technology Readiness	+	0	-	0

Fig. 3: Lidar technologies comparison [18].

4.- Optical Phased Arrays

Optical phased arrays (OPAs) are solid-state lidars that use an array of small optical elements to steer and control the direction of the coherent laser beam. While OPA technology has made significant progress, developing a low-cost OPA that can be mass-produced for chip-scale optical beam scanners remains a challenge. Achieving the required element

count of 500-1000 [19] for automotive lidars to meet resolution and field-of-view requirements is particularly difficult.

5.- Grating Antenna Apodization

Grating antennas are travelling-wave structures that gradually leak power along its length as Leaky-Wave Antennas (LWAs) from RF technology [20]. They facilitate simple feeding networks, reducing complexity with respect to 2D phased arrays. The radiation pattern is determined by a phase constant β and a leakage factor η, which control the output angle and the rate of the radiation, respectively. There are several types of grating antennas, in our case we will analyse a sidewall grating antenna as shown in Fig. 4.

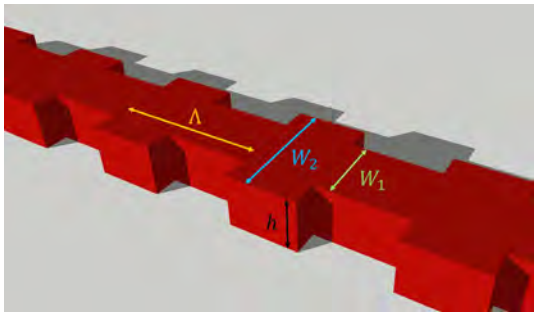


Fig. 4 Sidewall grating antenna

The main waveguide dimensions are $W_1 = 0.5\ \mu m$ and $h = 0.22\ \mu m$. The fundamental mode of this silicon waveguide surrounding by SiO_2 is presented in Fig. 5.

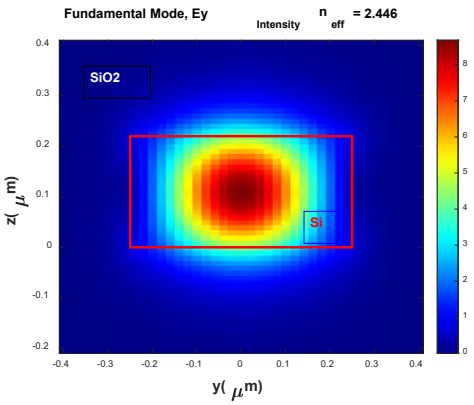


Fig. 5: Fundamental mode at 1.55 μm.

The selection of an appropriate profile is essential for optimizing the performance of grating antennas in various applications. Uniform grating designs exhibit consistent perturbation strength along their entire length, resulting in an exponential decay of light intensity [21]. Additionally, the effective aperture size directly influences the antenna's directivity and operational range. Antenna apodization is a useful technique for optimizing the antenna's emission characteristics. For a 60-element uniform grating antenna, with a height of 0.22µm, $W_1 = 0.5$ µm, $W_2 = 0.8$ µm, $\Lambda = 0.66$ µm and DC = 50%, we can derive the near field profile shown in Fig. 6.

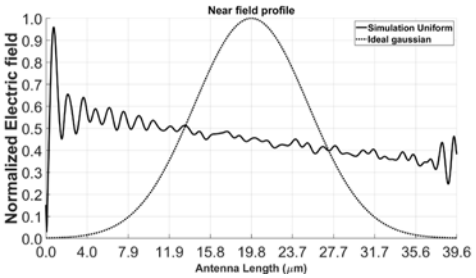


Fig. 6: Near field profile of a uniform grating.

5.1.- Element widths

To generate any propagating profile just above the grating antenna, an apodization is needed. We can create any profile with the help of the model shown in Fig. 7.

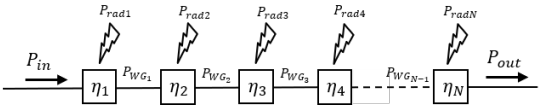


Fig. 7 Theoretical model of a grating antenna

The mathematical expressions are:

$$P_{in} = \sum_{i=1}^{N} P_{rad_i} + P_{out} \qquad (1)$$

$$P_{rad_j} = P_{in}\,\eta_j \prod_{i=1}^{j}(1-\eta_i) \qquad (2)$$

$$\eta_i = \frac{P_{rad_i}}{P_{WG_{i-1}}} \qquad (3)$$

where $P_{in}, P_{out}, P_{rad_i}$ and P_{WG_i} are the entrance, output, radiated in element *i* and propagated in element *i* powers, respectively. And η_i is the efficiency of radiation for a *i* radiation element. With these formulas and using a recursive method (Fig. 8), we can derive the internal antenna efficiency given a wanted radiating profile.

```
Eff_in(1) = Prad(1)/Pin;
PWG(1) = Pin - Prad(1);
for i = 2:length(x)
   Eff_in(i) = Prad(i)/PWG(i-1);
   PWG(i) = PWG(i-1) - Prad(i);
end
```

Fig. 8 Pseudo-code for calculation of η_i.

The next step in this study involves an investigation of the relation between the efficiency of antenna elements and their respective widths. To establish such a connection, a simulation approach has been employed, utilizing the simple model as the basis for analysis. If we considered a uniform antenna grating, it is clear that the antenna efficiencies will be the same, therefore the equation 2 will be:

$$P_{rad_j} = P_{in}\,\eta\,(1-\eta)^j \qquad (4)$$

And substituting in Eq. (1):

$$\frac{P_{in}-P_{out}}{P_{in}} = \eta\sum_{i=0}^{N}(1-\eta)^i \qquad (5)$$

As $(1-\eta) < 1$, we know that this series converges:

$$\sum_{i=0}^{N}(1-\eta)^i = \frac{1-(1-\eta)^{N+1}}{\eta} \qquad (6)$$

Therefore, we obtain a simple expression for the Normalized Power Radiated, defined as:

$$NPR = \frac{P_{in}-P_{out}}{P_{in}};\ NPR = 1-(1-\eta)^{N+1} \qquad (7)$$

Now, the relation between NPR and width, it is done using an electromagnetic simulation software (Lumerical FDTD). We have created a structure with a 50% duty cycle and Λ = 0.66 μm. In Fig. 9 are the results of doing a sweep varying the widths of every element of a 90-element uniform grating antenna from 0.5 μm (width of the original waveguide) up to 1 μm and we have recorded the NPR.

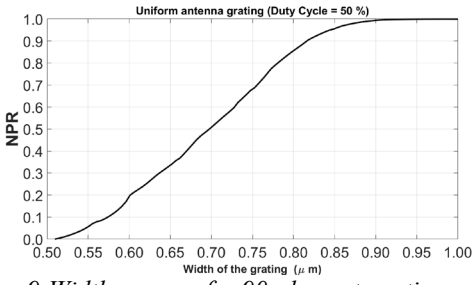


Fig. 9 Width sweep of a 90-element grating antenna

Combining data from Eq. (7) and from Fig. 9 we can derive a general relation between widths and efficiency of radiation for 50% duty cycle grating antenna.

5.2.- Results

For a 60-element grating antenna, using the method derived in section 5.1, we obtained the widths for each antenna element (Fig. 10) in order to obtain the ideal gaussian profile shown in Fig. 6.

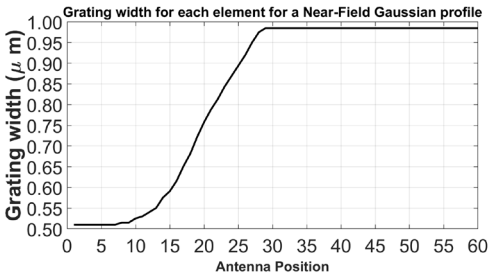


Fig. 10: Calculated grating width for i element.

After simulating the antenna structure considering the width changed along the length, and after a MATLAB post-processing, we derive the emitting near field profile compared with the wanted gaussian profile as it can be seen in Fig. 11.

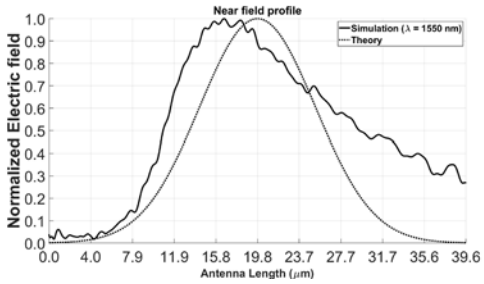


Fig. 11 Simulated near field profile in relation with the wanted profile.

Knowing the near fields, we can calculate the radiation pattern emitted by the antenna doing the spatial TF of the near field profile. In Fig. 12 is shown a comparison between the uniform grating antenna, the apodized grating antenna and the theoretical of a gaussian profile.

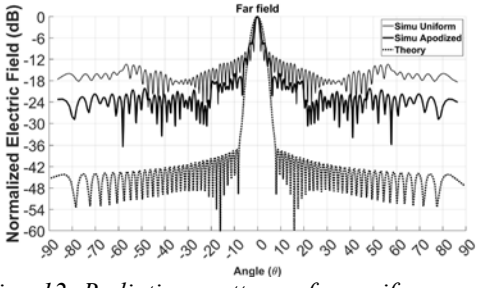


Fig. 12 Radiation patterns for uniform and apodized simulated antenna and ideal gaussian.

As illustrated in the results, a reduction in side lobe levels of 6-8 dB was achieved in all angles, except for the beam direction. As expected, we have seen a broadening in the beamwidth, being 1.3º for a uniform grating

antenna, 2º for an apodized antenna and 3º for a theoretical Gaussian. These widening can be compensated by elongating the antenna aperture size, increasing the number of antenna elements or via using the novel ultra-long grating antennas [22], which can theoretically present a beamwidth as small as 0.008º with a 10 mm antenna length.

6.- Conclusion

In this study, we proposed an approach for determining the optimal widths of grating antenna elements to achieve an arbitrary radiating profile in the context of INPERCEPT project. Future research directions could consider the effect of manufacturing resolution on the simulation results, explore alternative profile shapes, improving the theoretical model, and investigate the potential benefits of utilizing ultra-long gratings. Furthermore, our current approach focused solely on profile tailoring, without considering the impact of the propagating constant along the grating antenna, which governs the angle of emission. To further enhance the performance of the antenna, we intend to investigate the effect of duty cycle on phase change, in addition to modifying the grating widths for profile shaping.

Acknowledgements: This publication is part of the Spanish I+D+i project: PTAS-20211011, "Percepción Inteligente para los Vehículos Autónomos y Conectados", INPERCEPT, funded by CDTI/MCIN and TRAINER-B (ref. PID2020-118011GB-C22), funded by MCIN/ AEI/10.13039/501100011033.

References

[1] SAE J3016, "*Taxonomy and Definitions for Terms Related to Driving Automation Systems for On-Road Motor Vehicles"* J3016_202104, 2021

[2] "Mercedes-Benz world's first automotive company to certify SAE Level 3 system for U.S. market," *MBUSA Newsroom*, Jan. 2023

[3] Yeong, D.J. et al.,*"Sensor and Sensor Fusion Technology in Autonomous Vehicles: A Review"*. Sensors 2021

[4] W. Stark, et al,*"DCM Radar for Automotive Application,"* Uhnder White Paper, Jan. 2020

[5] T. M. Schmidl and D. Cox, *"Robust frequency and timing synchronisation for OFDM,"* IEEE Transactions on Communications, vol. 45, pp. 1613-1621, 1997

[6] D. Lahat, et al, *"Multimodal Data Fusion: An Overview of Methods, Challenges, and Prospects,"* Proc. IEEE 103(9), 2015, doi: 10.1109/JPROC.2015.2460697

[7] S. Chen, et al, *"3D Point Cloud Processing and Learning for Autonomous Driving: Impacting Map Creation, Localization, and Perception,"* in IEEE Sig. Proc. Mag, 38(1), 2021, doi: 10.1109/MSP.2020.2984780

[8] Luminar (NASDAQ: LAZR), Luminar. luminartech.com

[9] R. Nabati et al., *"CenterFusion: Center- Based Radar and Camera Fusion for 3D Object Detection,"* Proc. WACV 2021, doi: 10.1109/WACV48630.2021.00157

[10] Y. Long, et al, *"Radar-Camera Pixel Depth Association for Depth Completion,"* CVPR 2021, doi: 10.1109/CVPR46437.2021.01232

[11] BIS Research, Emerging Technology Market Intelligence, *"Global Automotive Lidar Market – Analysis and Forecast, 2018-2028"*, 2019

[12] Research and Markets, *"LIDAR technologies for the Automotive Industry: Technology benchmark, Challenges, Market forecasts"*, 2019

[13] Strategy Analytics, "Accelerating the Future: The Economic Impact of the Emerging Passenger Economy", Intel 2017

[14] M. E. Warren, *"Automotive LIDAR Technology,"* 2019 Symposium on VLSI Circuits, Kyoto, Japan, 2019, pp. C254-C255, doi: 10.23919/VLSIC.2019.8777993

[15] F. C. Delori, et al., *"Maximum permissible exposures for ocular safety (ANSI 2000), with emphasis on ophthalmic devices,"* J. Opt. Soc. Am. A, 24(5), pp. 1250–1265, 2007

[16] A.E.Limet al., *"Review of silicon photonics foundry efforts,"*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 20(4), pp. 405–416, Jul./Aug. 2013

[17] R. Baets et al., *"Silicon photonics: Silicon nitride versus silicon-on-insulator,"* 2016 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), Anaheim, CA, USA, 2016, pp. 1-3.

[18] C. -P. Hsu et al., *"A Review and Perspective on Optical Phased Array for Automotive LiDAR,"* in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 27(1) 2021, Art no. 8300416, doi: 10.1109/JSTQE.2020.3022948

[19] C. V. Poulton et al., *"Large-scale silicon nitride nanophotonic phased arrays at infrared and visible wavelengths,"* Opt. Lett., 42(1), pp. 21–24, Jan. 2017

[20] A. A. Oliner, *"Leaky-wave antennas,"* in Antenna Engineering Handbook, 3rd ed., R. C. Johnson, Ed. Georgia: McGraw-Hill, 1993, ch. 10

[21] Lei Yu, et al. *"Adoption of large aperture chirped grating antennas in optical phase array for long distance ranging,"* Opt. Express 30, 28112-28120 (2022)

[22] Nie, X., *"Design of ultra-long waveguide grating antennas with uniform emission and high directionality for optical phased arrays on a silicon-on-insulator waveguide platform"*, Optics Communications 531, 2023. doi:10.1016/j.optcom.2022.129210

Optimization of the design and operating parameters of active waveguide Bragg gratings for laser performance

Ángel SANZ-FELIPE [(1)], Juan A. VALLÉS [(2)]

1. Centro Universitario de la Defensa (AGM), Ctra de Huesca s/n, 50090 Zaragoza.
2. Departamento de Física Aplicada & I3A, Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza, C/ Pedro Cerbuna, 12, 50009 Zaragoza.

Contact name: Ángel Sanz Felipe (angel_sf@unizar.es).

ABSTRACT:

Active waveguide Bragg gratings (AWBGs) are promising photonic structures that combine the efficient reflective properties of Bragg gratings with the power amplification of rare-earths. This may lead to an amplified multiple reflections regime within the waveguide and a lasing behavior can be achieved. Nevertheless, the light propagation in this structures highly depends on its design parameters and operating conditions. Thus, modeling their intermixed contributions to the global grating response is a complex task to be done. In this work, a numerical method has been employed to simulate the optical power propagation along an Er/Yb-codoped AWBG. The dependence of its laser performance on the fundamental design and operating parameters is analyzed, and optimal parameters are obtained to maximize the AWBG capability as a monolithic laser. A critical Bragg grating efficiency is detected depending on the other key parameters, serving as a starting study to adequately design AWBGs for any laser purposes.

Key words: active waveguide Bragg grating, monolithic laser, self-amplified multiple reflections, numerical simulations, parameters optimization, Bragg grating design

1.- Introduction

Waveguide Bragg gratings (WBGs) consist of a periodic variation of the refractive index guiding region that leads to an efficient reflection of light [1]. This property makes these structures interesting for many potential photonic applications in integrated optics, filtering, optical sensing or its usefulness as mirrors for laser cavities [1,2].

In addition, rare-earth doped waveguides present an active behavior that can lead to light amplification and even a power gain can be achieved [3]. When the Bragg grating is written within an active medium by ultrafast laser pulses technique, both reflective and active behaviors can be adequately combined [4]. Therefore, active waveguide Bragg gratings (AWBGs) becomes a promising structure for photonic applications such as amplifying reflectors and monolithic lasers.

Some experimental works on AWBGs has been carried out [4,5]. However, its response highly depends on the design specifications and operating conditions that determines the active and reflective character. Some of them are even difficult to be totally controlled in the manufacturing process [6]. Also, small variations of them can drastically modify the AWBG response and even cause or not the laser behavior. So, an in-depth study of all the contributions must be overcome.

In this work, a numerical calculation of the AWBG response as a function of the fundamental parameters has been carried out. This will serve to delve into the several dependences in order to find out the optimal conditions or critical parameters which may maximize its performance as a monolithic laser.

Section 2 explains the numerical method developed to calculate the power propagation

throughout an AWBG. Section 3 describes the development of simulations carried out to obtain a database of the AWBGs' response dependences on the four key factor studied. Section 4 presents the numerical results and dependencies studied in order to find an optimization of the intermixed parameters for the AWBG laser performance.

2.- Numerical method

2.1.- Optical power propagation

A numerical program has been developed to simulate the optical power propagation throughout an Er/Yb-codoped AWBG. In order to do so, the waveguide is divided in a N small enough uniform sections (20-30 sections/mm). Then, a Runge-Kutta method is employed to calculate the propagated power and its derivative in each i-th section along the AWBG propagation direction z by means of the following equation:

$$\frac{dP_i}{dz} = \left[A(\eta, \sigma, z) - \alpha + \frac{\ln(t_i)}{\Delta z}\right] P_i \qquad (1)$$

The terms in the brackets will determine the effective amplification properties within each grating section, and so the AWBG performance. The first term, $A(\eta, \sigma, z)$, considers the waveguide active behavior along the propagation direction as a function of the rare earths transition cross section, σ, and on the overlapping factors between the mode intensity and levels' population density distributions, η [3]. The second term, α, is the power propagation loss coefficient of the waveguide material. The third term incorporates the Bragg grating reflective character: a transmission coefficient t_i is assigned to each Δz grating section. Since the transmission coefficient is lower than one, the logarithm contributes negatively to the power derivative, as is logical for this transmission term.

2.1.- Multiple reflections calculation

Although equation (1) represents the basic fundamentals to calculate the light propagation, it must be completed to consider the reflected power contribution at each grating point. In order to do so, the co- and counter-propagating powers along the AWBG are calculated. The fraction of co-propagated power reflected by each grating section turns to increasing the counter-propagating power derivate, and vice versa. Thus, both propagation powers are mutually dependent on each other and a multiple reflections behavior occurs. Equation (1) can be easily adapted to consider both propagation directions:

$$\begin{aligned} \frac{dP_R}{dz} &= \left[A - \alpha + \frac{\ln(t)}{\Delta z}\right] P_R - \frac{\ln(t)}{\Delta z} P_L \\ \frac{dP_L}{dz} &= \left[A - \alpha + \frac{\ln(t)}{\Delta z}\right] P_L - \frac{\ln(t)}{\Delta z} P_R \end{aligned} \qquad (2)$$

where the subscripts R and L (right and left) refer to co- and counter-propagation powers respectively. The negative sign of the cross term logarithm due to the transmission coefficient makes it to contribute positively to the derivative of the opposite propagation power. On the other hand, since the Bragg gratings studied in this work have uniform perturbations, the transmission coefficient remains the same for every grating section, and so the i subscript has been omitted.

As a result of equation (2), the adequate selection of the AWBG design and operating parameters may lead to a self-amplified multiple reflections regime which, eventually, may become to a laser performance.

2.3.- Bragg grating efficiency

The transmission coefficient in equation (2) corresponds to that of a passive Bragg grating. The maximum reflectivity of a Bragg grating of length L can be determined as that for the wavelength which satisfy the Bragg condition by means of [1]:

$$R_{p,max} = \tanh^2(\kappa L) \qquad (3)$$

being κ the grating coupling coefficient which describes the effectiveness of the grating interferential properties that leads to its reflective character. This parameter can be tuned up by selecting some grating parameters in the manufacturing process, as shown in previous works [6]. The transmission coefficient which corresponds to each grating section in the calculations can be easily deduced so that the total passive grating reflectivity is $(1 - t^N)$.

As observed in equation (3), the higher the product κL, the more reflective the grating. So, the corresponding term in equation (2) can be controlled by tuning the AWGB's passive reflective efficiency. However, equation (3) does not take into account propagation losses: it will tend to R = 1 as the κL product increases. The propagation losses cannot be easily included in this equation due to the Bragg grating multiple reflections: the power transmitted along the material will not simply decay by the usual exponential behavior $e^{-\alpha L}$ since the successive reflections must be taken into account. Therefore, the propagation losses contribution to the global AWBG performance has to be numerically analyzed.

2.3.- Waveguide length dependence

The AWBG length reveals as a key factor for any amplification purposes. On the one hand, the longer the waveguide, the more active material that amplifies the optical power. On the other hand, the attenuation along the waveguide makes the optical power to decrease as it propagates through the material. Therefore, the longer the grating, the more difficult for the optical power to reach all the active material and, the more reduced is the self-amplified multiple reflections effect. In addition, it also determines the Bragg grating efficiency, equation (3), and so the multiple reflections regime. This shows a complex conflict between opposite trends that will determine the global performance.

3.- Simulations development

3.1.- Iterative calculation

In order to numerically calculate the AWBG response, an iterative calculation has been carried out with equation (2). First, the co-propagating power evolution along the grating z direction is calculated departing from the starting condition $P_L(z) = 0$ for the counter-propagating one. The values obtained for $P_R(z)$ are then saved and employed to calculate the counter-propagating power backwards. These new $P_L(z)$ values are saved to start a new iteration, and so on. This iterative numerical calculation is repeated until a convergent solution is found. This method is employed to calculate the signal, fluorescence and pump power propagation along the AWBG in both propagation directions.

Boundary conditions must be taken into account in this iterative process. In our simulations, a symmetric bidirectional pump power will be always injected at both grating ends ($\lambda = 976$ nm). The Er/Yb ions will turn this pump power into a fluorescence power, with a peak in the main amplification wavelength of the Er^{3+} ion ($\lambda = 1534$ nm).

3.2.- Bragg grating modeling

The Bragg wavelength of the grating is selected to be 1534 nm, so that the multiple reflections are maximized in the same wavelength than the rare-earths amplification.

Simulations have been done in the 1520-1540 nm range, with a 1 nm wavelength resolution. This range and resolution have been considered to obtain trustworthy results in affordable computational times. The Bragg grating spectral reflectivity can be experimentally optimized to be lower than 1 nm [6]. So, considering the calculation resolution, the Bragg reflective peak has been simulated as a simple delta function at 1534 nm with the corresponding transmission coefficient. Previous simulations have been carried out to check that any small reflective value at both sides of the grating's spectral peak does not represent significant quantitative deviations, so that the delta function modeling seems to be adequate.

As mentioned above, the simulated AWBGs have uniform perturbations and so the transmission coefficient wavelength is the same for every grating sections. At the rest of the spectrum, no reflective effects take place since the transmission coefficient is zero.

Two AWBG samples have been previously fabricated and tested to verify the correctness of the results with this numerical method.

3.3.- AWBG response database

The objective of this work is to simulate all the possible combinations of the four fundamental parameters of the AWBG to find the optimal design and operating conditions to achieve the laser performance. So, a complete set of uniform AWBGs have been simulated as a function of the grating length, the

pump power injected, the passive AWBG reflectivity and the propagation losses.

Grating lengths from 3 to 10 mm have been simulated. Several cases of reflective efficiency have been considered for each length so that a range of values in which the laser performance could be achieved under the proper conditions is calculated. Four pump powers values (150 to 300 mW) and four propagation losses coefficients (1.30 to 1.74 dB/cm) have been used for every case. As a consequence, a complete database of 1.800 AWBG cases have been simulated under the different possible combinations.

In all the cases, the rare earth ion concentrations used are 2.4×10^{26} m^{-3} and 5.1×10^{26} m^{-3} for Er^{3+} and Yb^{3+} respectively. The amplified spontaneous emission of light (ASE) generated by the AWBG at 1534 nm is calculated.

4.- Results and discussion

4.1.- Analysis of the fundamental dependences

The ASE signal generated at 1534 nm by a 5 mm Er/Yb-codoped AWBG as a function of its passive reflectivity is shown in Fig. 1. The propagation losses employed is 1.30 dB/cm.

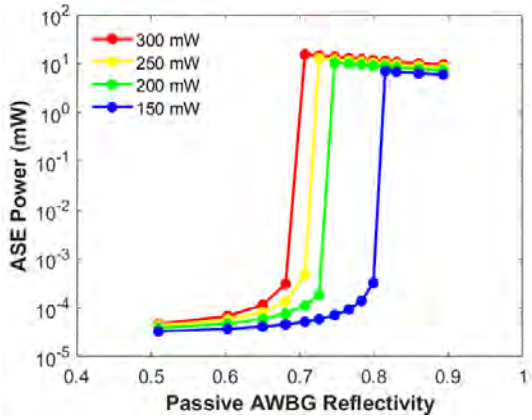


Fig. 1: Numerical results of the ASE power generated by a 5 mm AWBG at 1534 nm as a function of the AWBG passive reflectivity. Results with four bidirectional pump powers employed are presented.

As observed, if the Bragg grating's efficiency is too low, and therefore its passive reflectivity, the generation of ASE signal is negligible. When the designed AWBG's efficiency is increased (due to increasing the coupling coefficient), the ASE power starts to increase slightly until a radical change in the AWBG performance takes place: the grating enters a self-amplified multiple reflections regime and the ASE power generated drastically increases by four orders of magnitude. Then, lasing occurs and a 10-18 mW power is obtained. Above this critical reflectivity, the lasing behavior stills occurs (at least in the range simulated), although the power generated decreases slightly. Nevertheless, when the grating reflectivity tends to 1, the optical power finds more troubles to propagate along the entire waveguide, and eventually the lasing behavior might not occur (not observed in this cases in the range studied).

In addition, Fig. 1 presents the AWBG performance as a function of the pump power symmetrically injected to the grating ends. The lower the pump power employed, the more efficient the Bragg grating is needed to observe the lasing behavior. This dependence is logical since the lower the pump power, the lower amplification by the active material. The only way to compensate this loss of amplification is by increasing the Bragg grating efficiency so that the self-amplified multiple reflections are more favored near by the pump power entrance, and later extended to the rest of the AWBG.

The analogous numerical results for a 10 mm AWBG are shown in Fig. 2. The longer the grating, the more active material and so the more amplification can be produced in the entire waveguide. For that reason, a lower Bragg grating efficiency would be needed now to achieve the laser behavior, as observed in the critical passive reflectivity value needed for 300 mW pump power in comparison to Fig. 1. On the contrary, small pump powers would not produce enough amplification along the waveguide: the propagated optical power that reaches the effects of the pump power injected at the opposite grating end might not be sufficient. Then, the laser behavior does not occur, as observed in Fig. 2 with 150 and 200 mW pump powers in the reflectivity range calculated. As a consequence, a minimum pump power is needed to achieve the lasing behavior. This value will depend on the rest of the fundamental parameters studied.

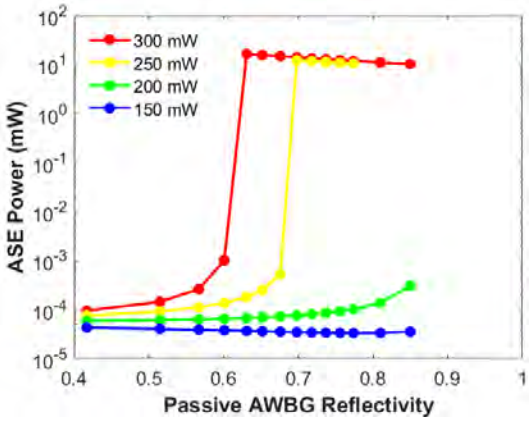


Fig. 2: Numerical results of the ASE power generated by a 10 mm AWBG at 1534 nm in the same conditions than those of Fig. 1.

The effect of the waveguide propagation losses is analogous to the one described in the last paragraph: the more attenuation, the more optical power is lost along the waveguide and so the more difficult to achieve laser performance, as it will be seen later.

Such intermixed dependencies reveal the complexity and sensitivity of the AWBG behavior to specific values of its design and operating parameters, and even to small variations of them. Thus, the proper selection of these key factors is essential.

4.2.- Optimal operating conditions

As shown in Fig. 1 and 2, a minimum Bragg grating efficiency is needed to achieve the laser performance. Then, the ASE generated reaches its maximum value and starts decreasing slowly as the grating efficiency is increased. The maximum ASE powers generated by the AWBGs as a function of its length is shown in Fig. 3, depending on the pump power used and propagation losses. As observed in Fig. 3(a), a peak is detected depending on the AWBG length and pump power employed where the laser behavior would be maximized.

The contribution of the propagation losses is clearly seen in the comparison between Fig. 3(a) and (b), where 1.30 and 1.74 dB/cm propagation coefficients are employed respectively. A significant reduction on the maximum ASE power generated is generally observed, which does not allow to reach the laser behavior in much more cases. As an example of this negative contribution, no laser response would occur in any case with 150 mW in the efficiency ranges simulated.

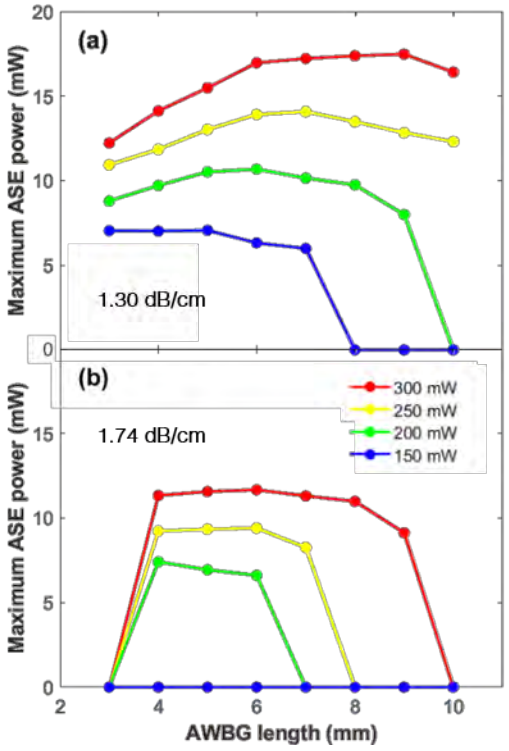


Fig. 3: Maximum ASE power generated by AWBGs as a function of their lengths and pump powers employed. Loss coefficients used are (a) 1.30 dB/cm and (b) 1.74 dB/cm.

The minimum passive AWBG reflectivity needed in each case is the critical requirement to any optimization of the AWBG design and operating conditions. Fig. 4 presents this minimum value for each grating length as a function of the pump power, Fig. 4(a), and the propagation losses, Fig. 4(b). At any point in the area over the curves, the lasing behavior will occur. On the contrary, those designs or operating parameters under the curves will not produce the laser phenomenon. The cases in which the curves are not complete are only due to that the efficiency range simulated have not shown yet any laser response (at least below 0.85 passive reflectivity). In addition, when the passive AWBG reflectivity would tend to 1, the laser behavior would disappear, although this upper limit has not been studied in this work since such a high passive reflectivity is very difficult to get in the manufacturing process [6], and so the lower limit is the interesting one.

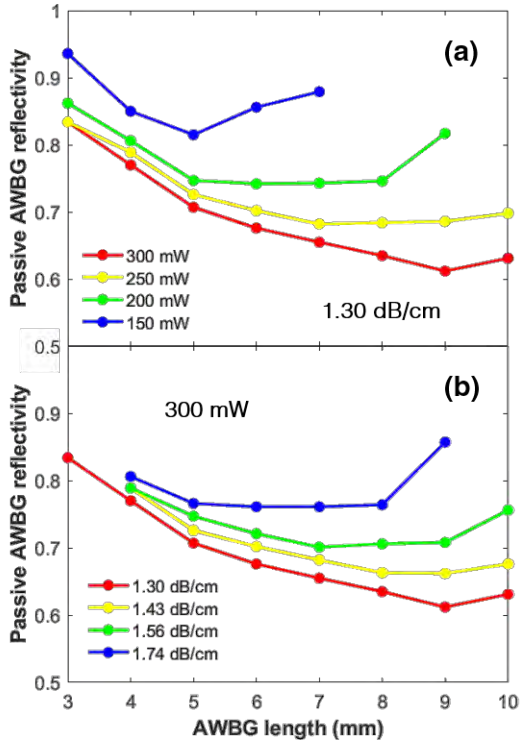


Fig. 4: Minimum passive AWBG reflectivity required as a function of the grating length. The dependences on the pump power used (a) and the propagation losses (b) are shown.

As observed in Fig. 4, a long AWBG design (9-10 mm) allows lower passive reflectivities to get the laser behavior and high ASE powers (Fig. 3). However, a high pump power is needed, Fig. 4(a), and even in such a case, the propagation loss contribution is more significant, Fig. 4(b). On the contrary, a shorter design (4-5 mm) is not so sensitive to propagation losses or pump power, but a high Bragg grating efficiency is needed. A 6-7 mm AWBG would seem to present a compromise between both difficulties: acceptable pump powers would be needed for the laser performance with high ASE power generated, and the propagation losses due to the fabricating process would not be that critical.

5.- Conclusion

A numerical method has been implemented to simulate the optical propagation power along an AWBG and its potential lasing response. A complete database of the AWBG response depending on the possible combinations of its four fundamental design and operating parameters has been calculated.

The results have allowed to analyze the complex intermixed contributions of these parameters to the AWBG laser behavior. A minimum reflective design has been detected as a function of the rest of the parameters studied. An optimal AWBG length of 6 – 7 mm seems to be adequate for considering all the possible cases, although the response can be maximized under the specific adequate conditions observed. This analysis represents a promising starting point for choosing the optimal conditions and fabrication process for AWBG laser purposes.

Acknowledgements: This work was supported by the grant PID2019-108598GB-I00 funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033, by the Department of Industry and Innovation (Government of Aragón) through the research group Grant E44-20R (cofinanciado con FEDER 2014-2020: Construyendo Europa desde Aragón), and by the project CUD-2023_12 of the Centro Universitario de la Defensa de Zaragoza.

References

[1] R. KASHYAP, *"Fiber Bragg Gratings"* 2nd Ed. (Academic Press, 2010).

[2] M. AMS, P. DEKKER, S. GROSS and M.J. WITHFORD, *"Fabricating waveguide Bragg gratings (WBGs) in bulk materials using ultrashort laser pulses"*, Nanophotonics 6(5), 743-763, 2017.

[3] D. BENEDICTO et al., "*Characterization of Multicore Integrated Active Waveguides Written in an Er^{3+}/Yb^{3+} Codoped Phosphate Glass*", J. Light. Technol. 39, 5061-5068, 2021.

[4] Y. ALON et al., "*Femtosecond Bragg grating inscription in an Yb-doped large-mode-area multicore fiber for high-power laser applications*", Opt. Lett. 45, 4563, 2020

[5] R. OSELLAME et al., "*Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams*", J. Opt. Soc. Am. B, 20, 1559, 2003.

[6] Á. SANZ-FELIPE et al., "Waveguide Bragg gratings fabrication and optimization as a function of the duty cycle", Proc. of XII Reunión Española de Optoelectrónica, 59-64, 2021.

Photonic Integrated Circuits at CEMDATIC-UPM

Pablo López-Querol, Clara Quevedo-Galán, Alicia Soria-Gómez, Ismael Pintor, José Manuel G. Tijero, Ignacio Esquivias and Antonio Pérez-Serrano

CEMDATIC, E.T.S.I. Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid , 28040 Madrid, Spain

Contact name: Pablo López-Querol (pablo.lquerol@upm.es).

ABSTRACT:

In this contribution, we summarize our recent activities and results on indium phosphide (InP) photonic integrated circuits (PICs) development. In particular, we present results on radiation hardness evaluation of PICs for space applications. Regarding integrated systems, we have proposed an integrated transmitter for differential absorption LiDAR and a frequency shifter for low bandwidth heterodyne detection systems. We also discuss packaging strategies of PICs. We show a testing package that we have been developing.

Key words: Photonic Integrated Circuits, LiDAR, Indium Phosphide, Generic Integration, Multi-Project Wafer.

1.- Introduction

Photonic Integrated Circuits (PICs) have attracted a lot of attention since they were proposed in 1969 [1] due to their advantages in terms of size, weight, scalability, low-cost and reduction of mounting complexity in comparison with systems based on discrete components. Even so, their development has been much slower than their electronics counterparts albeit some of its most important milestones took place over the next 30 years.

Nowadays there has been no commercial exploitation comparable to that of integrated electronics. However, an important effort has been made to standardize processes with the introduction of generic integration platforms during the last decade. This has boosted up the technology and opened their applicability beyond the optical communications field.

Generic photonic integration adapts the model of microelectronics, in which a wide variety of circuits can be created with a limited set of predefined Building Blocks (BBs) [2]. In photonics, these BBs comprise waveguides, amplifiers, detectors, and modulators, among others. By using standardized industrial integration processes, stable and reproducible performance is achieved. In addition, circuit design can be done at a functional level, allowing for a more efficient design flow.

As a result of standardizing the manufacturing process, the design process is also standardized. Process Design Kits (PDKs) are made available to users including simulation and layout design software. In addition, the standardized open-access processes allow companies, research centers and universities to share costs in Multi-Project Wafer (MPW) runs for rapid and cost-effective prototyping [3]. Besides, it allows for easy scaling up to mass production to develop commercial systems.

Among the different generic photonic integrating platforms, Indium Phosphide (InP) platform allows the integration of both passive and active BBs, including lasers and amplifiers. Lately, complex integrated systems have been developed for different applications, ranging from optical communications [4] to sensors [5].

In this contribution, we summarize our group latest developments and results on InP PICs. All PICs where fabricated by SMART Photonics through the open access platform JePPIX (Joint European Platform for Photonic Integration of Components and Circuits). Section 2 is devoted to

radiation hardness evaluation of PICs containing Distributed Bragg Reflectors (DBR) lasers for space applications. In Section 3, we present an integrated differential absorption LiDAR (DIAL) transmitter for carbon dioxide sensing. In Section 4 we demonstrate an integrated frequency shifter for low bandwidth heterodyne detection systems. Packaging of PICs is discussed in Section 5. Finally, some conclusions are drawn in in Section 6.

2.- Radiation hardness evaluation of integrated multi-section lasers for space applications

The advantages of photonic integration are especially relevant for space applications and in consequence there is a high interest in the evaluation of these components in space environment. In this work [6], done in collaboration with ALTER Technology, we reported the evolution of the emission properties of several DBR lasers after proton and gamma radiation campaigns.

Fig. 1 (a) shows a schematic the DBR lasers fabricated. Each laser has four sections: a front DBR, a Semiconductor Optial Amplifier (SOA), an Electro-Optic Phase Modulator (EOPM), and a back DBR, with lengths 50 µm, 400 µm, 200 µm, and 250 µm, respectively. The sections are electrically isolated through 30 µm long p-etched regions. The output of the back DBR is connected to an internal photodiode (PD).

Three PICs were submitted for Total Ionization Dose (TID) of gamma radiation test in Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (Madrid, Spain) up to 105.9 Krad(Si) in five steps. Fig. 1 (b) shows the Power-Current (P-I) characteristics before and after the radiation exposure. It can be clearly seen that current threshold, slope efficiency and output power are preserved.

Other three chips were submitted for Displacement Damage (DD) test with proton radiation up to $1.5 \cdot 10^{11}$ proton/cm^2 at 60 MeV. Fig 1 (c) shows the P-I curve before and after radiation exposure in this case. Again, there are only slight changes and the threshold current, slope efficiency and output power are preserved.

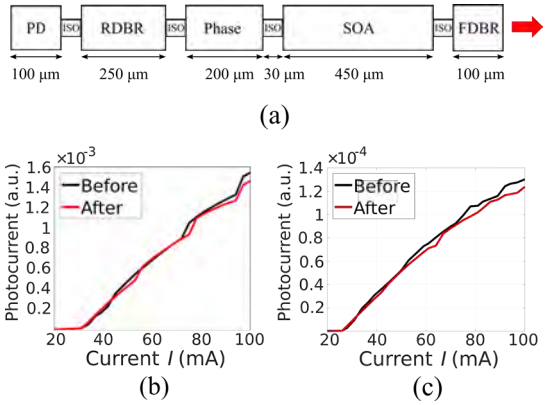


Fig. 1: (a) Scheme of an integrated DBR laser. (b) and (c) P-I characteristics before and after gamma and proton radiation exposure respectively.

The radiation results indicate that the PICs do not suffer degradation due to the radiation effects, although there are small differences between the initial and final measurements attributed to the on-wafer characterization system and to extreme dependence of the modal selection mechanism on the operation conditions. We conclude that the BBs of the PICs involved in the DBR laser (SOA, EOPM, waveguides, PD) can be considered radiation hard up to the levels in the tests, which were typical for space applications.

3.- Integrated differential absorption LiDAR transmitter

Remote sensing of greenhouse gases, such as carbon dioxide (CO_2), methane (CH_4) or nitrous oxide (N_2O), is essential to control climate change. DIAL is the most implemented active technique for atmospheric greenhouse gases measurements. This technique consists in launching at least two laser signals tuned at different wavelength, one close to the center of a targeted gas absorption line and the other set away from the same line in a region of low absorption. In this way, the gas concentration along the light path can be obtained by measuring the different absorption that both signals have suffered.

DIAL systems are mainly based on high-power pulsed laser sources. However, Intensity-Modulated Continuous-Wave (IM-CW) techniques have gained interest due to their low peak power requirements which allow the use of semiconductor lasers [7]. Among these techniques, Random-Modulation Continuous-Wave (RM-CW) technique has already been implemented using discrete semiconductor lasers [8].

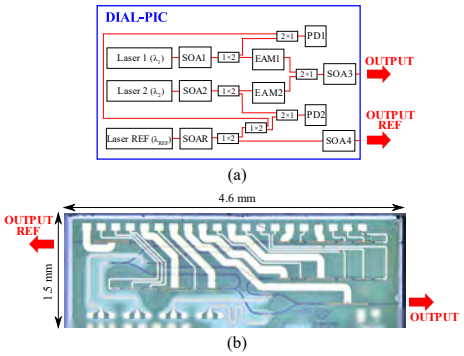


Fig. 2: (a) Schematic and (b) photograph of the integrated DIAL transmitter.

Recently, integrated DIAL transmitters have been proposed based on pulse operation [9]. Our approach is based on the RM-CW technique [10]. Fig. 2 shows a schematic and photograph of the DIAL-PIC. The PIC consists of three identical 4-section DBR lasers like the one described in Section 2. All lasers are designed to emit close to 1572 nm and include an internal PD. Lasers 1 and 2 are used to perform the DIAL measurement and are tuned to λ_1 and λ_2, respectively. Laser REF is used together with fast PDs, PD1 and PD2, to tune and stabilize the emission wavelength of lasers 1 and 2 by measuring their beating notes while keeping the Laser REF wavelength tuned to the CO_2 absorption line through an electro-optical loop in the same way as in [8]. Therefore, the PIC contains not only the transmitter for the DIAL system but also the optical part of the stabilization unit. The pseudorandom modulation of each signal is implemented with electro-absorption modulators EAM1 and EAM2, respectively. Five SOAs are integrated to provide gain to the outputs of the PIC and to control the output power of the different lasers. The chip has two optical outputs, one for the DIAL signals and the other for the reference signal, denoted as OUTPUT and OUTPUT REF, respectively. On the electrical side, the PIC has twenty DC electrical pads for providing current and voltage to the different blocks and measuring the internal PDs. In the lower part of the PIC, four RF ground-signal-ground pads are used for modulating the EAMs and getting the beating note signals from the fast PDs. The backside of the chip is the common ground for all DC blocks.

After experimental characterization of the different devices contained in the PIC, carbon dioxide measurements were performed using a gas cell in a fiber setup. Fig. 3 (a) shows the optical spectrum of the two modulated signals using a 12.5 Mbit/s 8-bit M-sequence. Both signals are separated around 30 GHz. With these signals a DIAL measurement for obtaining the differential absorption optical depth (DAOD) can be performed. However, in order to emphasize and make it more visual, we captured the whole absorption line located in 1572.02 nm via thermally tuning the whole PIC as shown in Fig 3 (b).

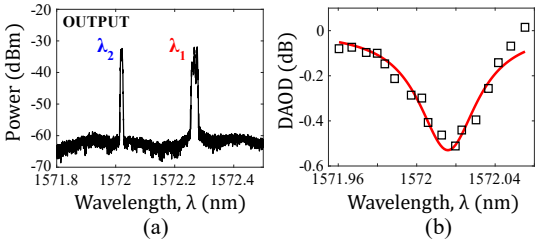


Fig. 3: (a) Optical spectrum of the two modulated RM-CW signals. (b) CO_2 absorption measured in a fiber setup by thermally tuning both signals shown in (a).

Carbon dioxide sensing with our PIC has been demonstrated by measuring a gas cell in a fiber setup. Next steps include implementing the wavelength stabilization unit and performing a real scenario measurement of atmospheric carbon dioxide.

4.- Integrated frequency shifter for heterodyne detection systems

There is a plethora of applications where optical frequency shifters are used, such as microwave photonics [11], optical communications, or optical frequency comb generation [12]. Particularly, it is very useful in heterodyne detection systems, where shifts ranging between tens to hundreds of MHz are used to minimize the effects of flicker noise and to meet the bandwidth requirements of the measuring instruments. These systems include coherent LiDARs and dual-comb spectrometers [13].

IQ modulators are very suitable for developing integrated frequency shifters using Single-Side Band Suppressed Carrier (SSB-SC) modulation [14], since they make use of optical elements that can be found as standard Building Blocks (BBs) in the PDK from different foundries.

We have demonstrated an integrated optical frequency shifter based on an IQ modulator fabricated through an open-access generic integration InP platform. The scheme of the designed device and its photograph are shown in Fig. 4.

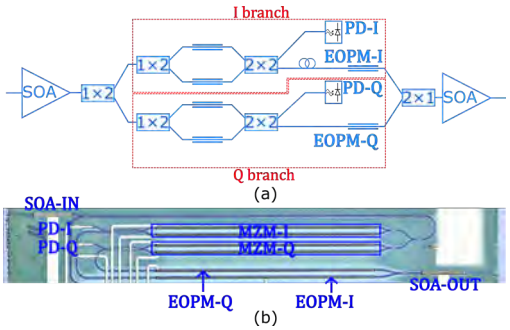


Fig. 4: Scheme of the proposed system (a) and photograph of the fabricated device (b).

The proposed design consists of two parallel Mach-Zehnder Modulators (MZMs) and two EOPMs at the I and Q branches. The latter is used to operate I and Q branches in quadrature. Furthermore, the output of each MZM is divided to be measured at the internal photodiodes, PD-I and PD-Q. This allows to characterize the operation of the modulators of the device and to obtain the operation parameters of the system.

The driving electrical signals of the MZMs are defined after an analytical study of the IQ modulator to achieve the SSB-SC modulation. These signals consist of a DC bias plus a small amplitude RF signal which modulates periodically the phase of the incoming optical carrier. In this way, the first order sidebands at $\pm f_s$, the RF modulating frequency, are generated around the carrier. In addition, the bias point is set for operating the modulator where the carrier is suppressed. Finally, the output EOPMs are biased to maintain I and Q branches in quadrature.

For the experimental demonstration of the proposed device, the optical carrier is injected into the PIC from a narrow-linewidth external laser. An Arbitrary Waveform Generator (AWG) delivers the needed RF signals to drive the MZM. The DC bias signals are obtained from a DC source. Both DC and RF signals are combined using a Bias-Tee. Finally, the light at the output of the device is gathered with a lensed fiber and then measured with a Brillouin Optical Spectrum Analyzer (BOSA), which has a resolution of 10 MHz. The measured operation of the frequency shifter/SSB-SC modulator for a frequency shift of 100 MHz is shown in Fig. 5.

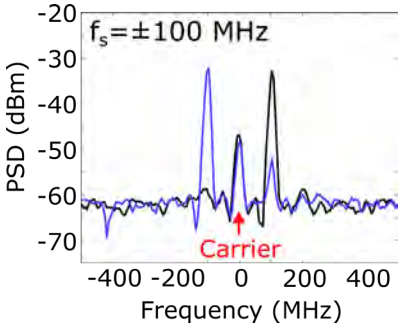


Fig. 5: Measured spectra at the output of the PIC for a frequency shift of ±100 MHz. Blue: negative shift; black: positive shift. The obtained SMSR is around 18 dB in both cases.

In both cases (positive and negative shift) the Side Mode Suppression Ratio (SMSR), measured as the optical power difference between the shifted carrier and the carrier, is around 18 dB. The frequency shift sign can be controlled with the phase of the RF driving signals.

4.- PIC packaging for device characterization

PIC packaging comprises the assembly, the optical and electrical interconnections, and the thermal management of the integrated devices into an interposer which acts as an interface between the PIC and the measurement instruments and the operation equipment.

In general, PIC packaging is costly, and the lack of PIC design standards complicate the processes since the packaging must be adapted to each specific device. There are different types of packaging techniques regarding the electrical and optical interconnections between the PIC and the interposer. For the electrical interconnections, the most used techniques are the flip-chip connections and wirebonding. On the other hand, the optical interconnections can be done using lensed fibers or grating couplers for optical fiber links or using micro-optics elements for free space.

In this abstract, we propose the packaging system shown in Fig. 6. It is based on a PCB with wirebonded DC electrical contacts to the PIC. In this way, the electrical signals driving the chip are introduced through the PCB. In addition, the PIC is in thermal contact with a metal mount over a peltier cell for thermal control. The PCB design is conceived to use lensed fibers mounted on a V-groove for the optical connections.



Fig. 6: Proposed PIC packaging for the device testing. PIC: Photonic Integrated Circuit.

Acknowledgements: The authors would like to thank Ana Quirce from Instituto de Física de Cantabria and Juan Barbero from ALTER Technology for their support in this work. This work has been supported by Ministerio de Ciencia e Innovación through the projects PICSAR (PID2021-123459OB-C21) and RESECO (TED2021-131957B-I00). ASG and IP also acknowledge the research grants from "Cátedra ALTER Technology Desarrollo e Innovación en Fotónica" at Universidad Politécnica de Madrid.

References

[1] S. E. Miller, "*Integrated optics: An introduction,*", The Bell System Technical Journal, 48, 7, 2059-2069, 1969.

[2] M. Smit et al., *"An introduction to InP-based generic integration technology,"* Semicond. Sci. Technol, 29, 8, 083001, 2014.

[3] L. M. Augustin et al., *"InP-Based Generic Foundry Platform for Photonic Integrated Circuits,"* in IEEE JSTQE, 24, 1, 6100210, 2018.

[4] F. Kish *et al.*, *"System-on-Chip Photonic Integrated Circuits,"* in IEEE JSTQE, 24, 1, 6100120, 2018.

[5] L. A. Coldren, P. A. Verrinder and J. Klamkin, *"A Review of Photonic Systems-on-Chip Enabled by Widely Tunable Lasers,"* in IEEE Journal of Quantum Electronics, 58, 4, 6300110, 2022.

[6] A. Pérez-Serrano, et al., *"Evaluation of radiation hardness of InP-based Photonic Integrated Circuits for space applications,"*, in Proceedings of International Conference on Space Optics (ICSO), 2022.

[7] J.F. Campbell, et al., *"Field evaluation of column CO2 retrievals from intensity-modulated continuous-wave differential absorption lidar measurements during the ACT-America campaign"*, Earth and Space Science, 7, 12, 2020.

[8] M. Quatrevalet et al., *"Atmospheric CO2 Sensing with a Random Modulation Continuous Wave Integrated Path Differential Absorption Lidar,"* in IEEE JSTQE, 23, 2, 5300311, 2017.

[9] J. Fridlander et al*., "Dual Laser Indium Phosphide Photonic Integrated Circuit for Integrated Path Differential Absorption Lidar,"* in IEEE JSTQE, 28, 1, 6100208, 2022.

[10] A. Pérez-Serrano et al. "*Differential Absorption Lidar Transmitter Based on an Indium Phosphide Photonic Integrated Circuit for Carbon Dioxide Sensing,"* in IEEE JSTQE, 28, 5, 6100608, 2022.

[11] Marpaung, D., Yao, J. & Capmany, J. "*Integrated microwave photonics*", Nature Photonics, 13, 80–90, 2019.

[12] Vicente Duran, Leo Djevarhidjian, and Hugues Guillet de Chatellus, "*Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy*," Opt. Lett. 44, 3789-3792, 2019.

[13] C. Quevedo-Galán, et al., "*Dual-Comb Spectrometer Based on Gain-Switched Semiconductor Lasers and a Low-Cost Software-Defined Radio,*", IEEE Access, 9, 92367-92373, 2021.

[14] M. Izutsu, S. Shikama and T. Sueta, "*Integrated optical SSB modulator/frequency shifter,*", IEEE JSTQE, 17, 11, 2225-2227, 1981.

Redes ópticas de divisores de potencia Wilkinson en silicio sobre aislante

Optical networks of Wilkinson power dividers in silicon on insulator

Douglas OÑA [(1)], Ángel ORTEGA-GÓMEZ [(1)], Osmery HERNÁNDEZ [(1)] e Iñigo LIBERAL[(1)]

1. Departamento de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y de Comunicaciones, Instituto de Smart Cities (ISC), Universidad Pública de Navarra (UPNA), 31006 Pamplona, España.

Persona de contacto: Douglas Oña (douglas.ona@unavarra.es).

RESUMEN:

Los divisores de potencia Wilkinson de silicio sobre aislante (SOI-WPD) son dispositivos que utilizan la pérdida radiativa para lograr capacidades de adaptación, aislamiento, división/combinación de potencia y absorción coherente perfecta. Sin embargo, su integración en redes ópticas puede ser difícil debido a los acoplamientos no deseados con las guías de onda vecinas. Este estudio investiga los mecanismos de radiación de los SOI-WPD, su acoplamiento en la red y su integración en redes ópticas más complejas, demostrando que son viables para formar divisores de potencia generalizados y sistemas ópticos de computación analógica.

Palabras clave: divisores de potencia Wilkinson, silicio sobre aislante, pérdida radiativa, redes ópticas, radiación, acoplamiento.

ABSTRACT:

Silicon-on-insulator Wilkinson power dividers (SOI-WPDs) are devices that use radiative loss to achieve perfect coherent power matching, isolation, power splitting/combining and absorption capabilities. However, their integration in optical networks can be difficult due to unwanted couplings with neighboring waveguides. This study investigates the radiation mechanisms of SOI-WPDs, their coupling into the network and their integration into more complex optical networks, demonstrating that they are feasible to form generalized power splitters and analog optical computing systems.

Key words: Wilkinson power dividers, Silicon-on-insulator, radiative loss, optical networks, radiation, coupling.

1.- Introducción

Los divisores de potencia Wilkinson (WPD) son dispositivos que dividen las señales de entrada en múltiples salidas con una adaptación y aislamiento perfectos [1]. Los mismos suelen utilizarse en aplicaciones de RF y microondas para la división de potencias iguales, pero que también pueden diseñarse para la división de potencias arbitrarias [2,3]. Los WPD están ganando atención en la fotónica integrada debido a sus propiedades de adaptación, aislamiento y ruido, así como a su capacidad para facilitar las transformaciones de estado cuántico de absorción perfecta coherente (CPA) [4]. Aunque en los WPD se suelen utilizar resistencias, se ha demostrado que una plataforma de silicio sobre aislante (SOI) puro funciona sin elementos resistivos, lo que permite una mayor densidad de integración y una reducción del ruido del sustrato [5]. Sin embargo, el mecanismo de pérdida basado en la radiación de los SOI-WPDs plantea dudas sobre su integrabilidad en redes fotónicas densamente empaquetadas, que analizamos en este

trabajo. Estudiamos tanto la radiación lateral como la vertical y evaluamos el acoplamiento con las guías de onda vecinas. Demostramos que los SOI-WPDs pueden utilizarse para construir redes de distribución más generales y realizar operaciones de promediado y resincronización, lo que puede contribuir a la computación analógica fotónica.

2.- Radiación en los SOI-WPDs

Los principios de funcionamiento de un WPD pueden derivarse de la matriz S del dispositivo (Ec. 1) [6].

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Estos principios están determinados por el tipo de excitación del dispositivo y son los siguientes: divisor de potencia, combinador de potencia, aislamiento y absorción perfecta coherente (CPA). Los dos últimos principios mencionados, aislamiento y CPA, están asociados a pérdidas de energía facilitadas por el carácter con pérdidas del WPD. En los RF-WPD convencionales, la energía se disipa térmicamente en las resistencias, mientras que en los SOI-WPD, la disipación adopta la forma de radiación. Dado que la disipación en un SOI-WPD está impulsada por la radiación saliente, la forma particular de dicha radiación es fundamental para comprender su posible acoplamiento a las guías de ondas cercanas, así como su integrabilidad dentro de las redes ópticas. Para entender cómo se produce dicha radiación en un sistema integrado, es crucial examinar tanto la radiación vertical como la lateral (ver Fig.1).

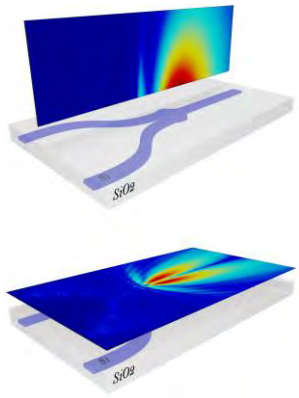


Fig. 1: Radiación lateral y vertical de un SOI-WPD bajo operación CPA.

De este análisis se desprende que cuando el dispositivo funciona en CPA, la radiación se genera principalmente en la parte frontal y tiene un componente significativo fuera del plano. Dicha radiación perpendicular puede observarse analizando la distribución e intensidad del campo eléctrico en diferentes cortes del eje Z. En la Fig. 2 se puede observar la radiación generada por un SOI-WPD funcionando en aislamiento y CPA respectivamente, a una distancia de 1 µm del dispositivo.

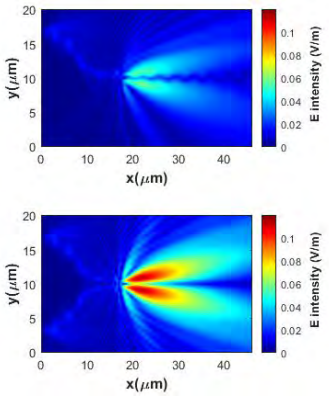


Fig. 1: Radiación vertical a una distancia de 1 µm de un SOI-WPD bajo operación en aislamiento y CPA respectivamente.

En ambos modos de funcionamiento, la radiación del dispositivo se concentra en dos puntos cerca de la unión de la sección cónica y la guía de ondas conectada al puerto recto. A pesar de que el dispositivo tiene un perfil cónico, las pérdidas de radiación no son continuas a lo largo del dispositivo, sino que se generan en estos dos pequeños puntos, que actúan como antenas localizadas. La radiación no es principalmente lateral, sino que irradia hacia arriba/abajo, lo que sugiere que el acoplamiento a elementos de red cercanos podría reducirse al mínimo.

3.- Acoplamiento en guías de ondas laterales

Tras aclarar el mecanismo de pérdida basado en radiación de un SOI-WPD nos centramos en el acoplamiento residual a las guías de onda cercanas y otros dispositivos en la misma red. Para esto se utiliza una estructura que incluye una guía de onda ficticia y se realiza un barrido paramétrico de la distancia entre ambos, para analizar la huella efectiva del WPD y reducir el acoplamiento. Se caracteriza el acoplamiento por los parámetros de dispersión de

puertos 2 y 3 del SOI-WPD a un puerto adicional situado a la salida de la guía de ondas vecina (ver Fig. 3).

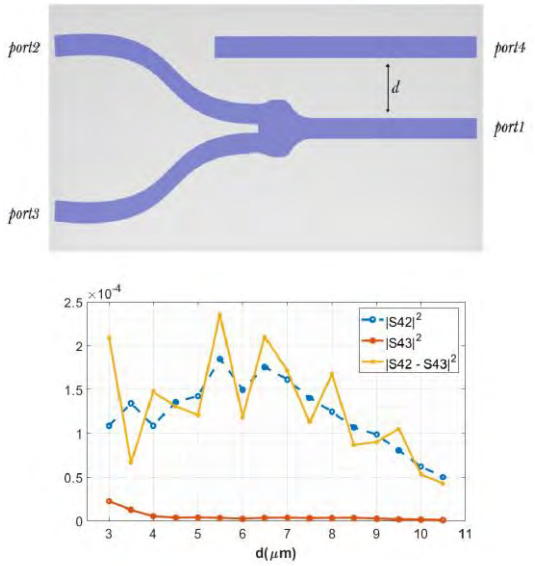


Fig. 3: Disposición geométrica de la guía de Si donde se estudia el acoplamiento de potencia y parámetros S con respecto a la distancia de separación (d) al WPD.

Los resultados de este análisis muestran que el acoplamiento de potencia del SOI-WPD es pequeño en todos los modos de funcionamiento con pérdidas, con un factor de acoplamiento de potencia por debajo de $2.5 * 10^{-4}$ para todas las distancias de separación. Tales valores confirman que el mecanismo de pérdida de radiación no interfiere significativamente con los componentes vecinos y que el dispositivo puede integrarse en redes ópticas sin grandes problemas de acoplamiento.

4.- Redes ópticas de WPDs

Una vez evaluado el acoplamiento de los SOI-WPD a las guías de onda cercanas, a continuación, ofrecemos un ejemplo de su integrabilidad en redes ópticas. En particular, se muestra la implementación de un divisor/combinador de potencia de 4 entradas y 1 salida (4×1) con capacidades de aislamiento basado en SOI-WPDs (ver Fig. 4). La matriz de dispersión de la red simulada a una longitud de onda de 1,55 μm se muestra en la Ec. 2. La comparación con la matriz de dispersión de la red ideal en la Ec. 3 confirma una excelente concordancia entre la teoría y las simulaciones.

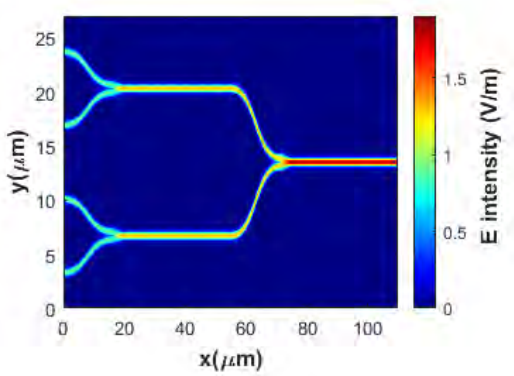


Fig. 4: Campo eléctrico de la red diseñada a $\lambda = 1.55\ \mu m$ con excitación en fase a través de los puertos de entrada (Combinador de potencia).

$$S_d = \begin{bmatrix} 0.05 & 0.48 & 0.48 & 0.48 & 0.48 \\ 0.48 & 0.02 & 0.01 & 0.01 & 0.01 \\ 0.48 & 0.01 & 0.02 & 0.01 & 0.01 \\ 0.48 & 0.01 & 0.01 & 0.02 & 0.01 \\ 0.48 & 0.01 & 0.01 & 0.01 & 0.02 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$S_i = \begin{bmatrix} 0 & 0.5 & 0.5 & 0.5 & 0.5 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

Estos resultados confirman que los SOI-WPDs pueden combinarse para construir divisores/combinadores de potencia generalizados, beneficiándose al mismo tiempo de sus propiedades de adaptación y aislamiento que permiten mitigar las reflexiones no deseadas.

5.- Conclusión

Con este estudio de los principales mecanismos de radiación de los SOI-WPD hemos comprobado que, al igual que ocurre con las resistencias en los WPD convencionales, las pérdidas de radiación proceden principalmente de dos puntos concentrados en la unión de las guías de onda. Además, la radiación de estos puntos tiene lugar predominantemente fuera del plano, minimizando el acoplamiento con los componentes de la red en el plano. Así pues, nuestros resultados demuestran que los SOI-WPD pueden integrarse eficazmente en redes ópticas, pudiendo generalizarse a otras clases de divisores/combinadores de potencia desequilibrados, de forma similar al

desarrollo de WPD convencionales a frecuencias de microondas [7,8].

Agradecimientos: Este trabajo ha sido…

Referencias

[1] E. J. WILKINSON, *"An N-way hybrid power divider"*, IRE Transactions on microwave theory and techniques, 8, 1, 116-118, 1960.

[2] L. WU, Z. SUN, H. YILMAZ, y M. BERROTH, *"A Dual-Frequency Wilkinson Power Divider"*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 54, 1, 278-284, 2006.

[3] J. L. LI, y B. Z. WANG, *"Novel design of Wilkinson power dividers with arbitrary power division ratios"*, IEEE Transactions on Industrial Electronics, 58, 6, 2541-2546, 2010.

[4] X. CHEN, J. LIN, y K. WANG, *"A Review of Silicon-Based Integrated Optical Switches"*, Laser & Photonics Reviews, 2200571, 2023.

[5] O. HERNÁNDEZ, A. ORTEGA-GOMEZ, M. BRAVO, e I. LIBERAL,*"Quantum interference in Wilkinson power dividers"*, Laser & Photonics Reviews, 2200095, 2022.

[6] D. M. POZAR , *"Microwave Engineering"* (John Wiley & Sons, 2011).

[7] C. BIURRUN-QUEL, J. IRIARTE, I. EDERRA, y C. DEL RÍO,*" Hexagonal CORPS-BFN to feed OLAF SAR Instrument"*, en Actas / Proceedings de 15th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP), 1-5, 2021.

[8] H. CHEN, Y. ZHOU, T. ZHANG, W. CHE, y Q. XUE, *"N-way gysel power divider with arbitrary power-dividing ratio"*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 67, 2, 659-669, 2018.

Towards SiN photonic platform: plasma-free manufacturing process flow. Deposition, oxidation, and wet etching of silicon nitride

Giuseppe Libero BUFI [(1)], Louw Roel van der ZON [(1)], Adrián FERNÁNDEZ [(1)], César ALMINYANA [(1)], Isabelle RODRIGUEZ [(1)], Pascual MUÑOZ [(1)], Daniel PASTOR [(1)]

1. UPVfab - Photonic Research Labs - iTEAM Research Institute, Universitat Politècnica de València, c/ Camino de Vera s/n, 46021 Valencia, Spain.

Contact name: Giuseppe Libero Bufi (giuseppelibero.bufi@upv.es).

ABSTRACT:

Silicon nitride (SiN) is playing a promising role in integrated photonics thanks to its wide transparency window. Plasma-based processes are commonly used to deposit and pattern the SiN and silicon oxide (SiO_2) layers. Nevertheless, sometimes plasma-free manufacturing processes can be preferred due to special requirements or simply a lack of tools. Here, a fully plasmaless manufacturing process flow is presented. LPCVD, thermal wet-oxidation and wet-etching of silicon nitride are studied and characterized. It has been proved that the thermal oxidation of the silicon nitride layer does get a silicon oxide layer thick enough to act as etchmask during the wet-etching of the silicon nitride in phosphoric acid at 155ºC.

Key words: Photonics, PIC, silicon nitride, LPCVD, thermal oxidation, wet-etching

1.- Introduction

Integrated photonics is gaining more and more interest and its applications are broad - from data communications and sensing to the automotive industry and the quantum computing [1].

Nowadays many are the technological platforms available, where the cladding material is the one that mainly restricts the target applications as a function of its transparency region.

In this scenario, one of the most intriguing materials is silicon nitride (SiN), thanks to its range of transparency that goes from visible to mid-infrared wavelengths (0.47-6.7 μm) [2].

Multiples are the available SiN photonic platforms offered by semiconductor foundries through multi-project wafer (MPW) runs. These platforms provide several building blocks, such as optical waveguides, thermo-optic phase tuning elements, directional and multi-mode interference couplers [3].

Despite the technological differences that each related fabrication process flow might have, all these platforms share basic manufacturing processes: for instance, thermal treatments, deposition of thin layers of dielectric materials, lithographic steps, and the transfer of the photoresist (PR) pattern to the substrate by mean of etching attacks.

Plasma-based processes such as plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD) and reactive ion etching (RIE) are commonly used to deposit and pattern silicon oxide (SiO_2) and SiN layers.

While plasma-based processes offer many advantages, a plasma-free process for SiN patterning may be desirable in certain applications where plasma-induced damage is a concern, as in the manufacture of microelectromechanical systems (MEMS), or when a plasmaless deposited SiN film is preferred

thanks to its better optical properties [4]. In some case, plasma-free processes might represent the only possible solution due to the lack of PECVD and/or RIE systems in the manufacturing facility.

Examples of plasma-free processes for SiN patterning are wet-etch and vapor-etch processes, among others.

The aim of this work is to present the development of a fully plasma-free manufacturing process flow to obtain a patterned SiN film on Si substrate.

The proposed process flow is about the deposition by low-pressure chemical vapor deposition (LPCVD), the thermal oxidation, and wet etching of a SiN film.

Manufacturing processes have been carried out in the UPVfab, a new cleanroom facility located within the Polytechnical University of Valencia [5].

2.- Process flow

2.1.- Overview

The process flow discussed in this paper is the one shown in Fig. 1. The different steps are described below:

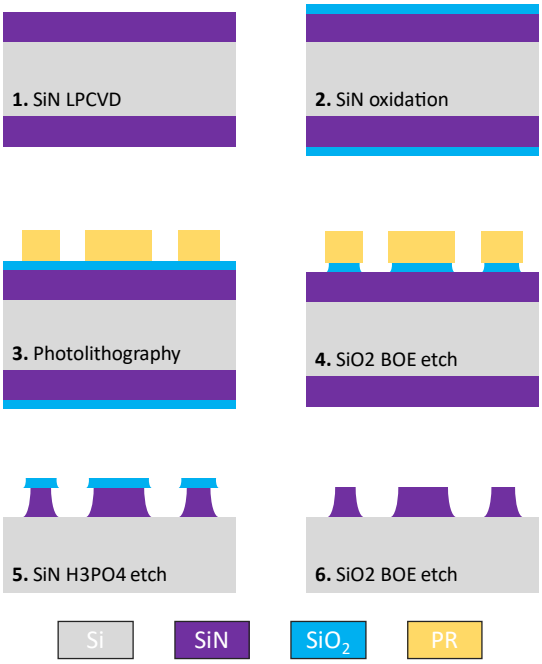


Fig. 1: Schematic of the fundamental steps of the plasma-free manufacturing process flow.

1. A SiN layer is deposited by LPCVD;
2. SiN surface is oxidized in a wet environment at high temperatures obtaining the silicon oxide layer that will act as etch mask;
3. PR is spun on the wafer, exposed through a quartz photomask, and developed;
4. mask patterns are transferred from the PR layer down to the oxide layer attacking the SiO_2 with buffered oxide etch (BOE) as wet etchant;
5. PR is stripped and the wafer is immersed in phosphoric acid at 155 ºC. The SiN layer is selectively etched in the exposed areas;
6. finally, the SiO_2 hard mask is removed by BOE.

It is worth mentioning that patterning the SiN film by wet-etching makes the presence of an hardmask necessary since photoresist could not withstand the high-temperature there involved. For this process flow a silicon oxide etch-mask has been chosen.

The experimental details of the steps listed above are described in the following sections.

Single-side polished, <100> oriented, 6 inches phosphorus doped 675 µm thick silicon wafers with a resistivity of 10-20 Ω·cm were used for this study.

2.2.- Silicon nitride deposition

2.2.1.- LPCVD

Silicon nitride films were deposited by a Tempress TS-81003 furnace. The furnace is based on a hot-wall, 5 zones resistance-heated, horizontal, fused silica tube design. The furnace has capability for up to 8" wafers and a flatzone of 100 cm, where loads of 100 to 200 wafers can be processed. Wafers are hold in quartz boats with closely spaced and vertically oriented slots. It comes with 3 tubes, 1 for vacuum processes, i.e. LPCVD, and 2 tubes for thermal treatment and oxidations at atmospheric pressure.

Typical deposition temperatures are between 700 ºC and 900 ºC and pressure from 200 to 500 mTorr. In this work, the LPCVD deposition temperature was set to 810 ºC and pres-

sure at 250 mTorr. Dichlorosilane (SiH_2Cl_2) and ammonia (NH_3) were the source gases employed as precursors, with a gas flow of 60 sccm and 180 sccm, respectively. A stoichiometric SiN film is expected with this recipe.

Multiple depositions with different durations between 30 and 150 minutes were executed to properly characterize the deposition rate. The tube was loaded with a total of 100 wafers, where 4 process wafers were disposed in the slots 1, 30, 70 and 100, and the remaining slots were filled with 96 dummy wafers.

2.2.2.- Characterization

SiN film was characterized by spectroscopic ellipsometry with a Horiba Uvisel Plus in a wavelength range of 320-1650 nm and at a fixed angle of 70 degrees. A Cauchy dispersion model was used to fit the film thickness and optical constants. Film thickness and uniformity were calculated from a map containing 25 data points over the entire wafer surface.

2.2.3.- Deposition rate

An average deposition rate of 32 Å/min was measured, with a standard deviation of 0.34 Å/min. The average point-to-point uniformity over the 25 points of each processed wafer was of 2.5%, and the average wafer-to-wafer uniformity over the 4 processed wafer of each run of 1.4%. Refractive index at 633 nm was of 2.004, very close to the stoichiometric silicon nitride refractive index of 2.039 [6].

2.2.3.- 4500 Å SiN wafers

For the final process flow, a 4500 Å SiN thick film was chosen, thus meaning a deposition time of approximately 140 minutes.

Fig. 2 shows the resulting thickness map of the SiN film deposited. As it can be seen, the film thickness is highly uniform, with an average film thickness of 4491 Å and a uniformity of 3.3%.

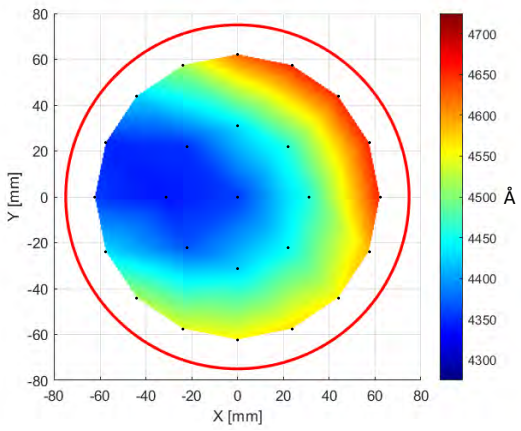


Fig. 2: A representative map of the 4500 Å silicon nitride film deposited by LPCVD.

2.3.- Silicon nitride oxidation

2.3.1.- Hardmask

As previously mentioned, a hardmask is needed to selectively etch the exposed SiN patterns during the 155 ºC wet-etching process, since photoresist cannot withstand such high temperature. Silicon oxide usually plays this role thanks to its high selectivity with respect to SiN in phosphoric acid (H_3PO_4) wet-etching [7], as better explained in section 2.6.

Considering the plasma-free nature of this process flow, the oxidation of the same SiN layer could represent a solution to form the SiO_2 etch-mask.

2.3.2.- Oxidation of SiN

It is known that the SiN surface can be oxidized if exposed in presence of oxygen at high temperatures, following a silicon-oxidation-like parabolic rate behavior, but two orders of magnitude slower [8]. Moreover, the SiO_2 film grows consuming the SiN film. A theoretical conversion ratio (CR), which is the thickness ratio of an oxide film grown on a substrate to the substrate film consumed in thermal oxidation, of 1.69 is reported in [9] for silicon nitride oxidation. It is worth mentioning that, opposite to this, in silicon thermal oxidation the CR is of 2.27.

For this step, the Tempress furnace atmospheric tube was used. Prior to the thermal oxidation, the wafers were annealed at 1000 ºC for 4 hours. Subsequently, the wafers were subjected to pyrogenic wet oxidation: water vapor is generated by burning hydro-

gen (H_2) in oxygen gas (O_2) inside an external chamber called torch, which is connected to the tube. Oxidation was carried out at a temperature of 1100 ºC for 1 and 2 hours. H_2 and O_2 gas flows were set at 9.0 and 6.0 slm with a 3:2 ratio.

The 4500 Å SiN wafers were used for this process.

2.3.3.- Characterization

Spectroscopic ellipsometry was employed in the characterization of the SiN oxidized wafers, keeping the same measurement conditions previously used in the LPCVD-SiN film characterization. The Cauchy dispersion model was updated considering the new SiO_2 layer, too.

2.3.4.- Results

After an oxidation of 1 hour and 2 hours, a SiO_2 film of 305 Å and 496 Å was obtained.

At the same time, the SiN layer was reduced of 179 Å and 300 Å. This leads to CR values of 1.70 and 1.65, very close to the theoretical one of 1.69.

Fig.3 shows the obtained oxide thickness versus time. The results are compared with [8] and [9], showing good agreement.

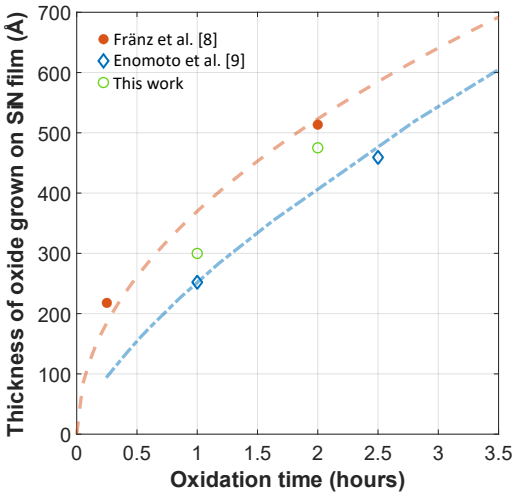


Fig. 3: Thickness of SiO_2 grown on SiN film versus oxidation time. Also shown are the data taken from ref. [8] and [9].

2.4.- Lithography

Lithography started with a dehydration bake to remove water from the substrate surface, and with the application of HMDS as adhesion promoter. Following, the positive PR AZ1518 from MicroChemicals was spun onto the wafer, getting a 2 µm thick PR layer. Exposure was made by an EVG 620NT mask aligner with vacuum contact mode. The transferred image consisted in different test patterns, ranging from 300 µm down to 1 µm feature dimension. Finally, the wafer was paddle developed, rinsed, and dried. An exposure dose of 75 mJ/cm2 and a development time of 30 s shew best results in terms of resolution, providing well defined structures over 2 µm feature dimensions. The wafers were visually inspected with an optical microscope after each photolithography process. As an example, in Fig. 5-a) one test pattern transferred to the PR layer is shown.

2.5.- Wet-etching of SiO_2 film

SiO_2 hardmask was patterned using a commercial solution of BOE 7:1, i.e. with a mixture of ammonium floride (NH_4F) and hydrofluoric acid (HF) of HF : NH_4F = 12.5% : 87.5%.

A parallel study was made to determine the etch rate of SiO_2 in the BOE 7:1 solution. The etch rate was determined measuring the SiO_2 thickness before and after etching SiO_2 samples at different times. An etch-rate of 660 Å/min at the cleanroom temperature of 20 ºC was found.

Considering the SiO_2 thicknesses got in the previous oxidation step and the BOE etch-rate, 2 minutes were enough to etch completely the exposed SiO_2 unprotected by the PR.

Fig. 5-b) shows the test pattern after the BOE etch and with the PR already stripped: the SiO_2 hardmask (in green) is defined and its shape matches the one of the PR layer shown in Fig. 5-a) (in orange).

2.6.- Wet-etching of SiN film

2.6.1.- Description

Silicon nitride was isotropically etched using phosphoric acid to remove the SiN areas unprotected by the SiO_2 hardmask. The process was carried out employing an Imtec Quartz Nitride tank filled with phosphoric acid at a concentration of 85%. This system allows to maintain a constant concentration

of the acid and a boiling point control of ±0.2 ºC, thanks to a self-balancing reflux system.

Van Gelder et al. [7] reported that the water content of the phosphoric acid plays a key role in the etch-rate and selectivity, since at constant temperature an addition of water increases the etch rate of SiN and decreases the etch rate of SiO_2.

Since at atmospheric pressure the maximum possible temperature for a fixed water content is the corresponding boiling point of the solution, this is the setpoint temperature chosen for this work: in particular, for an 85% H_3PO_4 solution, its correspondent boiling point of 155ºC.

2.6.2.- Etch-rate characterization

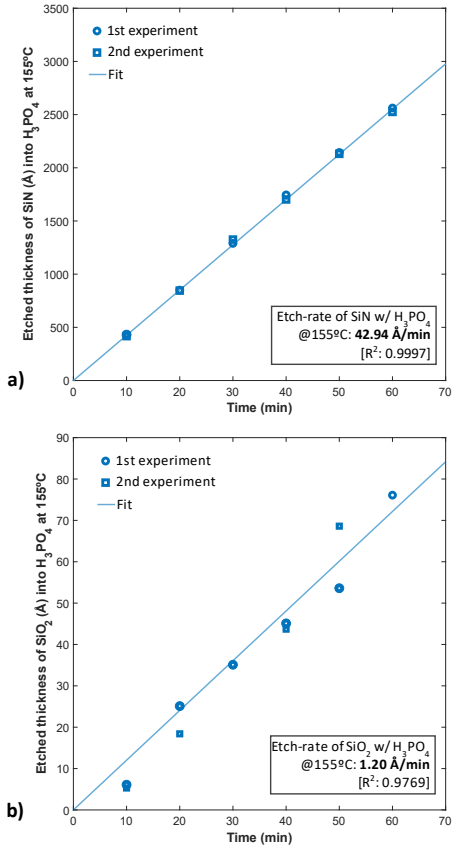


Fig. 4: Etched thickness of SiN (a) *and* SiO_2 (b) *into* H_3PO_4 *at 155ºC, versus etching time. The etch-rate resulting from the linear regression fit is also shown.*

Initially, the etch rate of SiN and SiO_2 in 85% H_3PO_4 at 155ºC were measured. Multiple samples of SiN and SiO_2 were submerged in the Imtec tank and attacked during 10 to 60 minutes. The same experiment was repeated twice.

The film thickness of each sample was measured before and after the etching by ellipsometry.

Fig. 4 shows the etched thickness of SiN and SiO_2, versus time. A linear regression fits well the collected data: an etch rate of 42.94 Å/min in the case of the silicon nitride layer, and 1.20 Å/min for the silicon oxide one, are extracted. These values correspond to a resulting selectivity of SiN : SiO_2 = 36 : 1.

2.6.3.- Patterning

Once known the selectivity and the etch rate, the 4500 Å SiN wafers could be finally etched. They were attacked for 125 minutes, with a calculated over-etch of 20%. This duration resulted sufficient to completely remove the SiN exposed patterns, while at the same time a reduction of 150 Å in thickness of the SiO_2 hardmask was expected.

Fig. 5-c) and d) represent the last two steps of the plasma-free process flow, where the SiN test pattern is finally defined.

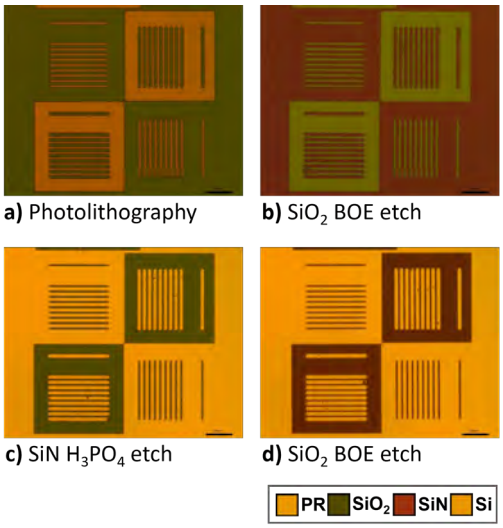


Fig. 5: a) *Photolithography,* b) *hardmask definition by BOE etch,* c) *SiN wet-etch, and* d) *final hardmask removal, of a test pattern.*

Fig. 6 shows a SEM image with the detail of the edge of a pattern where the SiO_2 hardmask and the SiN film can be well distinguished. In addition, the typical lateral shape caused by an isotropic wet-etching process is easily recognizable. Finally, from the SEM

image, SiN and SiO_2 films measured 4128 Å and 340 Å, respectively.

These results are in very good agreement with ellipsometry measurements, where we found a SiN thickness of 4146 Å and a SiO_2 thickness of 496 Å after the 2h-oxidation step. Regarding the SiO_2 layer, if the expected reduction of 150 Å after the 125 minutes H_3PO_4 wet-etch is considered, this results in a final thickness of 346 Å.

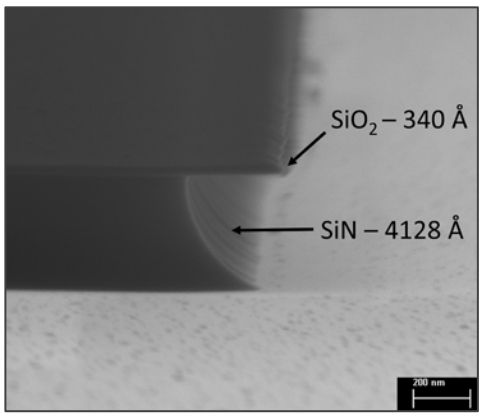


Fig. 6: SEM image of the edge of a patterned structure.

3.- Conclusion

In this work a fully plasma-free process flow was developed. LPCVD, oxidation and wet-etching processes of silicon nitride were characterized in terms of deposition rate, thickness, and etch-rate, respectively. It was proved that the SiO_2 layer grown after a thermal oxidation of SiN, can be used as a hardmask. Furthermore, thanks to the high selectivity of SiN etching over SiO_2 in the phosphoric acid wet-etching, a patterned SiN film on Si substrate was obtained with feature dimensions over 2 µm.

Acknowledgements:
This work was supported by the R+D contract "Hybrid Photonic Integration Platform for RF Photonics", SOW5- Joint Research Centre HUAWEI-UPV and partly in the facilities and equipment by public projects from Agencia Estatal de Investigación: PID2019-110877GB-I00; TED2021-132584B-C21; T-MFAB-MN-IDIFEDER /2021/ 046, and from the GENERALITAT VALENCIANA - PROMETEO/2021/015, COMCUANTICA/001 and COMCUANTICA/002.

References

[1] Siew, S. Y. et al., "*Review of Silicon Photonics Technology and Platform Development"*, Journal of Lightwave Technology, vol. 39, no. 13, pp. 4374-4389, 2021.

[2] Soref, R., "*Mid-infrared photonics in silicon and germanium"*, Nature Photon vol. 4, pp. 495–497, 2010.

[3] Muñoz, P. et al., *"Silicon Nitride Photonic Integration Platforms for Visible, Near-Infrared and Mid-Infrared Applications"*, Sensors, vol. 17, pag. 2088, 2017.

[4] Beliaev, L. Yu. Et al., *"Optical, structural and composition properties of silicon nitride films deposited by reactive radio-frequency sputtering, low pressure and plasma-enhanced chemical vapor deposition"*, Thin Solid Films, vol. 763, 2022.

[5] UPVfab Micro-fabrication pilot line, https://www.fab.upv.es/.

[6] Luke, K. et al., *"Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si3N4 microresonator"*, Opt. Lett., vol. 40, pp. 4823-4826, 2015.

[7] Van Gelder, W. et al., *"The Etching of Silicon Nitride in Phosphoric Acid with Silicon Dioxide as a Mask"*, J. Electrochem. Soc., vol. 114, 1967.

[8] Fränz, I. et al., *"Conversion of silicon nitride into silicon dioxide through the influence of oxygen"*, Solid-State Electronics, vol. 14, pp. 499-505, 1971.

[9] Enomoto, T. et al., *"Thermal Oxidation Rate of a Si_3N_4 Film and Its Masking Effect against Oxidation of Silicon"*, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 17, 1978

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

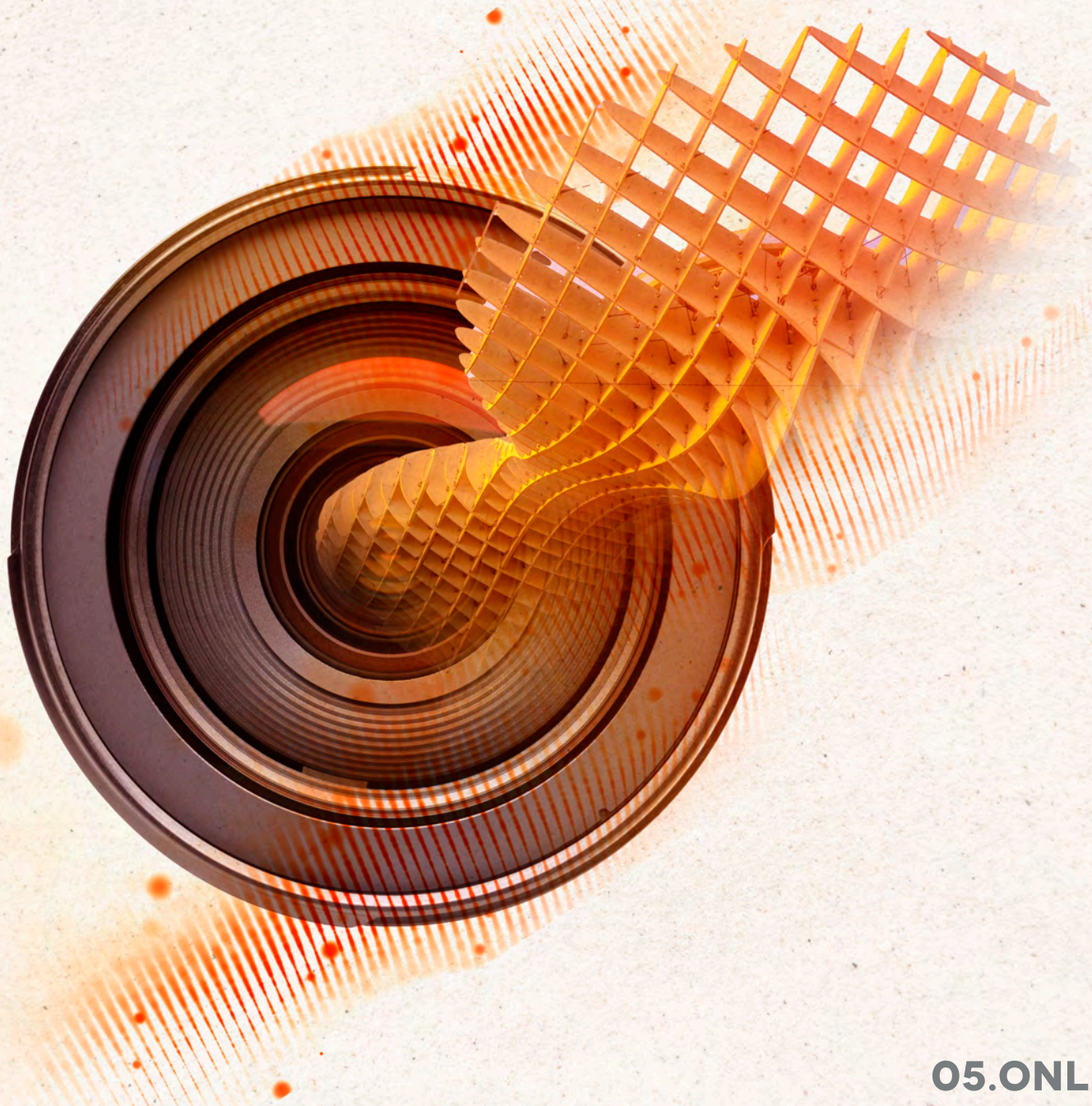
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



05.ONL |

ÓPTICA NO-LINEAL Y ÓPTICA CUÁNTICA

Descomposición en valores singulares, interferencia cuántica y divisores de potencia Wilkinson

Singular Value Decomposition, Quantum Interference and Wilkinson Power Dividers

Osmery HERNÁNDEZ [(1)], Angel ORTEGA-GOMEZ [(1)], Iñigo LIBERAL [(1,2)]

1. Depto. de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Comunicación, Universidad Pública de Navarra (UPNA), 31006 Pamplona, España.
2. Instituto de Smart Cities, Universidad Pública de Navarra (UPNA), 31006 Pamplona, España.

Persona de contacto: Osmery HERNÁNDEZ (osmery.hernandez@unavarra.es).

RESUMEN:

La interacción entre interferencias y pérdidas es de fundamental importancia para la ingeniería de procesos cuánticos. En el presente artículo presentamos un método para obtener una versión simplificada de la matriz que describe las transformaciones de estados cuánticos en dispositivos con pérdidas de N puertos. Dicho procedimiento está basado en una descomposición en valores singulares de la matriz de dispersión del dispositivo y permite una visión intuitiva del funcionamiento clásico del mismo. Usando este método demostramos que en un divisor/combinador de potencia Wilkinson ocurren diversos fenómenos de interferencia cuántica, entre ellos la absorción coherente perfecta de fotones, que sugieren su utilización potencial en redes ópticas y nanofotónicas para aplicaciones en tecnologías cuánticas.

Palabras clave: absorción coherente perfecta, descomposición en valores singulares, divisor de potencia Wilkinson, interferencia cuántica, matriz de dispersión, pérdidas

ABSTRACT:

The interplay between interference and losses is paramount for quantum state engineering. This paper outlines a method to obtain a simplified version of the matrix describing quantum state transformations in N-port lossy devices. This procedure is based on a singular value decomposition of the scattering matrix of the device and allows an intuitive understanding of the classical operation of the device. Using this method, we illustrate the occurrence of multiple quantum interference phenomena in a Wilkinson power divider/combiner, including perfect coherent absorption of photons, suggesting its potential use in optical and nanophotonic networks for applications in quantum technologies.

Key words: coherent perfect absorption, singular value decomposition, Wilkinson power divider, quantum interference, scattering matrix, losses

1.- Introducción

Estudiar el impacto de la absorción en las tecnologías cuánticas es de vital importancia, ya que su rendimiento es más sensible a las pérdidas de fotones que el de los sistemas clásicos. A su vez, la presencia de pérdidas puede dotar a las redes ópticas de nuevas funcionalidades. Por ejemplo, la acción conjunta de la interferencia y las pérdidas es responsable de fenómenos de absorción coherente perfecta (CPA por sus siglas en inglés) [1] [2] permitiendo la ingeniería de

estados cuánticos, en la que el conjunto de transformaciones disponibles no se restringe a procesos unitarios. Entre los ejemplos de transformaciones de estados cuánticos asistidas por absorción se incluyen el efecto anti-Hong-Ou-Mandel[3], el control coherente de la absorción de estados N00N [4] y la absorción no lineal o probabilística de dos fotones [5].

En el presente trabajo, describimos un método para el cálculo de la matriz que determina la relación entre los estados cuánticos a la entrada y a la salida de un dispositivo lineal de N puertos en presencia de pérdidas. Dicho método [6], que tiene como fundamento la descomposición en valores singulares (SVD por sus siglas en inglés) de la matriz de dispersión clásica del dispositivo en cuestión, no solo permite el análisis de los procesos de interferencia cuántica que se producen en el mismo, sino que propicia una visión intuitiva de sus modos clásicos de funcionamiento.

Empleando el método propuesto puede analizarse cualquier dispositivo lineal con pérdidas del que conozcamos su matriz de dispersión. De este modo, en este trabajo también demostramos que en los divisores/combinadores de potencia Wilkinson (WPD por sus siglas en inglés), ampliamente utilizados en aplicaciones de ingeniería de microondas, pueden implementarse transformaciones de estados cuánticos basadas en la absorción coherente perfecta (CPA) [7]. La ventaja de usar el WPD estaría dada por el hecho de que, a diferencia de un beamsplitter con pérdidas, donde dichos procesos han sido ampliamente estudiados, en un WPD pueden implementarse con un dispositivo único y compacto, con un único canal de salida y sin reflexiones hacia los puertos de entrada.

2.- Interferencia cuántica en dispositivos con pérdidas

En ausencia de pérdidas, la matriz de dispersión ($\boldsymbol{S}$) de un dispositivo de N puertos no solo proporciona una relación algebraica entre las ondas a la entrada y a la salida del dispositivo, sino que describe además los procesos de interferencia cuántica que tienen lugar en el mismo. De este modo

$$\widehat{\boldsymbol{b}} = \boldsymbol{S}\,\widehat{\boldsymbol{a}} \tag{1}$$

donde $\widehat{\boldsymbol{a}} = [\widehat{a_1}, \dots, \widehat{a_N}]^T$ y $\widehat{\boldsymbol{b}} = \left[\widehat{b_1}, \dots, \widehat{b_N}\right]^T$ son vectores que contienen los operadores fotónicos de destrucción en los puertos de entrada y a la salida, respectivamente. Sin embargo, en presencia de pérdidas, independientemente de la naturaleza de las mismas, es necesario considerar los grados de libertad provistos por las excitaciones internas del dispositivo. La nueva relación entre los operadores tomaría la forma

$$\begin{bmatrix}\widehat{\boldsymbol{b}}\\ \widehat{\boldsymbol{g}}\end{bmatrix} = \boldsymbol{\Lambda}\begin{bmatrix}\widehat{\boldsymbol{a}}\\ \widehat{\boldsymbol{f}}\end{bmatrix} \tag{2}$$

donde los vectores $\widehat{\boldsymbol{f}} = \left[\widehat{f_1}, \dots, \widehat{f_N}\right]^T$ y $\widehat{\boldsymbol{g}} = [\widehat{g_1}, \dots, \widehat{g_N}]^T$ representan las fuentes de ruido también a la entrada y a la salida del dispositivo, respectivamente. Es conveniente escribir $\boldsymbol{\Lambda}$ como una matriz en bloques

$$\boldsymbol{\Lambda} = \begin{bmatrix}\boldsymbol{S} & \boldsymbol{A}\\ \boldsymbol{C} & \boldsymbol{D}\end{bmatrix} \tag{3}$$

con $\boldsymbol{S}$ y $\boldsymbol{A}$ representando, en ese orden, las matrices de dispersión y absorción, mientras que $\boldsymbol{C}$ y $\boldsymbol{D}$ se pueden calcular teniendo ciertos aspectos en consideración. (I) Dado que un dispositivo lineal conserva el número de excitaciones, la matriz $\boldsymbol{\Lambda}$ debe ser unitaria ($\boldsymbol{\Lambda\Lambda}^{\dagger} = \boldsymbol{I}$). Además, (II) los operadores a la salida del dispositivo también son operadores bosónicos y, en consecuencia, deben satisfacer las correspondientes relaciones de conmutación. Ambas condiciones (I y II) conducen a una serie de restricciones que deben ser satisfechas por las matrices que conforman la estructura en bloques de $\boldsymbol{\Lambda}$. Realizando una descomposición en valores singulares (SVD) tanto de la matriz de dispersión $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{U\Sigma_S V}^{\dagger}$, como de las restantes matrices en $\boldsymbol{\Lambda}$, con las mismas matrices unitarias $\boldsymbol{U}$ y $\boldsymbol{V}$, obtenemos una versión simplificada de la matriz en (3), como se muestra a continuación:

$$\boldsymbol{\Lambda} = \begin{bmatrix}\boldsymbol{S} & \boldsymbol{A}\\ -\boldsymbol{A} & \boldsymbol{S}\end{bmatrix} \tag{4}$$

donde $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{U\Sigma_A V}^{\dagger}$, $\boldsymbol{\Sigma_A} = (\boldsymbol{I} - \boldsymbol{\Sigma_S})^{1/2}$. Para comprender la relevancia de este resultado, recordemos que la SVD mapea vectores de dos bases ortonormales diferentes contenidas en las columnas de las matrices unitarias $\boldsymbol{U}$ y $\boldsymbol{V}$. Este mapeo ($\boldsymbol{V} \rightarrow \boldsymbol{U}$) está escalado por el

valor singular correspondiente (real y no negativo) contenido en la matriz diagonal $\boldsymbol{\Sigma_S}$. De este modo, no solo obtenemos relaciones simplificadas para analizar procesos de interferencia cuántica en dispositivos con pérdidas, sino que además tendremos una visión intuitiva de sus modos de funcionamiento clásicos. Otra ventaja del método propuesto es que toda matriz puede descomponerse usando una SVD. Además, al ser distintas las bases mapeadas, contrario a lo que sucede en una diagonalización unitaria, este método es particularmente importante para analizar dispositivos de transmisión, donde la señal de entrada en un puerto se propaga hacia otros puertos del dispositivo y se trata de minimizar las reflexiones en el puerto de entrada.

Finalmente, dado que $\boldsymbol{\Lambda}$ es unitaria, entonces $\boldsymbol{\Lambda}^{-1} = \boldsymbol{\Lambda}^{\dagger}$ y se obtienen las reglas de transformación inversa de los operadores de creación fotónicos y de ruido:

$$\hat{a}_n^{\dagger} \rightarrow \sum_{m=1}^{N} \left(S_{mn} \hat{b}_m^{\dagger} - A_{mn} \hat{g}_m^{\dagger} \right) \tag{5}$$

$$\hat{f}_n^{\dagger} \rightarrow \sum_{m=1}^{N} \left(A_{mn} \hat{b}_m^{\dagger} + S_{mn} \hat{g}_m^{\dagger} \right) \tag{6}$$

En consecuencia, dado un estado de entrada, escrito como una función de operadores de creación:

$$|\psi_{in}\rangle = F\left(\hat{a}_1^{\dagger}, \ldots, \hat{a}_N^{\dagger}; \hat{f}_1^{\dagger}, \ldots, \hat{f}_N^{\dagger}\right)|0\rangle \tag{7}$$

podemos sustituir las relaciones inversas de transformación mostradas en (5) y (6), y obtener el estado resultante a la salida del dispositivo:

$$|\psi_{out}\rangle = F\left(\hat{b}_1^{\dagger}, \ldots, \hat{b}_N^{\dagger}; \hat{g}_1^{\dagger}, \ldots, \hat{g}_N^{\dagger}\right)|0\rangle \tag{8}$$

De este modo podemos explorar los procesos de interferencia cuántica que tienen lugar en la red de N puertos en cuestión.

3.- Interferencia cuántica en divisores de potencia Wilkinson

Los divisores/combinadores de potencia Wilkinson, son dispositivos lineales de tres puertos cuya representación esquemática se muestra en la Fig. 1, y cuya matriz de dispersión toma la siguiente forma:

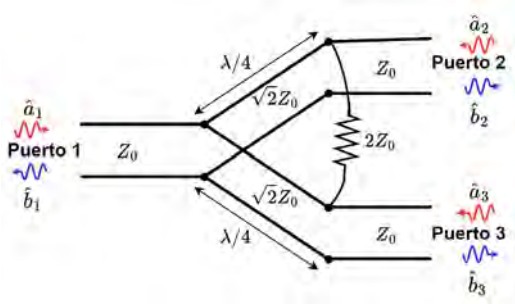


Fig. 1: Representación esquemática de un divisor/combinador de potencia Wilkinson.

$$\boldsymbol{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{9}$$

Podemos apreciar que se trata de un dispositivo con pérdidas ($\boldsymbol{S}\boldsymbol{S}^{\dagger} \neq \boldsymbol{I}$), recíproco ($S_{ij} = S_{ji}\ \forall i,j$) y con todos sus puertos acoplados ($S_{ii} = 0\ \forall i$). Además, presenta aislamiento entre sus puertos 2 y 3 ($S_{23} = S_{32} = 0$), proporcionado por un resistor conectado entre dichos puertos. A continuación, se muestra la descomposición en valores singulares de la matriz de dispersión en cuestión ($\boldsymbol{S} = \boldsymbol{U}\boldsymbol{\Sigma_S}\boldsymbol{V}^{\dagger}$):

$$\boldsymbol{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 \\ 0 & 1 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{\Sigma_S} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{V}^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{2} & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 1 \end{bmatrix}^{\dagger} \tag{10}$$

Si comparamos cada columna de $\boldsymbol{V}$ con su columna correspondiente en $\boldsymbol{U}$, y el factor de escala asociado, podemos distinguir tres modos de funcionamiento: i) combinador de potencia sin pérdidas para excitaciones simétricas de los puertos 2 y 3, ii) divisor de potencia sin pérdidas cuando es excitado a través del puerto 1 y iii) absorbente coherente perfecto (CPA por sus siglas en inglés) para excitaciones antisimétricas de los puertos 2 y 3.

Las relaciones de transformación inversas en términos de operadores de creación estarían dadas por:

$$a_1^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}\left(b_2^\dagger + b_3^\dagger\right) \quad (11)$$

$$a_2^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} b_1^\dagger - \frac{1}{\sqrt{2}} g_{2,3}^\dagger \quad (12)$$

$$a_3^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} b_1^\dagger + \frac{1}{\sqrt{2}} g_{2,3}^\dagger \quad (13)$$

donde $g_{2,3}^\dagger = \left(g_2^\dagger - g_3^\dagger\right)/\sqrt{2}$.

Esto nos permite analizar distintos fenómenos de interés que ocurren en un WPD. Como se observará, aunque nos referiremos al dispositivo como divisor de potencia por simplicidad, los procesos de interés a continuación estudiados se producen cuando el dispositivo es excitado mediante los puertos 2 y 3, por lo que estaríamos utilizándolo como combinador de potencia. Uno de dichos fenómenos se produce al excitar el dispositivo con una superposición de estados consistente en un fotón incidiendo en el puerto 2 o en el puerto 3, con una diferencia de fase φ entre ambas excitaciones. El estado de entrada estaría dado por

$$|\psi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(a_2^\dagger + e^{i\varphi} a_3^\dagger\right)|0\rangle \quad (14)$$

El estado a la salida el dispositivo, obtenido sustituyendo las relaciones inversas de transformación (12) y (13) está dado por

$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{2} b_1^\dagger\left(1 + e^{i\varphi}\right) - \frac{1}{2} g_{2,3}^\dagger\left(1 - e^{i\varphi}\right)|0\rangle \quad (15)$$

Es evidente la posibilidad de un control coherente del estado de salida por medio de la fase φ. En consecuencia, tendremos una transmisión perfecta del fotón incidente hacia el puerto 1 para $\varphi = 0$ y una absorción coherente perfecta del mismo para $\varphi = \pm n\pi$. Dado cualquier otro valor de φ, tendremos una superposición de estados con probabilidades dependientes de dicha fase para los eventos de absorción y transmisión del fotón incidente.

Otro fenómeno de interés resulta de la excitación simultánea de los puertos 2 y 3:

$$|\psi_{in}\rangle = a_2^\dagger a_3^\dagger |0\rangle \quad (16)$$

El estado de salida demuestra la ocurrencia de una absorción no lineal de los fotones, o lo que es lo mismo una absorción probabilística de ambos:

$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{2}\left(b_1^{\dagger 2} - g_{2,3}^{\dagger 2}\right)|0\rangle \quad (17)$$

De este modo, los dos fotones excitarán el puerto 1 del dispositivo, o los dos serán absorbidos, ambos eventos con igual probabilidad. La supervivencia exclusiva de uno de los fotones no es posible.

Por otra parte, para una superposición de estados consistente en dos fotones incidiendo en el puerto 2 o en el puerto 3 (estado NOON con N=2), con una diferencia de fase 2φ entre ambos por tratarse de un estado NOON, tal y como muestra la función de onda a continuación,

$$|\psi_{in}\rangle = \frac{1}{2}\left(a_2^{\dagger 2} + e^{i2\varphi} a_3^{\dagger 2}\right)|0\rangle \quad (18)$$

se produce un estado de salida también dependiente de la fase φ, consistente en la superposición de estados

$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{4}\left[b_1^{\dagger 2}\left(1 + e^{i2\varphi}\right) + g_{2,3}^{\dagger 2}\left(1 + e^{i2\varphi}\right) - 2 b_1^\dagger g_{2,3}^\dagger\left(1 - e^{i2\varphi}\right)\right]|0\rangle$$

donde podemos observar tres fenómenos distintos: i) la absorción de los dos fotones, ii) la transmisión de ambos y iii) la absorción de uno y la transmisión del otro. Sin embargo, regímenes de absorción perfecta o transmisión perfecta no están permitidos. En particular, para $\varphi = 0$ se produce una absorción probabilística de los dos fotones (fenómeno previamente explicado), mientras que para $\varphi = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2}$ tiene lugar la absorción determinística de uno de los dos fotones.

En nuestra presentación ejemplificaremos otros fenómenos de interés que tienen lugar en un WPD, y mostraremos una implementación potencial de dicho dispositivo en una plataforma SOI (del inglés Silicon on Insulator), donde se aprovechan las pérdidas por radiación evitando la inclusión de materiales plasmónicos adicionales, lo cual abre el camino para la utilización de WPDs en redes de óptica integrada.

4.- Conclusiones

En este artículo hemos presentado un método que permite obtener de forma simplificada las relaciones de entrada-salida que posibilitan el análisis de fenómenos de interferencia cuántica en dispositivos lineales de *N* puertos con pérdidas. Dicho método, al estar basado en una descomposición en valores singulares de la matriz de dispersión clásica del dispositivo, evidencia además lo modos de funcionamiento clásicos del mismo, y puede ser aplicado independientemente de las particularidades de la matriz de dispersión en cuestión.

La utilización del método propuesto nos permitió demostrar que en los divisores/combinadores de potencia Wilkinson podemos reproducir transformaciones de estados cuánticos CPA, en un dispositivo compacto, con un canal de salida único y sin reflexiones hacia los puertos de entrada. Estas características son fundamentales para reducir las dimensiones y el número de elementos de una red CPA.

Agradecimientos: I.L. agradece el apoyo mediante la ayuda Ramón y Cajal RYC2018-024123-I, el Proyecto RTI2018-093714-301JI00, financiado por MCIU/AEI/FEDER/UE, y la ERC Starting Grant 948504.

Referencias

[1] Denis G. BARANOV, Alex KRASNOK, Timur SHEGAI, Andrea ALÚ, Yidong CHONG, *"Coherent perfect absorbers: linear control of light with light"*, Nature Reviews Materials, 2, 12, 1-14, 2017.

[2] Anton N. VETLUGIN, *"Coherent perfect absorption of quantum light"*, Physical Review A, 104, 1, 013716, 2021.

[3] Anton N. VETLUGIN, Ruixiang GUO, Cesare SOCI, and Nikolay I. ZHELUDEV *"Anti-Hong-Ou-Mandel effect with entangled photons"*, arXiv:2105.054442021.

[4] Benjamin VEST, Ilan SHLESINGER, Marie C. DHEUR *et al.*, *"Plasmonic interferences of two-particle N00N states"*, New Journal of Physics, 20, 5, 053050, 2018.

[5] Stephen M. BARNETT, John JEFFERS, Alessandra GATTI, Rodney LOUDON, *"Quantum optics of lossy beam splitters"*, Physical Review A, 57, 3, 2134-2145, 1998.

[6] Osmery HERNÁNDEZ, Iñigo LIBERAL, *"Generalized approach to quantum interferencein lossy N-port devices via a singular value decomposition"*, Optics Express, 30, 17, 31267-31286, 2022.

[7] Osmery HERNÁNDEZ, Angel ORTEGA-GOMEZ, Mikel BRAVO, Iñigo LIBERAL, *"Quantum Interference in Wilkinson Power Dividers"*, Laser & Photonics Reviews, 16, 8, 2200095, 2022.

Estudio del Chirp en Solitones Disipativos en Láseres de Fibra con Anclado de Modos Pasivo en Configuración de Anillo Ultralargo en el Rango de los Femtosegundos

Dissipative Soliton Chirp in Femtosecond Mode-Locked Ultralong Ring Fiber Lasers

Inés CÁCERES [(1)], Alejandro ROSADO [(1,2)], Juan Diego ANIA [(1)]

1. Instituto de Óptica "Daza de Valdés", IO-CSIC, Serrano 121, 28006 Madrid, España
2. CEMDATIC - E.T.S.I. Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid (UPM), 28040 Madrid, España

Persona de contacto: Inés (ines.caceres@csic.es).

RESUMEN:

La acumulación de chirp en pulsos cuasi-solitónicos en láseres de fibra en configuración de anillo ultralargo es estudiada experimentalmente, confirmando una correlación directa con la longitud de la cavidad extendida del láser y la desviación de las condiciones de propagación ideal del solitón, lo que puede proporcionar información sobre el diseño del sistema para mejorar la operación del láser.

Palabras clave: Generación de pulsos ultracortos de alta energía, Solitón, Chirp, Oscilador de fibra con anclado de modos, láseres de fibra de anillo ultrarrápidos y ultralargos (UURFL), amplificación Raman, transformada de Fourier dispersiva por ensanchamiento temporal (TS-DFT), amplificador de fibra dopada con Erbio (EDFA).

ABSTRACT:

Pulse chirp accumulation in ultralong ring fiber lasers is experimentally studied, confirming a direct correlation with extended cavity length and deviation from ideal soliton propagation, which can inform system design to improve laser operation.

Key words: Ultrashort high-energy pulse generation, Soliton, Chirp, Mode-locked fiber oscillator, Ultralong-ultrafast ring fiber lasers (UURFL), Raman amplification, Time-Stretched Dispersive Fourier Transform (TS-DFT), Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA).

1.- Introducción

La reciente demostración de una nueva familia de osciladores de fibra ultralargos capaz de producir pulsos de femtosegundos, con anclado de modos pasivo, operando en la banda C a frecuencias de repetición extremadamente bajas [1], utilizando amplificadores de fibra dopada con Erbio (EDFA), incluyendo un espejo de semiconductor como absorbente saturable (SESAM), con propagación cuasi-solitónica a través de un anillo extendido de varios kilómetros, ha allanado el camino para aplicaciones de bajo costo en áreas como la generación de supercontinuo y la detección de gases de interés ambiental [2]. Estos nuevos láseres de fibra ultralargos y ultrarrápidos (UUFL) se basan en el preciso control de la dispersión y las no linealidades para mantener una acumulación baja de chirp y duraciones de pulsos en el rango de las centenas de femtosegundos, sin necesidad de etapas de compresión externas. Además, también se demostró recientemente que la longitud de la

cavidad en este tipo de láseres se puede extender aún más, hasta decenas de km, mediante el uso de amplificación Raman adicional para controlar las no linealidades de forma que se siguen generando pulsos ultracortos, aún con energías de pulso estimadas en el rango de µJ [3].

La monitorización del sistema a través de la técnica de transformada de Fourier dispersiva de ensanchamiento temporal (T*ime Stretched Dispersive Fourier Transform*, TS-DFT) muestra que el espectro óptico promedio del láser se corresponde con el perfil temporal de los pulsos individuales, lo que confirma que la energía del sistema está contenida en los pulsos y por tanto demuestra la generación de pulsos de alta energía. Además, dicha técnica ofrece información sobre las posibles dinámicas para la sintonización en tiempo real de los diferentes modos [4]. En este presente trabajo se hace un estudio de la relación entre la desviación de la transmisión solitónica ideal y la acumulación de chirp que existe en los pulsos a la salida del oscilador láser para anillos de hasta 10 km, enfocándonos en el estudio cuando hay anclado al modo fundamental de la forma más eficiente para las diferentes longitudes, demostrando un crecimiento moderado pero lineal en el chirp que acumulan los pulsos a medida que aumenta la longitud de la cavidad, sin embargo permitiendo aún tener duraciones de los pulsos inferiores a 200 fs sin necesidad de compresión adicional. Nuestro estudio nos permite estimar de manera precisa la acumulación de chirp para diferentes longitudes del anillo y nos ofrece la posibilidad de tener una mayor optimización de la cavidad para optimizar las características de los pulsos.

2.- Montaje Experimental

El montaje experimental de nuestro sistema láser de fibra, ultrarrápido y en configuración de anillo se encuentra representado en la Fig. 1. El sistema básico incluye un EDFA con un nivel de ganancia no ajustable, con una potencia de salida fija saturada máxima de 24 dBm a 1560 nm. Se utiliza un SESAM de InN, operando en espacio libre, resistente a altas irradiancias, independiente de la polarización, acoplado al sistema a través de un circulador y que permite la producción de pulsos con duración de cientos de femtosegundos induciendo anclado de modos pasivo.

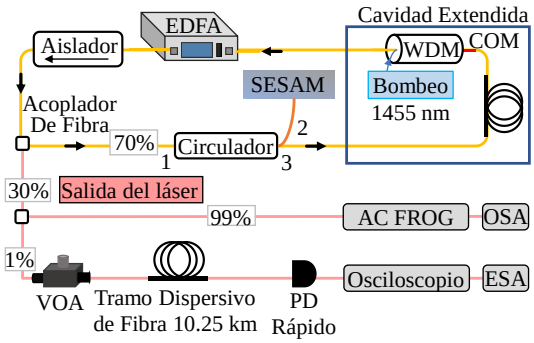


Fig. 1: Esquema del montaje experimental para la caracterización del láser pulsado ultralargo.

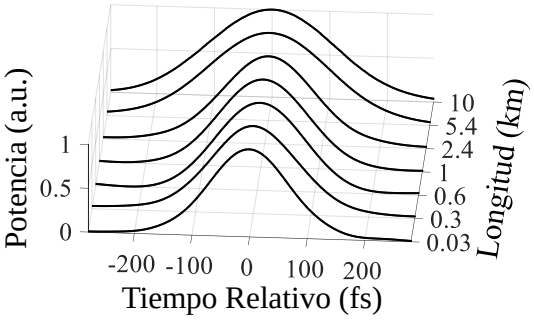


Fig. 2: Trazas de autocorrelación del modo fundamental para las diferentes longitudes de cavidad del láser.

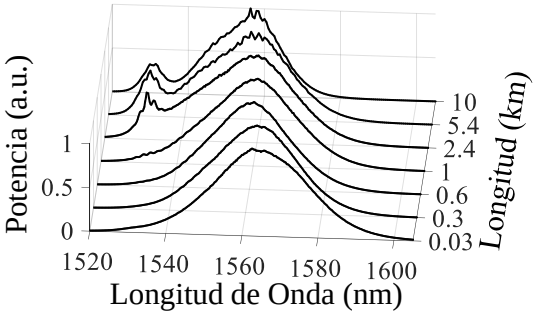


Fig. 3: Espectro óptico del modo fundamental para las diferentes longitudes de cavidad del láser.

En la sección SESAM podemos controlar las pérdidas totales ajustando el tamaño de foco incidente en el espejo, de modo que ajustamos la potencia que entra en la cavidad extendida (fibra estándar ITU G.652 de diferentes longitudes) para que esta sea siempre cercana a la de un solitón fundamental con una duración temporal de los pulsos similar a la de la cavidad básica no extendida [5]. Esto permite que el resonador genere pulsos, mediante el anclado de modos, con tasas de repetición que

van desde los 6 MHz, para el anillo más corto el cual no incluye cavidad extendida, hasta los 20 kHz, usando como cavidad extendida una fibra de 10 km. En las configuraciones de anillos más largas, la propagación cuasi-solitónica se garantiza utilizando amplificación Raman distribuida [3] con un bombeo centrado en 1455 nm, ajustado de forma que compensa exactamente la atenuación de la fibra, lo que nos permite aproximarnos a las condiciones ideales de transmisión solitónica. La salida del láser se caracteriza simultáneamente mediante tres técnicas: la monitorización directa del espectro óptico empleando un analizador óptico espectral, de la técnica de transformada dispersiva de Fourier con ensanchamiento temporal para monitorizar los pulsos en tiempo real y el uso de un autocorrelador con muestreo de puerta óptica resuelto en frecuencia resuelto en frecuencia (FROG) de generación de segundo armónico (SGH), con lo que podemos disponer a la vez de información sobre la forma y duración del pulso, así como sobre su espectro, fase y chirp acumulado.

3.- Resultados experimentales y discusión

La Tabla. 1 y las Fig. 4 y Fig. 5 muestran los resultados obtenidos cuando el sistema laser está anclado al modo fundamental para diferentes longitudes del anillo. La tabla. 1 recoge los valores medidos del chirp obtenidos tras ajustar las trazas proporcionadas por el FROG. Tal y como muestra la Tabla. 1, estas medidas confirman que existe una dependencia casi lineal con la longitud de la cavidad, como se representa en la Fig. 5. Este resultado es coherente con el hecho de que la diferencia entre el chirp inducido por la dispersión y el inducido por la auto modulación de la fase (SPM) debería aumentar a medida que aumenta la longitud de la cavidad extendida, ya que los pulsos cuasi-solitónicos evolucionan adiabáticamente en presencia de pérdidas.

Los perfiles de fase recuperados para las diferentes longitudes estudiadas de cavidad se representan en la Fig. 4. Nótese que, aunque la técnica FROG no puede determinar directamente el signo de la fase, el hecho de que el chirp aumente a medida que se reduce la SPM sugiere que el pulso tiene chirp positivo, lo cual es, probablemente debido a dispersión anómala residual [6]. De todos estos resultados, se deduce que deberíamos ser capaces de compensar parcialmente el chirp sobre amplificando ligeramente la señal, lo que, a su vez, daría lugar a una compresión temporal del pulso. Esto se ha confirmado experimentalmente aumentando a 270 mW la potencia de bombeo Raman. El resultado obtenido con sobre amplificación, se representa en azul en la Tabla. 1 y la Fig. 5.

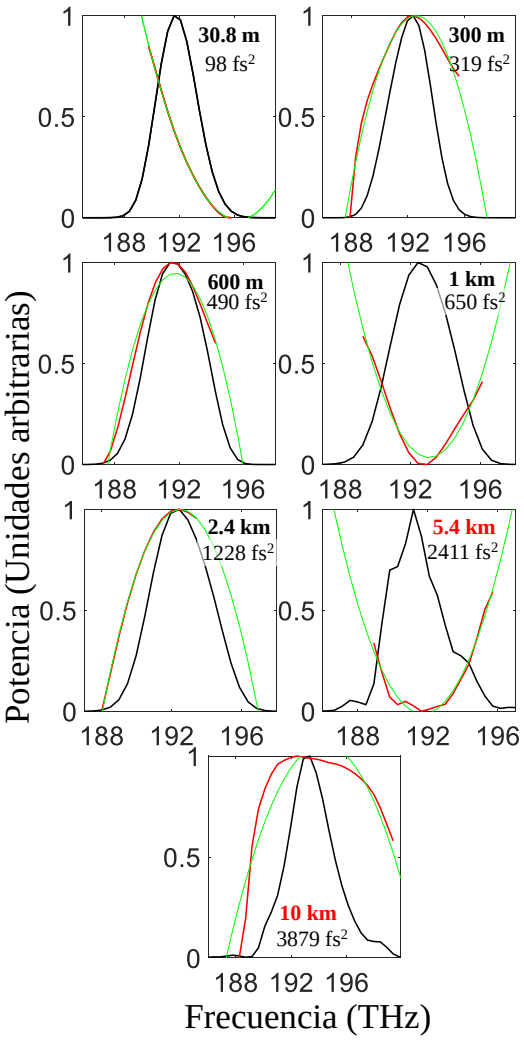


Fig. 4: FROG retrieved (red line) and fitted (green line) spectral phase in the frequency domain with the absolute values of the chirp.

Longitud (m)	|Chirp| (fs^2)
30.8	98
300	319
600	490
1000	650
2400	1228
5400	2411
10000	3879
10000	3280

Tabla. 1: Valor del Chirp en función de la longitud de la cavidad láser.

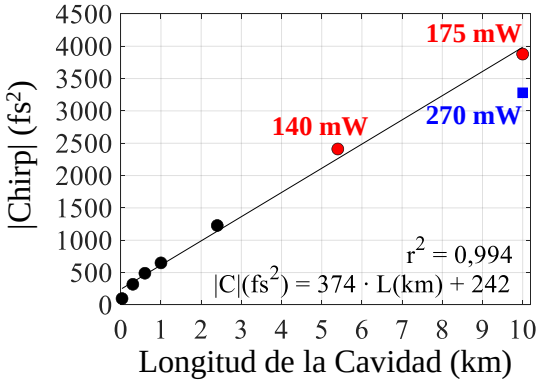


Fig. 5: Chirp vs. cavity length and the corresponding linear fit (black line).

Los datos que aparecen en rojo en la Tabla. 1 y la Fig. 5 corresponden a los casos que requieren de amplificación Raman para tener un anclado de modos estable (anillos de 5.4 km y 10 km), Los valores usados de bombeo son los indicados en la gráfica de la Fig. 5.

4.- Conclusión

En este trabajo se ha realizado un estudio de la dependencia del chirp con la longitud de la cavidad en láseres de anillo ultralargo de femtosegundo. Los resultados obtenidos demuestran la gran relevancia del equilibrio preciso de entre dispersión y no linealidad en estos dispositivos, y nos permiten estimar el chirp acumulado en cada configuración, indicando el camino a seguir para la optimización del diseño del sistema láser. Así mismo, estos resultados muestran que es posible reducir el chirp y la duración del pulso en cavidades más largas mediante el control de las no linealidades empleando amplificación Raman distribuida, abriendo la posibilidad de acercarnos a la generación de pulsos limitados por transformada sin recurrir a técnicas de compresión externas.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (RTI2018-097957-B-C33 - ECOSYSTEM y PID2021-128000OB-C21 - PRECISION) y la Comunidad de Madrid – Fondos FEDER (S2018/NMT-4326, SINFOTON2-CM).

Referencias

[1] Francesca GALLAZZI, Marco JIMENEZ, Eva MONROY, Pedro CORREDERA, Miguel GONZÁLEZ, Fernando. Bernabé NARANJO and Juan Diego ANIA, *"Sub-250 fs passively mode-locked ultralong ring fibre oscillators"*, Optics & Laser Technology, Volume 138 106848 (2021).

[2] Francesca GALLAZZI, Inés CÁCERES, Laura MONROY, Javier NUÑO, Concepción PULIDO, Pedro CORREDERA, Fernando. Bernabé NARANJO, Miguel GONZÁLEZ, Juan Diego ANIA, *"Ultralong ring laser supercontinuum sources using standard telecommunication fibre"*, Optics & Laser Technology, Volume 147, 107632, 2022.

[3] Inés CÁCERES, Francesca GALLAZZI, Concepción PULIDO, Pedro CORREDERA, Juan Diego ANIA, *"Raman-assisted ultralong ring fiber lasers in the femtosecond range"*. Proceedings de SPIE Photonics West 2022, Paper PC11981-62.

[4] Inés CÁCERES, Juan Diego ANIA, *"Real-time transition dynamics of harmonically mode-locked femtosecond ultralong ring fiber lasers"*, Proceedings de ECOC 2022, Paper Tu3G.3.

[5] Mercedes ALCON, Atalla EL-TAHER, Hua WANG, Paul HARPER, Vassilis KARALEKAS, James A. HARRISON and Juan Diego ANIA, *"Long-distance soliton transmission through ultralong fiber lasers"*, Optics letters. 34. 3104-6. (2009) doi: 10.1364/OL.34.003104.

[6] Govid. P. AGRAWAL, *"Nonlinear fiber optics"* (Academic Press, 2012).

Modeling metal nonlinearities for FDTD simulation of plasmonic devices

José Ramón SALGUEIRO [(1)] and Albert FERRANDO [(2)]

1. Instituto de Física e Ciencias Aeroespaciais (IFCAE), Univesidade de Vigo, Campus As Lagoas, s/n 32004 Ourense, Spain
2. Institut de Ciència dels Materials, Universitat de València (ICMUV), C/ Catedràtic J. Beltran, 2, Paterna 46980, Spain

Contact name: José R. Salgueiro (jrs@uvigo.gal).

ABSTRACT:

Nonlinear properties of metals based on the electronic collective ponderomotive interaction mechanism are modelled using the finite-difference time-domain (FDTD) method. The effects of such nonlinear behaviour are then studied simulating the plasmonic directional coupler formed by two dielectric (linear) cores and metallic claddings, and evaluating the change of the beat length for increasing peak-amplitude of the source field. It is demonstrated that switching controlled by the pulse energy is still possible even though the cores remain linear.

Key words: plasmonics, FDTD, directional coupler, ultrashort pulses, nonlinearity

1.- Introduction

The field of plasmonics has attracted a great interest in recent years because of the possibility of building optical devices operating at the nanoscale [1,2]. In fact, integrated optical devices based on metals allow to confine light in a distance which is well two orders of magnitude below the wavelength and this leads to the possibility of high integration and encapsulation rates. As a consequence, there has been an increasing interest on modeling the optical properties of metals, i. e. the electrical permittivity, which can present different contributions depending on the spectral region of interest. According to this, simple models as Drude's are suitable at microwave as well as far and medium infrared regions but not so precise at near infrared or visible frequencies, particularly for some metals for which the interband transitions start to contribute to the optical properties. What is a fact, independently from the spectral region, is that metals are strongly dispersive and show high losses, described by a complex permittivity. This has been a serious drawback for the application of plasmonics to functional optical devices, though alleviated by the fact that the so small distances involved often keep such losses to an acceptable level.

Devices operating on the basis of the nonlinear response of materials allow to expand their functionalities and so there is an active field on nonlinear optics which has also translated itself to plasmonics [3]. Experimental results have shown that metals may present nonlinear effects comparable or even higher than dielectrics [4,5] but unfortunately their nonlinear optical properties have been proved to be difficult to model. This made that for quite a long time most of the proposed plasmonic devices neglected metal nonlinearities and only considered dielectrics as nonlinear. This was the case, for instance, of the metal-dielectric interface which is able to support surface plasmon polaritons (SPP), the metal-dielectric-metal waveguide or the directional coupler [6].

A realistic model for nonlinear plasmonic devices should take metal nonlinearities into account. Recently there has been an intense

activity by the scientific community to advance to the identification of mechanisms responsible for such nonlinearities as well as to their modeling. Different mechanisms have been lately proposed to explain the experimental measured values but they resulted very dependent on the specific metal considered and they have to be cautiously applied to other different ones.

To be more precise, three main mechanisms have been identified to account for the three-order optical susceptibility $\chi^{(3)}$[7]. On one hand there is a free-electron (intraband) contribution consistent on the collective ponderomotive movement of charges produced by a repulsion of carriers from the high intensity regions. This is a nonlocal effect but can be modeled by a Kerr-like term [8]. Secondly, an interband effect responsible for the absorption saturation at frequencies close to the transitions, showing a large imaginary contribution to the susceptibility. This effect may be important for some metals as gold at visible frequencies but less relevant in principle for some others like silver. Finally, there is also a thermal effect [9,10], named hot-electron or also Fermi-smearing, related to the increase of temperature suffered by the electrons in the conduction band due to the radiation absorption. This effect is non instantaneous and originates a retarded response (in a typical time of about 500 fs) which lasts until the electron temperature decreases again after dissipation though the lattice (relaxation time of few picoseconds).

The use of ultrashort pulses of less than 100 fs with repetition rates in the order of 10 ps or more would make in principle the third mechanism less important. On the other hand, if frequency is kept far from interband peaks (what sometimes may result difficult because ultrashort pulses present a very broad spectrum) the second mechanism would also not be dominant. Under such conditions the ponderomotive nonlinearity should be the dominant. This is what we are going to assume. In the following we will model the specific contribution of such mechanism to the susceptibility in the context of the finite-difference time-domain (FDTD) simulation.

It is also worth to comment that we are intending to deal with long range plasmons and so we do not take into account quantum effects due to the limited size which would dominate the response otherwise, as happens in the case of metallic nanoparticles.

2.- Metal nonlinearity modeling in FDTD

The ponderomotive free-electron nonlinear response is a third order effect which is added to the linear response of the metal, given by the Drude model [8,11]. It can be described by a Kerr-like term, dependent on the field squared-modulus, but it presents a strong dispersive behaviour as it is proportional to ω^{-4}. In such a way the frequency-dependent dielectric function comes given by,

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega} + \alpha\frac{\omega_p^{2/3}}{\omega^4}\left|\vec{E}\right|^2.$$

There, ω_p is the plasma frequency, Γ the electronic collision frequency and α a coefficient involving different physical constants. At telecom frequencies $\chi^{(3)} = \alpha\omega_p^{2/3}/\omega^4 \sim 10^{-18}m^2/V^2$ which is higher than typical susceptibilities of linear dielectrics.

The time response is included into Maxwell's equations by the addition of two respective polarization terms,

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0\epsilon_\infty\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \vec{P}_L + \vec{P}_{NL},$$

where $\vec{P}_L$ is the linear polarization, describing the Drude model, and $\vec{P}_{NL}$ the nonlinear contribution. Both polarizations can be modeled in the time-domain using the additional differential equation (ADE) technique [12]. Modeling $\vec{P}_L$ leads to the differential equation,

$$\frac{d^2\vec{P}_L}{dt^2} + \Gamma\frac{d\vec{P}_L}{dt} = \epsilon_0\omega_p^2\vec{E},$$

which can be finite-differenced to second order in Δt to obtain the polarization at an instant $n+1$ in terms of those at instants n and $n-1$,

$$\vec{P}_L^{n+1} = \frac{1}{1+\Gamma\Delta t/2}\left[2\vec{P}_L^{n} - \left(1-\frac{\Gamma\Delta t}{2}\right)\vec{P}_L^{n-1} + 2(\Delta t)^2\epsilon_0\omega_p^2\vec{E}^n\right].$$

On the other hand, in order to incorporate the $\vec{P}_{NL}$ contribution, a technique similar to the one followed in Ref. [12] to evaluate the Raman effect is applicable. First, the polarization is written as a convolution between the three-order susceptibility and the squared electric field as follows,

$$\vec{P}_{NL}(t) = \epsilon_0\vec{E}(t)\left(\chi_{pd}^{(3)} * \vec{E}^2\right) = \epsilon_0\vec{E}(t)S(t).$$

Then, the auxiliar function $S(t)$, i.e. the convolution integral, is expressed in the frequency domain as a product of the form,

$$\widetilde{S}(\omega) = \chi_{pd}^{(3)}(\omega)\mathcal{F}\{\vec{E}^2(t)\} = \frac{\alpha}{\omega^4}\mathcal{F}\{\vec{E}^2(t)\},$$

where $\mathcal{F}\{\}$ stands for the Fourier transformation operator. This equation `can be written as,

$$\omega^4\widetilde{S}(\omega) = \alpha\mathcal{F}\{\vec{E}^2(t)\}.$$

Going back to time domain and using the Fourier transformation properties,

$$\frac{d^4S}{dt^4} = \alpha\vec{E}^2,$$

which is the auxiliary (fourth order) differential equation. It can be finite-differenced to second order in Δt using the formula,

$$\frac{d^4S}{dt^4} = \frac{1}{(\Delta t)^4}[S^{n-2} - 4S^{n-1} + 6S^n - 4S^{n+1} + S^{n+2}] + \mathcal{O}[(\Delta t)^2],$$

and the expression to update S^{n+2} is,

$$S^{n+2} = -S^{n-2} + 4S^{n-1} - 6S^n + 4S^{n+1} + (\Delta t)^4\alpha\left(\vec{E}^2\right)^n.$$

This relationship means that the effect of the nonlinearity at time-step $n+2$ is calculated using the value of the electric field at time-step n. Having both contributions to the polarization, linear and nonlinear, the electric field update is done easily. First the displacement vector at step $n+1$, $\vec{D}^{n+1}$, is obtained from the magnetic field at the previous half-step, $\vec{H}^{n+1/2}$, using Ampère's law $\nabla\times\vec{H} = \partial\vec{D}/\partial t$. Then both polarizations are updated using the equations above to obtain $\vec{P}_L^{n+1}$ and S^{n+2}. Finally, the electric field update comes given by,

$$\vec{E}^{n+1} = \frac{\vec{D}^{n+1} - \vec{P}_L^{n+1}}{\epsilon_0\epsilon_\infty + \epsilon_0 S^{n+1}}.$$

In this equation it is just S^{n+1}, calculated in the previous step, what is needed.

3.- Plasmonic coupler

In order to illustrate the effects of the metal nonlinearity based on the ponderomotive mechanism we carried out simulations on the plasmonic directional coupler (see Fig. 1), a device studied in the past under the assumption of neglected nonlinearities of metals and applied to optical switching using CW [13] as well as ultrashort pulses [6]. In the later paper [6] we showed that pulse-switching from core 1 to core 2 could be controlled by the energy of the pulse launched in the core 1 if we kept the pulse duration fixed. Now we analyze the same problem but we consider that the dielectric cores are linear and assume that only the metallic claddings are nonlinear.

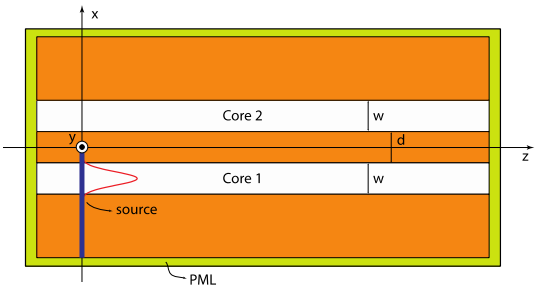


Fig. 1: Sketch of the directional coupler and reference system used.

Linear cores are simulated as homogeneous media characterized by a dielectric constant $\epsilon = 2.25$ (silica). On the other hand, the model described above was used for the claddings, which were supposed to be made of silver and so we took the parameter values $\omega_p = 1.15\times10^{16}$ Hz and $\Gamma = 9\times10^{13}$Hz. Perfect matching layers (PML) were implemented on the four boundaries of the domain and a source based on the total-field/scattered field (TF/SF) technique was used to launch pulses of Gaussian shape (spatial as well as temporal) into one of the cores (first core). Simulations were performed for a reference

vacuum wavelength $\lambda_0 = 800$ nm. A system of normalized units was used, rescaling spatial dimensions by the wavenumber $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ and time by the reference frequency $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, being c the vacuum speed of light. According to this, a spatial normalized unit equals to 127 nm and a temporal unit equals to 0.42 fs.

The simulated coupler had cores of width $w = 0.5$, separated by an intercore distance of $d = 0.5$ (normalized units). During the simulation the Poynting vector was integrated both in time and transversal coordinate, x, (restricted to each of the cores) to evaluate the energy crossing a section of any of the waveguides at any position z,

$$W_{1,2}(z) = \int_0^{t_f} \int_{C_{1,2}} \left[\vec{E}(x,z) \times \vec{H}(x,z)\right] \hat{z}\ dx\ dt,$$

where t_f is the total simulation time and the subscripts 1,2 refer to both cores respectively.

In Fig. 2 we plot energy, normalized to the value w_0 measured at $z = 0$, i.e. normalized to the energy of the launched pulse, against z for different values of the pulse-peak amplitude. A simulation considering the system linear ($\alpha = 0$) is also shown for the sake of comparison. The pulse time width was kept constant ($\Delta\tau = 20$ in normalized units) for all the simulations and so the peak amplitude is directly related to the pulse energy. The results show that the first minimum of the curve which represents the beat length, i. e. the point where most energy has been transferred to the second core, increasingly shifts to larger values of z. This is the key of the change of state of the coupler in the switching process since at a distance of a linear beat length the measured signal is higher for increasing peak-amplitude. Consequently, a similar behaviour to the case of the coupler with nonlinear dielectric cores and linear metallic claddings is obtained [6].

It is significant the fact that amplitude does not reach a zero value at the beat length position. This is in principle an effect related to the pulse width which mainly affects to very short pulses (for the present case time width is actually quite short) as was also described in Ref. [6]. Although pulses in the linear regime are affected a look to the different curves in Fig. 2 reveals certain dependence on the nonlinearity, since the reached minimum is different for different amplitude values although $\Delta\tau$ remains constant for all the simulations.

Figure 3 is the normalized energy plot related to the second core. There, it is shown how energy maximum is progressively shifted to higher values of z. In the inset of the figure there is a plot of the beat length against the peak-amplitude, showing the beat length increase.

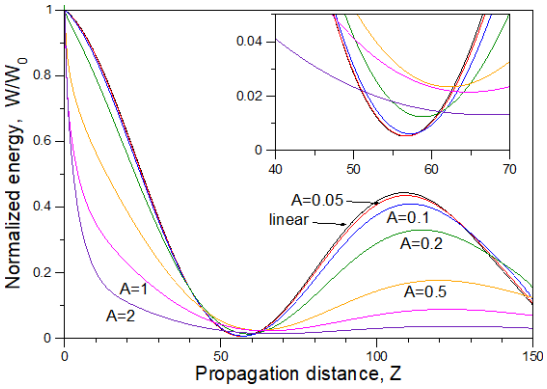


Fig. 2: Normalized energy at the first core as a function of distance for different values of the source field peak-amplitude.

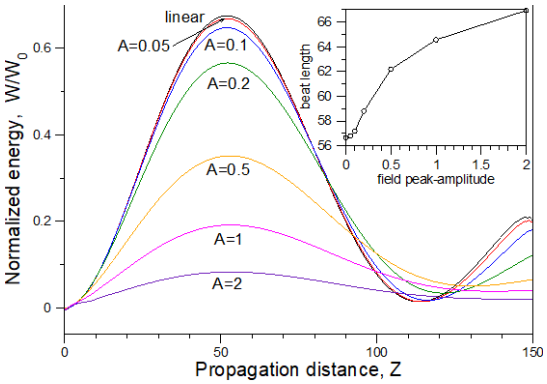


Fig. 3: Normalized energy at the second core against distance for different values of the source-field amplitude. Inset: beating length as a function of the initial field peak-amplitude

Another significant result is related to the enhancement of the optical losses which

takes place for highest values of the field amplitude. For such cases, as is shown in Fig. 2, pulse energy quickly decreases upon propagation and the slope of the curve is accentuated by the nonlinearity. The reason, however, seem to be losses and not energy transfer to the second core (see also Fig. 3). The effect constitutes a decrease in efficiency respect to the linear case and also to the nonlinear case but with linear metallic claddings. Switching turns in this case an on/off process as signal is suppressed for increasing pulse energy instead of being redirected to a different output channel. In any case a more exhaustive study is necessary to relate performance dependence on other parameters as pulse time-width, and also to evaluate the contribution of both nonlinearities at metals as well as dielectrics.

4.- Conclusion

A model to simulate, using the FDTD method, nonlinearities in metals caused by the ponderomotive electronic mechanism was described. It was also tested by the simulation of the plasmonic directional coupler used as an optical switch for ultrashort pulses. The results shown that beat length increases for a rising peak-amplitude of the pulses. This means that coupling is partially suppressed at the position of a linear beat length, producing the change of state of the coupler. This effect demonstrates that optical switching controlled by the energy of the pulse is still possible even though dielectric cores remain linear. Also, losses are enhanced by the metal nonlinearities, leading to an on/off switching effect.

Acknowledgements: We thank the support of MCIN of Spain through the projects PID2020-118613GB-I00 and PID2020-120484RB-I00, as well as Xunta de Galicia, Spain (grant ED431B 2021/22) and Generalitat Valenciana, Spain (grant PROMETEO/2021/082).

References

[1] W. L. BARNES, A. DEREUX, T.W. EBBESEN, "*Surface plasmon sub wavelength optics",* Nature, 424, 824, 2003.

[2] S. I. BOZHEVOLNYI, V. S. VOLKOV, E. DEVAUX, J. Y. LALUET, T. W. EBBESEN, *"Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators",* Nature, 440, 508, 2006.

[3] N.C. PANOIU, W. E. I. SHA, D. Y. LEI, G. C. LI, "*Nonlinear optics in plasmonic nanostructures",* J. of Optics, 20, 083001, 2018.

[4] D. D. SMITH, Y. YOON, R. W. BOYD, J. K. CAMPBELL, L. A. BAKER, R. M. CROOKS, M. GEORGE, "*z-scan measurement of the nonlinear absorption of a thin gold film"*, J. of Appl. Phys., 86, 6200, 1999.

[5] G. YANG, D. GUAN, W. WANG, W. WU, Z. CHEN, *"The inherent optical nonlinearities of thin silver films",* Opt. Mater., 25, 439, 2004.

[6] J.R. SALGUEIRO, A. FERRANDO, "*Energy- and time-controlled switching of ultrashort pulses in nonlinear directional plasmonic couplers",* Opt. Lett., 47, 5136, 2022.

[7] R. W. BOYD, Z. SHI, I. DE LEON, "*The third-order nonlinear optical susceptibility of gold"*, Opt. Commun., 326, 74, 2014.

[8] P. GINZBURG, A. HAYAT, N. BERKOVITCH, M. ORENSTEIN, *"Nonlocal ponderomotive nonlinearity in plasmonics",* Opt. Lett., 35, 1551, 2010.

[9] M. CONFORTI, G. DELLA VALLE, *"Derivation of third-order nonlinear susceptibility of thin metal films as a delayed optical response",* Phys. Rev. B, 85, 245423, 2012.

[10] A. MARINI, M. CONFORTI, G. DELLA VALLE, H. W. LEE, T. X. TRAN, W. CHANG, M. A. SCHMIDT, S. LONGHI, P. St J RUSSELL, F. BIANCALANA, "*Ultrafast nonlinear dynamics of surface plasmon polaritons in gold nanowires due to the intrinsic nonlinearity of metals",* New Journal of Physics, 15, 013033, 2013.

[11] A. R. DAVOYAN, I. V. SHADRIVOV, Y. S. KIVSHAR, *"Symmetry breaking in plasmonic waveguides with metal nonlinearities",* Opt. Lett., 36, 930, 2011.

[12] A. TAFLOVE, "Computational electrodynamics, the finite difference time domain" (Artech House Publishers, 2005).

[13] J.R. SALGUEIRO, Y.S. KIVSHAR, *"Nonlinear plasmonic directional couplers",* Appl. Phys. Lett., 97, 081106, 2010.

Preservation of biphoton quantum coherence in frequency up-conversion using gas-filled hollow-core fibres

Arturo MENA[(1)] , Joseba ZUBIA[(1,2)] and David NOVOA[(1,2,3)]

1. Department of Communications Engineering, University of the Basque Country (UPV/EHU), Plaza Torres Quevedo 1, 48013 Bilbao, Spain.
2. EHU Quantum Center, University of the Basque Country (UPV/EHU), 48013 Bilbao, Spain.
3. IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Plaza Euskadi, 48009 Bilbao, Spain.

Contact name: Arturo Mena (arturo.mena@ehu.eus).

ABSTRACT:

We propose an experimental verification of the preservation of biphoton quantum coherence in the frequency up-conversion of one of the photons in the pair using a hollow anti-resonant fibre filled with hydrogen. Raman coherence waves excited in the gas permit thresholdless spectral shifting of arbitrary quantum sources. Under the right conditions, this process can be very efficient, while keeping the fragile quantum correlations and overall coherence present in the original biphoton pair unaltered. We analyze how this situation could be assessed using two-photon Hong-Ou-Mandel interferometry. This work might have implications for modern quantum technologies relevant in communications, information processing and sensing.

Key words: Quantum frequency conversion, Entanglement, Hollow-core fibres.

1.- Introduction

The successful manipulation of quantum light is key to the development of quantum technologies such as quantum communication networks [1], which rely on the adequate processing and transport of photonic qubits. In this regard, the main sources of decoherence in optical fibre-based quantum networks are noise and dispersion caused by the interaction of the photons with the waveguide. Because of this, it is crucial to be able to tune the frequency of the quantum light states to minimize these undesired dispersion and scattering effects without altering the quantum properties of the photonic states. This quantum frequency conversion process is also useful for converting information from the microwave domain, where many solid-state quantum devices operate, to the optical domain typical of long-haul communications. To carry out frequency up-conversion of single photons, a nonlinear process is required, and most current approaches to this problem are inefficient, offer limited spectral shifts and tunability and suffer from the introduction of noise originating in the materials used.

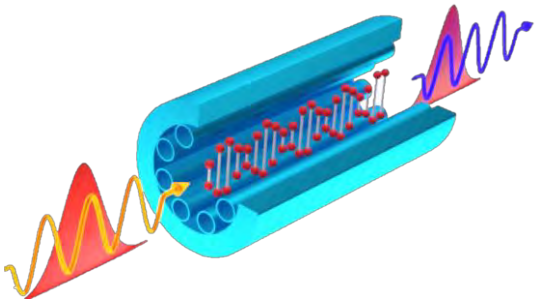


Fig. 1: Artistic representation of frequency up-conversion in a gas-filled ARF.

As an alternative approach free of the aforementioned limitations, a recent work demonstrated how nonclassical correlations of biphoton pairs are preserved during frequency up-conversion in H_2-filled anti-resonant fibres (ARFs) [2]. By exciting coherence waves of synchronous molecular motion in the gaseous core (see Fig. 1), it was possible to frequency up-convert the idler photon of

an entangled pair by ~125 THz with 70% efficiency. In sharp contrast to other strategies, this ARF-based technology offers ultrawide tunability, reconfigurable dispersion, large frequency shifts in the optical domain and reduced noise and attenuation.

In addition, more recent theoretical work [3] described the frequency up-conversion process in a setup equivalent to that used in [2], considering the frequency conversion element as an ideal black box with a certain conversion rate. It is shown that this system not only preserves two-photon correlations, but also enhances the visibility of two-photon Hong-Ou-Mandel (HOM) interference [4, 5] by the frequency up-shifting.

In this work we propose a viable experimental test of biphoton quantum coherence using HOM interferometry. In an arrangement like that used in [2], it would be possible to verify the preservation of the quantum properties of the original entangled pair by matching the spectral separation between the two photons to the Raman frequency shift, thereby enhancing the visibility of the resulting HOM dip upon conversion.

2.- Methods

We start by considering the setup used in [2] and sketched in Fig. 2. In this setup, a highly correlated photon pair (a biphoton) is generated by spontaneous four-wave mixing (sFWM) in a suspended-core fibre (SCF) [2]. In sFWM the generated biphotons can be described as an entangled quantum state of the form

$$|\psi\rangle \propto \int\int \mathrm{d}\omega_s \mathrm{d}\omega_i \, F(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle_s |\omega_i\rangle_i \quad (1)$$

where $F(\omega_s, \omega_i)$ is the frequency-dependent joint spectral amplitude function (JSA) of the biphotons [6, 7]. The *s* and *i* subindices indicate signal and idler, respectively. We model the JSA of sFWM-generated biphotons as an entangled Gaussian distribution, similar to that employed to describe the state of entangled pairs generated via spontaneous parametric down-conversion [3].

After generating the biphotons using sFWM, the experiment from [2] uses a gas-filled ARF to up-convert the frequency of the idler photon via molecular modulation.

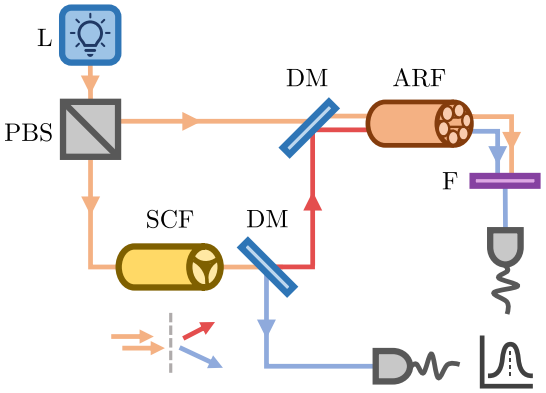


Fig. 2: Sketch of the setup used in [2], involving the following elements: L – *Laser,* PBS - *Polarizing beam splitter,* DM – *Dichroic mirror,* F – *Filter set,* SCF – *Suspended-core fibre,* ARF – *anti-resonant fibre.*

Quantum up-conversion takes place through the efficient energy transfer between the input photon and the coherence waves excited in the gas. After this process, the photons are routed to a set of superconducting single-photon detectors for coincidence counting, which enables the calculation of the normalized second-order correlation function:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{1}{\kappa} \frac{\langle N_c \rangle}{\langle N_s \rangle \langle N_i \rangle}, \quad (2)$$

where $\langle N_c \rangle$ are the coincidence photo-counts, $\langle N_s \rangle$ are the signal-photon counts and $\langle N_i \rangle$ are the idler-photon counts. $\tau = t_i - t_s$ is the difference between the arrival times of the idler (t_i) and signal (t_s) photons and κ is a normalization factor proportional to the autocorrelation of the pump pulse. The $g^{(2)}(\tau)$ function in both cases –with and without frequency up-conversion– was found to be quantitatively similar, a behavior explained by the theory formulated in [3].

Although second-order correlations provide a lot of useful information about the photon statistics of the system, they are often considered not enough for verifying the presence of quantum coherence or entanglement. In this regard, Ref. [3] has recently provided further insight in how this could be tested under realistic conditions. It is known that certain quantum properties such as frequency-bin entanglement can be assessed by quantifying the visibility of spatial quantum beating [8, 9] using HOM interferometry [4, 5]. Following this idea, we propose to use

HOM interferometry as a diagnostic tool for verifying the preservation of quantum coherence within the state described by Eq. (1). The observation of a HOM dip would indicate, for instance, that no additional relative phases appeared in the quantum state during the frequency up-conversion process, as the HOM effect relies on the boson exchange symmetry of the state and the indistinguishability of the photons (e.g., in the frequency degree of freedom).

Therefore, in order to test whether quantum coherence is maintained or not during the up-conversion process, we add an additional HOM interferometry modulus to the setup presented at [2]. We start by considering the ideal case of monochromatic photons. With this assumption, the state generated in the sFWM process would have the following entangled form

$$|\psi\rangle \propto |\omega_s\rangle_1|\omega_i\rangle_2 + |\omega_i\rangle_1|\omega_s\rangle_2, \quad (3)$$

where the photons have negligible bandwidth. Note that photons 1 and 2 in Eq. (3) still travel through the same spatial channel and $|\psi\rangle$ takes into account that the photons are indistinguishable. Next, the photons bounce off a dichroic mirror, which sends the photon with frequency ω_i to the frequency converter (i.e., the gas-filled ARF) and the photon with frequency ω_s directly along the path to the single-photon detector. We will consider the former to be the up-conversion path (L) and the latter to be the signal path (S). This creates a path superposition in each photonic mode that makes the biphoton quantum state evolve to the following entangled state:

$$|\psi\rangle \propto |\omega_s, S\rangle_1|\omega_i, L\rangle_2 + |\omega_i, L\rangle_1|\omega_s, S\rangle_2. \quad (4)$$

If the frequency up-conversion process only changes frequency ω_i to $\omega_i' = \omega_i + \Omega$, being Ω the Raman shift, the resulting state will be

$$|\psi\rangle \propto |\omega_s, S\rangle_1|\omega_i', L\rangle_2 + |\omega_i', L\rangle_1|\omega_s, S\rangle_2, \quad (5)$$

which has the familiar form of a Bell state like $|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle$.

In real scenarios, however, the photons will always have a certain frequency bandwidth that will make the resulting state to have an integral form dependent on the JSA as illustrated in Eq. (1).

3.- Discussion

We now consider the incorporation of the HOM interferometer to the setup. For this, it is required to use an adjustable delay in one of the photon paths and a 50:50 beam splitter for mixing the photon wavefunctions (see Fig. 3).

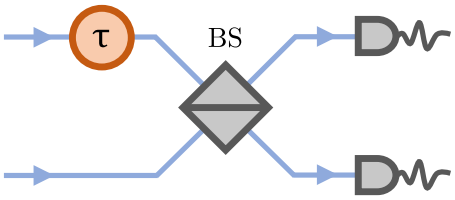


Fig. 3: HOM interferometry modulus, where τ represents the delay introduced to one path and BS *is a standard 50:50 beam splitter.*

Then, by measuring the two-photon coincidence rate as a function of the adjustable delay using single-photon detectors placed at the output ports of the beam splitter, we can verify the preservation of quantum coherence using the visibility of the interference dip pattern in the coincidence rate. The observation of a HOM dip with a maximum visibility in the case of $\omega_i' = \omega_s$ would mean that the coherence of the entangled state coming from the sFWM source is preserved in the up-conversion process, as the state would still have photon exchange symmetry with no relative phase.

Using this modified setup, we can test how the up-conversion affects the quantum coherence of the biphotons by comparing different cases of up-conversion considering different biphoton spectral separations. Using Eq. (26) from [3], we plot the normalized coincidence counts as a function of the variable delay (Fig. 4). As parameters for the simulation, we used different signal-idler frequency separations $\Delta = \omega_s - \omega_i$ and fixed values of the signal frequency $\omega_s = 2\pi \times 353.11$ THz (from [2]), photon bandwidth $\sigma_- = 2\pi \times 2$ THz and Raman frequency shift $\Omega = 2\pi \times 125$ THz. We clearly see how the visibility of the HOM dip increases as Δ approaches the Raman shift, attaining its overall maximum at $\Delta = \Omega$, when signal and up-shifted idler coincide ($\omega_i' = \omega_s$).

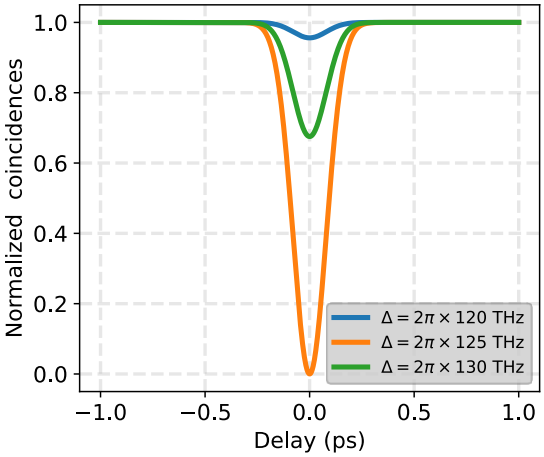


Fig. 4: Results of HOM interferometry. The visibility of the HOM dip increases as the frequency separation Δ approaches the Raman shift.

4.- Conclusions

We have analyzed an experimental arrangement capable of testing the preservation of biphoton quantum coherence during frequency up-conversion of the single idler photon of a photon pair using gas-filled ARF. By introducing a HOM interferometer, the measured coincidence counts should display a clear dip around zero delay between both channels, with an increasing visibility as the modulation frequency shift matches the original biphoton spectral separation.

Acknowledgements: This work is supported by the grants PID2021-123131NA-I00 and TED2021-129959B-C21, funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033, by "ERDF a way of making Europe" and by the "European Union NextGenerationEU/PRTR", and the Gobierno Vasco/Eusko Jaularitza (IT1452-22) and ELKARTEK (KK-2021/00082 and KK-2021/00092). A. M. and D. N. acknowledge support from the IKUR initiative of the Department of Education of the Basque Government through the grant IKUR_IKA_23/03.

References

[1] H. J. KIMBLE, "The Quantum internet", Nature, **453**, 1023–1030, 2008.

[2] R. TYUMENEV, J. HAMMER, N. Y. JOLY, P. St.J. RUSSELL, D. NOVOA, *"Tunable and state-preserving frequency conversion of single photons in hydrogen"*, Science, **376**, 621–624, 2022.

[3] J. WANG, A. V. SOKOLOV, G. S. AGARWAL, *"Two-photon Hong-Ou-Mandel interference and quantum entanglement between the frequency-converted idler photon and the signal photon"*, arXiv:2303.12705, 2023.

[4] C. K. HONG, Z. Y. OU, L. MANDEL, "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference", Phys. Rev. Lett., **59**, 2044, 1987.

[5] Z. Y. OU, L. MANDEL, "*Observation of Spatial Quantum Beating with Separated Photodetectors*", Phys. Rev. Lett., **61**, 54, 1988.

[6] K. GARAY-PALMETT, H. J. MCGUINNESS, O. COHEN, J. S. LUNDEEN, *et al.*, *"Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber"*, Opt. Express, **15**, 14870–14886, 2007.

[7] K. GARAY-PALMETT, D. B. KIM, Y. ZHANG, F. A. DOMÍNGUEZ-SERNA, V. O. LORENZ, A. B. U'REN, *"Fiber-based photon-pair generation: tutorial"*, J. Opt. Soc. Am. B, **40**, 469–490, 2023.

[8] Z. ZHANG, C. YUAN, S. SHEN, H. YU, R. ZHANG, *et al.*, "*High-performance quantum entanglement generation via cascaded second-order nonlinear processes*", npj Quantum Inf, **7**, 123, 2021.

[9] S. RAMELOW, L. RATSCHBACHER, A. FEDRIZZI, N. K. LANGFORD, A. ZEILINGER, "*Discrete tunable color entanglement*", Phys. Rev. Lett., **103**, 253601, 2009.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

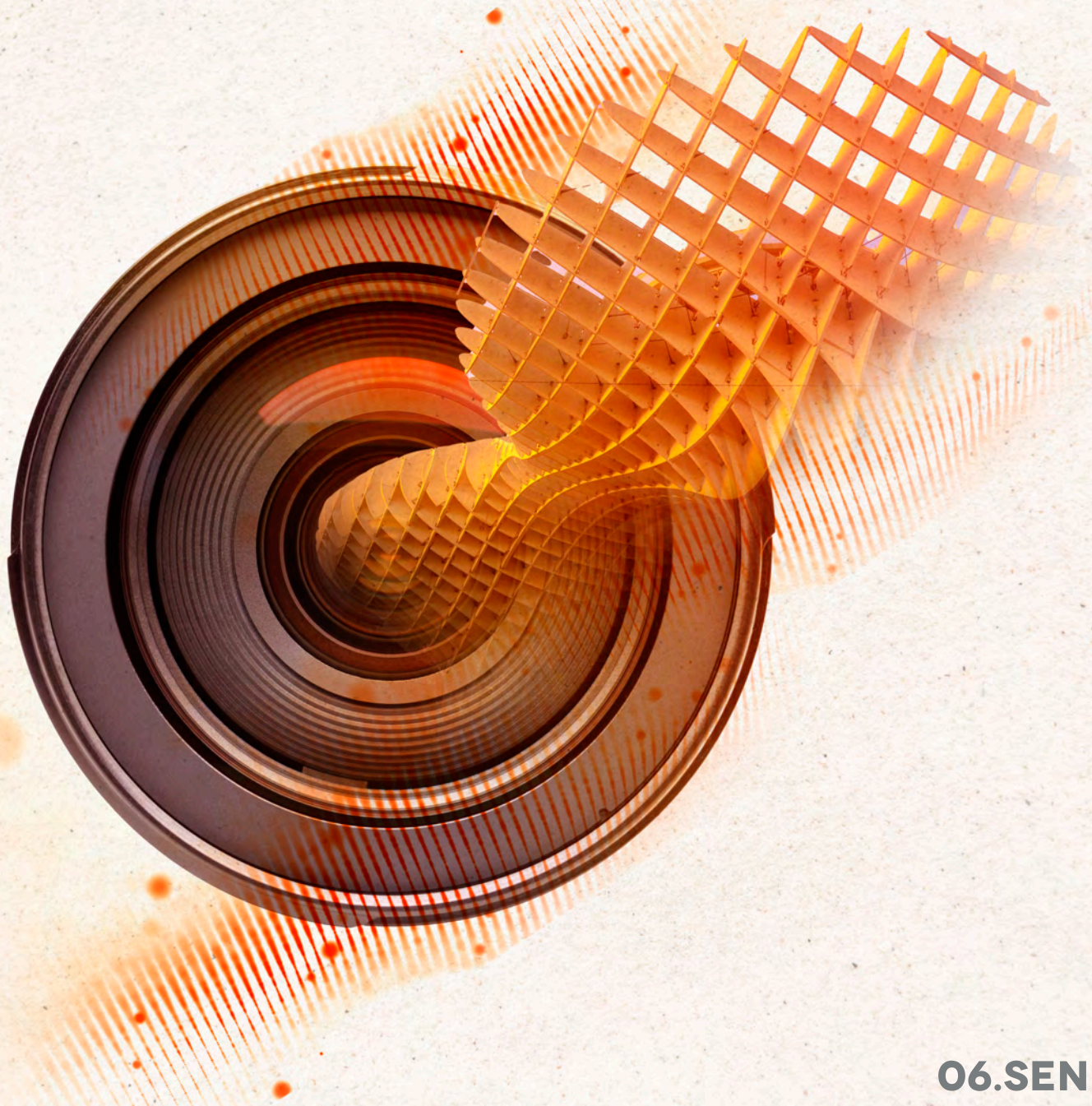
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



06.SEN |

SENSORES, METROLOGÍA Y ESTÁNDARES

Caracterización de un sistema de imagen LiDAR circularmente polarizado en una cámara de niebla

Performance test of a circularly-polarized LiDAR imaging system in a fog-chamber

Maria BALLESTA-GARCIA [(1)], Ana RODRÍGUEZ-ARAMENDÍA [(1,2)], Pablo GARCÍA-GÓMEZ [(2)], Noel RODRIGO [(1)], Santiago ROYO [(1,2)]

1. Centre de Desenvolupament de Sensors, Instrumentació i Sistemes, Universitat Politècnica de Catalunya (UPC-CD6), Rambla Sant Nebridi 10, E08222, Terrassa, Spain
2. Beamagine SL, C/Bellesguard 16, E08755, Castellbisbal, Spain

Persona de contacto: Maria Ballesta (maria.ballesta.garcia@upc.edu).

RESUMEN:

El interés en los sistemas de imágenes LiDAR ha aumentado recientemente en aplicaciones terrestres al aire libre relacionadas con la visión artificial. Sin embargo, uno de los obstáculos pendientes de resolver para su completa implementación es la falta de tolerancia a condiciones meteorológicas adversas, como la niebla. Se ha demostrado que el uso de la polarización en estas condiciones puede ayudar a mejorar la detección. En esta comunicación, exploramos la capacidad de un sistema basado en la tecnología LiDAR para la obtención de imágenes a través de la niebla usando polarización circular. Llegamos a la conclusión de que mediante una configuración de detección de polarización cruzada se puede ayudar a disminuir la influencia de la retrodispersión de la niebla sin comprometer la señal que regresa de los objetos de interés en la mayoría de los casos.

Palabras clave: polarización, sistema LiDAR, niebla, medios dispersivos, imagen 3D, procesado de la señal, efecto de memoria de la polarización.

ABSTRACT:

The interest in LiDAR imaging systems has recently increased in outdoor terrestrial applications related to computer vision. However, one of the obstacles to be resolved for its full implementation is the lack of tolerance for adverse weather conditions, such as fog. It has been shown that the use of polarization in these kind of media can help to improve detection. In this communication, we explore the ability of a system based on LiDAR technology to obtain images through fog using circular polarization. We concluded that using a cross-polarization detection setup could help to decrease the influence of fog backscatter without compromising the return signal from objects of interest in most cases.

Key words: polarization, LiDAR system, fog, scattering media, 3D imaging, signal processing, polarization memory effect.

1.- Introducción

Los sistemas de imagen LiDAR se están convirtiendo en una herramienta indispensable en el campo de la visión artificial en exteriores debido a sus características y especificaciones. El transporte autónomo o el reconocimiento en exteriores son ejemplos de aplicaciones que, en algunos casos, ya están beneficiándose de sus prestaciones. Sin embargo, para su completa implementación en el mundo real aún existen aspectos que necesitan ser trabajados en profundidad. Entre ellos, su uso en

condiciones meteorológicas adversas, en particular con niebla, es uno de los más desafiantes [1].

Los sistemas LiDAR sufren la misma debilidad que la mayoría de los sistemas ópticos, que es la falta de tolerancia a los medios dispersivos que representan las condiciones ambientales adversas. Al propagarse por este tipo de medios, la señal de luz se atenúa más rápido debido a la dispersión, lo que reduce el rango máximo del sistema. Esta dispersión también introduce un gran número de detecciones positivas falsas, que reduce la fiabilidad del sistema. Además, en caso de trabajar con sistemas activos, se detecta una primera señal de retrodispersión muy intensa no deseada que puede llegar a saturar al sensor e inhabilitarlo un tiempo. Actualmente, no existe una solución clara para superar este escenario, que combina la física de los medios de dispersión y la detección de señales con un SNR muy bajo [2].

En el mundo de la obtención de imagen en exteriores, conseguir una recuperación fiable y completa del entorno en condiciones meteorológicas adversas es un tema de estudio relevante. La mayoría de los métodos desarrollados para superar este obstáculo (que no impliquen IA o post-procesado) se basan en el uso de sistemas con configuración activa y tratan de adaptar las técnicas clásicas utilizadas para obtener imágenes a través de medios altamente dispersivos como tejidos [3]. Se ha demostrado que el efecto de memoria de polarización (el mantenimiento de la helicidad para la luz circularmente polarizada) puede desempeñar un papel importante en la mejora del contraste de la imagen. Esta capacidad de penetración a través de un medio turbio y la diferencia de huella polarimétrica entre el propio medio y los objetos, se han utilizado para mejorar el contraste de imágenes a través de medios turbios, y también de la niebla [4].

En esta comunicación, queremos explorar la capacidad de un sistema basado en la tecnología LiDAR para la obtención de imágenes a través de la niebla usando la polarización. Nuestro objetivo es probar si es posible utilizar la ventaja que añade la polarización en otras situaciones, en este tipo de sistemas. Con ese fin, proponemos analizar la señal temporal digitalizada de un sistema de imagen LiDAR-polarizado, así como sus nubes de puntos, en presencia de niebla. Por un lado, obtendremos la información polarimétrica de la señal de retrodispersión de la luz en entornos con niebla, para así saber cómo influye en la detección de objetos. Por otro lado, podremos evaluar la diferencia de alcance entre dos canales polarimétricos ortogonales.

2.- Métodos y materiales

2.1.- Sistema de imagen LiDAR-polarizado

Hemos diseñado, construido y probado un sistema de imagen LiDAR de tiempo de vuelo (ToF) pulsado y polarizado con un escáner para el mapeo de toda una escena. El sistema incluye una serie de modificaciones optoelectrónicas novedosas, en particular, la adición de elementos polarizadores y la capacidad de digitalización de la señal de cada uno de los pulsos detectados. El sistema de iluminación se basa en un láser de fibra pulsada de 1064 nm con escaneo mediante espejo MEMS. El módulo receptor consiste en un APD de gran tamaño para poder recoger la máxima cantidad de luz del pulso emitido en estas condiciones tan adversas. En la Fig. 1 se muestra el sistema optomecánico que se ha utilizado.

Una de las novedades introducidas en este estudio es el uso de polarización controlada para el sistema de iluminación/recepción. El sistema está configurado para usar polarización circular, en acuerdo con los beneficios presentados por otros estudios [4]. Hemos elegido un láser pulsado de fibra que mantiene la polarización lineal del haz, y solo se requiere una placa de cuarto de onda (QWP) extraíble para proporcionar luz polarizada circularmente. El módulo receptor se ha diseñado para poder cambiar las condiciones de detección

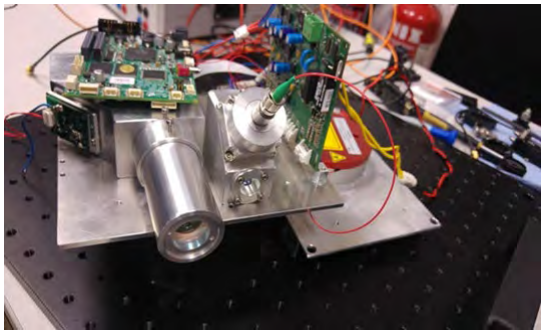


Fig. 1: Configuración optomecánica de la unidad LiDAR.

mediante los polarizadores adecuados, consiguiendo así un generador de nubes de puntos con dos estados ortogonales.

El sistema utiliza luz polarizada circularmente a izquierdas en la emisión. Este estado se caracterizó experimentalmente mostrando un grado de polarización circular del 99.7%. La configuración de detección es intercambiable entre un canal de polarización co-planar o canal-co (polarización circular a izquierdas) y uno de polarización cruzada o canal-cruzado (polarización circular derechas) [5].

2.2.- Adquisición y procesado de la señal

Se ha diseñado, codificado e implementado el firmware, el software de comunicación, adquisición y visualización del sistema para cumplir con los requisitos requeridos. Cada vez que un pulso es emitido se envía una señal al digitalizador para iniciar el proceso de grabación de la señal que pueda volver. Cuando todo el campo de visión ha sido escaneado, la señal resultante (que corresponde a un fotograma) se envía al PC donde podrá ser visualizada y procesada. La Fig. 2 muestra el esquema de las distintas señales que intervienen en la adquisición de un fotograma. Una vez la señal ha sido transferida al PC, los pulsos reflejados son detectados y procesados para la construcción de la nube de puntos.

Gracias a este procedimiento de digitalización de la señal, hemos podido desarrollar un conjunto de algoritmos de procesado de la señal basados en el análisis temporal de esta. Con ellos se ha conseguido limpiar la señal obtenida a través de la niebla de parte de los puntos falso-positivos y recuperar las formas y volúmenes de los objetos de una escena de forma mucho más exacta, tal y como se muestra en la Fig. 3. En la Fig. 3-a, se puede observar la nube de puntos previa al procesado específico desarrollado, y en la Fig. 3-b, una vez se ha aplicado el procesado. La escena representada corresponde a la mostrada en la Fig. 4, con los objetos etiquetados en acuerdo con esa figura [5].

2.3.- Montaje experimental

El trabajo experimental se realizó en una cámara de niebla de 30 m de longitud en las instalaciones de CEREMA (Francia) [6]. En el interior de la cámara se puede producir niebla homogénea con visibilidad meteorológica (densidad de niebla) controlada y constante. Las pruebas consisten en explorar el desempeño del sistema LiDAR descrito en situaciones reales de niebla. Para ello, queríamos reproducir dentro de la cámara de niebla una escena compleja, para recibir señales similares a las que se reciben en escenarios reales, por ejemplo, con divergencias en el haz, oclusiones y reflejos. Seleccionamos una escena con objetos conocidos de diferentes tipos, incluyendo placas reflectantes, placas calibradas y maniquíes como peatones. La escena resultante se muestra en la Fig. 4; con todos los elementos de la escena etiquetados.

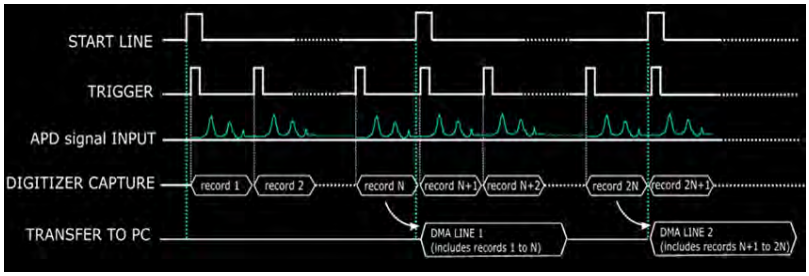


Fig. 2: Diagrama de tiempo de las diferentes señales que aparecen en la adquisición de un fotograma.

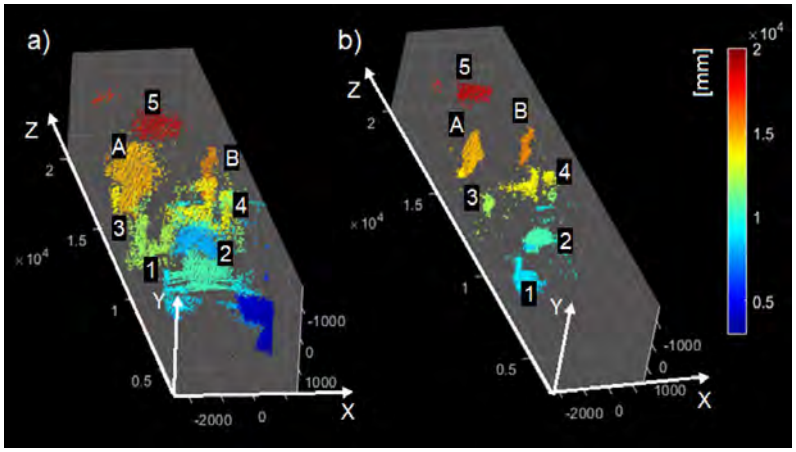


Fig. 3: Nube de puntos de una escena de niebla (visibilidad < 30 m). a) Nube de puntos previa al procesado desarrollado. b) Nube de puntos procesada.

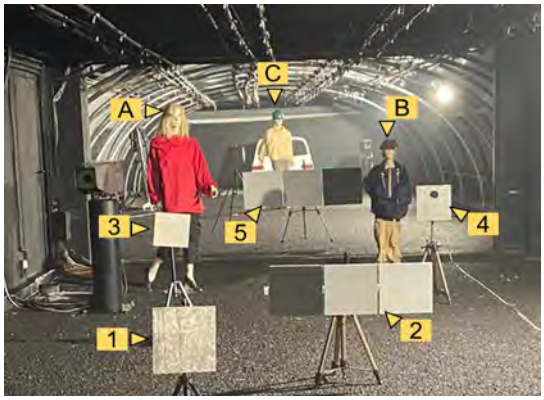


Fig. 4: Imagen de la escena preparada en la cámara de niebla. Cada objeto está marcado con un número o una letra para su identificación en las nubes de puntos (Fig.3).

3.- Resultados

A continuación, analizamos la influencia de la polarización para la detección de objetos cuando se utiliza un sistema LiDAR, a partir de la señal digitalizada. En particular, este análisis se centra en la observación de tres objetos específicos (2,4 y B) mostrados en la Fig. 4. El objeto 2 se refiere a una placa difusiva con una reflectancia caracterizada del 50% en el rango visible colocada a 8 m, el objeto 4 a una placa de muestra metálica, parcialmente reflectante, colocada a 11 m, y el objeto B a un maniquí de niño colocado a 13 m. En la Fig. 5 se muestran las respuestas resultantes de un pulso láser dirigido hacia el centro de cada uno de los tres objetos descritos anteriormente. Cada columna corresponde a la señal devuelta por cada objeto bajo una visibilidad concreta (20, 70 y 150 m) para cada uno de los canales de polarización: co-polarizada (naranja) y polarizada cruzada (azul). En todos los casos, el último pico corresponde al pulso reflejado en el objeto de interés, ya que aparece a la distancia exacta en la que este se encuentra. El primer pico, como se comentó anteriormente, corresponde a un fenómeno típico de los sistemas activos cuando se usan a través de medios turbios. Se trata de una la respuesta de retrodispersión de la niebla.

En primer lugar, se puede observar como la señal de polarización cruzada para los objetos de interés es siempre mayor (más cantidad de energía) que la co-polarizada equivalente. Este comportamiento es especialmente pronunciado para el objeto 2 debido a su superficie metálica. No obstante, los demás objetos (que por su heterogeneidad se esperaría que fueran más despolarizantes) también presentan ligeras diferencias entre los dos canales, que favorecen la configuración cruzada. Como resultado, el canal cruzado presenta una ventaja frente al canal-co, y permite detectar objetos en visibilidades más bajas.

En cuanto al pico de retrodispersión de la niebla, para el canal cruzado, la amplitud de la respuesta es más pequeña y se reduce más rápido que en el canal co a medida que aumenta la visibilidad. Con una visibilidad de 100 m, ya no hay pico de retrodispersión en el canal

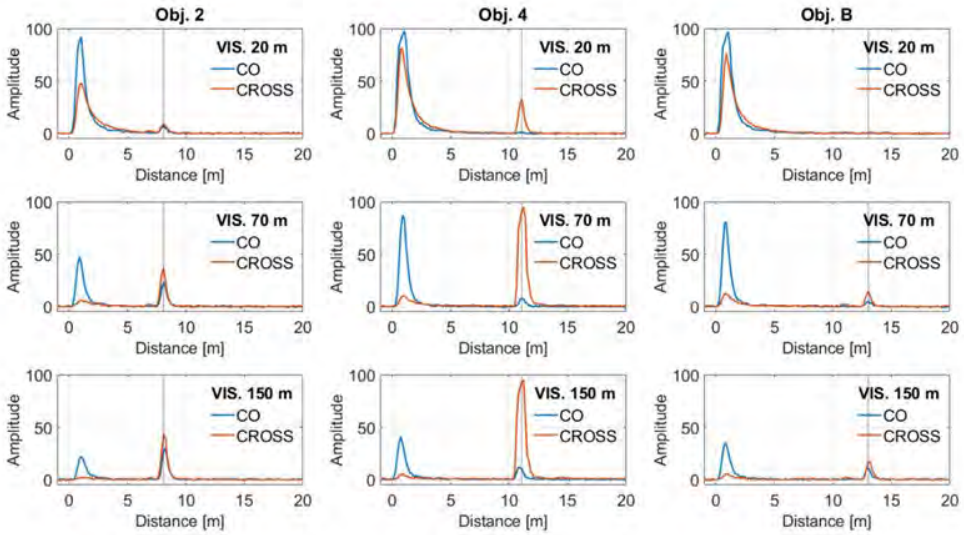


Fig. 5: La señal digitalizada de los objetos de interés (obj. 2, obj. 4, obj. B y pico de retrodispersión), para tres visibilidades diferentes (20 m, 70 m y 150 m), en el canal-co y el canal cruzado.

cruzado, mientras que todavía aparece en el canal-co. Tal resultado sugiere el mantenimiento de la polarización por este medio turbio, por lo que se demuestra el efecto de memoria de polarización descrito en la literatura. Teniendo en cuenta estos resultados, un sistema LiDAR que use una configuración de polarización cruzada, podría ayudar a disminuir la influencia de la retrodispersión de los medios sin comprometer la señal que regresa de los objetos de interés, porque parte de la respuesta del objeto regresa en el componente cruzado.

El siguiente paso consiste en observar que sucede en las nubes de puntos. Usando los datos adquiridos, podemos generar las nubes de puntos que incluyen la información polarimétrica. A continuación, en la Fig. 6, se muestran las nubes de puntos para el canal co, en la Fig. 6-a, y para el canal cruzado, en la Fig. 6-b, a 20 m de visibilidad (niebla muy densa), 75 m y 120 metro. Los objetos encontrados en la escena (representada en la Fig. 4) están señalados con su correspondiente etiqueta.

En primer lugar, llama la atención el aspecto del muro cuadrado que aparece entre 1 y 5 metros (indicada con un triángulo verde en la Fig. 6). Es el resultado de la respuesta de retrodispersión de la niebla. El pico de retrodispersión se detecta como un "objeto" colocado frente a la fuente, por lo que en la nube de puntos aparece como un "muro". En el canal co, este muro es mucho más grueso que en el canal-cruzado para las mismas condiciones. Por lo tanto, las nubes de puntos están en acuerdo con las observaciones correspondientes a la digitalización de la señal. De hecho, cuando se usa el canal co para visibilidades realmente bajas, la luz casi no puede llegar y regresar de ningún objeto, por lo que solo la pared y los objetos más reflectantes y más cercanos aparecen en la nube de puntos. Sin embargo, en la configuración cruzada, el rango es mayor. Somos capaces de distinguir algunos objetos distantes incluso en las condiciones de niebla más espesa, y el efecto de "muro de niebla" se reduce significativamente.

Además, como resultado de la dominancia de la componente de polarización cruzada para los objetos, la energía que llega es mayor en esta configuración, lo que permite una mejor diferenciación de objetos. Esto se puede apreciar claramente a gran visibilidad (120 m), ya que en el canal cruzado se identifican todos los objetos de la escena, mientras que para canal co aún no se detectan los objetos más distantes. Este efecto es notable también para 75 m de visibilidad que, en aplicaciones terrestres, sigue siendo niebla espesa. En este caso, el canal-cruzado presenta aproximadamente el doble de rango.

Sin embargo, se debe considerar que cuando se usa una configuración polarimétrica específica en el módulo receptor, la energía que llega en el otro componente se descarta. Si bien eso ha demostrado ser útil para reducir el efecto de la respuesta de niebla, también se está perdiendo parte de la energía que regresa de los objetos. En el caso de objetos muy reflectantes u objetos que se reflejan

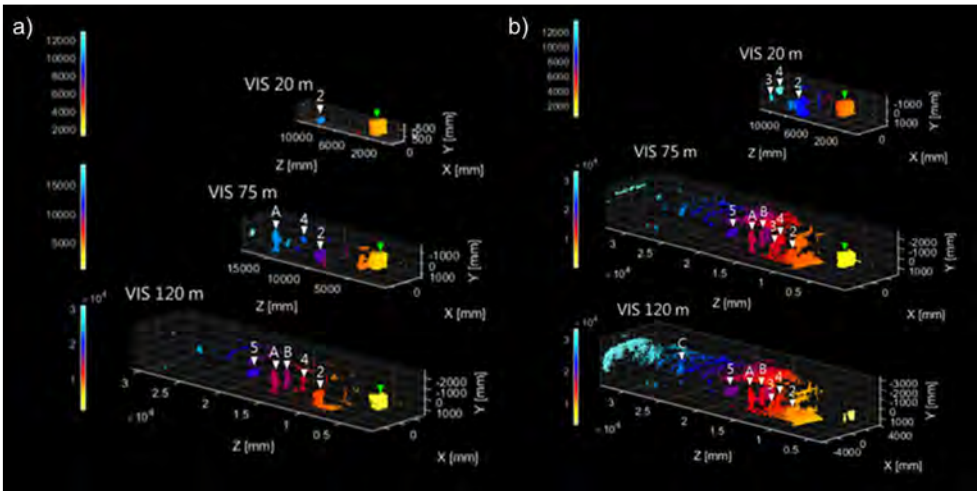


Fig. 6: Nubes de puntos polarizados reconstruidos de la escena representada en la Fig. 4 para el canal-co (a) y el canal-cruzado (b) a 20 m, 75 m y 120 m de visibilidad

principalmente en el componente de detección, es posible que no se note; pero en otras circunstancias, el alcance del sistema polarizado puede verse reducido respecto al no-polarizado. Por lo tanto, nos enfrentamos a un compromiso entre la reducción del efecto de la señal de niebla y el debilitamiento de la detectabilidad de los objetos con superficies despolarizantes.

A pesar de eso, hay un caso claro en el que la estrategia de polarización cruzada solo tiene ventajas. En situaciones en las que la señal de retrodispersión satura el detector, es decir, genera una señal electrónica que es tan inestable que no muestra respuestas de objetos, la atenuación de la respuesta de niebla mediante la detección de configuración cruzada mejora el alcance del sistema al filtrar parcialmente la respuesta de niebla, sin modificar ninguno de los otros parámetros que influyen en él. Como resultado, la niebla ya no satura el detector, la señal se estabiliza y adquirimos la capacidad de detectar la respuesta de los objetos.

4.- Conclusión

En esta comunicación hemos explorado en detalle el desempeño de un sistema LiDAR de imagen polarizado ortogonal. Se puede concluir que las nubes de puntos obtenidas bajo una detección de configuración cruzada proporcionan una mayor cantidad de detalle que las obtenidas bajo una configuración coplanaria (canal co).

En general, cualquier objeto devuelve una componente de luz con polarización cruzada. Tal efecto es especialmente visible en objetos metálicos, que debido a las características de sus superficies devuelven principalmente luz en la polarización cruzada. En estos casos, incluso una simple inspección cualitativa de las nubes de puntos demuestra la superioridad del canal-cruzado en frente al canal co en las condiciones experimentales de este estudio. Para la señal de niebla de retrodispersión, hemos demostrado experimentalmente que la configuración coplanaria recoge más energía que la configuración cruzada. De esta manera en el canal-cruzado hay menos puntos ruidosos debido al filtrado de la parte co-polarizada. Por lo tanto, teniendo en cuenta que las respuestas de los objetos siempre tienen una componente de luz polarizada cruzada en la señal de retorno y las respuestas de niebla tienen un componente mayor de co-polarización, un sistema LiDAR que se basa en luz incidente polarizada circularmente y detección de configuración cruzada ayuda a mejorar el SNR.

La detección en configuración cruzada permite la detección de objetos y permite filtrar la mayor parte de la respuesta de niebla. No obstante, hay que tener en cuenta que, al utilizar polarización, el alcance del sistema puede verse reducido respecto a la detección no polarizada, ya que parte de la señal que retorna de los objetos tiene una componente que el detector descarta. Sin embargo, en casos en que el sensor está saturado debido a la respuesta inicial del medio, el uso de la polarización puede ayudar a filtrar una parte significativa de la luz retrodispersada, lo que ayuda a estabilizar la señal y puede mejorar la detección.

Agradecimientos: Ministerio de Ciencia e Innovación de España (MICINN) bajo el proyecto PID2020-119484RB-I00.

Referencias

[1] S. ROYO, M. BALLESTA, "*An overview of lidar imaging systems for autonomous vehicles*," Appl. Sci. 9(19), 4093 (2019).

[2] M. BIJELIC, et al., "*A Benchmark for Lidar Sensors in Fog: Is Detection Breaking Down?*," en Proceedings of IEEE Intelligent Vehicles Symposium IV, 760-767 (2018).

[3] V. TUCHIN, "*Tissue Optics and Photonics: Light-Tissue Interaction*," J. Biomed. Photonics Eng. 2(3), 030201 (2016).

[4] F. C. MACKINTOSH, et al., "*Polarization memory of multiply scattered light*," Am. Phys. Soc. 40, 9342–9345 (1989).

[5] M. BALLESTA, et al., "*Analysis of the performance of a polarized lidar imager in fog*," Opt. Express 30(23), 41524-41540 (2022).

[6] M. COLOMB, et al., "*An innovative artificial fog production device improved in the European project FOG*," Atmos. Res. 87(3–4), 242–251 (2008).

Dual-parameter fiber-optic sensor with a cascaded FPI and FBG for pressure and temperature measurements.

Valeria HERNÁNDEZ-AMBATO [(1)], Bryan SANIPATIN [(1)], Daniel MALDONADO-HURTADO [(1)], Javier MADRIGAL [(1)] , David BARRERA[(1)], Salvador SALES[(1)].

1. Photonics Research Labs, ITEAM, Universitat Politècnica de València, Camino de Vera, s/n, 46022 Valencia, Spain.

Contact name: Valeria Hernández-Ambato (vheramb@upv.es).

ABSTRACT:

A multiparameter fiber-optic sensor based on a Fabry-Pérot interferometer and a fiber Bragg grating has been fabricated and demonstrated to measure pressure and temperature. The sensor is composed of a micro-cavity machined by a femtosecond laser and a diaphragm made of the same fiber, producing reflective mirrors. Experiments indicate that the inscribed FBG is insensitive to pressure and has an almost linear sensitivity to temperature changes of 10.08 pm/ºC. On the other hand, the cavity shows a pressure sensitivity of 3.82 pm/MPa and shifts in the dips depending on temperature variations of 9.73 pm/ºC. We have constructed a sensitivity matrix considering the pressure and temperature sensitivities of the cavity and the FBG to determine the expected behavior in simultaneous measurements. The sensor structure has merits of high sensitivity, ease of fabrication and low cost, which make it valuable for applications in harsh environments.

Key words: Dual-parameter measurement, Fabry-Pérot interferometer, Fiber Bragg grating, femtosecond laser, optical fiber sensor.

1.- Introduction

Optical fibers emerged initially for telecommunication applications to transmit data with light over the central part of the fiber (core). However, their intrinsic advantages, such as the anti-electromagnetic interference ability, less power consumption, and increased data transmission, opened new fields of investigation [1]. Besides, the development of new optical fibers and precision tools to handle them made it feasible to succeed as a technology not only focused on telecommunications but also on sensing applications [2].

Fiber-optic sensors based on cavities have been widely used in a variety of fields, including biomedical applications, civil engineering, and the aerospace industry. For example, in biomedical applications are used to monitor blood oxygen levels, blood pressure, heart rate, body temperature, lipids, electrolytes, and glucose [3]. In civil engineering, fiber optic surface-embedded sensors based on cavities are used to supervise the strain and temperature of concrete structures, corrosion, local deformation, brace failure, and monitoring landslides and earthquake activity, enabling to sense and prevent internal defects or possible damage [4]. In aerospace industry are also employed in applications such as strain-based shape and operational load, allowing real-time detection and evaluation of the damage [5]. It's important to note that measuring techniques, design process, and other factors of the environment are crucial in the performance of a cavity-based fiber optical sensor.

The implementation of Fabry-Pérot interferometers as pressure sensors have been used as a reliable device in recent years due to the high sensibility and low interference from different external agents [6], and this,

combined with a Fiber Bragg Grating (FBG), which is also probed and widely used as a highly temperature sensitive device [7] will result in an capable multiparameter sensor. The reasons mentioned above motivated the experimental and theoretical approaches that were employed in the methodology of the sensor fabrication and may have important implications for future improvements.

In this paper, we investigate the performance of a cavity-based fiber optical sensor along with an FBG, which objective is to sense and determine a combination of pressure and temperature, obtaining an efficient multiparameter device.

2.- Description of the sensor

The pressure sensor is based on a Fabry-Pérot interferometer (FPI) in serie with a Fiber Bragg Grating inscribed point by point with a femtosecond laser. The in-line Fabry-Pérot pressure sensor consists of an air cavity of width *W* formed in the middle of the fiber and a silica diaphragm with thickness *t*. As shown in Fig. 1, there are three interfaces in the device (silica/air interface, air/silica interface and silica/air interface) which form reflective surfaces (RS), and those in turn form cavities. The first cavity comprises RS1 and RS2, the second cavity is composed of RS2 and the end-fiber interface RS3 (diaphragm of the device), and the third cavity consists of RS1 and RS3.

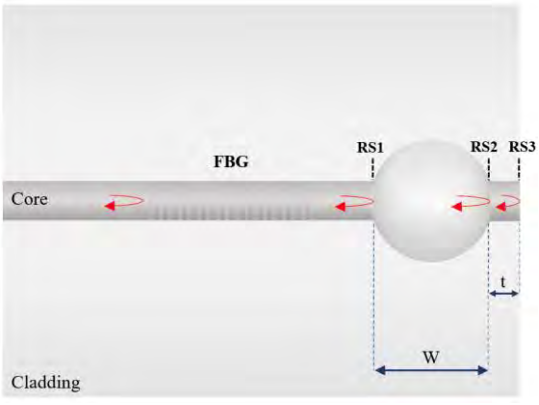


Fig. 1: Schematic of the proposed sensor.

2.1.- Fabrication process

The process involves two stages, the cavity fabrication and the FBG inscription:

2.1.1.- Cavity fabrication

First, in order to build the cavity, is necessary to fabricate directly at the end face of an optical fiber, so, the spherical cavity-based fiber sensor fabrication process starts by cleaving a special single mode fiber with cladding and core diameter of 80 µm and 9 µm, respectively (Fibercore, FSM1250-9/80). and then fixed it vertically on a controlled high-precision 3D platform. Then, the femtosecond laser (frequency-doubled Yb-based laser emitting at 515 nm and pulses at 1kHz) is focused through a microscope objective x50 (Mitutoyo, M Plan Apo HR50X) on the center of the end-fiber with the purpose of creating a micro-hole. At this stage, the width of the cavity can be adjusted by controlling the depth of the micro-hole. The cavity was fabricated using two micromachined halves which are shown in Fig. 2(a). The fibers were spliced with a CO_2 laser (Fujikura, LZM-100) to form a sealed spherical-type cavity, as shown in Fig. 2(b).

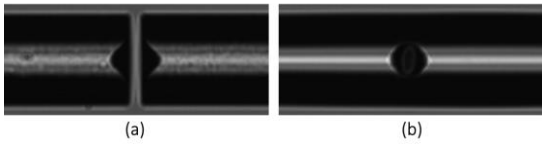


Fig. 2: (a) Micromachined halves. (b) Splicing screen of the LZM-100.

Secondly, the spherical-type cavity is moved to a precision fiber cleaver (Fujikura, CT106+) to cut off one side of the fiber to make a diaphragm, the parameters are adjusted in order to avoid the collapsing of the cavity. The image is visualized through a microscope system using a digital camera (Imaging Source, DFK 31BU03.H) at the top of the cleaver.

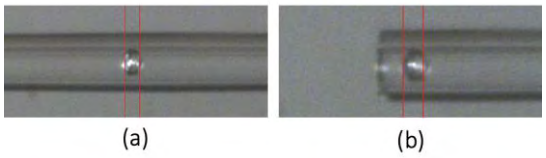


Fig. 3: Microscopic image of the cavity. (a) In-line spherical cavity (b) Diaphragm result by cleaving the fiber.

The cavity dimension corresponds to 27 µm of length and a diaphragm of 20 µm approximately measured by a relation of pixels, Fig. 3(a) and Fig. 3(b), respectively.

The measurement of the cavity coincides with the theoretical length expected in the cavity defined by:

$$L = \frac{\lambda^2}{2*n*FSR} \quad (1)$$

where λ is the center wavelength of the initial cavity 1544 nm, n is the air refractive index (n=1), and the measured Free Spectral Range (FSR) is equal to 43.11 nm. Thus, obtaining a length value of 27.649 µm.

2.1.2.- FBG inscription

In order to implement this multiparametric sensor, the FBG was inscribed by the femtosecond laser, emitting at 515nm and a repetition rate of 1 kHz. The center wavelength of the FBG was at 1550 nm, with a maximum reflection of -25dB to keep a good relation between the spectrum of the interferometer and the main lobe of the FBG.

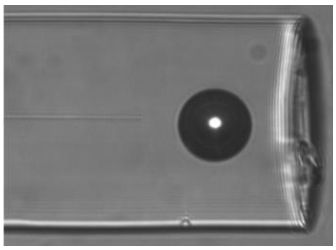


Fig. 4: Image of the cavity with an FBG

The inscription was made close to the FBG with a length of 1mm to reduce gradients in the measurements, as can be seen in Fig. 4. The cavity is aligned with the fiber-core and a projection of the FBG inscription can be seen along with the cavity. The image was taken using the microscope camera that is incorporated into the femtosecond laser machine.

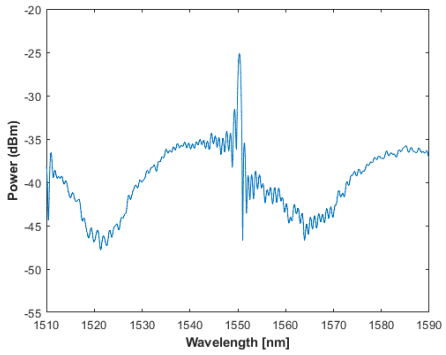


Fig. 5: Optical spectrum of the sensor

Finally, the optical spectrum formed by the cavity and FBG responses is shown in Fig. 5.

2.2.- Principle of the operation

2.2.1.- Cavity sensitivity to pressure

The sensor consists of a Fabry-Pérot cavity and a diaphragm of thickness *t* and effective radius *c*. The relationship between the dip wavelength shift of the sensor reflection spectrum and the pressure applied is given by:

$$\Delta\lambda = \left(\left(\frac{L(1-2\mu)R_o^2}{E(R_o^2-c^2)}\right) - \frac{3(1-\mu^2)c^4}{16-Et^3}\right)\frac{\lambda_o}{L}\Delta P \quad (2)$$

with L, the length of the cavity, R_o the radius of the fiber, λ_o the wavelength dip, µ the silica Poisson´s coefficient and E silica Young Modulus. The Eq. 2 represents the contributions of the pressure applied in radial and axial directions respectively, and other configurations can be tested with this model [8]. In the case of the proposed sensor, the contribution of the axial pressure would be dominant.

2.2.2.- Simultaneous measurement

A simultaneous measurement of pressure and temperature can be achieved by measuring the wavelength shifts of the interferometer and the center wavelength of the FBG. Once obtained the wavelength shifts of the spectral peak of the Fabry-Pérot Interferometer ($\Delta\lambda_{FPI}$) and the central wavelength shift of the FBG ($\Delta\lambda_{FBG}$) a sensitivity matrix could be constructed as described in Eq. 3 [9]:

$$\begin{bmatrix}\Delta P\\ \Delta T\end{bmatrix} = \frac{1}{M}\begin{bmatrix}K_{FBG,T} & -K_{FPI,T}\\ -K_{FBG,P} & K_{FPI,P}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\Delta\lambda_{FPI}\\ \Delta\lambda_{FPI}\end{bmatrix} \quad (3)$$

where $M = K_{FPI,P}K_{FBG,T} - K_{FPI,T}K_{FBG,P}$, $K_{FPI,P}$ and $K_{FPI,T}$ are the sensitivities of the FPI corresponding to pressure and temperature, and $K_{FBG,P}$ and $K_{FBG,T}$ the values of the FBG. The matrix coefficients can be calculated determining the temperature and pressure responses though calibrating the changes of the spectral interference peak of the FPI and the FBG.

3.- Experimental Results

The multiparametric sensor, comprised of the FBG and the FPI, was mounted in a climatic chamber to measure temperature variations. The data was recorded using an optical sensor interrogator module (Micron Optics, SM125) with spectral range from 1510 nm to 1590 nm. As shown in Fig. 5, the difference between the

peaks of the FBG and the cavity is about 10 dB, and the extinction ratio (ER) of the cavity is 11.9 dB.

In order to obtain accurate measurements, it was necessary to keep a constant temperature for several minutes to stabilize the chamber. This process of stabilization took about 30 minutes at every step. As the temperature was changed from 5ºC to 95ºC in variations of 5 degrees, the optical spectrums and peak values were being recorded simultaneously. It can be observed in Fig. 6 that the spectrum had a redshift as the temperature increases, and the responsivity of the FBG behaves as follows:

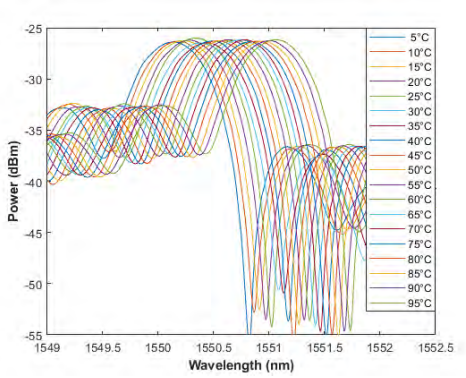


Fig. 6: Spectral response of the FBG with temperature variation

The data demonstrates a temperature sensitivity of 10.09 pm/ºC in the FBG with a correlation coefficient (R^2) of 0.9996. The linear fitting curve of the wavelength shift results in a good linearity as shown in Fig. 7.

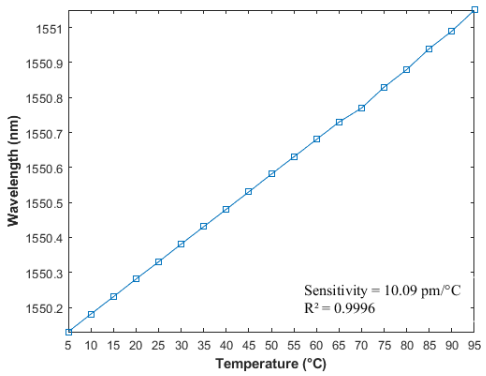


Fig. 7: Peak response of the FBG with temperature variation

The sensor shows a linear response in the FBG, and the sensitivity of the dips is about 9.73 pm/ºC. Furthermore, even if the power of the dips gets modified in the measurements, the FSR is not affected by the temperature change.

On the other hand, the sensor was placed in an air-pressure tank to measure the variations in the dips given by the cavity. The pressure was switched from 0.1 MPa to 0.8 MPa with a 0.1 MPa step. Once the pressure gets stabilized, the spectrum would be stable enough to take the measurements (Fig. 8). The FBG showed negligible changes to the pressure. So, after performing a pressure calibration, it will be possible to find the relationship between the sensitivity for both magnitudes.

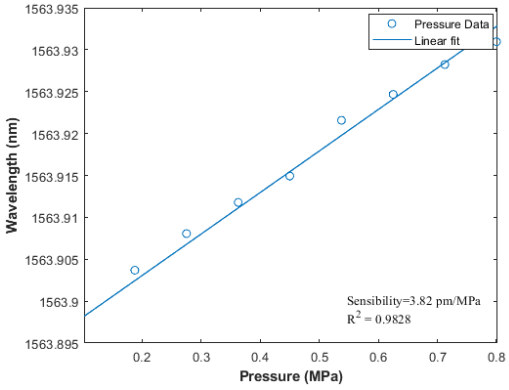


Fig. 8: Left dip response of the cavity with temperature variation

The sensitivity of the dips is about 3.82 pm/MPa with a correlation coefficient (R^2) of 0.9828, and using the measured temperature and pressure sensitivities in Eq. 3 is obtained the following sensitivity matrix:

$$\begin{bmatrix} \Delta P \\ \Delta T \end{bmatrix} = \frac{1}{M} \begin{bmatrix} 0.01009 & 0.00973 \\ 0 & 0.00382 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_{FPI} \\ \Delta\lambda_{FPI} \end{bmatrix} \quad (4)$$

4.- Conclusion

A multiparametric pressure and temperature sensor based on a Fabry-Pérot Interferometer with diaphragm, along with an FBG, is demonstrated. The sensing principle was experimentally analyzed finding the values of the sensitivity for pressure and temperature, which indicate that the proposed sensor is sensitive to the change of both parameters, discriminating each one. It is noteworthy that the FBG is insensitive to pressure changes, but the temperature sensitivity is almost linear (10.08 pm/ºC), which make it possible to act as a supervisor and compensate the changes of the cavity.

These characteristics make its application feasible for being used in simultaneous measurements of temperature and pressure.

Acknowledgements: This work is partially supported by the I+D+i projects SYNERGY PID2020-118310RB-I00 and INSTILL PID2020 120071RJ I00 funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033. Also, by the Generalitat Valenciana, the PROMETEO 2021/015 Research Excellency Award, the IDIFEDER/2020/032, as well as IDIFEDER/2021/050 GVA Infraestructura. V. Hernández-Ambato is supported by a scholarship GRISOLIAP/2020/083, funded by Generalitat Valenciana. D. Maldonado-Hurtado is supported by a scholarship PRE2018-085654, funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033, and "ESF Investing in your future." B. Sanipatin is supported by the Generalitat Valenciana, the PROMETEO 2021/015.

References

[1] Mohamed ELSHERIF et al., "Optical Fiber Sensors: Working Principle, Applications, and Limitations," Adv. Photonics Res., vol. 3, no. 11, p. 2100371, Nov. 2022, doi: 10.1002/adpr.202100371.

[2] Bingjie YUAN and Han CAI, "Research on The Current Situation and Development Trend of Optical Fiber Communication technology," J. Phys. Conf. Ser., vol. 1873, no. 1, p. 012013, Apr. 2021, doi: 10.1088/1742-6596/1873/1/012013.

[3] Mario OCHOA et al., "Recent Advances in Biomedical Photonic Sensors: A Focus on Optical-Fibre-Based Sensing," Sensors, vol. 21, no. 19, p. 6469, Sep. 2021, doi: 10.3390/s21196469.

[4] Tiange WU et al., "Recent Progress of Fiber-Optic Sensors for the Structural Health Monitoring of Civil Infrastructure," Sensors, vol. 20, no. 16, p. 4517, Aug. 2020, doi: 10.3390/s20164517.

[5] Rafaella DI SANTE, "Fibre Optic Sensors for Structural Health Monitoring of Aircraft Composite Structures: Recent Advances and Applications," Sensors, vol. 15, no. 8, pp. 18666–18713, Jul. 2015, doi: 10.3390/s150818666.

[6] Peng CHEN et al., "Cascaded-Cavity Fabry-Perot Interferometric Gas Pressure Sensor based on Vernier Effect," Sensors, vol. 18, no. 11, p. 3677, Oct. 2018, doi: 10.3390/s18113677.

[7] N.A. ROSMAN et al., "Temperature monitoring system using fiber Bragg grating (FBG) approach," presented at the the 2nd international conference on applied photonics and electronics 2019 (InCAPE 2019), Putrajaya, Malaysia, 2020, p. 020065. doi: 10.1063/1.5142157.

[8] Wendy TOMBOZA et al., "Comparison of fiber in line Fabry-Pérot pressure sensors for harsh environment in aeronautic field," in 27th International Conference on Optical Fiber Sensors, Alexandria, Virginia: Optica Publishing Group, 2022, p. Th4.22. doi: 10.1364/OFS.2022.Th4.22.

[9] Nannan DONG et al., "Pressure and Temperature Sensor Based on Graphene Diaphragm and Fiber Bragg Gratings," IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 30, no. 5, pp. 431–434, Mar. 2018, doi: 10.1109/LPT.2017.2786292.

Estrategias de desenrollado de fase para metrología de retardadores variables.

Phase-unwrapping strategies for metrology of variable retarders

Adriana R. SÁNCHEZ-MONTES [(2)], Fco. J. MARTÍNEZ-GUARDIOLA [(1,2)], Andrés MÁRQUEZ[(1,2)], Jorge FRANCÉS[1,2], Sergi GALLEGO[1,2], Inmaculada PASCUAL[1,3], Augusto BELÉNDEZ[1,2]

1. Departamento de Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la señal, Universidad de Alicante, Crta. San Vicent del Raspeig s/n.
2. Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, Crta. San Vicent del Raspeig s/n
3. Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante, Crta. San Vicent del Raspeig s/n.

Persona de contacto: F. J. Martínez-Guardiola (fj.martinez@ua.es).

RESUMEN:

En este trabajo presentamos diferentes características que debemos tener en cuenta cuando queremos evaluar el retardo de una lámina retardadora variable, o de cualquier dispositivo que se pueda comportar como una de estas láminas. En nuestra experiencia, y debido a que están involucradas diferentes funciones trigonométricas, hemos encontrado que siempre aparece cierta incertidumbre en el retardo medido que está limitado por los valores obtenidos de dichas funciones. Intentaremos contextualizar los resultados con los diferentes modos de desenrollado que podemos utilizar y ver en qué punto se produce dicho enrollado, así como las consideraciones que deberemos tener en cuenta para evaluar el retardo para que se ajuste a lo que realmente estamos midiendo.

Palabras clave: Lámina retardadora variable, Retardo, Medidas, Técnicas de desenrollado.

ABSTRACT:

In this work we present different aspects that we have to manage when we want to evaluate the retardance introduced by a variable waveplate, or any device that behaves in that way. In our experience, and due to the trigonometric functions that are involved, we have find that we always appears some uncertainty in the measured retardance that are limited by the values obtained by the used trigonometric functions. We will try to contextualize the results with the different methods of unwrapping that we can use and at what point the wrapping occurs. We will make some considerations to consider making the evaluated retardance closer to the real retardance introduced by the waveplate.

Key words: Variable waveplate, Retardance, Measurements, Unwrapping techniques.

1.- Introducción

Cuando se quiere evaluar el retardo introducido por un dispositivo que se comporta como una lámina retardadora, nos encontramos que siempre están involucradas funciones trigonométricas que proporcionan valores que se repiten periódicamente. De este modo, sus inversas son funciones multivaluadas, y esto hace que el dominio de definición de las mismas se limite a un periodo. Así, los resultados experimentales de medida de la fase

que devuelven las funciones trigonométricas inversas, aparecen "enrollados" (wrapped), limitados al dominio fundamental de definición. Este problema del desenrollado se encuentra en multitud de aplicaciones de distinta índole [1-3]. En este trabajo queremos hacer referencia a la experiencia adquirida por el Grupo de Holografía y Procesado Óptico (GHPO) de la Universidad de Alicante (UA), y que contempla un amplio abanico de situaciones que surgen en la medida del retardo de láminas retardadoras variables.

2.- Desenrollado de Fase

La evaluación del retardo introducido por diferentes láminas retardadoras pasa por el cálculo relacionado con diferentes funciones trigonométricas. Por ello, en esta sección presentaremos las distintas soluciones que hemos utilizado en diferentes estudios realizados por nuestro grupo.

2.1.- Polarimetría lineal

La técnica que denominamos polarimetría lineal sirve para evaluar el retardo introducido por una lámina retardadora de retardo variable en medidas entre dos polarizadores lineales. En nuestro caso lo aplicamos a una pantalla de cristal líquido de alineación paralela (PA-LCoS) que se puede asimilar a una lámina retardadora controlada por voltaje [4]. Para evaluar el retardo se utilizan dos medidas de intensidad utilizando polarizadores lineales con sus ejes de transmisión orientados a $\pm 45°$ con respecto a las líneas neutras de la lámina, uno de los polarizadores se coloca a la entrada y otro de los polarizadores a la salida. Así, los polarizadores lineales pueden estar orientados entre ellos de forma paralela o perpendicular. De esta manera, tenemos que utilizando estas dos medidas de intensidad podemos calcular el retardo introducido por la lámina:

$$\Gamma = cos^{-1}\left(\frac{I^{||} - I^{\perp}}{I^{||} + I^{\perp}}\right) \qquad (1)$$

donde $I^{||}$ e $I^{\perp}$ son las intensidades medidas a la salida de la lamina retardadora con los polarizadores orientados paralela y perpendicularmente el uno del otro respectivamente. La función arcocoseno ($\cos^{-1}$) sólo nos devuelve valores entre 0 y 180º, con lo que para evaluar valores de retardo fuera de ese rango tendremos que buscar una forma de desenrollar los resultados ya que nos darán gráficas como la de la figura 1. En la figura 1 vemos cómo el retardo que nos devuelve la función arcocoseno está entre 0º y 180º mientras que el retardo real usado en estas simulaciones varía linealmente entre 0º y 720º, por lo que tendremos que idear un método para desenrollar la fase calculada mediante el arcocoseno. En el caso del polarímetro lineal se propone una técnica que consiste en ir cambiando la pendiente y sumando el retardo desde el final de una de las ramas anteriores ya que el retardo irá aumentando o disminuyendo conforme aumenta la tensión aplicada.

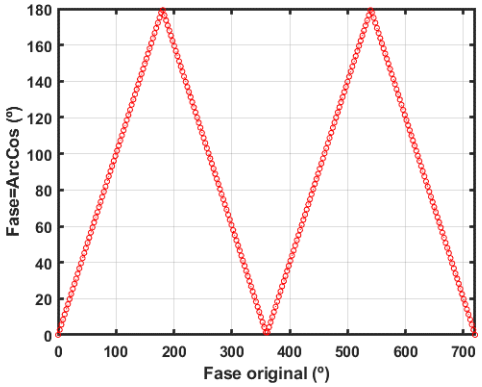


Fig. 1: Fase calculada mediante el arcocoseno en función de la fase original.

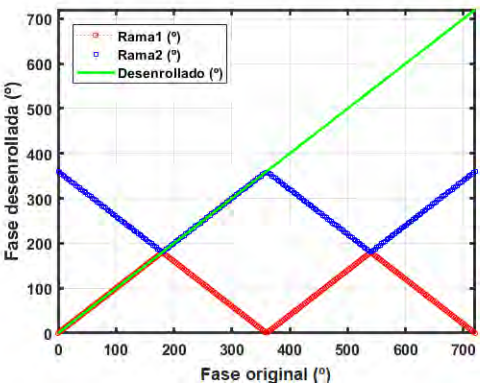


Fig.2: Fase desenrollada a partir de las ramas calculadas usando el arcocoseno

En la figura 2 se puede ver el resultado de aplicar el algoritmo de desenrollado. En la figura se ve la representación del retardo evaluado con el arcocoseno (etiquetado como Rama1) y el mismo cálculo, pero cambiando la pendiente y sumándole 180º de desfase. La fase desenrollada se obtendrá eligiendo las

ramas que tienen pendiente positiva en cada tramo de 180º.

En este punto es importante resaltar un par de detalles. En esta simulación estamos considerando un retardo que se incrementa desde 0º a 720º, pero en el caso de un sistema real tendremos varias incógnitas iniciales que deberemos tener en cuenta. Si consideramos una lámina retardadora variable con la tensión, como es el caso de una pantalla PA-LCoS, tendremos que ver el retardo en reposo, es decir, sin aplicar ninguna tensión a la pantalla. En esta situación el retardo introducido será por una parte el retardo máximo o mínimo y será el valor arrojado por nuestro método más un múltiplo entero de 180º. Este punto de partida no podremos acotarlo sin información sobre el grosor de la lámina y los índices de refracción de los ejes ópticos. Con respecto al punto de partida, es decir si partimos del retardo máximo o mínimo que puede introducir la lámina tendremos que tener, o hacer alguna asunción, sobre la orientación de dichos ejes ópticos. En el ejemplo de una pantalla PA-LCoS sabemos que las moléculas de cristal líquido están orientadas de manera perpendicular al eje de incidencia de la luz, por lo que, en reposo, observaremos el retardo máximo introducido por la pantalla, por lo que nuestras medidas desenrolladas partirán del valor máximo hasta un valor mínimo que sabemos no podrá ser menor que cero, con lo que ese punto de partida tendrá que ser ajustado para no cruzar el eje y dar valores negativos.

2.2.- Polarimetría de Stokes

En el caso de que estemos analizando la lámina retardadora utilizando polarimetría de Stokes, tendremos varias opciones para evaluar el retardo introducido por la lámina. Cada uno de ellos tendrá unas características que habrá que considerar en el momento de desenrollar el resultado obtenido, que sabemos aparecerá enrollado debido a las funciones trigonométricas involucradas.

2.2.1.- Incidencia con polarización lineal

El retardo de una lámina en el formalismo de Stokes en el que se incide con un haz de luz polarizada linealmente con una inclinación de 45º con respecto a los ejes ópticos se puede calcular que el vector de Stokes a la salida viene dado por la ecuación (2). En nuestro caso fue aplicado para el cálculo del retardo introducido y de la fluctuación debido al direccionamiento digital de la pantalla PA-LCoS utilizada [5].

$$S_{out} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -\cos\Gamma \\ sen\,\Gamma \end{pmatrix} \qquad (2)$$

En este caso, se puede observar que el retardo podrá ser calculado como cociente entre dos parámetros de Stokes como se ve en la ecuación (3).

$$tg(\Gamma) = \frac{sen\,\Gamma}{\cos\Gamma} = \frac{S_3}{-S_2} \qquad (3)$$

De modo que, para calcular el retardo, si tenemos acceso a una medida de los parámetros de Stokes del haz a la salida de la lámina retardadora, podremos calcular el retardo sin más que realizar el cálculo del arcotangente del cociente entre dichos valores.

Utilizando la función arcotangente de dos parámetros (*atan2(y,x)*) tendremos una representación a lo largo de los 4 cuadrantes del plano complejo, limitada entre -180º y 180º, es decir tendremos un enrollado cada 360º.

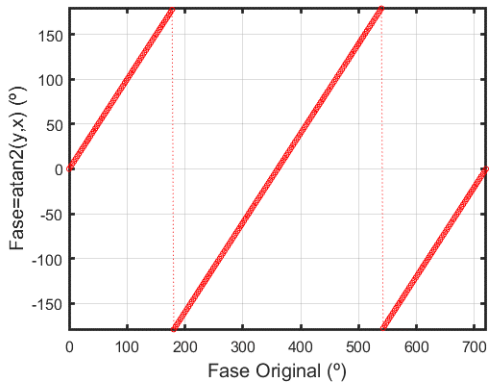


Fig.3: Fase calculada mediante atan2(y,x) de una variación lineal de fase entre 0º y 720º; método en [5]

En la figura 3 se puede ver el resultado que esperamos para una variación de fase lineal entre 0º y 720º cuando calculamos mediante el arcotangente para 4 cuadrantes. Vemos como la variación del retardo queda restringido a los valores entre -180º y 180º con lo que tendremos que desarrollar un algoritmo de desenrollado teniendo en cuenta estas

características. Esto se puede realizar añadiendo un desplazamiento de 360º cada vez que se encuentre un salto de fase de más de un cierto valor umbral (180º entre dos muestras consecutivas para la función "unwrap" en MATLAB [6]). Al igual que en el caso de la polarimetría lineal, para saber si el retardo crece o decrece desde la posición de origen tendremos que conocer o realizar algunas asunciones sobre nuestra lámina retardadora variable. A su vez la posición inicial, nuestro cero o retardo máximo, tendrá una incertidumbre que un múltiplo entero de 360º.

2.2.2.- Incidencia con polarización circular

En el caso de la incidencia con polarización lineal, en nuestro caso, fue útil para conocer el retardo, así como la fluctuación introducida por la pantalla PA-LCoS [2], pero teníamos que conocer, o asumir, que los ejes extraordinarios estaban en la horizontal y la vertical de nuestro sistema, por lo que nosotros incidíamos con luz polarizada lineal a 45º de estos ejes. Es importante mencionar que suponemos que los ejes ópticos no varían su orientación durante todo el proceso. Por lo anterior, se desarrolló un sistema de medición donde podíamos a partir de las medidas de nuestros parámetros de Stokes conocer, el retardo introducido, la fluctuación e incluso el posible ángulo que formaban nuestros ejes ópticos con el sistema de referencia del laboratorio [7].

En este caso se incide sobre la lámina retardadora, la pantalla PA-LCoS en nuestro caso, con luz polarizada circularmente. De esta forma, a la salida de la lámina retardadora obtenemos el vector de Stokes descrito en la ecuación (4).

$$S_{out} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -\sin\Gamma\, sen(2\theta) \\ -\sin\Gamma\, cos(2\theta) \\ -cos\,\Gamma \end{pmatrix} \quad (4)$$

donde θ es el ángulo del eje rápido con respecto a la vertical del laboratorio (eje X en nuestro convenio del sistema de referencia), siendo el eje óptico del cristal líquido en nuestras pantallas PA-LCoS el eje lento. Teniendo en cuenta la expresión del vector de Stokes a la salida descrito por la ecuación (4) podemos obtener el retardo introducido por la lámina retardadora, el cual estará determinado por la ecuación (5).

$$tg\,\Gamma = \frac{\pm\sqrt{S_1^2+S_2^2}}{-S_3} \quad (5)$$

Si comparamos esta expresión con la obtenida en el caso de la polarimetría de Stokes con polarizador lineal descrito por la ecuación (3), vemos como en este caso al usar la función arcotangente de 4 cuadrantes, en verdad éstos no están bien definidos ya que en la ecuación (5) estamos perdiendo la información del signo en el numerador: en el caso de tomar el numerador con signo + (-), tendremos que el dominio de definición es (0º-180º) ((-180º-0º)), tal como se puede observar en la figura 4. Vemos que las curvas son análogas a las que encontramos en la figura 1 para el arcocoseno. En definitiva, tenemos una indefinición de la fase en múltiplos de 180º y el desenrollado de la fase es análogo al realizado para el de la función arcocoseno. El resultado de la fase desenrollada con este método se puede apreciar en la figura 4.

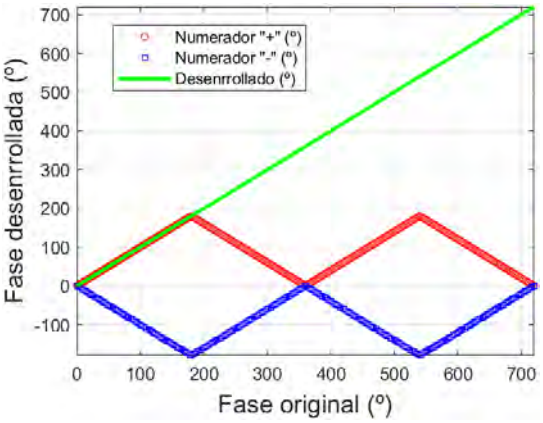


Fig.4: Fase desenrollada combinando las dos posibilidades de signo en el numerador, para el método en [7]

Al igual que en los casos anteriores deberemos de tener información sobre la lámina retardadora, o realizar algunas asunciones, para saber si el retardo crece o decrece y una incertidumbre en la fase que será un múltiplo entero de 180º.

3.- Conclusión

En el presente trabajo se han mostrado las distintas técnicas que se han utilizado por parte del GHPO en la medida del retardo

introducido. Hemos partido desde las técnicas más sencillas con medidas simples de intensidad con el polarímetro lineal, que sin embargo llevan a un método de desenrollado que puede ser algo más complicado, y hemos visto también técnicas más completas basadas en polarimetría de Stokes, que nos permiten medir más características de la lámina retardadora involucrada, Además del retardo podemos medir caracterísitcas tales como las fluctuaciones introducidas por la pantalla PA-LCoS en ciertos puntos [4], información de dichas fluctuaciones en todo el rango de funcionamiento estudiado [5], y en el último caso información de dichas oscilaciones en todo el rango junto con la orietanción del eje óptico en función del voltaje aplicado [6].

Agradecimientos:

Ministerio de Ciencia e Innovación (PID2021-123124OB-I00, PID2019-106601RB-I00); Generalitat Valenciana (IDIFEDER/2021/014, cofundado por la UE a través del programa FEDER; y el proyecto PROMETEO/2021/006). ARS-M agradece a la Generalitat Valenciana por el contrato GRISOLIAP/2021/106.

Referencias

[1] Claudio N. RAMÍREZ, Ivan MONTES-GONZÁLEZ, Neil C. BRUCE, Juan Manuel LÓPEZ-TÉLLEZ, Oscar G. RODRÍGUEZ-HERRERA, Martha ROSETE-AGUILAR, *"Characterization of retardance spatial variatios over the aperture of liquid-crystal variable retardes"*, Applied Optics, 60, 11, 2998-3005,2021

[2] Juan M. LÓPEZ-TÉLLEZ, Neil C. BRUCE, Jesús DELGADO-AGUILLÓN, Jesús GARDUÑO-MEJÍA, Maximino AVENDAÑO-ALEJO, *"Experimental method to characterize the retardance function of optical variable retarders"*, Am. J. fo Physics, 83, 143-148, 2015

[3] Jaroslaw W. JARONSKI, Henryk T. KASPRZAK, *"Linear birefringence measurements of the in vitro human cornea"*, Ophthal. Physiol. Opt., 23, 361-369, 2003

[4] Fco. J MARTÍNEZ, Andrés MÁRQUEZ, Sergi GALLEGO, Jorge FRANCÉS, Inmaculada PASCUAL, *"Extended linear polarimeter to measure retardance and flicker: application to liquid crystal on silicon devices in two working geometries"*, Opt. Eng, 53, 1, 014105, 2014.

[5] Fco. J MARTÍNEZ, Andrés MÁRQUEZ, Sergi GALLEGO, Jorge FRANCÉS, Inmaculada PASCUAL, Augusto BELÉNDEZ, *"Retardance and flicker modeling and characterization of electro-optic linear retardes by averaged Stokes polarimetry"*, Optics Letters, 39, 4, 1011-1014, 2014.

[6] Documentación de Matlab para la función unwrap https://es.mathworks.com/help/matlab/ref/unwrap.html

[7] Andrés MÁRQUEZ, Fco. J MARTÍNEZ-GUARDIOLA, Jorge FRANCÉS, Eva M. CALZADO, Daniel PUERTO, Sergi GALLEGO, Inmaculada PASCUAL, Augusto BELÉNDEZ, *"Unitary matrix approach for a precise voltage dependent characterization of reflective liquid crystal devices by average Stokes Polarimetry"*, Optics Letters, 45, 20, 5732-5735, 2020.

Interrogador ϕOTDR de tiempo expandido espectralmente eficiente con resolución espacial milimétrica

Spectrally efficient time-expanded ϕOTDR system with millimetric spatial resolution

Miguel SORIANO-AMAT [1,2], Philippe GUAY [2], Hugo. F. MARTINS[3], Sonia MARTIN-LOPEZ[1], Miguel GONZALEZ-HERRAEZ[1], Jerome GENEST[2], María R. FERNÁNDEZ-RUIZ[1]

1. Universidad de Alcalá, Grupo de Ingeniería Fotónica, Alcalá de Henares, 28805 Madrid, España
2. Université Laval, Centre d'optique photonique et laser, Quebec, Canada
3. Instituto de Óptica Daza de Valdés, IO-CSIC, C/Serrano 121, Madrid, España

Persona de contacto: Miguel SORIANO-AMAT (miguel.soriano@uah.es)

RESUMEN:

Los sistemas ϕOTDR inyectan pulsos ópticos en una fibra óptica para generar una señal retrodispersada Rayleigh con el fin de obtener información sobre el estado de la fibra. Una de las técnicas ϕOTDR que ofrece una mejor resolución espacial es la llamada ϕOTDR de tiempo expandido. Esta tecnología destaca por muestrear la respuesta de la fibra con un peine de frecuencia óptico. La interferencia de la señal dispersada con un segundo peine de frecuencia óptico cuyo interlineado es ligeramente diferente, produce un proceso de compresión espectral, disminuyendo los requisitos de fotodetección. La incorporación de un sistema de detección homodino incrementa la eficiencia espectral del sistema, alcanzando resoluciones espaciales de 5 mm. Dicha resolución ha sido validada experimentalmente al recuperar una perturbación mecánica a 10 Hz sobre 5 mm de fibra. El rango de medida alcanza los 80 m, mientras que la tasa de muestreo acústico es de 70 Hz.

Palabras clave: ϕOTDR de tiempo expandido, secuencia pseudoaleatoria de bits, peine de frecuencia óptico, sensado distribuido en fibras ópticas, híbrida óptica, resolución espacial milimétrica.

ABSTRACT:

ϕOTDR interrogators uses an optical pulse to excite a Rayleigh backscatter waveform to recover information about the fiber state. One of the ϕOTDR techniques that offer an elevated spatial resolution is the one called time-expanded ϕOTDR. This technique stands out by sampling the spectral response of a fiber with an optical frequency comb. The interference of the backscatter signal with a second slightly detuned optical frequency comb produces a spectral compression process, decreasing the photo-detection requirements. The incorporation of a homodyne detection scheme increases the spectral efficiency of the system, reaching spatial resolutions up to 5 mm. This resolution has been experimentally validated by recovering a mechanical disturbance at 10 Hz on 5 mm of fiber. The sensing range reaches 80 m, while the acoustic sampling rate is 70 Hz.

Key words: Time-expanded ϕOTDR, pseudo-random bit sequence, optical frequency comb, distributed optical fiber sensing, Rayleigh scattering, optical hybrid, millimetric spatial resolution.

1.- Introducción

La fibra óptica, además de ser ampliamente empleada en telecomunicaciones, puede ser utilizada como un elemento sensor que permite monitorizar procesos físicos que ocurren a lo largo de la fibra, como por ejemplo, temperatura, deformación o presión [1]. Una de las principales ventajas de este tipo de sensores es que la fibra actúa como canal de comunicación y como transductor. Además, los sensores basados en fibra presentan otras ventajas como su bajo peso, la inmunidad electromagnética o la posibilidad de multiplexar miles de sensores en una única fibra.

Una de las familias más interesantes de sensores en fibra es la de los sensores distribuidos. Esta tecnología permite transformar una fibra de telecomunicaciones estándar en una matriz continua de sensores distribuidos a lo largo de la misma. Para ello, el interrogador inyecta en la fibra una serie de señales luminosas con el fin de obtener una respuesta que contenga la información sobre los diferentes procesos físicos que tienen lugar a lo largo de la fibra. Dicha respuesta es generada por uno de los procesos de dispersión que acontecen en dicha fibra (a saber, Raman, Brillouin o Rayleigh) [2]-[4].

Para interrogar una fibra bajo test (FUT, por sus siglas en inglés), los interrogadores Rayleigh suelen utilizar la reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia (OFDR, por sus siglas en inglés), o la reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR, por sus siglas en inglés). La primera estrategia de interrogación inyecta un barrido en frecuencia óptico en la FUT. La interferencia entre la señal retrodispersada con un barrido óptico de referencia produce una forma de onda cuya frecuencia de batido permite mapear las posiciones de los puntos de medida a lo largo de una fibra [5]. Esta técnica de interrogación ofrece una resolución espacial del orden de milímetros o micrómetros [1, 5], aunque el rango de medición y la tasa de adquisición son reducidos, dificultando así la recuperación de procesos dinámicos. Algunas de las aplicaciones de los OFDR incluyen la caracterización de sistemas integrados, mediciones de forma o aplicaciones biomédicas [5,6].

Por otra parte, los OTDR monitorizan el tiempo de vuelo entre un pulso inyectado en la fibra y los sucesivos ecos generados en la misma para determinar la posición de los puntos de medida [2]. Si se utilizan pulsos coherentes, la traza retrodispersada incluye información de fase, permitiendo la cuantificación de las perturbaciones registradas. Esta técnica, llamada ϕOTDR, es capaz de alcanzar rangos de medida superiores a 100 km cuando se emplean técnicas de amplificación distribuida, mientras que la tasa de muestreo acústico está limitada únicamente por la longitud de la fibra [4]. Por contra, estos interrogadores ofrecen una resolución espacial reducida, alrededor de 1-10 m. Los sensores ϕOTDR han resultado ser útiles en sismología, detección de intrusos o monitorización de infraestructuras [7-9]. Sin embargo, se han propuesto estrategias de codificación de pulsos para alcanzar resoluciones centimétricas en sistemas ϕOTDR [10]. No obstante, estas propuestas requieren aumentar significativamente los anchos de banda de detección y adquisición, incrementando así el ruido de fotodetección, el coste y la tasa de datos generada por el interrogador.

Recientemente, hemos desarrollado una nueva técnica de sensado distribuido llamada ϕOTDR de tiempo expandido (TE-ϕOTDR) [11]. Gracias a la combinación de las tecnologías de peine de frecuencia doble (DFC) [12] y ϕOTDR, esta técnica permite recuperar información dinámica de la fibra con una alta resolución sobre centenares de metros, pero manteniendo un ancho de banda de detección bajo. A pesar del gran potencial del TE-ϕOTDR, la arquitectura típica utilizada en esta técnica dista mucho de ser adecuada para ser integrada en un interrogador portátil, principalmente por la inclusión de un generador de onda arbitraria para crear los OFCs. Unos meses atrás, hemos propuesto un sistema TE-ϕOTDR que utiliza una secuencia pseudo-aleatoria de bits (PRBS) para generar el DFC [13]. Dicho interrogador ha sido capaz de recuperar más de 32000 puntos de medida independientes con una resolución espacial de 1.2 cm sobre fibras de más de 300 m. Sin embargo, las prestaciones del sistema estaban muy limitadas por la selección de la longitud de la secuencia PRBS y

por un sistema de filtrado que conlleva a degradar notablemente la resolución espacial.

En esta contribución, presentamos un sistema TE-ϕOTDR basado en señales PRBS customizadas junto con un esquema de detección más eficiente desde el punto de vista energético y espectral que incluye soluciones vistas en espectroscopía. Para ello, incorporamos una modulación de fase para generar ópticamente el OFC, además un hibrida óptica que permite recuperar señales IQ. Todo ello permite duplicar la resolución espectral de la medición sin reducir el rango de medida o la tasa de muestreo acústico.

2.- Parte Teórica.

2.1.- Sistema conceptual

La principal característica un sistema TE-ϕOTDR es que utiliza un DFC recuperar información distribuida en una fibra. Para ello, uno de los dos OFC (compuesto por N líneas cuyo interlineado es f_R) es enviado a una fibra para muestrear su respuesta espectral en las frecuencias que componen el peine. La señal retrodispersada que contiene la información de la fibra interfiere con un segundo OFC. Este segundo peine presenta N líneas, aunque separadas por $f_R + \delta f$, siendo δf el desfase entre interlineados ($\delta f << f_R$). El batido entre ambos OFC conlleva un proceso de compresión espectral. Este efecto permite recuperar información con una alta resolución espacial (gracias a un ancho de banda óptico B_{Opt} típico en el orden de los GHz) con unos fotodetectores cuyo ancho espectral alcanza únicamente unos pocos MHz.

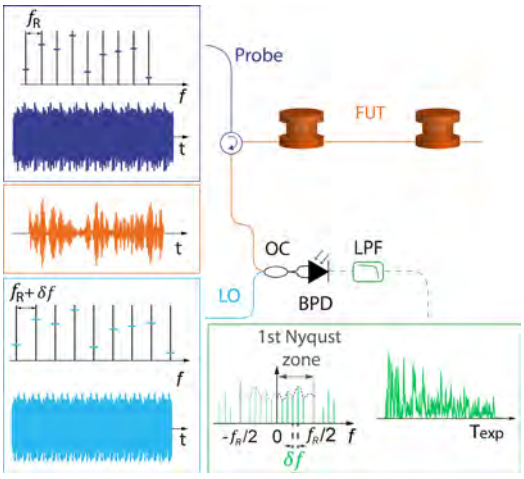


Fig. 1: Esquema conceptual de un sistema TE ϕOTDR. La respuesta de una FUT obtenida a través de un OFC interfiere con un segundo OFC que actúa como LO. Ambos peines están codificados por igual. La señal alojada en la primera zona de Nyquist contiene decodificada la respuesta al impulso de la fibra".

Normalmente, los DFC utilizados en sistemas TE-ϕOTDR presentan una codificación de fase espectral con el fin de incrementar la relación señal-ruido (SNR) de las trazas detectadas. Dado que ambos peines comparten el mismo perfil de codificación, las líneas espectrales incluidas en la primera zona de Nyquist se decodifican automáticamente (ver Fig. 1) [11]. De esta forma, la señal temporal recuperada es directamente proporcional a la respuesta espectral de la fibra.

2.2.- Optimización

Hasta la fecha, todos los sistemas TE-ϕ OTDR utilizan DFCs generados mediante moduladores electroópticos. Para maximizar la coherencia mutua entre OFCs, ambos generadores comparten la misma fuente óptica, es decir, la portadora óptica es idéntica para ambos espectros. Además, si la señal moduladora inyectada en los moduladores es real, el espectro resultante se compone de dos bandas simétricas complejo-conjugadas (ver Fig. 2 a)), que pueden utilizarse para muestrear la respuesta espectral de la fibra H(f).

El batido directo de ambos espectros conlleva a un proceso de *aliasing* espectral, ya que cada frecuencia en el dominio de RF no proviene de un único batido entre dos líneas ópticas. Además, dado que el fotodetector

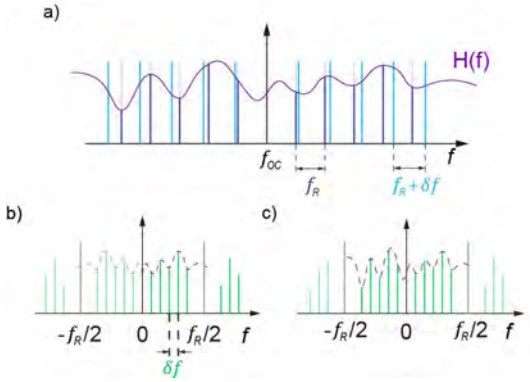


Fig. 2 a) Espectro óptico tras interrogar una fibra bajo test junto con la posición de las líneas del LO. b) Espectro convertido a la baja con un sistema heterodino y c) homodino.

emite una señal real, el espectro en detección es simétrico. Por ello, todas las líneas convertidas a la baja deben alojarse en una zona de Nyquist definida entre [0, $f_R/2$] (Fig. 2 b)). Para evitar ambigüedades espectrales, es necesario suprimir una banda lateral de cada espectro OFC (por ejemplo, con un filtro) o introducir un desplazador de frecuencia acusto-óptico para romper la simetría del espectro. Ambas estrategias provocan la disminución de la resolución efectiva de la fibra o bien de la tasa de muestreo acústico.

Sin embargo, es posible incrementar la eficiencia espectral del sistema incluyendo una hibrida óptica (OH) en detección (es decir, un esquema homodino). En este caso, un par de fotodetectores balanceados (BPD) recuperan separadamente las componentes en fase (I) y en cuadratura (Q) de la señal resultante de la interferencia entre los OFCs. Aunque las señales I y Q son reales, es posible recombinarlas en post-procesado para obtener una versión compleja del batido entre los OFCs, dando lugar a un espectro en RF no simétrico (Fig. 2 c)). Además de evitar el *aliasing* espectral, este esquema de detección incrementa el ancho de banda en el que pueden alojarse los batidos entre peines, específicamente al intervalo $[-f_R/2\,,\ f_R/2]$. De esta forma duplicamos el número de puntos de medida recuperados de la fibra. Por tanto, la condición que limita la diferencia del interlineado de los peines (δf) para asegurar que la recuperación de las líneas espectrales convertidas a la baja sea inequívoca es

$$\delta f < f_R^2 / B_{Opt} . \qquad (1)$$

3.- Montaje experimental

El esquema experimental utilizado en este experimento se adjunta en la Fig. 3. La señal emitida por un láser de onda continua (CWL) es dividida en dos caminos para ser inyectada en sendos moduladores de fase electroópticos (PhM). Estos moduladores permiten incrementar la potencia media enviada a la fibra, con la correspondiente mejora de la SNR de las trazas detectasas. Cada modulador es alimentado eléctricamente por una secuencia PRBS emitida por una matriz de puertas lógicas programable en campo (*FPGA*), donde

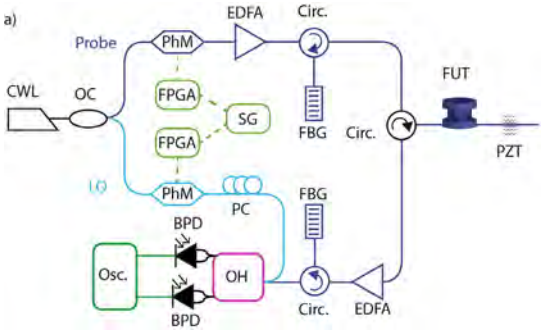


Fig. 3 Esquema experimental utilizado para realizar el experimento. OC: acoplador óptico. PC: controlador de polarización. Resto de acrónimos definidos en el texto.

la longitud de la secuencia es seleccionada por el usuario [14]. Además, la duración de cada uno de los bits se controla mediante una señal de referencia externa, que es emitida por el mismo generador de señal (SG) para garantizar una buena coherencia temporal entre ambos OFC. Uno de los OFC (utilizado como sonda) se potencia mediante un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) y se filtra mediante una red de Bragg en fibra (FBG) para reducir la emisión espontánea amplificada (ASE) introducida por el amplificador. A continuación, la señal sonda se lanza a una FUT de 55 m a través de un circulador óptico (Circ.) La señal retrodispersada procedente de la FUT es amplificada y filtrada mediante otro conjunto de EDFA y FBG. A continuación, la señal retrodispersada y el LO-OFC interfieren en una OH. Las salidas de la OH se envían a un par de fotodetectores balanceados (BPD) para obtener las componentes I y Q por separado. Las señales eléctricas generadas se digitalizan mediante dos canales de un osciloscopio (Osc) y sirven como base para obtener el campo complejo de la señal de retrodispersión de la fibra en la etapa de post-procesado.

Para inducir la perturbación, la fibra se monta sobre etapas de translación accionadas por un transductor piezoeléctrico (PZT). Unas piezas impresas en 3D ayudan a fijar la fibra para que únicamente el efecto del PZT se refleje en dos puntos de la fibra preestablecidos. En particular, dichos puntos de distorsión presentan una longitud de 5 mm.

4.- Resultados experimentales

Para muestrear la respuesta espectral de la

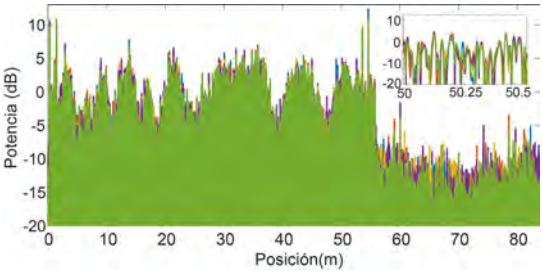


Fig. 4: Traza retrodispersada obtenida tras interrogar la FUT. El recuadro superior muestra una sección de 0,5 m con el fin de validar la estabilidad temporal entre trazas.

fibra, se ha diseñado una secuencia PRBS de longitud m=13, por lo que el número de bits es N_B= 8191. La FPGA reproduce dicha secuencia a una tasa de refresco de 10 GHz, fijando así el ancho de banda óptico. Gracias al uso de la OH, el número total de líneas de peine (o equivalentemente, los puntos de detección) se incrementa hasta 16381. Ello conlleva duplicar la resolución espacial, alcanzando un valor de 5 mm. Por otro lado, el rango de medida alcanza ≈ 84.1 m, ya que el interlineado del OFC es $f_R \approx 1.22$ MHz. El muestreo acústico, dado por δf, se fija en 70 Hz. Por otro lado, el PZT induce una perturbación mecánica a 10 Hz sobre dos puntos de fibra de 5 mm. La traza retrodispersada resultante se muestra en la Fig. 4. Como se observa en la zona ampliada en el recuadro superior, la variabilidad de la distribución de potencia es baja, en línea con el valor de SNR obtenido (12 dB). La recuperación de la información de fase permite obtener el perfil de la deformación a lo largo de la fibra. La evolución temporal de la deformación alrededor de los dos puntos perturbados se muestra en la Fig. 5 a).

Como puede observarse, se recuperan un par de perturbaciones sincronizadas separadas por ≈ 20 cm. Fuera de los puntos distorsionados, el mapa de deformación permanece prácticamente inalterado. Para obtener este mapa, los puntos de desvanecimiento han sido tratados de acuerdo con el método del punto vecino más cercano [15]. En la Fig. 5 b) se muestra en detalle uno de los dos puntos estresados, confirmando la posibilidad de recuperar información con una resolución espacial de 5 mm. La precisión de las mediciones se estima en 2.4 $\mu\epsilon$. Por otra parte, la densidad espectral de potencia (PSD)

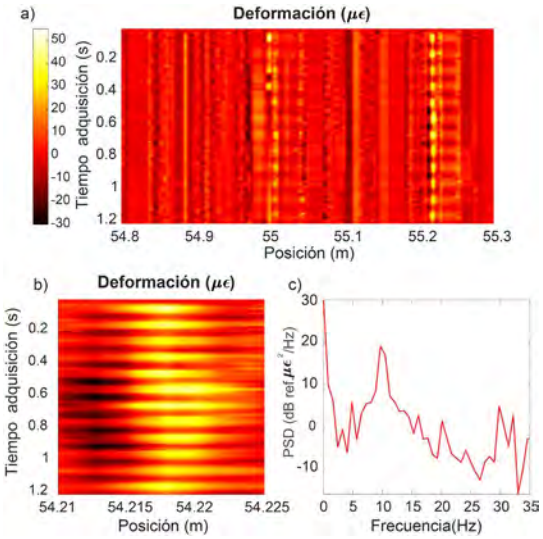


Fig. 5: a) Mapa de la evolución temporal estrés alrededor de los puntos perturbados. b) Detalle del punto perturbado situado en 54.22 m, de 5 mm de longitud. c) PSD en un punto perturbado representativo.

Calculada en un punto perturbado representativo se muestra en la Fig. 5 c). A diferencia de trabajos anteriores, lo armónicos de orden superior están muy atenuados, confirmando la buena linealidad del sistema de perturbación. El suelo de ruido estimado entre 22 y 35 Hz es de -7.4 dB ref. 1 $\mu\epsilon^2/Hz$, mientras que el valor PSD a la frecuencia de perturbación (10 Hz) es de 19.1 dB ref. 1 $\mu\epsilon^2/Hz$.

5.- Conclusiones

En este artículo presentamos un esquema TE-ϕOTDR optimizado espectralmente que proporciona una resolución espacial milimétrica además de una mayor eficiencia energética. Este elevado rendimiento se ha alcanzado gracias a la combinación de una FPGA de gran ancho de banda, unos moduladores electroópticos de fase junto con una etapa de detección basada en una OH. El empleo de la OH permite la recuperación de las dos bandas que componen el espectro óptico generado, permitiendo la posibilidad de duplicar la resolución espacial efectiva en comparación con los esquemas TE-ϕOTDR anteriores sin que ello conlleve degradar el rango de medida o el muestreo acústico. Experimentalmente, el esquema propuesto ha sido validado mediante una perturbación mecánica personalizada que induce un desplazamiento sinu-

soidal de 10 Hz sobre dos secciones de 5 mm de longitud.

Agradecimientos: Los autores agradecen al Sr. S. Levasseur la implementación del sistema de perturbación. M.S.-A contó con el apoyo de MCIN/AEI/10.13039/501100011033 y FSE con la beca PRE-2019-087444. El trabajo de M.R.F-R. y H.F.M contó con el apoyo de MCIN/AEI/10.13039/501100011033 y de la Unión Europea "Next GenerationEU"/PRTR con las becas RYC2021-032167-I y RYC2021-035009-I. Este trabajo ha sido apoyado por la Comunidad de Madrid y el Programa FEDER (proyecto SINFOTON2-CM: S2018 /NMT-4326 y el Programa NextGenerationEU/PRTR de la Unión proyecto PSI ref. PLEC2021-007875 y TREMORS ref. CPP 2021-008869, MCIN/AEI/10.13039/5011000 11033 español, y FEDER (proyecto, PID 2021-128000OB-C21 y PID2021-128000OB - C22), Consejo Europeo de Innovación proyecto SAFE: ref. 101098992 y por el Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

Referencias

[1] X. BAO, L.CHEN, "*Recent Progress in Distributed Fiber Optic Sensors*" Appl. Opt., vol. 16, no.9, pp. 23755-23779, 1977.

[2] A.H. HARTOG, "*An introduction to distributed fibe sensors*". Florida (USA): CRC Press: Boca Raton, 2017.

[3] L. SCHENATO, "*A Review of Distributed Fibre Optic Sensors for Geo-Hydrological Applications*", Appl. Sci. vol. 7, no. 896, 2017.

[4] H. F. MARTINS, S. MARTIN-LOPEZ, P. CORREDERA, M. L. FILOGRANO, O. FRAZÃO, M. GONZALEZ-HERRAEZ, *"Phase sensitive optical time domain reflectometer assisted by first-order Raman amplification for distributed vibration sensing over >100 km"*, J. Light. Technol., vol. 32, no.8, pp. 1510-1518, 2014.

[5] B.J. SOLLER, D.K. GIFFORD, M.S. WOLFE, M.E. FROGGATT, "*High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies*", Optics Express, vol. 13, no. 2, p. 666, 2005

[x] S. QU, Y. XU, S. HUANG, M. SUN, C. WANG, Y. SHANG, *"Recent advancements in optical frequency-domain reflectometry: a review"* IEEE Sens. J., vol. 23, no. 3, pp. 1707-1723, 2023.

[7] E. F. WILLIAMS, M. R FERNÁNDEZ-RUIZ, R. MAGALHAES, R. VANTHILLO, Z. ZHAN, M. GONZALEZ-HERRAEZ, H.F. MARTINS, "*Distributed sensing of microseisms and teleseisms with submarine dark fibers*" Nat. Commun., vol. 10, no. 1, pp. 1-11, 2019

[8] F. TANIMOLA and D. HILL, "*Distributed fibre sensors for pipeline protection*," J. Nat. Gas Sci. and Eng. vol. 1, pp. 134-143 (2009).

[9] G.A. BROWN, A. HARTOG, "*Optical fiber sensors in upstream oil and gas*", J. Pet. Technol. 2002, vol. 54, no 11, pp.63–65, 2002.

[10] H. F. MARTINS, K. SHI, B.C. THOOMSEN, S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, S.J. SAVORY, *"Real time dynamic strain monitoring of optical links using the backreflection of live PSK data"*, Opt. Express, vol. 24, no. 19, pp. 22303-22318, 2016.

[11] M. SORIANO-AMAT, H.F. MARTINS, V.DURÁN, L.COSTA, S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, M.R. FERNÁNDEZ-RUIZ "*Time-expanded phase-sensitive optical time-domain reflectometry*", Light Sci Appl., vol 10, no. art. 51, 2021.

[12] I.CODDINGTON, N.NEWBURY, W.SWANN, "D*ual-comb spectroscopy*" Optica, vol. 3, no. 4, pp. 414-426, 2016.

[13] J. PRECIADO-GARBAYO, M. SORIANO-AMAT, P. SEVILLANO, D. IZQUIERDO, H.F. MARTINS, S. MARTIN-LOPEZ, M. GONZALEZ-HERRAEZ, M.R. FERNÁNDEZ-RUIZ, J.J. MARTÍNEZ, "*Time-Expanded Φ-OTDR based on binary sequences*", IEEE PHOTONICS Technol. Lett., vol.34, no. 13, pp. 695-698, 2022

[14] K. FDIL, V. MICHAUD-BELLEAU, N.B. HÉBERT, P. GUAY, A.J. FLEISHER, J.D. DESCHÊNES, J. GENEST, "*Dual electro-optic frequency comb spectroscopy using pseudo-random modulation*", Opt. Lett. vol. 44, no. 17, p. 4415, 2019.

[15] G. TU, M. ZHAO, Z. TANG, K. QIAN, B. YU, "*Fading noise suppression in Φ-OTDR based on nearest neighbor analysis*", J. Light. Technol., vol. 38, no.23, pp. 6691-6698, 2020.

Low-Cost Energy-Harvesting Hybrid Radiofrequency - Visible Light Positioning System based on Flexible Perovskite Photovoltaic cells for Indoor Positioning

Carlos Iván DEL VALLE MORALES [(1)], Juan C. TORRES ZAFRA [(2)], Iñaki MARTINEZ-SARRIEGUI [(1)], Kaisa-Leena VÄISÄNEN [(3)], Riikka SUHONEN [(3)], Randy LOZADA DOMÍNGUEZ [(1)], Juan S. BETANCOURT PERLAZA [(2)], José Manuel SÁNCHEZ PENA [(2)]

1. Optiva Media, Calle Musgo, 2. Edificio Europa II. 28023. Madrid. Spain.
2. Electronic Technology Deparment, Displays and Photonics Applications Group, Carlos III University of Madrid, Calle Butarque, 15. Leganés. Spain.
3. Printed materials systems, VTT Technical Research Centre of Finland Ltd, Kaitoväylä 1, Oulu 90570, Finland.

Contact name: Carlos Iván del Valle Morales (carlos_del_valle@epam.com UC3M PhD student).

ABSTRACT:

Currently, researchers have increased their attention in Indoor Geolocation due to the exponential growth of the number of the Internet of Things (IoT) devices interconnected, because they might offer the possibility of monitoring the location of people, devices and tools in real time. Added to this, the high percentage of population in the world who live in cities makes Indoor Positioning Systems (IPSs) an interest topic for research. Most smartphones give the possibility to use navigation systems by satellite. However, their performance is limited in indoor environments because of the weakness of the signals. Therefore, interest has grown in looking for other technologies to implement these systems. One of these alternative technologies is Visible Light Communication (VLC) which is a type of optical wireless communication (OWC). In this context, Visible Light Positioning (VLP) systems have become a strategic solution to the traditional solutions based only on radiofrequency (RF). In this paper, we propose a low-cost, energy-harvesting hybrid RF-VLP system to implement geolocation applications for indoor environments. Its receiver consists of a wearable based on Flexible Perovskite Photovoltaic (PePV) cells.

Key words: Light Fidelity, Visible Light Positioning, Flexible Perovskite, Low-Cost Positioning System, Optical Wireless Communication.

1.- Introduction

Indoor Geolocation [1] has turned into a key aspect of the Internet of Things (IoT) in the current world, because it offers the possibility of monitoring the location of people, devices and tools in real time. Most smartphones give the possibility to use navigation systems by satellite [2], such as Global Positioning System (GPS), Galileo or Glonass. Their performance is limited in indoor environments due to the weakness of the signals. For this reason, it is essential to research and develop new technologies that can satisfy the growing demand of positioning systems in indoor environments.

Despite the fact that exist multiple solutions based on the radio technology, these technologies present important drawbacks, such as their complex, specific and expensive implementation. Their performance can be affected in several places such as, mines, caverns, tunnels and sites where it would not be possible

to use these technologies. One viable alternative to this issue could be to use Visible Light Communication (VLC) systems that can be easily implemented through the illumination infrastructure already deployed with minimum adjustments.

The proximity algorithm [3,4,6] is one of the simplest approaches for geolocation. The position is determined through an identification code that is transmitted in the received signal. This algorithm can identify the location of the transmitter device in a database or lookup table. In this way, it is used to estimate the position of the mobile devices. Some factors such as transmitted optical power and interferences can limit the accuracy of the location method. However, it is possible to improve the system precision through the received signal strength indication (RSSI) [1,3].

Other techniques were explored, such as trilateration [3] (based on RSSI), fingerprinting [3] and algorithms that employ the light characteristics. The predominant light characteristics are [1,3,5] angle of arrival (AOA), time of arrival (TOA), and time difference of arrival (TDOA). However, the techniques previously mentioned present several challenges, such as the receiver circuit complexity, the amount and size of required Hardware (HW), the power consumption, and the processing time of the implemented algorithm which make it difficult for viability in the context of indoor positioning.

This work offers an innovative and practical solution after taking account into the difficulties and limitations of the current geolocation technologies for indoor positioning. Furthermore, the proposed solution looks for offering an easy way to implement geolocation systems for indoor environments by integrating the proximity algorithm with low-cost energy-harvesting VLC receivers. This approach has the potential to revolutionize the way of tracking [3] and locating people and resources in closed places. This system might offer a high efficiency and safety for different situations and applications.

As it was mentioned previously, this proposed solution is based on the proximity algorithm, the objective is to face the associated challenges with the implementation of the systems for indoor positioning and specially in places where it is difficult to deploy RF systems, such as caverns, mines, tunnels, etc. In order to offer a geolocation solution for the environments earlier mentioned, the idea is to get a VLC system able to send the position to a wearable VLC device. After this, the same wearable device sends the received message to an Android device (smartphone, tablet) by Bluetooth. In this way, the proposed solution is hybrid RF-VLC. Moreover, the wearable is made up of Flexible Perovskite Photovoltaic (PePV) cells which allow the power supply of the receiver from the ambient lights. It means that the light is utilized to illuminate, send the location, and power-supply the wearable. This feature adds to the system the property of being energy-harvesting. It is important to mention that the wearable is a low-power consumption device. Additionally, it is known that PePV cells are potentially easier to fabricate [7], and relatively cheaper in comparison to Si-based solar cells, while still demonstrating a high efficiency. The viability of system is demonstrated because of its low cost and capability to locate people or resources in smart and indoor environments. In summary, the proposed Hardware (HW) and Software (SW) developments allow the transformation of any Android device (smartphone, tablet) into a VLC receiver.

2.- Materials and Methods

2.1.- System Description

The proposed system is made up of several commercial Light-Emitting Diodes (LED) lamps which send their position through the light beam, the user passes with a wearable device under the lamp and receives the location sent by the lamp right away, then the wearable device sends the received message to the user's mobile by Bluetooth protocol. The wearable device consists of a Flexible Photovoltaic (PV) cell based on Perovskites (Pe) which is used both as a photodetector and a harvesting device, to charge a battery which supplies the voltage and current needed for the circuit. The system consists of transmitter, Flexible PePV receiver, and smartphone, as shown in Fig. 1.

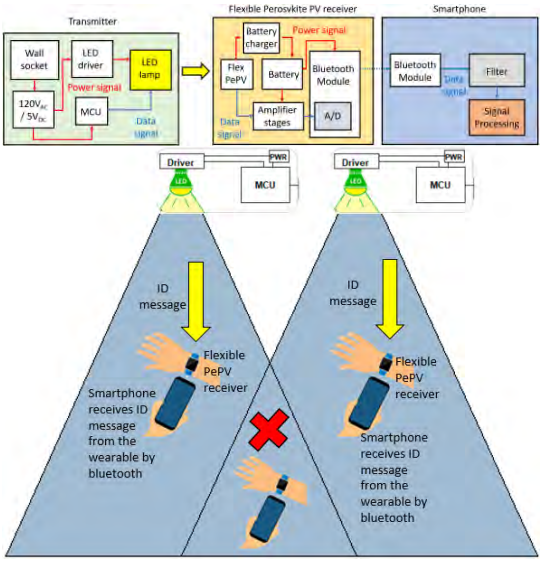


Fig. 1: Proposed system.

If the user moves under another lamp, the wearable device will receive another different location. This system is based on proximity algorithm. The system is unable to differentiate which emitter the light is coming from when the photodetector receives lights from several lamps, as shown in Fig. 1.

The implemented protocol for the system is to send a codified message that has the following fields, as shown in Fig. 2.

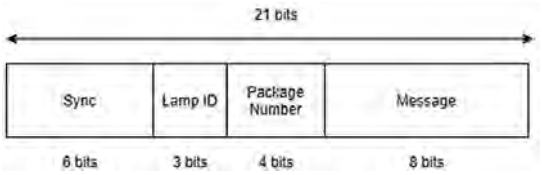


Fig. 2: Communication protocol.

Synchronization (6 bits, 111110). This allows identification of the frame in the receiver.

Lamp ID (3 bits). For this first version of the system, the maximum number of lamps is 8.

Package Number (4 bits). To see the current package which is being received.

Message (8 bits). These are the geographic coordinates in degrees, minutes, and seconds. The message could be, e.g. Latitude: 40°27′00″N. Longitude: 03°41′00″O.

Every character is encoded in 8 bits. This means the transmitter (lamp) must send 8 information packets, 4 packets for latitude and 4 packets for longitude. These packets of information are sent continuously.

2.2.- Transmitter block

The transmitter consists of a commercial low-cost lamp controlled by an Arduino-nano microcontroller (with a clock frequency running at 16 MHz) and a LED driver which delivers a bias current of 42mA to the LED through a BCV47 BJT Darlington transistor, as can be seen in Fig. 3.

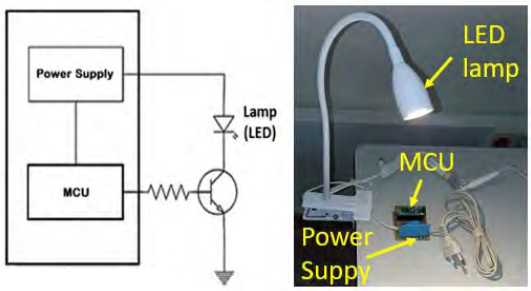


Fig. 3: Design and implementation of the transmitter.

The transmitter must be power-supplied by $5V_{DC}$. This was carried out using an IC LDE05-20B05 to convert the $120V_{AC}$ (taken from the wall socket) to $5V_{DC}$.

The implemented modulation to send the geolocation information is Frequency-Shift Keying (FSK). Each bit is coded in frequency, linking every logic level to a distinct carrier frequency. The bits "0" are assigned to a frequency (f_l) equals 2.2KHz, the bits "1" are assigned to a frequency (f_h) equals 1.2KHz, as can be seen in Fig. 4.

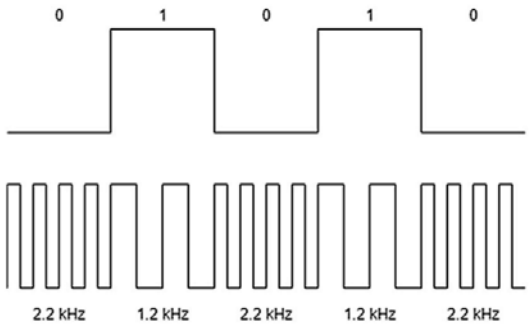


Fig. 4: Message codification.

To generate the signals of frequencies f_l and f_h, a PWM output has been used. This comes from an internal oscillator that can be used as clock.

2.3.- Receiver block

2.3.1.- Optical Detector - Conditioning Electronics and Bluetooth Gateway

The Optical Detector detects the light sent by the lamp, the Conditioning Electronics amplifies the detected signal in 3 stages, and then the analogue signal is converted to a digital signal through the Analogue/Digital (A/D) converter, located in the Bluetooth microprocessor. The Bluetooth Gateway sends the converted digital signal to the smartphone to be processed, as shown in Fig. 5.

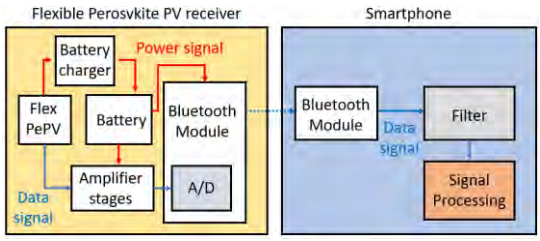


Fig. 5: Receiver blocks.

The Optical Detector is based on a Perovskite Photodetector which consists of a traditional n-i-p architecture with the following layers; transparent ITO electrode, tin oxide (SnO2) electron transporting layer, Formamidinium-Cesium (FA-Cs) perovskite, poly(3-hexylthiophene-2,5-diyl) (P3HT) polymeric hole transporting layer and gold (Au) metal electrode. From these, ITO, SnO2, perovskite and P3HT were R2R-processed (patterned and printed) in the pilot-scale processing facilities at VTT Finland. For the Au-electrode deposition via thermal evaporation, sheet samples were cut from the roll. To protect the perovskite device from the atmospheric conditions, the sheets were encapsulated with flexible barrier foils, as can be seen in Fig. 6.

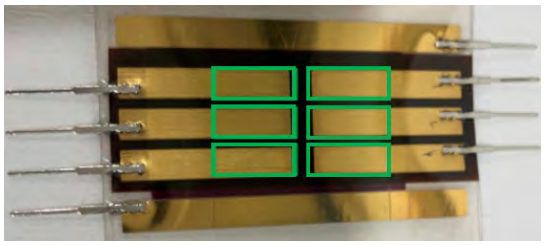


Fig 6: PePV cell. Active areas are pointed out in green color.

The Conditioning Electronics part is made up of 3 amplifier stages. The received analogue signal amplitude depends on the distance between the lamp and the Flexible Perovskite Photovoltaic (PePV) cell. The received signal passes through an A/D converter before being sent by Bluetooth to the smartphone. It is important to point out that, as the modulation is FSK (not an amplitude modulation), the added noise and the alterations in the amplitude do not affect the symbol detection.

The Bluetooth Gateway is based on a Bluetooth module and a 2.4 GHz ISM spectrum band antenna. An Analogue/Digital conversion is implemented in the microprocessor of the Bluetooth module before sending the data. The Bluetooth module chosen is ESP32-WROOM-32UE which includes a dual-core 32- bit LX6 microprocessor, a 16MB flash and a 2.4GHz ISM spectrum band antenna.

The system receiver uses 2-AAA batteries to power-supply the Optical Detector, Conditioning Electronics and Bluetooth Gateway. The receiver schematics and views of the implemented module are shown in Fig. 7.

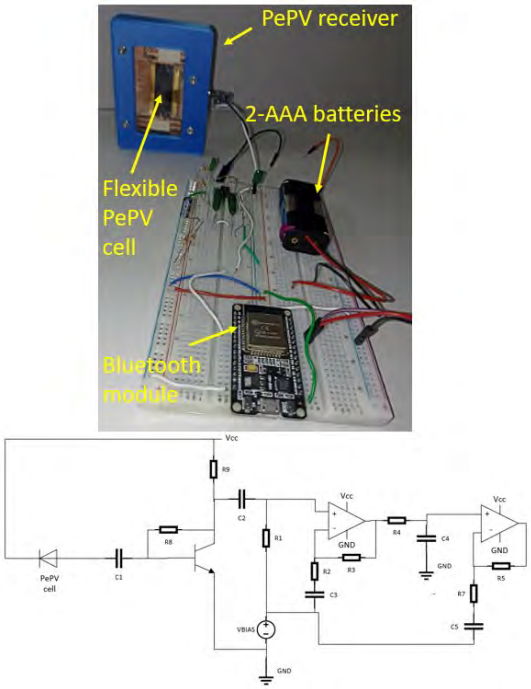


Fig. 7: Design and implementation of the receiver

2.3.2.- Signal processing

The signal processing involves the following stages, as shown in Fig. 8.

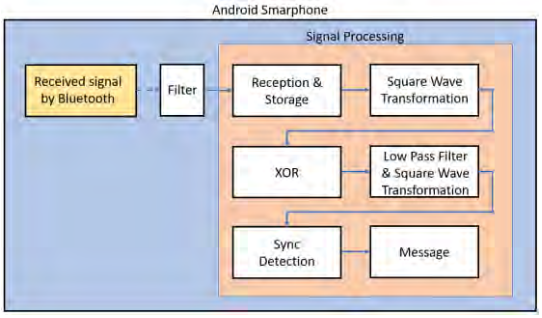


Fig. 8: Application block diagram.

Filter: The received signal is filtered to block the DC component.

Reception and Storage: The captured digital signal is stored in a buffer, as it is picked up from the smartphone Bluetooth input, Fig. 9 the samples of the stored signal are shown.

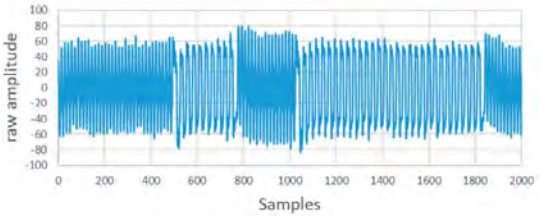


Fig. 9: Captured signal.

Square Wave Transformation: A threshold algorithm is applied in order to reshape the signal, as can be seen in Fig. 10.

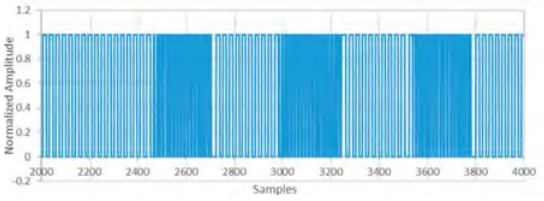


Fig. 10: Reshaped signal.

XOR: The correlator algorithm described in [8] finds the optimal delay between the 2 frequencies (f_h and f_l). After applying a filtered low-pass, a value-term is obtained which tends to be a DC component depending on the delay (θ). This resultant component is the sent data. In Fig. 11, the obtained signal after this stage is shown.

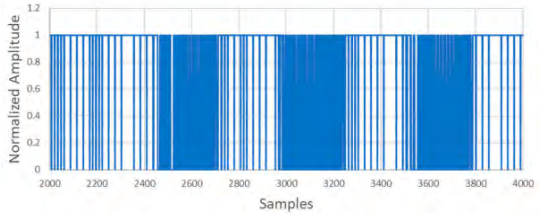


Fig. 11: Obtained signal at the XOR output.

Filtered and Square Transformation: After the filtered low-pass, the associated signals to f_l are at low output level, and the associated signals to f_h are at high output level. Fig. 12 shows the signal after this filtering stage.

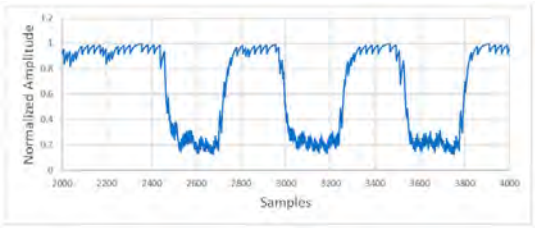


Fig. 12: Detector output.

After this filtering stage, the filtered output is transformed into a square signal which contains the transmitted message. The obtained signal is shown in Fig. 13.

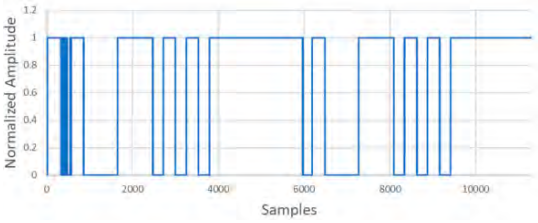


Fig. 13: Obtained signal after the processing.

Synchronism detection: Once the received signal is demodulated, the synchronism bits (111110) can be found in the buffer. The fields can now be identified: lamp ID (3 bits), package number (4 bits), and message (8 bits), as shown in Fig. 14.

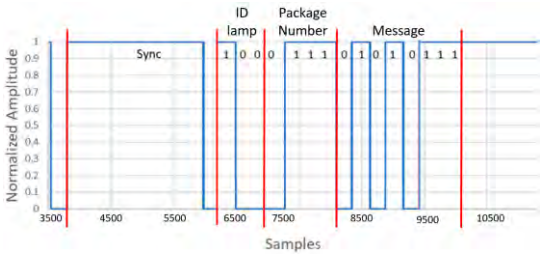


Fig. 14: Received frame.

3.- Results and Discussion

The setup utilized to test the system is shown in Fig. 15. four lamps were used and the receiver was passed under the light beams (11 degrees are the beam angle). The performance of the system was verified at a maximum vertical distance of 3.2m as it shown in Fig. 16.

The battery life of 2-AAA batteries is more than an hour and half.

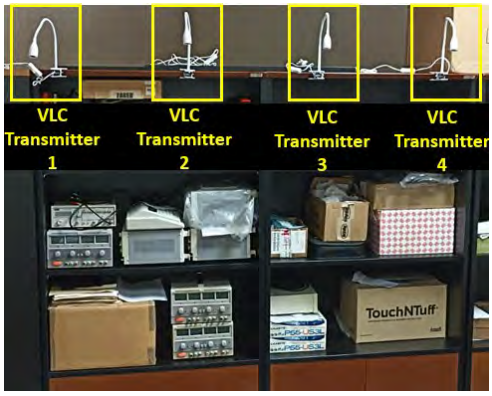


Fig. 15: System setup.

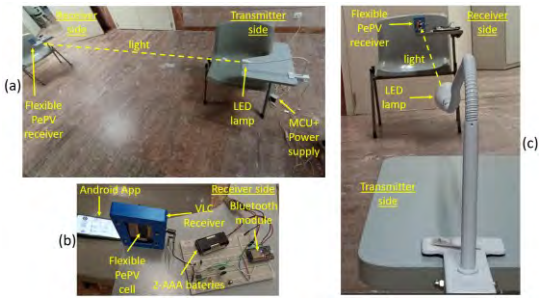


Fig. 16: Distance measurement using a transmitter and a receiver: (a) side view, (b) elements of the receiver, (c) frontal view.

A deep analysis of the power consumption of the receiver and the required time to charge different types of batteries will be done in future works. In the same way, all the receiver circuitry will be integrated into a bracelet.

4.- Conclusions

This communication proposes the design and implementation of a Low-Cost Energy-Harvesting Hybrid RF-VLP system that has the potential to revolutionize the way of tracking and locating people and resources in closed places. Furthermore, it can be implemented in different sites such as tunnels, mines, caves, etc. This system may offer a high efficiency and safety for different situations and applications.

References

[1] Jayakanth KUNHOTH, AbdelGhani KARKAR, Somaya AL-MAADEED, Abdulla AL-ALI, *"Indoor positioning and wayfinding systems: a survey"*, Human-centric Computing and Information Sciences, 10, 18, 41, 2020.

[2] European GNSS Agency, "*European Global Navigation Satellite Systems (EGNSS) for drones operations: white paper"*, Publications Office, 2020.

[3] PENGPENG Chen, Mingzhi PANG, DI CHE, Yuqing YIN, Donghal HU, Showan GAO, *"A Survey on Visible Light Positioning from Software Algorithms to Hardware"*, Wireless Communications and Mobile Computing, 2021, 20, 9739577, 2021.

[4] Juan Carlos TORRES, Aitor MONTES, Sandra L. MENDOZA, Pedro R. FERNÁNDEZ, Juan S. BETANCOURT, Lorena ESCANDELL, Carlos I. DEL VALLE, José Manuel SÁNCHEZ-PENA, *"A Low-Cost Visible Light Positioning System for Indoor Positioning"*, Sensors, 20, 18:5145, 14, 2020.

[5] Wilson SAKPERE, Michael ADEYEYE-OSHIN, Nhlanhla MLITWA, *"A State-of-the-Art Survey of Indoor Positioning and Navigation Systems and Technologies"*, South African Computer Journal, 29, 53, 145, 2017.

[6] Canyu XIE, Weipeng GUAN, Yuxiang WU, Liangtao FANG, Ye CAI, *"The LED-ID Detection and Recognition Method Based on Visible Light Positioning Using Proximity Method"*, IEEE Photonics Journal, 10, 2, 17, 2018.

[7] Dong Yang, Ruixia Yang, Shashank Priya,Shengzhong (Frank) Liu, *"Recent Advances in Flexible Perovskite Solar Cells: Fabrication and Applications"*, Angewandte Chemie International Edition, 58, 4466-4484, 18. 2018.

[8] Seguine, D. FSK Detection Using PSoC. Cypress Semiconductor Corporation. Available online: https://www.cypress.com/file/73096/download

Funding:

This work was supported by the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under Grant Agreement 861985 (PeroCUBE).

Acknowledgements:

This work was supported by the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under Grant Agreement 861985 (PeroCUBE).

Medida del eje rápido de un retardador mediante el uso de un interferómetro de Michelson

Measurement of the fast axis of a retarder by using a Michelson interferometer

Joaquin ANDRES-PORRAS [(1)], Jesus DEL HOYO [(1)], Angela SORIA-GARCIA[(1)], Luis Miguel SANCHEZ-BREA [(1)], Veronica PASTOR-VILLARRUBIA [(2)], Javier ALDA [(2)]

[(1)] *Universidad Complutense de Madrid, Facultad de Ciencias Físicas, Departamento de Óptica, Plaza de Ciencias 1, 28040, Madrid.*

[(2)] *Universidad Complutense de Madrid, Facultad de Óptica y Optometría, Departamento de Óptica, Arcos de Jalón 118, 28037, Madrid.*

Persona de contacto: Joaquin Andres-Porras (*joaqandr@ucm.es*).

RESUMEN:

Se propone un método para determinar el eje rápido de un retardador mediante un interferómetro de doble camino (como un interferómetro de Michelson). Se ha conseguido relacionar el giro del retardador y, en consecuencia, de su eje rápido, con el desplazamiento lateral de las franjas de interferencia. También se ha estudiado la robustez del método ante diversas situaciones en las que el montaje presenta errores o elementos ópticos no ideales.

Palabras clave: Retardador, Eje rápido, Retardancia, Interferencia, Michelson, Polarización.

ABSTRACT:

A method to determine the fast axis of a retarder using a double path interferometer (such as a Michelson interferometer) is proposed. We have related the rotation of the retarder and, consequently, of its fast axis, with the lateral displacement of the interference fringes. The robustness of the method has also been studied in various situations in which the assembly presents errors or non-ideal optical elements.

Key words: Retarder, Fast axis, Retardance, Interference, Michelson, Polarization.

1. Introducción

Un retardador es un elemento óptico que permite modificar el estado de la polarización de la luz incidente generando un desfase entre dos componentes perpendiculares [1]. Hay una gran variedad de retardadores, siendo muy comunes aquellos fabricados con un material birrefringente (cuyo índice de refracción depende del estado de polarización de la luz incidente). Los retardadores se utilizan en una gran cantidad de aplicaciones como, por ejemplo, en la obtención de luz circularmente polarizada a partir de luz polarizada linealmente [2]; o bien en la creación de filtros ópticos espectrales (utilizados en cavidades láser para evitar reflexiones de luz en su interior) [3].

Un retardador se caracteriza por dos autoestados, comúnmente denominados autoestado rápido y autoestado lento (estados cuya polarización no cambia al atravesar el retardador), y por su retardancia, que es un exceso de fase global que se aporta al autoestado rápido respecto al lento, y suele depender de la longitud de onda de la luz incidente. Normalmente, los retardadores que se emplean son homogéneos (los autoestados son ortogonales entre sí) y lineales (los autoestados son estados de polarización lineales). Si los autoestados son lineales, se les denomina eje rápido y eje lento,

respectivamente [1]. Dentro de los retardadores destacan las láminas de cuarto de onda y media onda, que tienen una retardancia de 90º y 180º, debido a sus aplicaciones para generar luz circularmente polarizada y rotar la polarización.

Existen diversos métodos para medir la retardancia de un retardador y/o el ángulo de giro de su eje rápido (acimut). El método más sencillo consiste en colocar el retardador entre dos polarizadores cruzados. Este método es ampliamente utilizado ya que es muy sencillo y permite colocar el ángulo de giro del polarizador a 45º, pero no es posible saber respecto a cuál de los dos polarizadores. Para muchas aplicaciones esto no es importante, pero cuando el sentido de giro de la polarización (derechas o izquierdas) es relevante, es necesario buscar alternativas que permitan realizar esta discriminación.

Algunos de estos métodos utilizan interferometría y moduladores ópticos; sin embargo, requieren del uso de dos fuentes de luz con longitudes de onda diferentes [4]. También se ha desarrollado un método que obtiene la retardancia y el acimut del eje rápido usando un espectrómetro infrarrojo, ya que existe una relación con el dicroísmo del material [5]. Otros métodos utilizan un retardador del que ya se conoce su retardancia y el acimut de su eje rápido, por ejemplo, un retardador calibrado previamente [6] o la reflexión en una superficie metálica [2, 7]. En el primer caso, es necesario conocer previamente los autoestados del retardador auxiliar, lo que conlleva un problema de recurrencia. En el segundo, es necesario utilizar un montaje en que se varíe el ángulo de incidencia sobre la placa metálica con mucha precisión, lo que suele ser complicado.

En este trabajo se propone una técnica nueva para determinar el ángulo de rotación del eje rápido de un retardador mediante un interferómetro de doble camino, como un interferómetro de Michelson o de Mach-Zehnder. La ventaja de la técnica respecto a las anteriores es que es más sencillo experimentalmente, y se puede obtener el eje rápido del retardador incluso con la presencia de ciertos errores experimentales o empleando elementos de polarización no ideales.

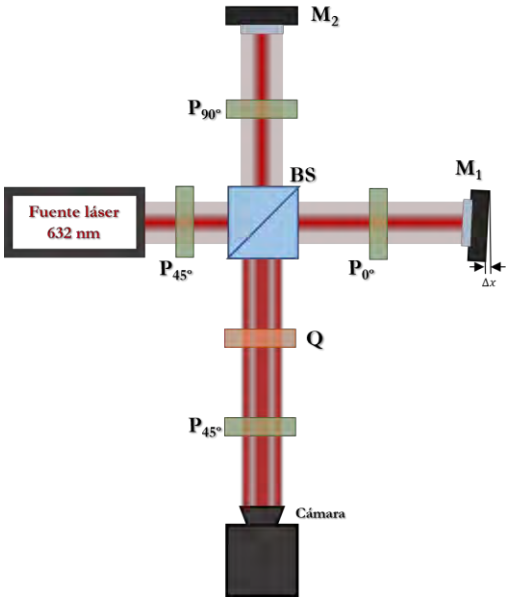


Fig. 1: Montaje propuesto para la obtención del eje rápido de un retardador, Q, empleando polarizadores (P), un divisor de haz no polarizador (BS) y un interferómetro de Michelson.

2.- Método y simulaciones

Sea el montaje propuesto en la Fig. 1, formado por una fuente de luz láser colimada, cuyo haz se polariza a 45º con respecto al sistema de referencia del laboratorio. El haz atraviesa un divisor 50/50 insensible a la polarización, de manera que se crean dos brazos interferométricos. El primer brazo se polariza a 0º y el segundo a 90º. En cada brazo hay un espejo (M_1 y M_2) que refleja cada haz y lo redirige al divisor, teniendo como resultado interferencias con diferentes estados de polarización. A continuación, se coloca el retardador y un polarizador orientado a 45º. Por último, el haz se observa mediante una cámara.

Si se inclina ligeramente el espejo empleado en el brazo con polarización a 0º (M_1), se introduce un desfase lineal en el eje X. Entonces, se observan en la cámara unas franjas de intensidad como consecuencia de la interferencia de los dos haces, como se muestra en la Fig. 2. El período de las franjas dependerá del ángulo de inclinación del haz desalineado respecto al otro.

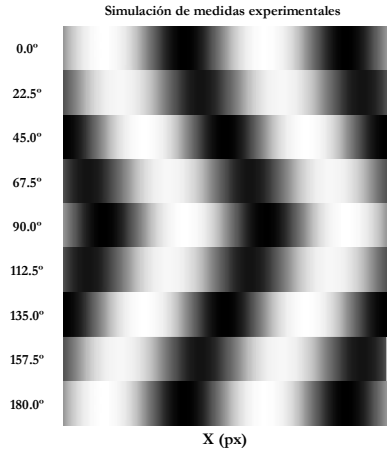


Fig. 2: Simulación de las franjas observadas en la cámara al girar la lámina de cuarto de onda a 9 ángulos diferentes en un rango de 180º.

Para calcular la intensidad del haz a la salida del sistema, se ha utilizado *Py_pol*, una librería de Python que permite el estudio de fenómenos ópticos como es el de la polarización de la luz [8]. En las simulaciones (Fig. 2) se observa que, a medida que se gira el retardador, las franjas de interferencia se desplazan de forma cíclica y acotada. Los límites de este desplazamiento están ligados al valor del ángulo de rotación del retardador: el desplazamiento menor aparece cuando el eje rápido del retardador coincide con el eje X del laboratorio, que corresponde a una rotación de 0º - equivalente a 180º - y el mayor desplazamiento se obtiene cuando el ángulo de rotación es 90º.

Estas simulaciones muestran, por tanto, que se puede localizar el eje rápido del retardador viendo el desplazamiento correspondiente de las franjas.

3.- Resultados

La Fig. 3 representa la distribución de intensidad de las franjas de interferencia en función del ángulo de giro de una lámina de cuarto de onda en condiciones ideales, y se observa que el eje rápido y el eje lento de la lámina coinciden con los desplazamientos máximos de las franjas en un sentido y en otro.

Sin embargo, en un experimento real puede haber errores o imperfecciones que modifiquen el resultado obtenido en las simulaciones. Por lo tanto, hemos realizado varias

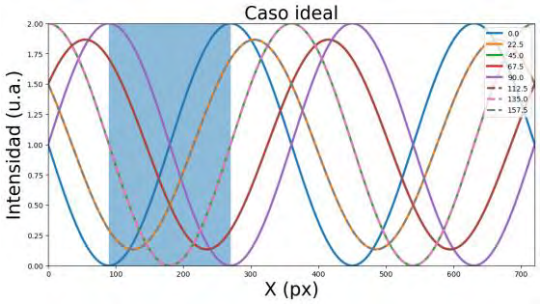


Fig. 3: Distribución de intensidad en la cámara para diferentes acimuts de una lámina de cuarto de onda. La franja azul corresponde a la zona de desplazamiento de mínimos.

simulaciones en las que se han introducido diversos errores que pudieran modificar los resultados. Los resultados de estas simulaciones se encuentran en la Fig. 4.

1. Un error en el estado de polarización de uno de los brazos (en la Fig. 4, el brazo polarizado a 90º está realmente polarizado a 80º).
2. Un error en el eje de transmisión del polarizador previo a la cámara (en la Fig. 4, orientado a 50º en vez de a 45º).
3. Caracterización de un retardador con una retardancia diferente de 90º (en la Fig. 4, retardancia de 80º).
4. Uso de polarizadores con cierta elipticidad en los brazos del interferómetro (es decir, que los polarizadores utilizados no son ideales). En la Fig. 4, ratio de extinción de 100.
5. Los autoestados del retardador no son lineales, y, por lo tanto, presentan elipticidad (en la Fig. 4, de 15º).

De las gráficas de distribución de las franjas de intensidad en la cámara para las diferentes situaciones planteadas en los casos 1 a 5, se demuestra que los desplazamientos laterales se producen entre los 0º y los 90º de acimut del retardador, y siempre en el mismo sentido (eje rápido horizontal cuando el desplazamiento es a la izquierda y eje lento horizontal cuando el desplazamiento es a la derecha).

En las gráficas de los casos 1, 2 y 5 (Fig. 4), las condiciones propuestas se manifiestan en cambios de intensidad de las franjas,

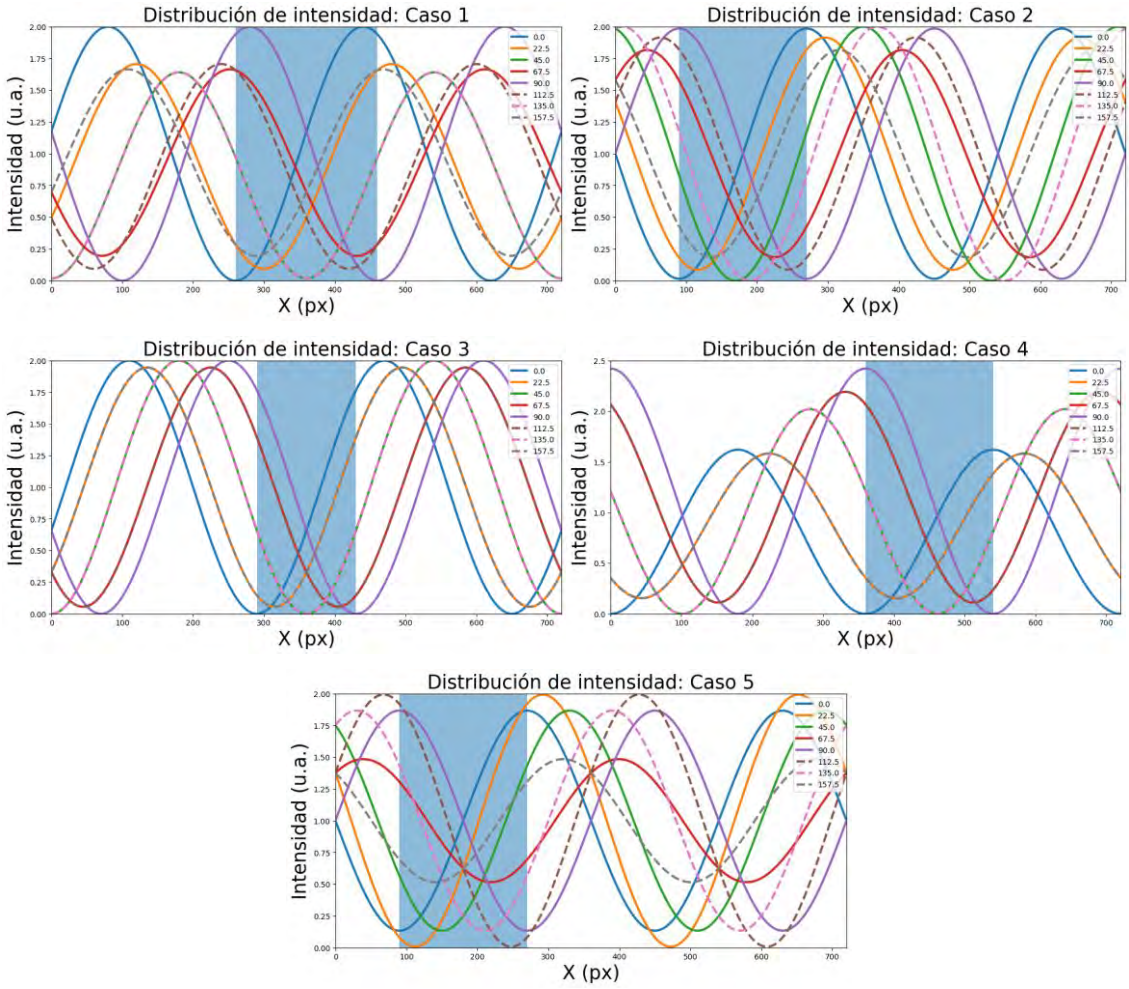


Fig. 4: Distribuciones de intensidad para diferentes ángulos del retardador, empleando los cambios previamente mostrados en los casos 1 a 5. La franja azul corresponde a la zona de desplazamiento de mínimos.

reduciendo su visibilidad, pero sigue habiendo un desplazamiento lateral de las franjas.

En el caso 3, muy similar al caso original, lo que se observa es un desplazamiento lateral menor, pero la orientación del movimiento sigue siendo similar al caso original. Este cambio se debe a la reducción de la retardancia. En cambio, si la retardancia aumenta, el desplazamiento también lo hace.

Por último, en el caso 4, la intensidad de las franjas se minimiza a 0º y se maximiza a 90º, hecho que puede ayudar también a determinar el eje rápido del retardador.

Por lo tanto, pese a las diferencias introducidas en la simulación, el método sigue siendo válido para determinar el acimut del retardador en cualquiera de los casos.

4.- Conclusiones

Se ha propuesto un método para determinar el eje rápido de un retardador utilizando un interferómetro de Michelson y se ha demostrado mediante simulaciones que es válido a pesar de los errores que se puedan tener en un montaje experimental. El método consiste en un interferómetro de doble camino. Se hacen interferir dos haces con estados de polarización ortogonales, observando la relación entre los desplazamientos de las franjas de interferencias resultante con el ángulo del eje rápido del retardador. El método es muy sencillo, porque basta observar la posición de las franjas al girar el retardador. Cuando las franjas están más

a la izquierda el eje rápido se encuentra alineado con el eje X del sistema de referencia del laboratorio.

La ventaja de este método es que no es necesario emplear retardadores calibrados previamente, ni sistemas de luz policromática, y el montaje experimental es relativamente sencillo.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado gracias al proyecto TELURO (Retos Colaboración 2019): ""Técnicas de estructuración de luz robusta para su aplicación en entornos industriales" RTC2019-007113-3 del Ministerio de Economía y Competitividad, Unión Europea - Fondo Europeo del Desarrollo Regional y al proyecto "Nanorooms" PID2019-105918GB-I00 del Plan Nacional de Investigación, Ministerio de Ciencia e Innovación.

Referencias

[1] José J. GIL, Razvigor OSSIKOVSKI, *"Polarized light and the Mueller matrix approach"* (CRC press, 2022).

[2] Giovanni Decot GALGANO, André Bohomoletz HENRIQUES, "*Determining the fast axis of a wave plate*", (Proceedings do ENFMC, 2006).

[3] K. SHAIK "*Spectral filters for laser communications*", (The Telecommunications and Data Acquisition Progress Report TDA PR 1991: 42-106).

[4] Ming-Horng CHIU, Cheng-Der CHEN, Der-Chin SU, "*Method for determining the fast axis and phase retardation of a wave plate*" (JOSA A, 1996, vol. 13, no 9, p. 1924-1929).

[5] Guohua LI, Jizhong LI, Yi LI, "Determination of the fast axis with an infrared spectrometer for quartz and mica waveplates" (Applied optics, 1990, vol. 29, no 13, p. 1870-1871).

[6] Archana SHAH, Pallavi GHALSASI, "*Use of interference colours to distinguish between fast and slow axes of a quarter wave plate*", (European Journal od Physics, 2019, vol. 40, no 6, p. 065301).

[7] Petre Catalin LOGOFATU, "*Simple method for determining the fast axis of a waveplate*", (Optical Engineering, 2002, vol. 41, no 12, p. 3316-3318).

[8] Jesús DEL HOYO, Luis Miguel SANCHEZ-BREA, Ángela SORIA-GARCIA, "*Open source library for polarimetric calculations py_pol*", (Computational Optics 2021 SPIE, 2021. p. 12-20). https://py-pol.readthedocs.io/en/master/

Método teórico para el diseño de sensores de desplazamiento de fibra óptica bifurcados

Theoretical method for the design of bifurcated fiber optic displacement sensors

Gorka ZUBIA [(1)], Gaizka DURANA [(1)], Josu AMOREBIETA [(2)], Gotzon ALDABALDETREKU [(1)], Joseba ZUBIA [(1)],

1. Departamento de Ingeniería de Comunicaciones, Escuela de Ingeniería de Bilbao (BIE/EIB), Universidad del País Vasco (UPV/EHU), Plaza Ingeniero Torres Quevedo 1, E-48013 Bilbao, País Vasco, España
2. Departamento de Matemática Aplicada, Escuela de Ingeniería de Bilbao (BIE/EIB), Universidad del País Vasco (UPV/EHU), Plaza Ingeniero Torres Quevedo 1, E-48013 Bilbao, País Vasco, España

Persona de contacto: Gorka Zubia (gorka.zubia@ehu.eus).

RESUMEN:

Este trabajo presenta un método teórico para mejorar el diseño de sensores de desplazamiento basados en haces bifurcados de fibras ópticas. En concreto, el modelo permite calcular, a partir de unas especificaciones dadas de trabajo del sensor, la geometría de la agrupación de fibras. Si fijamos el punto de trabajo del sensor, su rango y/o la sensibilidad, podemos determinar la posición y radios óptimos de las fibras. El procedimiento se explica con un ejemplo y se comparan los resultados predichos por el modelo con los resultados experimentales de una agrupación de fibras de las mismas dimensiones y geometría. Los resultados muestran que hay una desviación inferior al 5% en el rango de trabajo entre los resultados teóricos y experimentales, lo que da validez al modelo desarrollado.

Palabras clave: Sensor de desplazamiento óptico, sensor bifurcado de fibra óptica, diseño del sensor.

ABSTRACT:

This work presents a theoretical method to improve the design of displacement sensors based on bifurcated fiber optic bundles. In particular, the model allows the geometry of the fiber bundle to be calculated based on strict sensor working specifications. If we fix the central working point of the sensor, its distance range and/or the sensitivity at that point, we can calculate the position of the fibers and their radii. The procedure is explained in detail with an example and the results predicted by the model are compared with the experimental results of a bundle of identical fiber arrangement and dimensions. The results show good agreement with a deviation of less than 5% in the working range.

Key words: Optical displacement sensor, fiber optic bifurcated sensor, sensor design.

1.- Introducción

La medida precisa del desplazamiento y la distancia son esenciales en la industria 5.0. Los sensores de distancia se emplean en una amplia gama de aplicaciones como la medida de deformaciones y alabeo de superficies, el grosor de piezas, la altura, la rugosidad o la distancia entre diferentes piezas de una turbina [1].

Los sensores pueden realizar la medición sin contacto utilizando luz, campos magnéticos, ultrasonidos o mediante contacto directo utilizando sensores capacitivos. La selección del

sensor depende de la aplicación, la precisión requerida y el entorno de trabajo. Entre los sensores sin contacto, los sensores ópticos en general, y los que utilizan agrupaciones de fibra óptica en particular, presentan muchas ventajas: inmunidad electromagnética, alta velocidad de respuesta, pequeño tamaño, gran versatilidad y facilidad de instalación [2-5].

El rango y sensibilidad de los sensores ópticos de desplazamiento que utilizan fibras ópticas dependen de su disposición geométrica, es decir, del número y colocación transversal de las fibras en la agrupación [6-9].

A pesar de que se llevan utilizando durante mucho tiempo, estos sensores se han diseñado generalmente con el método de prueba y error o con software rudimentario. Este trabajo presenta un procedimiento que permite deducir la disposición óptima de las fibras, en base a algunos parámetros de diseño como el punto central de trabajo, su rango y sensibilidad.

Las siguientes secciones cubren el trabajo realizado. Primero se presentará la teoría; a continuación, los resultados que se desprenden del modelo junto con un ejemplo concreto, y su comparación con una realización física del mismo.

2.- Teoría

La figura 1 muestra la geometría del problema. Consiste en una agrupación de fibras compuesta por una fibra transmisora y dos anillos receptores concéntricos que la rodean. Estos simulan dos anillos formados por un agrupamiento compacto de fibras idénticas.

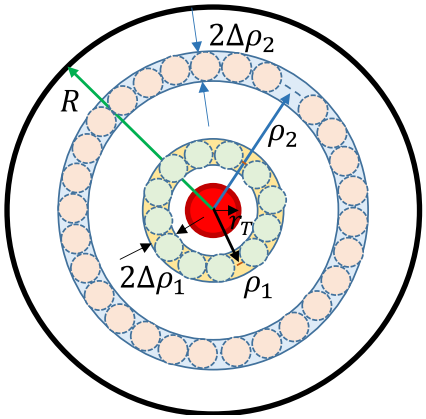


Fig. 1: Estructura de la agrupación de fibras. Los anillos emulan una disposición compacta de fibras del mismo diámetro que la anchura de los anillos.

La posición de ambos y sus anchuras son respectivamente ρ_1, $\rho_2, \Delta\rho_1, \Delta\rho_2$. Otros parámetros son el radio de la fibra transmisora r_T y el radio de la agrupación de fibras R.

Se parte de una fibra transmisora monomodo con el objeto de mantener reducida la apertura numérica de salida y, así, reducir la divergencia del cono de irradiancia. Bajo esta premisa, la irradiancia a la salida se puede aproximar como [10-11]:

$$I(r,z) = I_o \left[\frac{w_o}{w(z)}\right]^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (1)$$

donde $w(z)$ es la anchura del haz de luz, r es la distancia radial desde el eje de propagación z y P es la potencia del haz. La anchura del haz aumenta de acuerdo con la expresión:

$$w(z) = w_o \sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{z_o^2}\right)} \quad (2)$$

El haz luminoso viaja una distancia z hasta el objeto (cuya distancia queremos medir), donde se refleja con una reflectividad Γ, y se detecta de vuelta con los dos anillos. La intensidad sobre un anillo de anchura $d\rho$ colocado a una distancia ρ del eje de la fibra es:

$$dI(\rho, 2z) = \frac{2\Gamma P}{\pi w^2(2z)} e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(2z)}} 2\pi\rho d\rho \quad (3)$$

El cálculo de la potencia recibida en el anillo situado a una distancia radial ρ_i y con una anchura $2\Delta\rho_i$se realiza integrando:

$$I(\rho_i, \Delta\rho_i, 2z) = 2\Gamma P \sinh\left(\frac{4\rho_i\Delta\rho_i}{w^2(2z)}\right) e^{-\frac{2(\rho_i^2+\Delta\rho_i^2)}{w^2(2z)}} \quad (4)$$

Suponiendo que los fotodetectores con los que recogemos la luz de los dos anillos receptores tienen una respuesta cuadrática, la responsividad del sensor $\eta(z) = \frac{V_2}{V_1}$, definida como la relación entre las intensidades ópticas en los dos anillos, es:

$$\eta(z) = \frac{k_2 2\Gamma P \sinh\left(\frac{4\rho_2\Delta\rho_2}{w^2(2z)}\right) e^{-\frac{2(\rho_2^2+\Delta\rho_2^2)}{w^2(2z)}}}{k_1 2\Gamma P \sinh\left(\frac{4\rho_1\Delta\rho_1}{w^2(2z)}\right) e^{-\frac{2(\rho_1^2+\Delta\rho_1^2)}{w^2(2z)}}} \quad (5)$$

donde V_i es el voltaje a la salida del fotodetector i y $k_i$es una constante que incorpora la respuesta del fotodetector y otros factores como ruido, ganancia del circuito detector, rugosidad superficial, contaminación, etc.

Asumiendo que la respuesta de ambos fotodetectores es idéntica, entonces $\frac{k_2}{k_1} = 1$. Aunque en principio la respuesta del sensor depende de cuatro parámetros geométricos, estos se engloban en tres (A_1, A_2, q), por lo que la ecuación (5) se simplifica y se expresa como,

$$\eta(z) = \frac{\sinh\left(\frac{A_2}{z^2 tan^2\theta_o}\right)}{\sinh\left(\frac{A_1}{z^2 tan^2\theta_o}\right)} e^{-\frac{q}{z^2}} \quad (6a)$$

$$A_1 = \rho_1 \Delta\rho_1, A_2 = \rho_2 \Delta\rho_2 \quad (6b)$$

$$q = \frac{\left({\rho_2}^2 + {\Delta\rho_2}^2 - {\rho_1}^2 - {\Delta\rho_1}^2\right)}{2tan^2\theta_o} \quad (6c)$$

z_o es la distancia de Rayleigh, que es muy pequeña, por lo que se puede asumir que $z \gg z_o$ y, por lo tanto, $w(z) \approx z tan\theta_o$, siendo θ_o el ángulo de divergencia del haz, que suele ser del orden de 5º.

3.- Resultados

La figura 2 muestra la respuesta típica del sensor. Es evidente que cuando la distancia al reflector es grande, la respuesta se satura en el *valor límite*:

$$\lim_{z\to\infty} \frac{\sinh\left(\frac{A_2}{z^2 tan^2\theta_o}\right)}{\sinh\left(\frac{A_1}{z^2 tan^2\theta_o}\right)} e^{-\frac{q}{z^2}} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{\rho_2 \Delta\rho_2}{\rho_1 \Delta\rho_1} \quad (7)$$

lo que significa que el valor de saturación del sensor aumenta a medida que aumenta la relación de áreas de recepción.

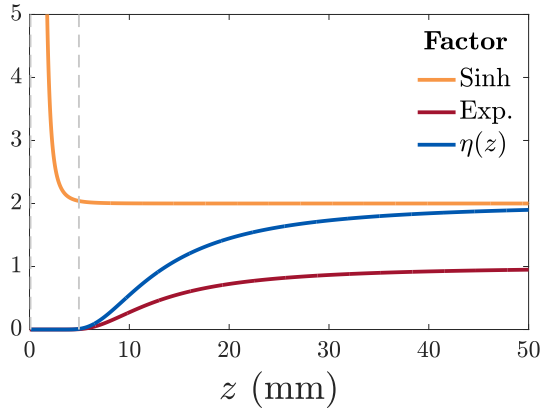


Fig. 2: Respuesta del sensor $\eta(z)$ en azul, para los siguientes valores de diseño en mm: $\rho_2 = 1{,}5, \Delta\rho_2 = 0{,}1, \rho_1 = 0{,}5, \Delta\rho_1 = 0{,}15, \theta_o = 5°$, $q = \frac{\left({\rho_2}^2 + {\Delta\rho_2}^2 - {\rho_1}^2 - {\Delta\rho_1}^2\right)}{2tan^2\theta_o} = 129{,}83\ mm^2$. En naranja, la contribución del factor $\frac{\sinh\left(\frac{A_2}{2z^2 tan^2\theta_o}\right)}{\sinh\left(\frac{A_1}{2z^2 tan^2\theta_o}\right)}$; en rojo, de la exponencial $e^{-\frac{q}{z^2}}$.

La figura 2 también muestra la contribución de los diferentes términos en la función de la responsividad $\frac{\sinh\left(\frac{A_2}{2z^2 tan^2\theta_o}\right)}{\sinh\left(\frac{A_1}{2z^2 tan^2\theta_o}\right)} e^{-\frac{q}{z^2}}$. El término del seno hiperbólico solo es importante para valores pequeños de z.

La sensibilidad S, definida como la derivada (pendiente) de la responsividad del sensor, muestra un máximo a la distancia $z_{TP} = \sqrt{\frac{2}{3}q}$.

3.1.- Procedimiento de diseño

El objetivo final es determinar los valores de $\rho_1, \rho_2, \Delta\rho_1, \Delta\rho_2$ a partir de los requisitos de diseño, que son el tamaño de la agrupación de fibras (radio exterior R), el punto de trabajo z_{WP} y la sensibilidad S en dicho punto y/o el rango de trabajo Δz del sensor. El procedimiento se resume en los siguientes pasos:

1) Primero, q se determina a partir del punto de trabajo. Si elegimos el punto de inflexión de la responsividad como punto de trabajo, $z_{WP} = z_{TP}$, entonces el parámetro q queda fijado. Esto nos da la *primera ecuación de diseño.*

$$z_{WP} = z_{TP} = \sqrt{\frac{2}{3}\frac{\left(\rho_2^2 + \Delta\rho_2^2 - \rho_1^2 - \Delta\rho_1^2\right)}{2tan^2\theta_o}} \quad (8)$$

2) Por otro lado, y a efectos prácticos, es necesario establecer un radio máximo R del tamaño de la agrupación. Esto impone otra condición, $\rho_2 + \Delta\rho_2 = R$, la *segunda ecuación de diseño*. Estas dos condiciones imponen restricciones sobre la pendiente de la responsividad. En efecto,

$$\Delta\rho_2 = R - \rho_2 \quad (9a)$$

$$\Delta\rho_1 = \sqrt{\rho_2^2 + (R-\rho_2)^2 - \rho_1^2 - \frac{z_{WP}^2 tan^2\theta_o}{3}} \quad (9b)$$

Y, por tanto,

$$p = \frac{\rho_2 \Delta\rho_2}{\rho_1 \Delta\rho_1} = \frac{\rho_2 (R-\rho_2)}{\rho_1 \sqrt{\rho_2^2 + (R-\rho_2)^2 - \rho_1^2 - \frac{z_{WP}^2 tan^2\theta_o}{3}}} \quad (10)$$

Fijando la pendiente p o el rango Δz fijamos otro de los parámetros libres, por ejemplo, ρ_1. Podemos escoger libremente el parámetro restante ρ_2 sujeto a dos restricciones geométricas para impedir que las fibras se solapen,

$$r_T \leq \rho_1 - \Delta\rho_1 \quad (12a)$$

$$\rho_2 \geq \rho_1 + \Delta\rho_1 + \Delta\rho_2 \quad (12b)$$

3.2.- Ejemplo

En el caso en que las anchuras de los anillos sean iguales (correspondientes a fibras receptoras de igual radio), $\Delta\rho_1 = \Delta\rho_2$, las ecuaciones (6c) y (10) quedan como:

$$q = \frac{(\rho_2^2-\rho_1^2)}{2tan^2\theta_o}\ ;\ p = \frac{\rho_2}{\rho_1} \tag{13a}$$

$$\eta(z) = \frac{\rho_2}{\rho_1} e^{-\frac{(\rho_2^2-\rho_1^2)}{2z^2tan^2\theta_o}} \tag{13b}$$

Fijado por diseño el punto de trabajo $q = q(z_{WP})$ y el límite de la responsividad p para z grandes, podemos calcular ρ_1, ρ_2,en función de p, q. En efecto, despejando ρ_1, ρ_2 de las ecuaciones anteriores y teniendo en cuenta (9a),

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{2q}{p^2-1}}tan\theta_o \tag{14a}$$

$$\rho_2 = p\sqrt{\frac{2q}{p^2-1}}tan\theta_o \tag{14b}$$

$$\Delta\rho_1 = \Delta\rho_2 = Rp\sqrt{\frac{2q}{p^2-1}}tan\theta_o \tag{14c}$$

Si substituimos lo valores por algunos que son típicos en el ámbito de aplicación que nos ocupa, v.g., $z_{WP} = 5\ mm, R = 0{,}7\ mm$, $r_T = 0{,}125\ mm$ y para la pendiente $p = 2$.

$$\rho_1 = 297{,}36\ \mu m$$

$$\rho_2 = p\rho_1 = 2 \cdot 297 = 594{,}7\ \mu m$$

$$\Delta\rho_2 = \Delta\rho_1 = R - \rho_2 = 0{,}7 - 594{,}7$$

$$\Delta\rho_2 = \Delta\rho_1 = 105{,}3\ \mu m$$

Verifiquemos si el diseño cumple con las restricciones geométricas (12a) y (12b):

$$\rho_{2,min} = \rho_1 + 2\Delta\rho_1 = 297{,}36 + 2 \cdot 105{,}3$$

$$= 508\ \mu m < \rho_2 = 594{,}7\ \mu m$$

$$\rho_{1,min} = r_T + \Delta\rho_1 = 125 + 105{,}3$$

$$\rho_{1,min} = 230{,}3\ \mu m$$

Entonces,

$$\rho_{1,min} < \rho_1$$

Por lo tanto, el diseño es correcto. Finalmente, calculamos la responsividad para comprobar si se ciñe a las condiciones de partida:

$$\eta(z) = 2e^{-\frac{17{,}33}{z^2}} \tag{15}$$

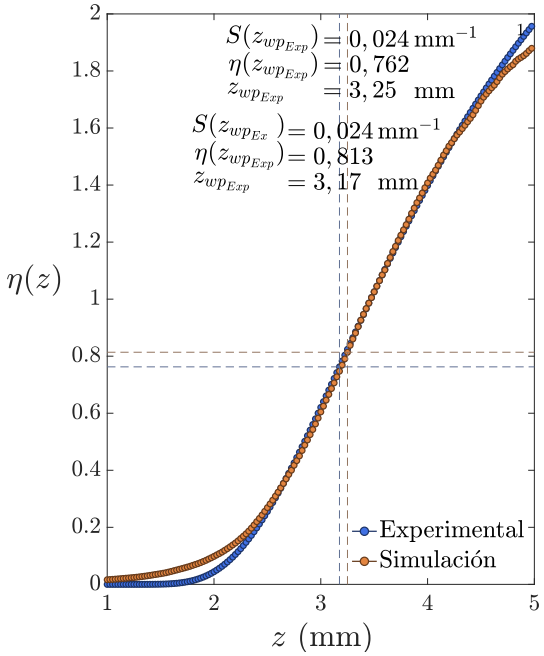


Fig. 3: Responsividad correspondiente al diseño del ejemplo 1, junto con los puntos experimentales de una agrupación fabricada con los mismos parámetros geométricos. Simulación en azul y puntos experimentales en rojo. Para la simulación $k = \frac{k_2}{k_1} = 3{,}3$.

La figura 3 muestra la responsividad del ejemplo junto a los puntos experimentales de una agrupación fabricada con la misma geometría [12]. Se puede observar que ambas curvas son prácticamente idénticas a pesar de la aproximación utilizada.

La ventaja fundamental del método desarrollado es que permite, por una parte, conocer la influencia de los diferentes parámetros en la responsividad y sensibilidad del sensor; y por otra, diseñar bajo demanda un sensor con especificaciones preestablecidas. Además, el método se puede ampliar fácilmente para estudiar otros diseños con más anillos de fibras u otras disposiciones geométricas.

4.- Conclusión

En este trabajo se ha presentado un método para el diseño de haces de fibra optimizados para un punto de trabajo, rango y sensibilidad. Se han deducido las ecuaciones de diseño y se ha presentado un ejemplo típico de diseño junto con los resultados experimentales. Los resultados preliminares muestran que el procedimiento desarrollado es a la vez potente y preciso.

Agradecimientos: Estos resultados son parte de las becas Nos. PID2021-122505OBC31, MIN/-AEI/10.13039/501100011033, y TED-20-21129959B-C21, por 'ERDF A way of making Europe' y por 'European Union Next GenerationEU/PRTR'. También, IT145222 and G.V./E.J.ELKARTEK 2023 mSmart and Ekohegaz II. El trabajo de Gorka Zubia Garea está financiado por una beca de doctorado del Gobierno Vasco.

Referencias

[1] G. BERKOVIC and E. SHAFIR,*"Optical methods for distance and displacement measurements"*, Advances in Optics and Photonics, Vol. 4, 441–471, 2012.

[2] D. H. A. MUNAP, N. BIDIN, S. ISLAM, M. ABDULLAH, F. M. MARSIN, M. YASIN, *"Fiber optic displacement sensor for industrial applications"*, IEEE Sensors, Vol. 15, No. 9, September 2015.

[3] GARCÍA, J. BELOKI, J. ZUBIA, G. ALDABALDETREKU, M. A. ILLARRAMENDI, F. JIMÉNEZ, *"An optical fiber bundle sensor for tip clearance and tip timing measurements in a turbine rig"*, Sensors, Vol. 13, No. 6, 7385–7398, 2013.

[4] I. GARCÍA, J. ZUBIA, A. BERGANZA, J. BELOKI, J. ARRUE, M. A. ILLARRAMENDI, J. MATEO, C. VAZQUEZ, *"Different configurations of a reflective intensity-modulated optical sensor to avoid modal noise in tip-clearance measurement"*, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 33, No. 12, 2663–2669, 2015.

[5] D. SASTIKUMAR, G. GOBI, AND B. RENGANATHAN, "Determination of the thickness of a transparent plate using a reflective fiber optic displacement sensor", Optics & Laser Technology, Vol. 42, 911–917, 2010.

[6] [1] A. SHIMAMOTO and K. TANAKA, "Optical fiber bundle displacement sensor using an ac-modulated light source with subnanometer resolution and low thermal drift", Applied Optics, Vol. 34, No. 25, 5854–5860, 1995.

[7] J. BRANDAO FARIA, O. POSTOLACHE, J. D. PEREIRA, and P. S. GIRAO, "Automatic characterization of a bifurcated optical fiber bundle displacement sensor taking into account reflector tilting perturbation effects", Micro. and Optical Tech. Letters, Vol. 26, No. 4, 242–247, 2000.

[8] J. A. BRANDAO FARIA, "Modeling the y-branched optical fiber bundle displacement sensor using a quasi-Gaussian beam approach", Micro. and Optical Tech. Letters, Vol. 25, No. 2, 2000.

[9] J. A. BRANDAO FARIA, *"A theoretical analysis of the bifurcated fiber bundle displacement sensor"*, Micro. and Optical Tech. Letters, Vol. 25, No. 2, 2000. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 47, 742–747, 1998.

[10] H. HUANG, U. TATA "Simulation, implementation, and analysis of an optical fiber bundle distance sensor with single mode illumination", Applied Optics, Vol. 47, No. 9, 1302–130920, 2008.

[11] B.E.A. SALEH, M.C. TEICH, *"Fundamentals of Photonics, Third Edition"* (Wiley Series in Pure and Applied Optics, 2019).

[12] I. GARCÍA, R. PRZYSOWA, J. AMOREBIETA, AND J. ZUBIA "*Tip-clearance measurement in the first stage of the compressor of an aircraft engine*", Sensors, Vol. 16, 1897, 2016.

Monitorización de la flecha en líneas de alta tensión mediante ΦOTDR con pulsos chirpeados

Sag monitoring in transmission lines using Chirped-Pulse Phase-Sensitive OTDR

Jorge CANUDO [(1)], Pascual SEVILLANO [(1)], Andrea IRANZO [(2)], Sacha KWIK [(3)], Javier PRECIADO-GARBAYO [(2)], Jesús SUBÍAS [(1)]

1. Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza, C/ Pedro Cerbuna, 12, 50009, Zaragoza.
2. Aragón Photonics Labs SLU, C/ del Prado, 5, 50009, Zaragoza.
3. Red Eléctrica de España SAU, Pº/ del Conde de los Gaitanes, 177, 28109, Madrid.

Persona de contacto: Jorge Canudo (jcanudo@unizar.es).

RESUMEN:

La capacidad de las líneas de alta tensión aéreas está determinada por las propiedades físicas de la línea, y se limita en base a los escenarios climáticos más desfavorables. Exceder este límite puede provocar un aumento excesivo de la flecha del conductor, comprometiendo la seguridad al aumentar el riesgo de descarga. Para reducir los riesgos y mejorar la eficiencia, es posible monitorizar la flecha en tiempo real mediante sensado acústico distribuido basado en reflectometría óptica en el dominio del tiempo sensible a fase con pulso chirpeado (CP-ΦOTDR), que permite medir las vibraciones inducidas en el conductor valiéndose de la fibra óptica ya instalada en su interior. El análisis frecuencial de la deformación axial (strain) medido mediante esta técnica permite identificar múltiples componentes frecuenciales directamente relacionadas con el estado mecánico del cable. Identificando y siguiendo la frecuencia fundamental de vibración, es posible obtener el valor de la flecha en tiempo real para cada vano a lo largo de la línea haciendo uso de un único equipo interrogador.

Palabras clave: sensado acústico distribuido, monitorización de líneas de alta tensión, ΦOTDR, dispersión Rayleigh, medida de flecha

ABSTRACT:

Capacity of overhead transmission lines is determined by the physical properties of the line, usually estimated based on worst-case weather scenarios. Exceeding the capacity limit can cause an excessive sag increment, bringing the conductor too close to the ground and creating a safety risk. Real-time monitoring of the sag enables dynamic capacity configuration, thereby reducing safety risks and improving the efficiency of the transmission line. Distributed acoustic sensing based on Chirped-Pulse Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry (CP-ΦOTDR) can be used to measure vibrations induced by wind on the cable, taking advantage of the optical fiber already deployed in the power line. By analyzing the recovered strain in the frequency domain, frequency components related to the cable's current mechanical state are revealed. By identifying the fundamental frequency, it becomes possible to obtain the value of sag for each span of the line and following it along time allows for sag monitoring using just one single-end interrogator.

Key words: distributed acoustic sensing, overhead line monitoring, ΦOTDR, Rayleigh scattering, sag measurement.

1.- Introducción

Con la creciente demanda y el aumento de las fuentes de energía, las redes de transporte eléctrico tradicionales han sufrido una transformación hacia los denominados sistemas de redes inteligentes. La capacidad de transmisión de corriente en estas líneas depende directamente de la flecha [1]. La flecha se define como la distancia vertical entre el punto medio del conductor tenso y la línea directa entre los aislantes situados en sus dos puntos de apoyo. La implementación de la flecha en las líneas de alta tensión aéreas requiere de un control riguroso de su valor, ya que un incremento excesivo de flecha puede acercar el conductor al suelo, permitiendo que se produzca una descarga a tierra si algún objeto con suficiente altura pasa por debajo de la línea de alta tensión. Una monitorización precisa de la flecha permitiría el ajuste dinámico de la capacidad de la línea en base a las condiciones de operación actuales sin comprometer la seguridad [2].

Las técnicas actuales para la estimación de la flecha se basan en la correlación de este parámetro con propiedades físicas de la línea, que pueden ser medidas directamente con diversos sensores. La medida de la tensión del conductor o la observación directa con cámaras y GPS son soluciones alternativas al problema de control de la flecha. Las vibraciones en el cable con-ductor contienen información sobre la longitud de este, que está directamente relacionada con su flecha [3]. De hecho, frecuencias de vibración más bajas se corresponden con valores de flecha mayores. Todos los métodos de medida de flecha actuales requieren, al menos, de un dispositivo de medida por cada vano, lo que los convierte en soluciones caras y con numerosos puntos de posible fallo, suponiendo un coste elevado añadido de mantenimiento.

En este trabajo se propone un sistema de medida distribuida, que reduce el número de equipos de medida a un dispositivo cada 40 km. Para conseguir esto, un Sensor Acústico Distribuido (DAS) es empleado para medir la deformación axial (strain) en la fibra, registrando sus variaciones a lo largo del tiempo. Esta información temporal se transforma al dominio de frecuencias, permitiendo recuperar información sobre las vibraciones inducidas por el viento en el conductor. De acuerdo con [4], estas vibraciones pueden variar en función de la velocidad del viento y el diámetro del conductor, pero existen otros modos de vibración que resuenan con la frecuencia fundamental del vano y sus armónicos, lo que da como resultado la existencia de ciertas frecuencias bajas con mayor amplitud de vibración. Puesto que estas frecuencias están determinadas por la longitud del conductor, están directamente relacionadas con la flecha de este. Detectando estas frecuencias y siguiendo sus cambios a lo largo del tiempo, es posible desarrollar una técnica que permita la monitorización de la flecha del conductor en tiempo real.

2.- Principio de medida

La Reflectometría Óptica en Dominio Temporal (OTDR) ofrece numerosas ventajas para la monitorización de grandes infraestructuras frente a las alternativas electrónicas. Cuando se emplea un pulso láser altamente coherente como fuente de luz, la interferencia de la luz retrodispersada Rayleigh en los puntos de dispersión de la zona de la fibra iluminada por el pulso presenta un perfil irregular en intensidad. Pequeñas perturbaciones sobre la fibra generan cambios de índice de refracción locales, que derivan en variaciones de amplitud en la señal registrada. Esta técnica, que se conoce normalmente como OTDR sensible a la fase (ΦOTDR), permite localizar perturbaciones externas cercanas a la fibra analizando las variaciones de intensidad de las trazas retrodispersadas entre pulsos, pero presenta una alta no linealidad entre el estímulo y el cambio de intensidad entre trazas. Una de las alternativas empleadas para recuperar de manera fiable la amplitud de la perturbación externa es la reflectometría óptica en el dominio del tiempo sensible a fase con pulso chirpeado (CP-ΦOTDR). Realizando una variación lineal de la frecuencia de emisión de la fuente durante la generación del pulso, el sistema es capaz de obtener las variaciones de strain derivadas de la variación del índice de refracción. Esta

técnica está basada en la estimación del retraso temporal local Δt en la traza generado por el cambio de frecuencia Δν inducido por la perturbación [5]. Este Δt puede relacionarse con las perturbaciones del strain gracias a su relación con el índice de refracción [6]. La Ecuación (1) muestra como las variaciones de strain, Δε, se obtienen de las variaciones temporales loca-les de la traza, Δt [s] [7].

$$-\left(\frac{1}{\nu_0}\right)\left(\frac{\delta\nu}{\tau_p}\right)\Delta t = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \approx -0.78\Delta\varepsilon \qquad (1)$$

Donde ν_0 [Hz] representa la frecuencia central del pulso, τ_p [s] es la anchura temporal del pulso, $\delta\nu$ [Hz] representa el contenido espectral del pulso linealmente chirpeado y $\Delta\nu$ [Hz] es el cambio de frecuencia del láser que compensa las variaciones de strain [6].

3.- Datos y medidas

Las medidas fueron tomadas en la línea de alta tensión María-Fuendetodos (Fig. 1), situada en el noreste de España y operada por Red Eléctrica de España. La línea, de 31.8 km de longitud y 85 vanos, está compuesta por dos líneas de doble circuito de 220 kV con cables de tierra que contienen fibras ópticas en su núcleo (OPGW). Para este estudio se ha empleado una de las fibras oscuras en el circuito oeste.



Fig. 1: Localización de la instalación experimental. La línea roja muestra la instalación de la línea de alta tensión.

El equipo interrogador fue facilitado e instalado por Aragón Photonics Labs en la subestación localizada en la terminación norte del circuito, en el municipio de María de Huerva. Un tramo inicial de fibra aislada de 1.2 km se situó al comienzo de la línea justo antes de la conexión con el OPGW como sistema de referencia. La frecuencia de muestreo del interrogador se configuró a 250 Hz y la resolución espacial a 10 m. Las medidas tuvieron lugar en junio de 2021.

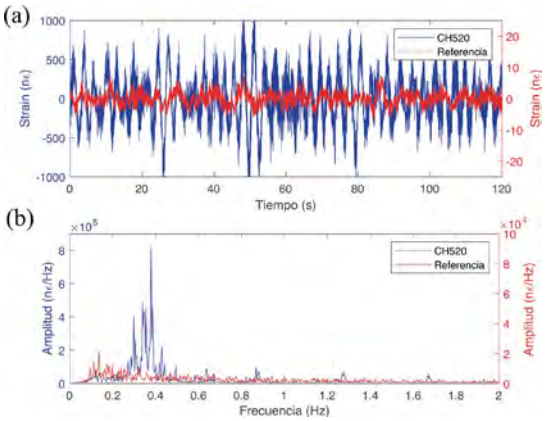


Fig. 2: Datos de 5 minutos del canal 520 (azul) y la fibra inicial utilizada como referencia (rojo). (a) Strain. (b) Espectro frecuencial.

La Fig. 2a muestra el strain de 5 minutos de medida (12:00H, GMT+2) del canal 520 (azul) y del punto central del tramo inicial de fibra que se usa como referencia al estar aislado (rojo). El canal 520 se encuentra en el punto central de un vano de 331 m de longitud con orientación transversal noreste, a unos 5 km del equipo interrogador. Previo al análisis se ha aplicado un filtro de 10 s a los datos de strain obtenidos del interrogador para eliminar el ruido de frecuencias bajas proveniente de los altos tiempos de integración [8]. El espectro de los datos de strain en ambas localizaciones se muestra en la Fig. 2b.

4.- Estimación de la flecha a partir de la medida de vibraciones

La flecha de un cable suspendido puede ser determinada directamente a partir de sus vibraciones. Puesto que las torres de apoyo se consideran suficientemente rígidas, el cable de alta tensión puede ser modelizado como un cable oscilando libremente con sus dos extremos fijos. Con este modelo, cada vano de la línea presenta una frecuencia fundamental que únicamente depende de la longitud del vano y la tensión, de acuerdo la Ecuación (2) [9].

$$f_0 = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{H}{m_c}} \quad (2)$$

Donde L [m] representa la longitud del conductor, H [N] es la tensión del conductor, m_c [kg/m] la masa por unidad de longitud del conductor y f_0 [Hz] la frecuencia fundamental del modo de vibración. La Ecuación (3) establece una relación directa entre la flecha del vano y la frecuencia fundamental, teniendo en cuenta la dependencia de esta con la longitud del vano, la masa del cable y su tensión.

$$S = \frac{g}{32}\frac{1}{f_0^2} \quad (3)$$

Donde S [m] corresponde con la flecha y g [m/s^2] es la constante gravitatoria, de valor 9.81 [m/s^2]. Por lo tanto, la flecha puede ser determinada directamente conociendo la frecuencia fundamental, y no se ve influenciada por condiciones externas. Monitorizando la frecuencia fundamental, el valor instantáneo de flecha puede ser obtenido para cada vano y puesto que se deriva de las frecuencias detectadas y no de la amplitud de la señal, no requiere de calibración en amplitudes.

Las variaciones de longitud del cable en este caso son principalmente debidas a las variaciones de temperatura ambiente y el intercambio con el viento, ya que no existe efecto Joule en el OPGW al no existir conducción de corriente. Conforme aumenta la temperatura del conductor y se produce la elongación de este, el valor de flecha aumenta y, de acuerdo con la Ecuación (3), la frecuencia fundamental de cada vano decrece. Para un vano de 400 m de longitud, los valores típicos de flecha rondan los 10 m, lo que supone una frecuencia fundamental de en torno a 0.17 Hz.

Teniendo en cuenta las distintas longitudes de los vanos de la línea analizada, los valores esperados de flecha oscilan entre 5 y 13 metros, con variaciones de flecha por efectos térmicos menores de 0.54 m. Esta variación se corresponde con frecuencias de entre 0.15 y 0.25 Hz, con variaciones del orden de 0.01 Hz. Para detectar estos cambios frecuenciales, se debe emplear un tiempo de integración adecuado que permita el equilibrio entre la alta resolución necesaria y la presencia de eventos ruidosos. Un cambio de 0.5 m de la flecha de un vano de 400 m de longitud durante el tiempo monitorizado supone una variación frecuencial de 0.1 Hz. Para poder observar estas variaciones frecuenciales se ha empleado un tiempo de integración de 5 minutos, lo que implica una resolución de 1/300 Hz.

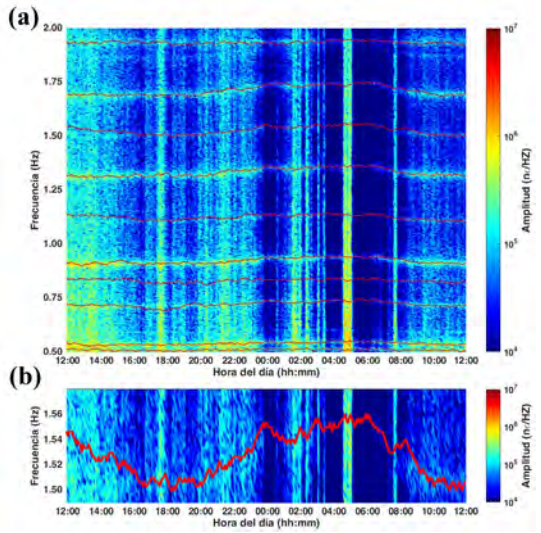


Fig. 3: (a) Líneas de frecuencia detectadas por el algoritmo en el espectrograma de 24 horas del canal 1630. (b) Variación de frecuencia en 24 horas de uno de los armónicos.

Monitorizando un punto fijo de la fibra a lo largo del tiempo y calculando su espectrograma, es posible observar la frecuencia fundamental y sus armónicos como frecuencias destacadas con mayores amplitudes de strain mantenidas en el tiempo. La Fig. 3 muestra el espectrograma del canal 1630 durante un periodo de 24 horas, con un tiempo de integración de 5 minutos. En el rango frecuencial de 0.5-2 Hz, se observa una clara evolución de las frecuencias a lo largo del tiempo, que presenta pequeñas variaciones. Estas variaciones se han destacado superponiendo una traza roja en la figura.

Las frecuencias de los diferentes armónicos presentan un comportamiento periódico de 24 horas. La Fig. 4 muestra la evolución de la frecuencia de dos de los armónicos junto con un ajuste polinómico y la evolución de la temperatura a lo largo de las 24 horas del periodo de medida. Se puede observar como las frecuencias alcanzan su valor máximo en torno a las 05:00H y su valor mínimo a las

18:00H, tiempos que se corresponden con los mínimos y máximos de la temperatura ambiente, registrados en la estación meteorológica de Valmadrid, situada a 12 km de la línea de alta tensión y gestionada por la Agencia Estatal de Meteorología (AEMET). Conforme aumenta la flecha linealmente con la temperatura, y de acuerdo con la Ecuación (3), es de esperar la observada relación inversa entre frecuencia y temperatura.

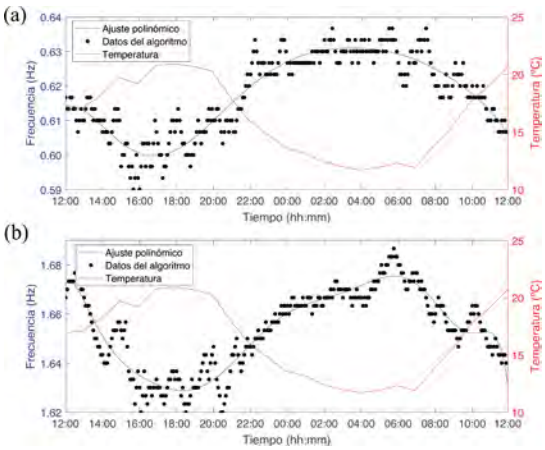


Fig. 4: Evolución de las líneas de frecuencia comparadas con la temperatura para el canal 1630. (a) Línea de 1.16 Hz. (b) Línea de 1.51 Hz.

5.- Resultados y discusión

Como se ha mencionado en la sección anterior, las variaciones de frecuencia de los distintos armónicos fluctúan con una periodicidad comparable a la de los cambios de temperatura a lo largo del día, lo cual es consistente con la variación de flecha anticipada debido a la expansión o contracción térmica [10]. Sin embargo, la Ecuación (3) permite un cálculo cuantitativo de la flecha una vez se determina la frecuencia fundamental del vano. Para el canal 1630, teniendo en cuenta los distintos armónicos se ha calculado que la frecuencia fundamental corresponde a 0.169 Hz. Haciendo uso de ésta valor junto con la Ecuación (3), es posible obtener el valor nominal de la flecha y monitorizarlo durante el periodo de medida de 24 horas. La Fig. 5 muestra la evolución de la flecha para el canal 1630 y la evolución de la temperatura para el tiempo monitorizado.

Para validar el valor obtenido de flecha, se han realizado medidas de campo haciendo uso de un telémetro láser para medir la distancia del punto más bajo del OPGW al suelo. Debido a limitaciones de acceso al terreno, la posición de las medidas de campo se corresponde con el canal 212, que está situado en el centro de un vano de 343 m de longitud y que se encuentra a 2258 m del interrogador. Esta medida se ha realizado en el mismo punto para dos horas distintas, con una diferencia de temperatura entre ambas suficientemente notable.

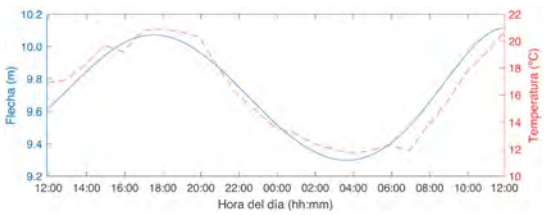


Fig. 5: Evolución de la flecha del canal 1630 obtenida con el HDAS a lo largo de las 24 horas del periodo de medida.

La diferencia entre estas dos medidas de campo se corresponde con la variación de flecha en ese punto. Al mismo tiempo, la diferencia de flecha se ha estimado haciendo uso de los valores obtenidos con CP-ΦOTDR para el mismo punto. Los datos de dichas medidas se muestran en la Tabla 1. Se puede observar cómo los valores obtenidos con el método de monitorización de frecuencias con el CP-ΦOTDR presentan gran concordancia con las medidas de campo.

	Distancia al suelo [m] (Telémetro)	Flecha [m] (CP-ΦOTDR)
Medida 07:30H	34.65	7.23
Medida 15:00H	33.96	7.84
Diferencia	0.69	0.61

Tabla 1: Diferencia de flecha para las medidas de HDAS y telémetro.

6.- Conclusión

En este trabajo se ha monitorizado una fibra óptica de 31.8 km de longitud haciendo uso de un equipo CP-ΦOTDR para estudiar el strain inducido por vibraciones en la fibra. Los espectrogramas del strain registrado a lo largo de la fibra han sido obtenidos y se han observado múltiples máximos locales en las frecuencias estudiadas. Estos picos se corres-

ponden con los fenómenos vibratorios que tienen lugar en el cable. Aquellas frecuencias que se corresponden con armónicos del modo fundamental exhiben una variación periódica a lo largo de 24 horas que está correlacionada con los cambios de temperatura ambiente. Estos picos se relacionan con la flecha para cada vano y la variación de frecuencia de los picos está directamente relacionada con la elongación o contracción del cable por dilatación térmica. Una identificación cuidadosa de los armónicos y un análisis detallado de estas frecuencias permite la identificación de la frecuencia fundamental. Este valor puede usarse para calcular el valor nominal de la flecha. Siguiendo dicha frecuencia fundamental a lo largo del día, es posible monitorizar la flecha para cada vano a lo largo de toda la línea de alta tensión. Para validar los resultados obtenidos, se han realizado medidas de campo que han mostrado una gran concordancia con los resultados obtenidos con la estimación de la frecuencia fundamental a través del análisis del strain.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por Red Eléctrica de España SAU y Aragón Photonics Labs SLU bajo el proyecto MISTRAL; y por el Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) bajo la subvención DI-17-09169. Ha sido también financiado por el Gobierno de Aragón (Grupo de Referencia T20_20R). Los autores quieren agradecer a la Agencia Estatal de Meteorología (AEMET) por la cesión de la información climatológica.

Referencias

[1] Arsalan H. KHAWAJA, Qi HUANG, Jian LI, Zhenyuan ZHANG, *"Estimation of Current and Sag in Overhead Transmission Lines With Optimized Magnetic Field Sensor Array Placement",* IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 53, No. 5, pp. 1-10, 2017.

[2] Zhe-Wen DING, Xu-Ping ZHANG, Ning-Mu ZOU, Fei XIONG, Jin-Yu SONG, Xing FANG, Feng WANG, Yi-Xin ZHANG, *"Phi-OTDR Based On-Line Monitoring of Overhead Power Transmission Line",* Journal of Ligthwave Technology, Vol. 39, No. 15, pp. 5163-5169, 2021.

[3] Tlotlollo S. HLALELE, Shengzhi DU, *"Real time monitoring of high voltage transmission line conductor sag: The state-of-art"*, International Journal of Engineering and Advanced Technology (IJEAT), Vol. 3, No. 1, pp. 297-302, 2013.

[4] Bertrand GODARD, Suzanne GUERARD, Jean-Louis LILIEN, *"Original Real-Time Observations of Aeolian Vibrations on Power-Line Conductors"*, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 26, No. 4, pp. 2111-2117, 2011.

[5] Juan PASTOR-GRAELLS, Hugo F. MARTINS, Andrés GARCIA-RUIZ, Sonia MARTIN-LOPEZ, Miguel GONZALEZ-HERRAEZ, *"Single-shot distributed temperature and strain tracking using direct detection phase-sensitive OTDR with chirped pulses"*, Optics Express, Vol. 24, No. 12, pp. 13121-13133, 2016.

[6] Yahei KOYAMADA, Mutsumi IMAHAMA, Kenya KUBOTA, Kazuo HOGARI, *"Fiber-Optic Distributed Strain and Temperature Sensing With Very High Measurand Resolution Over Long Range Using Coherent OTDR Technology"*, Sensors, Vol. 19, No. 20, pp. 4368, 2019.

[7] María R. FERNANDEZ-RUIZ, Luis COSTA, Hugo F. MARTINS, *"Distributed Acoustic Sensing Using Chirped-Pulse Phase-Sensitive OTDR Technology"*, Sensors, Vol. 19, No. 20, pp 4368, 2019.

[8] Yonas MUANENDA, Claudio J. OTON, Fabrizio DI PASQUALE, *"Application of Raman and Brillouin Scattering Phenomena in Distributed Optical Fiber Sensing"*, Frontiers in Physics, Vol. 7, 2019.

[9] E. CLOET, J.L. LILIEN, *"Uprating Transmission Lines through the use of an innovative real-time monitoring system"*, en Proceedings de 2011 IEEE PES 12th International Conference on Transmission and Distribution Construction, Operation and Live-Line Maintenance (ESMO), pp. 1-6, 2011.

[10] I. ALBIZU, A.J. MAZÓN, V. VALVERDE, G. BUIGUES, "*Aspects to take into account in the application of mechanical calculation to high-temperature low-sag conductors*", IET Generation, Transmission & Distribution, Vol. 4, No. 5, pp. 631-640, 2010.

Pirheliómetro basado en fibra óptica y fotodiodo semiconductor

Optical Fiber and Photodiode-based Pyrheliometer

Roberto RODRÍGUEZ-GARRIDO [(1)], Alejandro CARBALLAR [(2)], Jonathan VERA [(3)]

1. Capgemini Engineering, C/ Campezo, 1, 28022 (Spain); roberto.rodriguez-garrido@capgemini.com
2. Departamento de Ingeniería Electrónica – E.T.S. de Ingeniería – Universidad de Sevilla; C/ Camino de los Descubrimientos, s/n, Sevilla, 41092 (Spain); carballar@us.es
3. Departamento de Tecnologías y Almacenamiento de Energía Solar. Centro Nacional de Energías Renovables (CENER); C/ Isaac Newton, 4, Pabellón de Italia, 5ª planta SO, 41092, Sevilla (Spain); jvera@cener.com

Persona de contacto: Alejandro CARBALLAR (carballar@us.es).

RESUMEN:

Se ha diseñado, construido y testado un nuevo pirheliómetro para la medida de la irradiancia solar normal directa (DNI). El sistema de medida está compuesto por un aparato y un algoritmo de calibración, utilizando la fibra óptica como colector del haz de luz y un fotodiodo semiconductor como sensor de la potencia óptica. Este sistema se encuadra en el sector de Instrumentación, Ensayo y Medida, concretamente para aplicaciones de Metrología y Energía Solar Térmica y Fotovoltaica, estando dirigido a medidas de DNI. Destaca por su rápida respuesta, gran versatilidad, y flexibilidad con el que elegir el cono de aceptación de recogida de radiación solar. Aporta un amplio rango dinámico al trabajar con diferentes tamaños de núcleo de fibra óptica, gran sensibilidad mediante el uso de fotodiodo semiconductor, estructura simple y bajo coste.

Palabras clave: Pirheliómetro, irradiancia solar, fibra óptica, fotodiodo, irradiancia espectral, cono de aceptación.

ABSTRACT:

A new pyrheliometer has been designed, constructed and tested based on an optical fiber and a silicon photodiode to measure direct normal irradiance (DNI). This measurement system is composed of a device and calibration algorithm that uses an optical fiber as light beam collector and a semiconductor photodiode as optical power sensor element. This system conforms to Instrumentation, Test and Measurement sector, specifically for applications of Metrology and Solar Thermal Energy and Photovoltaic, being managed to DNI measurements. Its principal characteristics are: very fast response, huge versatility and flexibility to choose the acceptance cone to collect solar radiation, better dynamic range to work with different optical fiber core sizes, better sensibility by means of using semiconductor photodiode, low complex structure and low cost.

Key words: Pyrheliometer, solar irradiance, optical fiber, spectral irradiance, acceptance cone.

1.- Introducción

La energía solar es un recurso energético renovable, limpio e inagotable en todo el mundo. El uso de la energía solar se está viendo favorecida por la legislación vigente. La Directiva 2010/31/UE [1] establece la implantación de Edificios de Consumo de Energía Casi Nulo (NZEB), modificada por la Directiva 2018/844/UE [2]. La medición de la irradiancia solar proporciona conocimiento para tomar decisiones importantes sobre el futuro rendimiento energético, la eficiencia y el mantenimiento, factores cruciales para las inversiones. Los datos de radiación solar son útiles para multitud de aplicaciones como: la agricultura, en el proceso de fotosíntesis; el balance energético, dentro del cambio climático y la oceanografía; la salud, con los efectos de los rayos UV en la piel; y, las energías renovables para la sostenibilidad [3].

La medida de la potencia solar por unidad de superficie (W/m^2) se denomina irradiancia. La irradiancia espectral presenta un rango que va de los 280 nm a los 3000 nm, aunque la sección principal del espectro se sitúa entre 350 nm y 1300 nm. La irradiancia espectral cambia con el tiempo y la ubicación, y procede de distintas partes del cielo. La irradiancia puede descomponerse en dos: directa (denominada irradiancia directa normal (DNI)) y difusa (denominada irradiancia difusa horizontal (DHI)). La suma de DNI y DHI se denomina GHI (Global Horizontal Irradiance). Los aparatos que miden la radiación solar se denominan radiómetros. Existen diferentes tipos de radiómetros según el tipo de irradiancia que miden, es decir, pirheliómetros y piranómetros [4]. Los pirheliómetros se utilizan para medir la DNI, mientras que los piranómetros se utilizan principalmente para medir la GHI y la DHI [5,6].

La clave de estos aparatos reside en el elemento sensor. Los pirheliómetros y piranómetros suelen utilizar un sensor pasivo termoeléctrico o fotoeléctrico para convertir la irradiancia solar (W/m^2) en una señal eléctrica proporcional (microvoltios [μV] CC). Los sensores termoeléctricos tienen un revestimiento ópticamente negro que permite una respuesta espectral amplia y uniforme a todas las longitudes de onda de la radiación solar desde aproximadamente 300-3000 nm. El sensor termoeléctrico más común utilizado en los radiómetros es la termopila. A diferencia de las termopilas, los sensores fotoeléctricos comunes responden generalmente solo a las regiones espectrales visible e infrarroja cercana de aproximadamente 350-1100 nm. Existen piranómetros con sensores fotoeléctricos que se denominan piranómetros de silicio (Si) o directamente, pero no es habitual el uso de fotodiodos en la construcción de pirheliómetros. La utilización de detectores semiconductores presenta un gran problema ya que se ven afectados por los cambios de temperatura [7], por lo que, muchos dispositivos utilizan fotodiodos en piranómetros con sistema de estabilización de temperatura para medir la GHI [8,9,10]. En [11], los autores utilizan una fibra óptica con un difusor para llevar la luz solar al fotodiodo y medir la GHI.

En este trabajo se describe un sistema de medida para la irradiancia solar preciso, fácil de conectar, inmune al ruido y de bajo coste, denominado pirheliómetro basado en fibra óptica y fotodiodo semiconductor con el objetivo de obtener medidas de la DNI en tiempo real.

Las dos secciones siguientes describen el aparato de medida y el proceso de calibración. En la Sección 4 se describe el montaje experimental, las fibras ópticas que se han utilizado, se exponen los

resultados de las medidas, y se discuten las diferencias entre las medidas de un pirheliómetro comercial térmico y el propuesto basado en fibra óptica y fotodiodo semiconductor. En la Sección 5 se presentan las conclusiones de este trabajo.

2.- Principio de operación y aparato de medida

Un haz de luz solar está completamente caracterizado por la irradiancia espectral $E(\lambda)$. Ésta cambia en función del tiempo (estación, mes, día y hora) y la ubicación geográfica del punto de medida. La irradiancia es la integral de la irradiancia espectral en todo el rango de medida.

La idea principal del presente trabajo para la medida de la irradiancia DNI reside en la relación existente entre la potencia óptica incidente en el área del núcleo de una fibra óptica y la superficie del área de dicho núcleo. La Fig. 1 muestra el esquema de bloques junto con el principio de operación para el pirheliómetro propuesto.

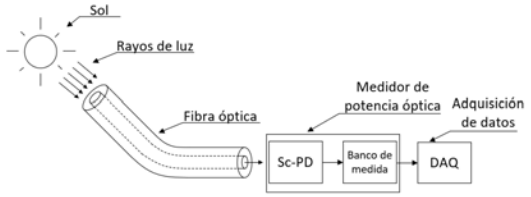


Fig. 1: Esquema de bloques del aparato de medida propuesto como pirheliómetro.

El aparato de medida se compone de fibra óptica (FO), detector fotodiodo semiconductor (SC-PD), medidor de potencia óptica (OPM) y sistema de adquisición de datos (DAQ). La fibra óptica (Fig. 2) se caracteriza por sus dimensiones 2a/2b (diámetros de núcleo y cubierta, respectivamente), índices de refracción del núcleo y cubierta, n_1 y n_2, respectivamente; coeficiente de atenuación por unidad de longitud $\alpha(\lambda)$, y longitud L de fibra óptica. Estos parámetros delimitan: uno, el cono de aceptancia del haz solar que entra en la FO debido a su apertura numérica, definida como $NA = sen(\theta_a) = \sqrt{{n_1}^2 - {n_2}^2}$, siendo θ_a el ángulo de aceptancia; dos, el área del núcleo de la fibra óptica $A_{core} = \pi \cdot a^2$, donde el haz solar se acopla dentro de la fibra óptica; y tres, las pérdidas por atenuación debido a que la luz solar se propaga a lo largo del recorrido de la fibra óptica hasta llegar al OPM.

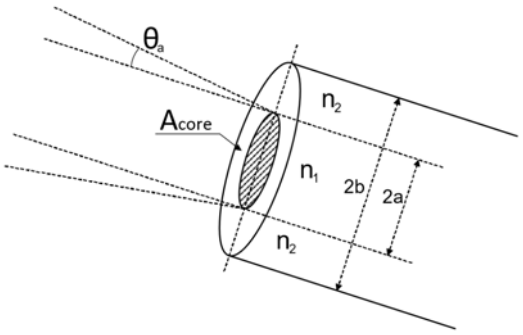


Fig. 2: Esquema del extremo de la fibra expuesto al haz de luz solar.

La fibra óptica recoge el haz de luz solar que se encuentra dentro del cono de aceptancia de la fibra óptica y lo hace pasar, a través de una distancia L (sufriendo pérdidas de atenuación por unidad de longitud caracterizadas por $\alpha(\lambda)$), hasta el extremo final de la fibra óptica que está conectado al detector fotodiodo de semiconductor. El lugar del fotodiodo está alejado del punto de medida con el objetivo de evitar cambios de temperatura en el fotodiodo detector. El objetivo del fotodiodo es suministrar una corriente eléctrica proporcional a la radiación óptica recogida. Por lo tanto, esta corriente pasa al Medidor de Potencia Óptica que es capaz de transformar la corriente eléctrica de retorno en un valor de potencia óptica. El OPM proporciona a su salida una medida de potencia óptica en función del valor de la responsividad seleccionada a la longitud de onda λ_i. En consecuencia, la medida de la potencia óptica entregada por el OPM viene dada:

$$P_{0,\lambda_i} = \frac{1}{R(\lambda_i)} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot L} \cdot R(\lambda) \cdot d\lambda \quad (1)$$

donde:

λ_{min} es la longitud de onda fotosensible mínima del fotodiodo; y,

λ_{max} es la longitud de onda fotosensible máxima del fotodiodo.

Por último, el sistema de medida dispone de un módulo de adquisición de datos DAQ con el objetivo de capturar y almacenar medidas a lo largo del tiempo con una determinada frecuencia de muestreo. Una vez almacenados los datos, se procesan para aplicar el algoritmo de calibración que se detalla en el siguiente apartado.

3.- Procedimiento de calibración y medida

Una vez obtenidos los datos brutos de potencia óptica y capturados por el DAQ, se procesa dicha información mediante la aplicación de un algoritmo de calibración tal y como se describe a continuación:

0. Datos de partida. Son los datos de partida dados por las mediciones de potencia óptica obtenidas por el OPM, es decir, P_{0,λ_i}.

1. Obtención de la irradiancia solar bruta, Φ_{raw,λ_i}. Una primera aproximación de la Irradiancia Solar en el punto de medida, denominada Irradiancia Solar Bruta (o Flujo Solar Bruto), siendo A_{core} el área del núcleo de la fibra será:

$$\Phi_{raw,\lambda_i} = \frac{P_{0,\lambda_i}}{A_{core}} \quad (2)$$

2. Cálculo del factor de corrección, $FC_{\lambda i}$. Un factor de corrección para compensar el valor bruto de la irradiancia solar es necesario ya que: la respuesta del fotodiodo no cubre toda la gama espectral de la radiación solar; la forma espectral de la radiación solar presenta variaciones dentro de la gama espectral total del fotodiodo; y, la radiación óptica sufre pérdidas cuando se propaga a través de la fibra óptica desde el punto de medida hasta la entrada del fotodiodo. El factor de corrección para calibrar las medidas de irradiancia óptica se obtiene como:

$$FC_{\lambda_i} = \Re(\lambda_i)\cdot A_{core} \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E(\lambda)\cdot d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E(\lambda)\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot L}\cdot \Re(\lambda)\cdot d\lambda} \quad (3)$$

donde $E(\lambda)$ es el patrón de irradiancia espectral del haz solar, $\mathcal{R}(\lambda)$ es la responsividad del fotodiodo semiconductor, λ_i es la longitud de onda seleccionada en el OPM para convertir la corriente eléctrica en potencia óptica, $\alpha(\lambda)$ es el coeficiente de atenuación por unidad de longitud de la fibra óptica, y L es la longitud de la fibra óptica.

3. Medida de la irradiancia solar, $\Phi_{measurement}$. El valor de irradiancia solar se obtiene finalmente como:

$$\Phi_{measurement} = \Phi_{raw,\lambda_i} \cdot FC_{\lambda_i} \quad (4)$$

Este algoritmo de calibración puede implementarse inmediatamente en un microprocesador para obtener mediciones en tiempo real, o bien mediante un software informático específico.

4.- Montaje experimental y resultados

Las pruebas de concepto se han realizado mediante un montaje experimental en los laboratorios de la Universidad de Sevilla. Se han utilizado dos modelos de fibras ópticas como elemento captador en función de su tamaño de núcleo: fibra multimodo 50/125 0,22NA (THORLABS FG050LGA), y fibra multimodo 200/225 0,50NA (THORLABS FP200URT). El extremo de la fibra óptica, que está expuesto a la radiación solar, se ubica en un seguidor solar KIPP & ZONEN SOLYS Gear Drive junto con el pirheliómetro comercial ZIPP & ZONEN CHP1, tal y como se muestra en la Fig. 3.



Fig. 3: Montaje del seguidor solar, un piheliómetro comercial y el pirheliómetro propuesto basado en fibra óptica y fotodiodo.

El otro extremo de la fibra óptica se conecta a un fotodiodo de silicio (THORLABS S140C), que a su vez está conectado con el OPM (THORLABS PM320E). Para la adquisición de datos, se usa el modelo KEYSIGHT 34980A junto con su módulo KEYSIGHT 34939A.

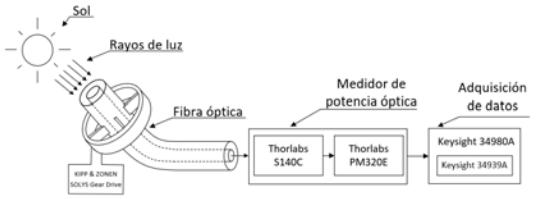


Fig. 4: Montaje experimental del pirheliómetro

En las Fig. 5 y 6 se muestran las medidas obtenidas con cada uno de los modelos de fibra óptica. Además, se muestra la responsividad elegida en el OPM en cada uno de los casos.

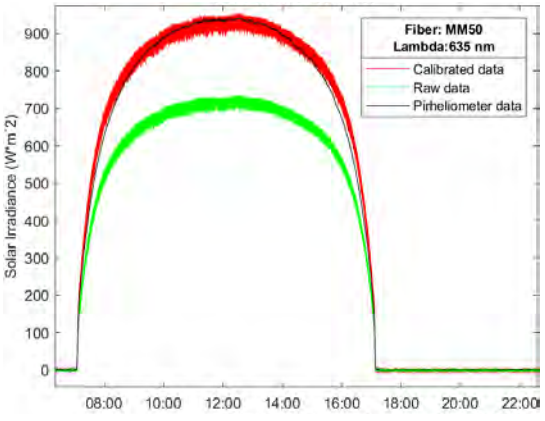


Fig. 5: Medidas obtenidas por el pirheliómetro propuesto con la fibra óptica multimodo 50/125.

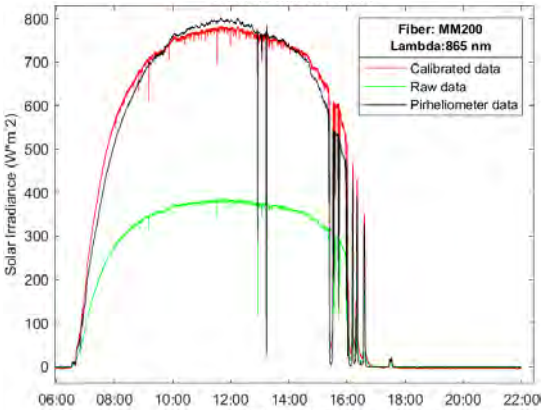


Fig. 6: Medidas obtenidas por el pirheliómetro propuesto con la fibra óptica multimodo 200/225.

Los resultados expuestos recogen medidas de DNI de diferentes días en los que se observan cambios en la climatología. En estos resultados se pueden observar diferentes efectos como la alta sensibilidad del fotodiodo, el rizado de las medidas en función del diámetro del núcleo y la influencia de las variaciones en la irradiancia espectral.

De los resultados obtenidos con los dos tipos de fibra óptica, la fibra multimodo 50/125 aporta las medidas más cercanas a los datos de referencia del pirheliómetro comercial. En la fig. 5 se pueden observar los datos brutos (curva verde) por debajo de las medidas de referencia (curva negra). Sin embargo, al aplicar el factor de corrección a los datos de irradiancia bruta, éstos son ajustados a los valores de DNI entregados por el pirheliómetro comercial.

Otro efecto para analizar es el relativo a las variaciones en la irradiancia espectral a lo largo del día. El factor de calibración utiliza una irradiancia espectral constante, $E(\lambda)$, (utilizándose la irradiancia espectral del mediodía con cielo despejado). Sin embargo, este espectro suele cambiar a lo largo del día, siendo las variaciones más acusadas en la salida y puesta del sol. Estos cambios se producen porque la luz solar ha de atravesar diferentes masas de

aire. Como se observa en la Fig. 6, los datos calibrados (curva roja) tienen aproximadamente los mismos valores que los datos del pirheliómetro (curva negra), excepto en los momentos de la salida y la puesta del sol. Por ello, una mejora del pirheliómetro propuesto debería utilizar más de una irradiancia espectral en función del periodo del día.

En función de las medidas obtenidas, se puede afirmar que el pirheliómetro propuesto basado en fibra óptica y fotodiodo presenta una dinámica muy rápida a las variaciones de magnitud de las medidas de irradiancia debido a la alta sensibilidad del fotodiodo de silicio. Como se muestra en la Fig. 6, los datos recogidos por este sensor son sensibles a las variaciones meteorológicas debidas al paso de nubes.

5.- Conclusiones

En este trabajo se ha desarrollado un nuevo sistema y un algoritmo de calibración específico para la medida de la Irradiancia Normal Directa, creando un dispositivo denominado pirheliómetro basado en fibra óptica y fotodiodo. Con este dispositivo, es posible obtener medidas de DNI similar a la de los pirheliómetros comerciales basados en termopilas, con un coste mucho menor a costa de aumentar levemente el error de la medida.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido desarrollado dentro del marco de los proyectos de investigación del Ministerio de Ciencia e Innovación CHLOE con referencia PID2021-125786OB y CATION con referencia TED2021-132190B.

Referencias

[1] Directive 2010/31/EU of the European Parliament and of the Council of 19 May 2010 on the energy performance of buildings. OJ L 153, 18.6.2010, p. 13-35, http://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/TXT/?uri=CELEX:32010L0031.

[2] Directive (EU) 2018/844 of the European Parliament and of the Council of 30 May 2018.PE/4/2018/REV/1 OJ L 156, 19.6.2018, p. 75-91. https://eur-lex.europa.eu/eli/dir/2018/844/oj.

[3] Abedinia, O., Zareinejad, M., Doranehgard, M. H., Fathi, G. & Ghadimi, N. "*Optimal offering and bidding strategies of renewable energy based large consumer using a novel hybrid robust-stochastic approach"*. Journal of Cleaner Production, vol. 215, pp. 878–889, 2019. https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2019.01.085

[4] International Energy Agency. Photovoltaic Power System Program. Task 16 Solar Resource for High Penetration and Large Scale Applications, *"Best Practices Handbook for the Collection and Use of Resource Data for Solar Energy Applications: Third Edition"*, 2021.

[5] V. Shenoy, "Devices Used For Measuring Solar Radiation – A Review", in Int. Conference on Innovative and Advanced Technologies in Engineering, 2018, pp. 01-04.

[6] Anagha M. J., "A Survey of Solar Irradiance Measurement Techniques", in IEEE Int. Conference on Computational Intelligence and Computing Research, 2018.

[7] J, Cwirko, "Comparative tests of temperature effects on the performance of GaN and SiC photodiodes", Metrol. Meas. Syst., vol. 22, no. 1, pp. 119-126, 2015.

[8] A. M. Mujahid, "An easily designed and constructed photovoltaic pyrheliometer", Solar & Wind Technology, vol. 5, no. 2, pp. 127-130, 1988.

[9] D. L. King, "Silicon-Photodiode Pyranometers: Operational Characteristics, Historical Experiences, and New Calibration Procedures", in 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Oct. 1997.

[10] M. A. Martínez, "A New and Inexpensive Pyranometer for the Visible Spectral Range", Sensors, vol. 18, no. 9, pp. 4615-4634, 2009.

[11] A. Corrons, "Solar irradiance measurements by means of optical fibers and silicon detectors", Applied Optics, vol. 18, no. 16, pp. 2902-2904, Aug 1979.

Polarímetro de imagen para la medida del vector completo de Stokes y de la matriz de Mueller en el rango del visible

Imaging polarimeter for the acquisition of the full Stokes vector and the complete Mueller matrix in the VIS range.

Sara PEÑA GUTIÉRREZ [(1)], Maria BALLESTA GARCÍA y Santiago ROYO [(1)]

1. Centre de Desenvolupament de Sensors, Instrumentació i Sistemes, Universitat Politècnica de Catalunya (UPC-CD6), Rambla Sant Nebridi 10, E08222, Terrassa, España.

Persona de contacto: Optoel (optoel2023@us.es).

RESUMEN:

La polarimetría es una técnica prometedora ya que provee de información que se desmarca de la obtenida por medidas de intensidad o espectrales. La polarización se puede medir recuperando el vector de Stokes del haz de luz o la matriz de Mueller. En esta contribución, presentamos un nuevo polarímetro rápido de matriz de Mueller que puede medir la información de la polarización de una escena 2D en toda la banda visible. Nuestro sistema permite adquirir la matriz de Mueller en cada píxel utilizando solamente 4 adquisiciones en vez de 16, reduciendo así el tiempo de medida. La cámara se basa en un esquema de división de apertura que permite obtener cuatro sub-imágenes diferentes en el sensor, y por primera vez, se han obtenido imágenes 2D de la matriz de Mueller utilizando un polarímetro optimizado al ruido, ya que los estados analizadores de polarización utilizados en cada sub-imagen son óptimos para una rápida adquisición e inmunes al ruido gaussiano y de Poisson. Los errores experimentales son menores del 10% en toda la matriz de Mueller.

Palabras clave: Polarización, vector de Stokes, matriz de Mueller, sistemas de imagen, cámaras.

ABSTRACT:

Polarimetry is a promising technique as it provides data which differs from the one provided by intensity or spectral imaging. Polarization can be measured by retrieving the Stokes vector of the light beam or the Mueller matrix. In this contribution, we present a novel fast-imaging Mueller matrix polarimeter that measures the polarization information of a 2D scene in the whole VIS band. Our system allows to acquire the Mueller matrix pixel-wisely using only 4 acquisitions instead of 16, thus reducing the measuring time. The camera is based on a division of aperture scheme that allows obtaining four different sub-images on the sensor, and for the first time, 2D Mueller matrix images have been obtained using a noise-optimized polarimeter, as the analyzing polarization states used at each sub-image are optimal for fast acquisition and immunized to Gaussian and Poisson noise. Experimental errors are lower than 10% over the whole Mueller matrix.

Key words: Polarization, Stokes vector, Mueller matrix, imaging systems, cameras.

1.- Introducción

La polarimetría se dedica al estudio de la polarización de la luz en sus diversas aplicaciones, como en astronomía, detección en remoto, vigilancia, etc. En concreto, la polarimetría de imagen es una técnica que permite detectar en cada píxel la información de polarización. Para ello, se requiere el uso de sensores matriciales y elementos ópticos de polarización, como retardadores o polarizadores, ya que la propia naturaleza vectorial de la polarización no permite una detección directa.

En 1852, Stokes [1] estableció matemáticamente cuatro parámetros que definen el estado de polarización de la luz en forma de vector. Este vector de Stokes junto con la formulación de la matriz Mueller, que representa la función de transferencia de la interacción entre la polarización incidente y el material con una matriz **M** de 4x4 con elementos reales, permiten trabajar con sistemas lineales y estudiar los cambios de la polarización de la luz [2].

Los instrumentos empleados para medir la polarización se denominan polarímetros y están divididos en dos grandes grupos: polarímetros de Stokes y polarímetros de Mueller. Ambos comparten el mismo detector, y se diferencian en la necesidad de emplear iluminación polarizada para la medida de la matriz de Mueller completa ya que el vector de Stokes tiene cuatro grados de libertad versus los dieciséis elementos de la matriz.

Existen diversas opciones de diseño para obtener las medidas necesarias para recuperar la polarización. Entre las más comunes se encuentran la división de tiempo [3], la división de amplitud [4], la división de plano focal [5] y la división de apertura [6], entre otras [7-8]. Esta última configuración, la división de apertura (DoAP), permite adquirir las diferentes imágenes de intensidad de manera paralela empleando un único sensor. Por tanto, se puede agilizar la medida de polarización evitando posibles errores en la adquisición por fallo de sincronización en las medidas. También, al ser un sistema compacto, se reducen los errores debidos a desalineación de los elementos. Por último, este tipo de sistemas presenta la desventaja de que el campo de visión se reduce en relación al número de imágenes adquiridas simultáneamente y al tamaño del sensor.

En esta comunicación, presentamos un polarímetro de imagen que mide la polarización de la luz y provee tanto del vector de Stokes como de la matriz de Mueller en todo el rango del VIS basándose en la división de apertura para reducir el tiempo de adquisición una cuarta parte respecto a los sistemas clásicos.

Esta comunicación se divide en cuatro secciones. En la primera sección, se introduce el tema de la investigación. En la segunda sección se presentará el polarímetro de imagen, posteriormente en la tercera sección se explicará el método de calibración del sistema. Seguidamente, en la cuarta sección, se expondrán y discutirán los resultados del polarímetro de imagen. Finalmente, se compartirán las conclusiones de este estudio.

2.- Polarímetro de matriz de Mueller

Un polarímetro que mide la matriz de Mueller es un sistema activo, y como tal, necesita de dos componentes: un detector de polarización y una iluminación de polarización controlada.

En este caso, nuestro polarímetro de imagen, que trabaja en todo el rango del visible, consta de una cámara polarimétrica para la detección de la polarización píxel a píxel y de una fuente de luz blanca que genera luz polarizada.

2.1.- Cámara polarimétrica

La cámara polarimétrica es un polarímetro de imagen que integra la óptica necesaria para medir la polarización utilizando un sensor CMOS. El diseño óptico está basado en una configuración de DoAP para poder dividir el haz de luz incidente en N sub-haces utilizando una matriz de lentes de diámetro pequeño que enfocarán y generarán N sub-imágenes en la superficie del sensor.

Estas sub-imágenes se corresponden a las proyecciones en intensidad del estado de polarización incidente respecto de la base del analizador de estados de polarización (PSA). Es decir, el PSA es el sistema que permite identificar la polarización incidente y la relaciona con las diferentes intensidades en el sensor. Como el estado de polarización se representa mediante los cuatro parámetros de Stokes, se necesitan como mínimo cuatro estados en el PSA para poder medir de manera completa la polarización del haz incidente.

De esta manera, nuestro sistema emplea una matriz 2x2 de lentes de diámetro pequeño colocadas en la apertura del sistema seguidas de un PSA formado por cuatro estados de polarización que permite adquirir las cuatro imágenes de intensidad simultáneamente y así medir la polarización en un solo disparo. La Fig.1 muestra la matriz de las lentes junto con sus imágenes enfocadas en el plano del sensor.

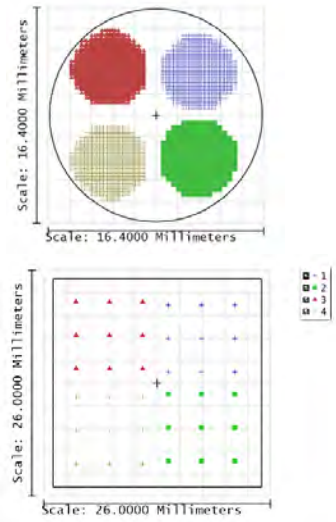


Fig. 1: (Arriba) Plano de la apertura del sistema con las cuatro lentes formando una matriz 2x2. (Abajo) Imágenes enfocadas en el plano del sensor por la matriz de lentes.

El diseño óptico final de la cámara polarimétrica consiste en un objetivo de 85 mm seguido de un filtro espacial, colocado en el diafragma de campo, para limitar el campo de visión a ±5º y así asegurar que las imágenes finales del sensor no se superponen. Después, en el diafragma de apertura del sistema, se emplaza la matriz de lentes seguida por el PSA. Este analizador está compuesto por cuatro estados de polarización, uno por cada camino óptico resultante de las lentes, que se generan utilizando un retardador seguido de un polarizador lineal en horizontal común a los cuatro retardadores [9,10]. Los cuatro caminos ópticos finalmente enfocan en la superficie del CMOS como se muestra en la Fig. 1.

El sistema emplea elementos acromáticos optimizados para trabajar en todo el rango del visible y además los estados del PSA son estados óptimos que reducen la propagación del ruido Gaussiano y de Poisson en la señal de polarización [11], siendo especialmente útiles en situaciones de baja intensidad.

En la izquierda de la Fig. 2 se muestra el diseño mecánico del sistema donde se utilizan tubos negros de PVC para evitar que entre luz en el sistema y prevenir el cambio de polarización por la reflexión en las paredes. Como se puede ver, el sistema está en una caja de aluminio de protección IP66 para poder utilizarla en experimentos al aire libre. El sistema montado se puede ver a la derecha en la Fig. 2 y sus dimensiones son 415 x 60 x 60 mm.

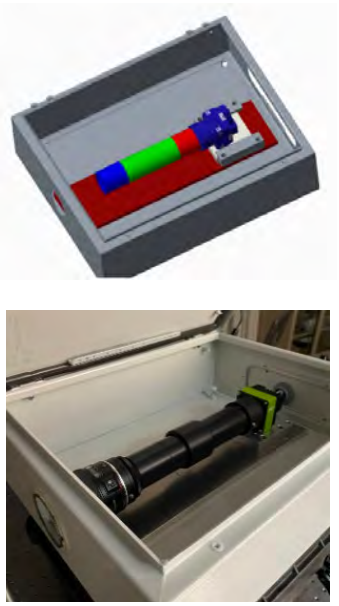


Fig. 2: (Arriba) Diseño mecánico de la cámara polarimétrica. (Abajo) Fotografía de la cámara polarimétrica montada.

2.2.- Iluminación activa

La cámara polarimétrica por sí sola puede medir el vector de Stokes de la escena en cada píxel. En cambio, para poder medir la matriz de Mueller se requiere iluminar la muestra/escena con luz polarizada de manera controlada para así aumentar las medidas y poder tener información suficiente para resolver el sistema para los dieciséis elementos que componen la matriz de Mueller.

Por tanto, nuestro polarímetro de matriz de Mueller necesita una fuente de iluminación que trabaje en el rango visible y que pueda generar cualquier estado de polarización. Para ello, utilizamos una fuente de LEDs blancos que acoplados con un difusor producen luz blanca uniforme sin polarización. Para poder polarizar esta luz, una serie de retardadores de cuarto de onda y un polarizador lineal componen el generador de estados de polarización

(PSG) que permitirá generar cualquier estado de polarización. La Fig. 3 muestra el montaje de la iluminación con sus componentes.

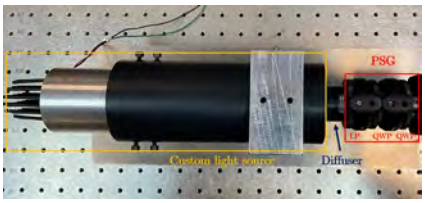


Fig. 3: Montaje de la iluminación activa compuesta por una fuente de LEDs de luz blanca, un difusor y el PSG.

Como se quiere reducir el tiempo de medida de la matriz de Mueller, este PSG también se ha optimizado para medir la matriz en cuatro adquisiciones, en vez de dieciséis, empleando los mismos estados de polarización que en el PSA, y así también optimizarlo para reducir la propagación del ruido en el sistema.

3.- Calibración del sistema

Para poder utilizar correctamente el sistema, es necesario realizar una calibración integral del mismo. Cuando se refiere a "integral", no solamente hay que tener en cuenta ambos subsistemas, tanto el de iluminación como el de detección, sino también considerar todas las fuentes de error: el sensor, las diferencias de caminos ópticos y las no idealidades de los elementos polarizadores, por ejemplo.

Por tanto, se requieren tres calibraciones dirigidas a cada uno de estas fuentes: la calibración radiométrica, la calibración geométrica y, por último, la calibración polarimétrica.

3.1.- Calibración radiométrica y geométrica

La calibración radiométrica consiste en corregir las intensidades medidas por el sensor mediante la caracterización de los píxeles del mismo. Para ello, se miden tanto la señal de fondo como el nivel de respuesta en cada píxel para poder compensar estas diferencias de comportamiento [10].

La calibración geométrica se dirige a corregir las posibles diferencias en el campo de visión de las sub-imágenes debido principalmente al desplazamiento del centro óptico de cada camino óptico dividido por las lentes, y también a las distorsiones y errores de alineación de los elementos ópticos. Esta corrección se realiza mediante algoritmos de registro (SURF y ORB) para poder conseguir una correspondencia píxel a píxel entre las diferentes sub-imágenes. Estos algoritmos son implementados utilizando Matlab2019 y el tiempo de computación total del registro de las cuatro sub-imágenes es de 0.17 s.

3.2.- Calibración polarimétrica

Finalmente, la calibración polarimétrica, que nos permite pasar de las intensidades a la señal de polarización, se realiza para caracterizar las no idealidades de los elementos ópticos en relación a la polarización y así poder recuperar de manera más precisa la señal de polarización incidente.

Varios métodos se han utilizado en la literatura y sólo unos pocos pueden entenderse como generales, ya que la mayoría de ellos están diseñados específicamente para un sistema. En este caso, una comparación de métodos generales para un polarímetro de DoAP [9] concluye que el mejor método para medir tanto el vector de Stokes como la matriz de Mueller es el método de calibración de valores propios (ECM) [12]. Este método emplea una aproximación matricial del sistema de medida y calibra de forma conjunta el PSA y el PSG del polarímetro.

Cuando medimos la polarización, las intensidades detectadas por el sensor ($\boldsymbol{I}$) provienen de aplicar los estados del PSA ($\boldsymbol{A}$) en el vector de Stokes incidente $\boldsymbol{S}$ (en cada píxel). De la misma manera, en la medida de la matriz de Mueller, este $\boldsymbol{S}$ proviene de iluminar con el PSG ($\boldsymbol{G}$) la muestra con matriz de Mueller ($\boldsymbol{M}$).

$$\boldsymbol{I} = \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{S} = \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{G} \qquad (1)$$

Para poder recuperar la información de polarización de interés (vector de Stokes o matriz de Mueller) se requieren tanto las imágenes de intensidad $\boldsymbol{I}$ como las matrices del PSA y del PSG ($\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{G}$), obtenidas mediante el ECM.

El algoritmo y el procedimiento experimental están descritos en [9], donde emplean estados de polarización óptimos tanto en la iluminación como en la detección, y ofrecen los resultados de la validación de la calibración del sistema DoAP aquí presentado con errores por debajo del 10% tanto en la medición del vector de Stokes como de la matriz de Mueller.

4.- Resultados y discusión

Una vez calibrado el sistema, ya está preparado para medir la polarización de una escena.

Tal como se comenta en la sección anterior, el sistema puede medir tanto el vector de Stokes como la matriz de Mueller en función si iluminamos con el PSG o no la escena. Ambas informaciones se obtienen resolviendo la ecuación (1) utilizando las sub-imágenes de intensidad y las matrices de calibración del PSA y del PSG.

A continuación, se muestran las dos opciones de medida del sistema (Stokes o Mueller) con una misma muestra, un polarizador lineal cubierto de cinta adhesiva y con trozos aislados colocados en distintas orientaciones.

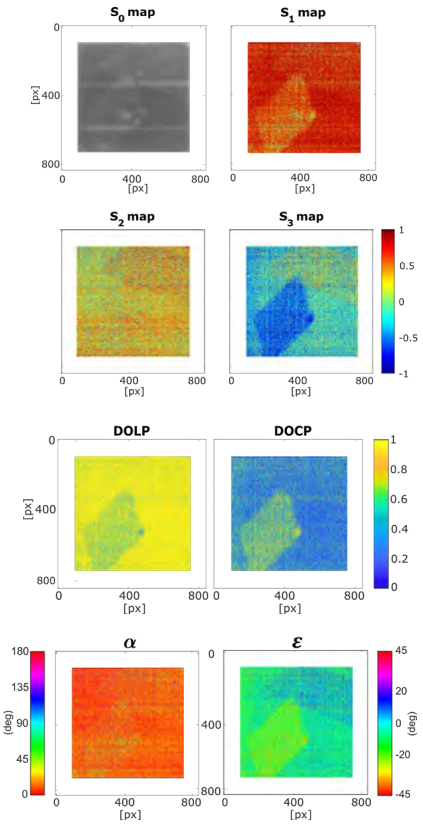


Fig. 4: (Filas 1-2) Mapas de los parámetros de Stokes de unos trozos de cinta adhesiva sobre un polarizador lineal recubierto de cinta horizontalmente. (Fila 3) Mapas de DOLP y DOCP. (Fila 4) Mapas del AOLP y de la elipticidad.

La Fig. 4 muestra los cuatro mapas de Stokes y unos parámetros de polarización asociados, como son el grado de polarización lineal (DOLP) y circular (DOCP) que muestran cuánta polarización lineal/circular hay en la escena, y el ángulo de polarización lineal (AOLP) y la elipticidad de la polarización.

Como se puede apreciar, en S_0 no se distinguen los trozos de cinta encima del polarizador, en cambio en los parámetros asociados a la polarización se pueden ver diferentes comportamientos. En concreto, se aprecia que el polarizador de base, al estar recubierto de cinta, modifica su comportamiento lineal y se vuelve elíptico. De la misma manera, los trozos aislados de cinta muestran señales diferentes y se demuestra que tienen distinta elipticidad. Esto demuestra que la cinta adhesiva introduce retardancia en la escena en función de su orientación.

Por otro lado, en la Fig. 5 se muestra la misma escena medida con el sistema de polarímetro de matriz de Mueller al completo. En este caso, se recuperan los mapas de la escena para todas las componentes de la matriz de Mueller. Los resultados que se ven ratifican la cinta adhesiva introduce retardancia en la escena y este comportamiento varía con la orientación. Las propiedades de la escena se pueden desglosar con mucho más detalle al saber qué componente de la matriz de Mueller es la que lo detecta, en comparación con la medida del vector de Stokes.

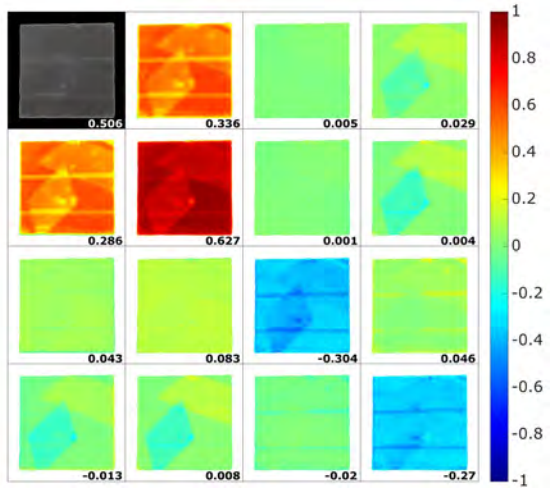


Fig. 5: Matriz de Mueller de unos trozos de cinta adhesiva en diferentes posiciones y orientaciones colocados sobre un polarizador lineal previamente recubierto de cinta horizontalmente.

5.- Conclusiones

El polarímetro de matriz de Mueller basado en DoAP demuestra ser un sistema rápido que reduce el tiempo de medida de la polarización en un cuarto respecto a los sistemas clásicos. También el sistema está diseñado para trabajar en todo el rango visible con un campo amplio de visión y, por tanto, tiene la capacidad de medir de la matriz de Mueller de escenas en condiciones normales. Por otro lado, la optimización tanto del PSG como del PSA hacen que el sistema sea inmune al ruido gaussiano y de Poisson mejorando la señal de polarización y permitiendo que en condiciones de poca intensidad ésta no se vea gravemente afectada por el ruido.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por los proyectos PID2020-119484RB-I00 and PDC2021-121038-I00 del MICINN, por las becas del AGAUR 2020FI_B2 00068 y por el apoyo de la Secretaría de Universidades e Investigación de la Generalitat de Cataluña y el Fondo Social Europeo.

Referencias

[1] G. G. STOKES, "*Composition and resolution of streams of polarized light from multiple sources*," Trans. Cambridge Philos. Soc., 9, 399–416, 1852.

[2] M. BASS *et al., "Handbook of Optics, Volume I: Geometrical and Physical Optics, Polarized Light, Components and Instruments",* 3rd Ed. (McGraw-Hill, Inc., 2009).

[3] M. VEDEL *et al*, "*Compact and robust linear Stokes polarization camera*," EPJ Web Conf., 5, 01005, 2010.

[4] C. FARLOW, D. B. CHENAULT, J. L. PEZZANITI, K. SPRADLEY, and M. GULLEY, "*Imaging polarimeter development and applications*," Proc. SPIE, 118, 4481, 2002.

[5] W. HSU, G. MYHRE, K. BALAKRISHNAN, N. BROCK, M. IBN-ELHAJ, and S. PAU, "*Full-stokes imaging polarimeter using an array of elliptical polarizer*," Opt. Express, 22, 3, 3063–3074, 2014.

[6] J. PEZZANITI and D. CHENAULT, "*A division of aperture mwir imaging polarimeter*," Proc. Of SPIE 5888, vol. Polarization Science and Remote Sensing II, Belligham, WA, 2005, 58880V, 2005.

[7] J. SONG *et al.*, "*Imaging dynamic scenes with a spatio-temporally channeled polarimeter*," Opt. Express, 27, 20, 28423–28436, 2019.

[8] N. A. RUBIN *et al*, "*Matrix fourier optics enables a compact full-stokes polarization camera*," Science, 365, 6448, 1839, 2019.

[9] Sara PEÑA GUTIÉRREZ y Santiago ROYO *"Polarization calibration assessment for a broadband imaging polarimeter based on a division of aperture architecture,"* Opt. Express 31, 3839-3856 (2023).

[10] S. PEÑA GUTIÉRREZ *et al., "Optimal snapshot full-Stokes imaging polarimeter in the visible band based on division-of-aperture"*, Proc. SPIE 12572 Optics and Optoelectronics 1257279 (25 de abril 2023).

[11] J. DAI, F. GOUDAIL, M. BOFFETY, and J. GAO, *"Estimation precision of full polarimetric parameters in the presence of additive and Poisson noise,"* Opt. Express 26, 34 081–34 093 (2018).

[12] E. Compain, S. Poirier, and B. Drevillon, "*General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and Mueller-matrix ellipsometers,"* Appl. Opt., 38, 3490–3502, 1999.

Pseudo Random Phase Modulation Coherent LiDAR

Diego Domínguez-Castillejo, Clara Quevedo-Galán, Pablo López-Querol and Antonio Pérez-Serrano

CEMDATIC, ETSI Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, 28040 Madrid, Spain.

Contact name: Diego Domínguez Castillejo (diego.dominguez.castillejo@alumnos.upm.es)

ABSTRACT:

The design and analysis of a coherent LiDAR based on random phase modulation is presented. Both simulations and experiments have been performed. Signal to Noise Ratio results have been compared for different attenuation levels and a determined number of averages. The results probe the feasibility of the proposed design. Finally, measurements in free space with a reflective target have been performed, demonstrating the correct performance of the system without optical amplification.

Key words: LiDAR, Random-Modulation Continuous Wave, phase modulation, coherent detection.

1.- Introduction

Laser Detection and Ranging (LiDAR) is the most common denomination for a high variety of instruments and technologies based on the detection of laser light after some type of interaction with matter in free space. They are mainly applied to measure distances, velocities and concentration of aerosols or chemical gas species. The large variety of LiDAR types includes from low power low-cost consumer applications (face identifier in smartphones, sensors for self-driving cars...) to high power and extremely complex spaceborne instruments [1, 2].

LiDAR techniques are continuously evolving according with the improvements of electronic and photonic technologies, with the general goals of improving the Signal to Noise Ratio (SNR) at constant emitter power and receiver sensitivity by means of novel approaches [3]. Direct detection (incoherent) receivers have been widely used in the case of pulsed systems. In these systems, the improvement of SNR can be realized by increasing the transmitted peak power or using single-photon detection schemes. An alternative approach to increase the SNR is using coherent detection, where the weak backscattered signal is mixed with the strong local oscillator (LO) signal. Frequency Modulation Continuous Wave (FMCW) is the most used technique, consisting in modulating the frequency of the transmitted laser signal with a triangular wave. Using this approach, distance from the signal time-of-flight and velocity from Doppler beating can be obtained [4].

Random Modulation Continuous Wave (RMCW) technique consists in transmitting a Pseudo Random Bit Sequence (PRBS) and estimating the target distance by correlating the received signal with the original transmitted one [5]. Originally proposed for incoherent detection systems, it has been improved by using single-photon detection [6] and applied to carbon dioxide sensing [7, 8]. However, its use in coherent systems is scarcely reported in literature [9, 10].

In this contribution, we report on the development of a coherent LiDAR system based on pseudo random phase modulation of the transmitted signal. Our system, described in Section 2, is based on discrete components, and consists in a low linewidth semiconductor laser, an Electro-Optic Phase Modulator (EOPM) and a coherent detector. We investigate on the SNR of the system using both simulations and experiments. Section 3 is devoted to show the simulation results, while

experimental results are shown in Section 4. Finally, conclusions are given in Section 5.

2.- Coherent LiDAR setup

The initial setup proposed for distance measurement is depicted in Fig. 1. Firstly, in order to generate both probe and LO signals, light emitted from a narrow linewidth, low noise, 1572 nm tunable laser (Pure Photonics PPLC301) is divided into two branches. The upper arm, which carries the probe signal, is phase-modulated with an EOPM (iXblue MPX-LN-0.1) by introducing a PRBS signal consisting of an 8-bit M-sequence from a System-on-Chip Field Programmable Gate Array (SoC-FPGA, Digilent Eclypse Z7). Subsequently, the probe signal is directed through a circulator and propagated through a length *d* fiber spool. At the end of the spool, the signal is reflected by a mirror that simulates the reflection at the target. The reflected signal then retraces its path back through the fiber and the circulator, finally arriving at the coherent detector (Finisar CPRV2222A-LP), which provides the in-phase (I) and quadrature (Q) components of the signal.

On the other hand, prior to being combined with the probe signal in the detector, light from the LO arm (lower branch) passes through a polarization controller (PC). Thus, the polarization state of both signals can be aligned, maximizing the intensity of the output signals and, therefore, improving the overall SNR of the system.

Finally, both I and Q signals are acquired by an oscilloscope (Infinium 54845A) along with the previously emitted PRBS for performing cross-correlation in a PC.

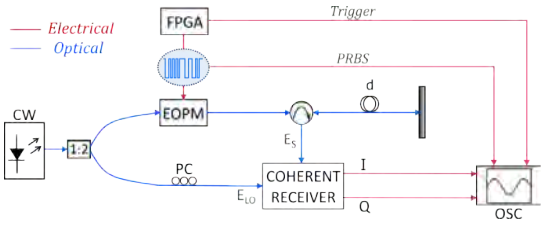


Fig. 1: Schematic of the coherent RMCW LiDAR system based on homodyne detection.

Fig. 2 illustrates the digital signal processing diagram for measuring the distance between the target and the LiDAR system by performing the cross-correlation between the signals previously obtained using the oscilloscope. The cross-correlation is computed in the Fourier space.

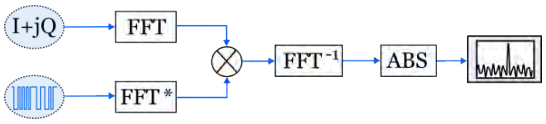


Fig. 2: LiDAR signal processing architecture for peak detection.

This processing technique will indicate the time delay between the PRBS and the modulated signal by representing a peak in the correlation, which can be easily translate to distance by using the following expression:

$$d = \frac{t \times v}{2}. \qquad (1)$$

3.- Simulation results

Before performing experimental tests, the behavior of the system was first simulated using VPIphotonics Design Suite software [11]. This approach allowed to understand the overall performance of the proposed system, providing valuable insights about the expected results.

Several simulations were performed for chip rates of 10, 25 and 50 MHz, which can provide a maximum measurable distance of 2605, 1042 and 521 meters, respectively. Furthermore, in order to simulate the system´s behavior in air, the probe signal was attenuated over a range of 0 to 80 dB.

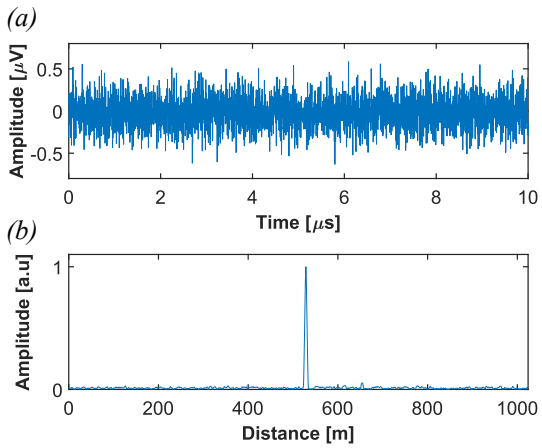


Fig. 3: Simulation result for a 60 dB attenuated signal. (a) Q signal. (b) Normalized correlation averaged 100 times.

Fig 3. shows the simulation results corresponding to a 60 dB attenuated signal averaged over 100 sequences, with a chip rate of 25 MHz. Panel (a) represents a Q signal from the coherent detector, where the overall noise surpasses the amplitude of the modulated M-sequence as it is severely attenuated. On the other side, panel (b) depicts the normalized correlation result after 100 averages, indicating a simulated distance of 528.6 m and a SNR of 18.69 dB.

Overall, although the simulation results have shown the feasibility of the proposed technique, experimental validation is required to fully verify its performance and potential.

4.- Experimental results

In order to study the capabilities and limitations of the LiDAR system in a real-word scenario, two different approaches have been analyzed. One based in a fiber setup, and the other on free space with a retroreflector target.

4.1.- Fiber measurements

The setup for measuring in fiber has already been introduced in Fig. 1 and will be used for SNR measuring with specific parameters set as follows: laser output power of 13.5 dBm, chip frequency of 25 MHz and fiber spool length around 500 m.

Fig. 4 presents the results for a 60 dB attenuation and 100 times averaged signal. As explained in Fig. 3, panel (a) exhibits the time-domain measurement of a Q signal, where it can be slightly appreciated the PRBS due to the high output power of the tunable laser. From the other hand, panel (b) represents a normalized correlation averaged 100 times with a distance measurement of approximately 515 m and a SNR = 16.08 dB. However, unlike the simulation results, the right side of the correlation peak shows a mound that may be caused by the low cutoff frequency of the baluns (Marki Microwave BALH-0010) used to subtract the signals from the balanced detectors, thereby affecting to the obtained SNR.

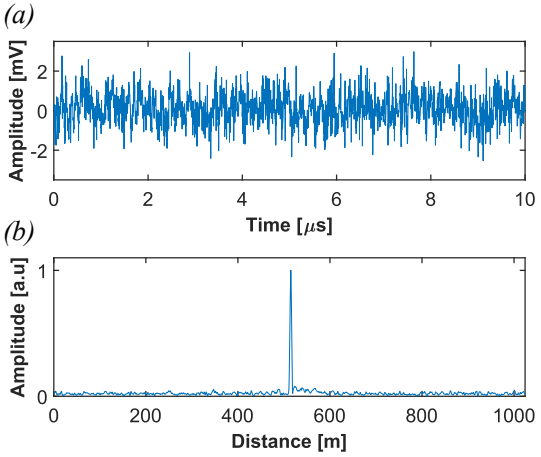


Fig. 4: Experimental result for a 60 dB attenuated signal. (a) Q signal. (b) Normalized correlation averaged 100 times.

Once the experimental system demonstrated its capability of accurately correlating highly attenuated signals in fiber, a comparison between the SNR values of the simulated and experimental designs for a given attenuation (60, 70 and 80 dB) and a determined number of averages (10, 25 and 100 sequences) was carried out.

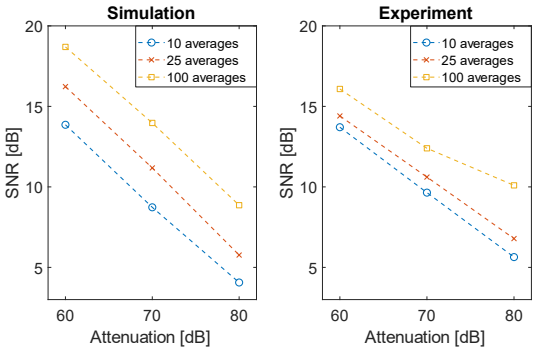


Fig. 5: SNR of both simulated (a) and experimental (b) correlations for different attenuations and averages.

Fig. 5 shows the comparison between simulations and experiments, where it can be observed that the overall performance of the experimental design is qualitatively reproduced by simulations. Furthermore, it can be appreciated that big attenuations degrade the SNR, but that averaging multiple times improves the quality of the correlation. Nonetheless, SNR measurements shown in experimental results do not improve as much as expected. For the moment, the reasons behind this issue remain

unclear. In order to better understand the behavior of the system, a theoretical analysis of the device´s noises is required.

4.2.- Free space measurements

To perform measurements in free space, the setup from Fig. 1 has been modified by substituting the fiber spool and the mirror with a beam collimator and a retroreflector located at 3.4 m, which will act as the target. Additionally, the laser output and chip rate parameters are maintained from the previous fiber measurement case.

Results from measurement in free space are illustrated in Fig. 6, where it can be appreciated that, in this case, working in reflection shows greater amplitudes of the detected signal. In terms of correlation, the LiDAR system detects the target at a distance of 3.47 m with a SNR of 18.85 dB after 200 averages. The obtained distance measurement falls within the error range of the device, which has a resolution of 20 cm, demonstrating the feasibility of the system working in reflection.

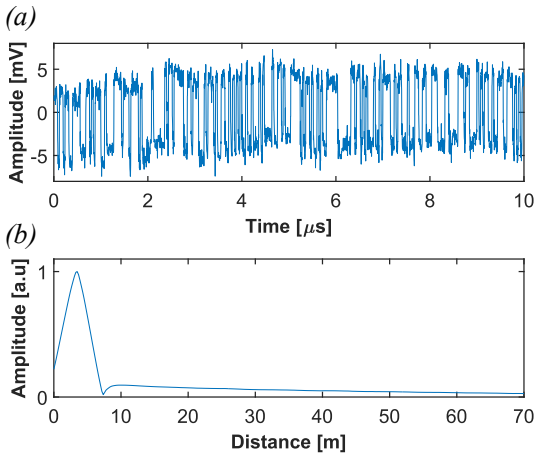


Fig. 6: Air measurement results. (a) Q signal. (b) Normalized correlation averaged 200 times.

5.- Conclusion and outlook

A random phase modulated coherent LiDAR system has been designed and experimentally demonstrated. SNR measurements for different attenuation levels and averages has been performed in a fiber setup. The subsequent comparison between simulation and experimental results has demonstrated the potential of the design. The studied technique measures distances in fiber with attenuations up to 80 dB without optical amplification. Additionally, free space measurements have been achieved in reflection.

We plan to conduct a noise analysis of the designed system to enable theoretical SNR calculations. Furthermore, we aim to enhance the optical system for free space diffusive targets measurements.

Acknowledgements: This work has been supported by Ministerio de Ciencia e Innovación through the projects PICSAR (PID2021-123459OB-C21) and RESECO (TED2021-131957B-I00). D.D.C. also acknowledges the research grant from "Cátedra ALTER Technology Desarrollo e Innovación en Fotónica" at Universidad Politécnica de Madrid.

References

[1] S. Royo and M. Ballesta-Garcia, "An Overview of Lidar Imaging Systems for Autonomous Vehicles", Applied Sciences, 9(19), p.4093, 2019.

[2] J. F. Campbell et al., "Field evaluation of column CO2 retrievals from intensity-modulated continuous-wave differential absorption lidar measurements during the ACT-America campaign," Earth Space Sci., vol. 7, 2020, Art. no. e2019EA000847.

[3] Paul McManamon, "LiDAR technologies and systems", SPIE Press, 2019.

[4] A.Martin et al., "Photonic integrated circuit-based fmcw coherent lidar", J. Lightwave Technol. 36(19), 4640–4645, 2018.

[5] N. Takeuchi et al., "Random modulation cw lidar", Appl. Opt., 22(9), p. 1382, 1983.

[6] X. Ai et al., "Analysis of a random modulation single photon counting differential absorption lidar system for space-borne atmospheric CO2 sensing", Opt. Express, 24(18), p. 21119, 2016.

[7] M. Quatrevalet et al., "Atmospheric CO2 sensing with a random modulation continuous wave integrated path differential absorption lidar", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 23(2), 5300311, 2017.

[8] A. Pérez-Serrano, C. Quevedo-Galán, V. R. Aguilera, J. M. G. Tijero and I. Esquivias, "Differential Absorption Lidar Transmitter based on a Photonic Integrated Circuit for Carbon Dioxide Sensing", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 28(5), 6100608, 2022.

[9] J. Fred Holmes and Badih J. Rask, "Coherent, CW, pseudo-random code-modulated lidar for path-resolved optical remote sensing", Proc. SPIE 2222, Atmospheric Propagation and Remote Sensing III, 1994; doi: 10.1117/12.177994.

[10] J. T. Spollard, et al, "Mitigation of phase noise and Doppler-induced frequency offsets in coherent random amplitude modulated continuous-wave LiDAR", Optics Express 29(6), pp. 9060-9083, 2021.

[11] VPIphotonics Design Suite software, https://www.vpiphotonics.com/Tools/DesignSuite/.

Redes de Bragg en fibras ópticas recubiertas con níquel para implementación de sensores de corriente.

Fiber Bragg Gratings recoated by nickel for current sensor implementation

Hector GARCÍA MIQUEL [1,2], Javier MADRIGAL MADRIGAL [1], Lorena CEBRIÁN SAIZ[2], Salvador SALES MAICAS[1].

1. ITEAM Research Institute, Universitat Politècnica de València, C/Camino de Vera s/n, 46022 Valencia, España.
2. Departamento de ingeniería electrónica, Universitat Politècnica de València, 46022 Valencia, España

Persona de contacto: hgmiquel@eln.upv.es.

RESUMEN:

En este trabajo se presenta una implementación y caracterización de un sensor de corriente mediante una red de Bragg en fibra óptica recubierta con una capa de un material ferromagnético. Esta se coloca dentro de un solenoide que genera un campo magnético proporcional a la corriente, el cual provoca una deformación de la FBG debido a la magnetostricción del material del que está recubierta, a su vez, esta deformación induce un cambio detectable en la longitud de onda central de la red de Bragg. Se ha fabricado una red de Bragg de 5 mm de longitud y posteriormente se ha recubierto con Ni en dos fases, primero se ha depositado una capa muy fina de Ni mediante pulverización catódica y posteriormente se ha depositado una capa más gruesa mediante electrodeposición. Este dispositivo se ha caracterizado como sensor de corriente de forma experimental. Los resultados obtenidos muestran que es capaz de medir hasta 10 A en CC con una sensibilidad de 2.5 pm/A

Palabras clave: Sensor fibra óptica, sensor de corriente, FBG, magnetostricción, pulverización catódica, electrodeposición

ABSTRACT:

This paper presents current sensor implementation by means of a fiber optic Bragg grating re-coated with a layer of ferromagnetic material. This grating is placed inside a solenoid that generates a magnetic field proportional to the current, which causes a strain of the grating due to the magnetostriction of the material it is coated with. This strain induces a detectable wavelength shift in the grating. A 5 mm long Bragg grating has been fabricated and subsequently coated with Ni in two phases, firstly a very thin layer of Ni has been deposited by sputtering and later a thicker layer has been deposited by electrodeposition. This device has been characterized as a current sensor experimentally. The results obtained show that it is capable of measuring up to 10 A in DC with a sensitivity of 2.5 pm/A

Keywords: Optical fiber sensor, current sensor, FBG, magnetostriction, sputtering, electrodeposition.

1.- Introducción

La medida de la corriente eléctrica tanto alterna como continua es un requisito indispensable en numerosas aplicaciones comerciales e industriales, en las que es necesario controlar y detectar el flujo de corriente que circula por un cable, especialmente en el campo del control de energía y potencia eléctrica [1]. En

la práctica, los sensores de corriente eléctrica convencionales se utilizan en la mayoría de los casos pero su aplicabilidad, fiabilidad y seguridad se ven enormemente comprometidas en entornos con presencia de ruido eléctrico. Además, en el caso de múltiples sensores eléctricos, se requiere aumentar el cableado, lo que provoca inevitablemente un aumento del coste y la complejidad del sistema. En estas circunstancias, los sensores de fibra óptica pueden ofrecer un mejor rendimiento debido a sus ventajas técnicas como: reducido tamaño y peso, rápida respuesta, alta sensibilidad y la facilidad de multiplexación y detección remota. Además, los sensores de fibra óptica son inherentemente dieléctricos y, por tanto, no conductores, inmunes a las interferencias electromagnéticas, químicamente inertes y no producen chispas, por lo que no presentan un riesgo de ignición [2].

Por otra parte, uno de los dispositivos más utilizado para la implementación de sensores basados en fibras ópticas son las redes de Bragg (FBGs por sus siglas en inglés). Una FBG es una modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica. Esta se comporta como un como un espejo selectivo de longitud de onda cuya reflectividad máxima se localiza en una longitud de onda particular denominada longitud de onda de Bragg [3,4].

Las FBG se utilizan cada vez más para detectar un gran número de magnitudes físicas como la temperatura, la deformación, la presión, la vibración y la curvatura. Sin embargo si se combinan las FBGs con otras tecnologias y se utilizan los transductores adecuados se pueden detectar otras magnitudes como los campos eléctricos o magnéticos. A lo largo de los años, se han presentado y demostrado diferentes tipos de sensores de corriente implementados con FBGs. Por ejemplo, se ha propuesto un sensor de corriente híbrido con FBGs con recubrimiento metálico y un transformador de corriente tradicional para calentar la FBG [5] o FBGs que miden la fuerza sobre un elemento magnético atraído por un solenoide [6,7]. También, se ha propuesto medir el aumento de temperatura causado cuando la corriente pasa a través de una FBG recubierta de Cu [8]. Por otro lado, las FBGs se han utilizado para caracterizar actuadores magnéticos basados en materiales magnetostrictivos como Terfenol-D y Metglas [9,10]. Además las FBG adheridas en materiales magnetostrictivo o incrustadas en composites magnetostrictivos se han utilizado para medir corriente [11,15] e incluso para monitorizar desprendimientos de tierras [16]. Sin embargo, los métodos mencionados anteriormente producen un elemento sensor voluminoso comparado con as dimensiones de la fibra óptica. Una forma de reducir sus dimensiones es utilizar un FBG recubierta por electrodeposición con un material magnetostrictivo.

En este trabajo, se presenta un sensor de corriente implementado con una FBG recubierta con una fina capa de Ni y una bobina de pequeñas dimensiones. El Ni es un material magnetostrictivo, cuando una corriente fluye a través de la bobina, generará un campo magnético proporcional a esta corriente que aplicado al Ni hará que este sufra una deformación que se trasmitirá a la FBG y provocara un cambio en su longitud de onda de Bragg.

2.- Implementación del sensor

El sensor se ha implementado con una FBG de 5 mm de longitud inscrita en una fibra óptica monomodo fotosensible. Antes de la inscripción, se retiraron 3 cm del revestimiento de acrilato utilizando una peladora mecánico especifica para fibra óptica. La inscripción se ha realizado utilizando método de máscara de fase [17], para el que se empleó un láser UV (244nm) de iones de Ar de onda continua doblado en frecuencia.

Tras la inscripción del FBG, se ha recubierto con Ni, que es un material de magnetostricción negativa con una magnetostricción de saturación, entre -32 ppm y -45 ppm dependiendo de la tensión, la textura magnética inicial, la fase magnética y la temperatura [18,19]. Debido a que la fibra óptica es dieléctrica, no es posible recubrirla directamente con el método de electrodeposición. Por lo tanto, la primera capa de Ni se depositó mediante la técnica de pulverización catódica. la FBG se colocó en el centro de una máscara que permite la deposición por pulverización catódica de Ni sobre la fibra en una longitud de 4 cm.

El proceso de pulverización se llevó a cabo utilizando un sistema de recubrimiento de alto vacío (Leica EM MED020) y un blanco de Ni. Se depositó una capa de Ni de 5 µm de espesor. Tras el proceso de pulverización catódica la segunda capa de Ni se depositó por electrodeposición utilizando el método del baño Watts [20]. El baño electrolítico estaba compuesto por los siguientes componentes químicos: sulfato 250 g/l, cloruro de níquel 25 g/l, ácido bórico 30g/l y dodecil sulfato sódico 0,6 g/l. Como electrodo anódico se utilizó una placa de Ni. El cátodo se conectó a la fibra y el ánodo al electrodo de Ni y se aplicó una corriente constante de 0,5 mA. El proceso de electrodeposición se llevó a cabo a 45ºC. Debido a la importancia del pH del baño para la calidad de la electrodeposición, este se controló constantemente y se mantuvo entre 4 y 4,5 [20]. Para examinar las capas de Ni depositadas se ha utilizado un microscopio electrónico de barrido (SEM, por sus siglas en inglés). La Fig. 1 muestra una imagen SEM de una fibra recubierta de Ni donde se puede observar el núcleo de la fibra con una fina capa de 7 µm de Ni depositada por técnica de pulverización catódica, y una capa adicional de 43 µm de Ni depositada por electrodeposición.

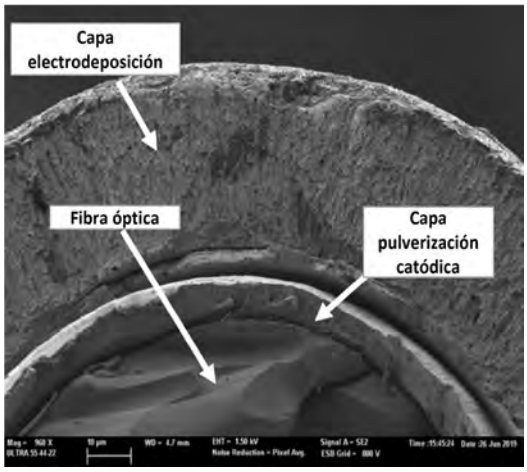


Fig. 1. Imagen SEM de una fibra recubierta de Ni por pulverización catódica y electrodeposición con 0,5 mA durante 39 h.

3.- Caracterización del sensor

Para la caracterización en corriente de la FBG recubierta se ha introducido en una bobina de pequeñas dimensiones. La bobina consta de 3 capas de 10 vueltas, cada una de 1 mm de diámetro de alambre de cobre. La longitud total del cable es de 1,3 m y el diámetro medio de la bobina es de 7 mm. La bobina tiene una baja carga resistiva de 0,013 Ω, lo que implica una baja disipación de potencia y una baja deriva de temperatura debida al calentamiento de la bobina por la corriente. La sensibilidad de la bobina es de 3kA/mA. La bobina se conecta a una fuente de alimentación de alta corriente programable (KEPCO 72V-14A) y la fibra está conectada a un interrogador óptico (Micron Optics sm130). La Fig 2 muestra un esquema del montaje y una fotografía de la FBG recubierta introducida en la bobina.

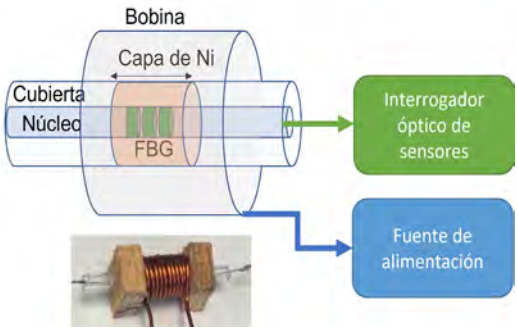


Fig. 2.Esquema del montaje utilizado para caracterizar el sensor y fotografía de la FBG recubierta introducida en la bobina.

Para comprobar el funcionamiento del sensor se aplicaron señales de corriente triangulares de frecuencia de 1 Hz y con amplitudes desde 2 A hasta 20 A. Para cada señal, se midió la longitud de onda de Bragg de la FBG. Las figuras Fig. 3 y Fig 4 muestran dos ejemplos del desplazamiento de la longitud de onda en función del tiempo cuando se aplica una corriente triangular en la bobina. Se puede observar que el sensor es capaz de seguir las variaciones de la corriente triangular. Sin embargo, cuando se aumenta la amplitud de la corriente, la respuesta del sensor empieza a perder linealidad. El sensor presenta una buena linealidad hasta alcanzar los 10 A y se vuelve claramente no lineal cuando alcanza los 20 A. En la Fig. 4 se puede observar una clara saturación con una amplitud de corriente de 20 A.

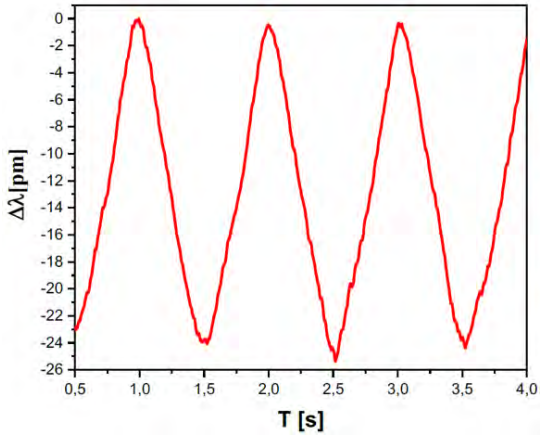


Fig. 3. Desplazamiento de la longitud de onda del FBG en función del tiempo para una corriente triangular de 1 Hz y 10 A de amplitud.

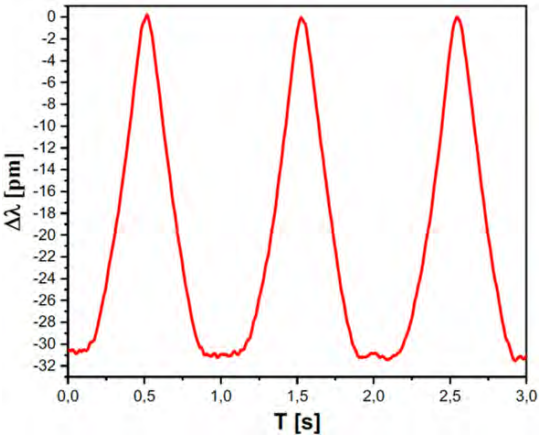


Fig. 4.Desplazamiento de la longitud de onda del FBG en función del tiempo para una corriente triangular de 1 Hz y 20 A de amplitud. Se puede observar que el sensor alcanza la magnetostricción de saturación con un desplazamiento de longitud de onda de 31 pm.

Para obtener la calibración del sensor formado por el conjunto de FBG recubierta con Ni y la bobina, se ha medido el desplazamiento de la longitud de onda de la FBG para varias corrientes desde 2 A hasta 10 A con un paso de 1A. En este caso, para una mejor adquisición del desplazamiento máximo de la longitud de onda, se empleó una señal de corriente cuadrada unipolar de 1 Hz. A continuación, se obtuvo la curva de calibración de la corriente frente al desplazamiento de la longitud de onda. La Fig. 5 muestra el desplazamiento de la longitud de onda frente a la corriente para una amplitud de corriente de hasta 10 A. Para calcular la sensibilidad de la corriente del sensor en su rango lineal, se ha aplicado un ajuste lineal a la curva de calibración. La sensibilidad obtenida es de 2,48 nm/A.

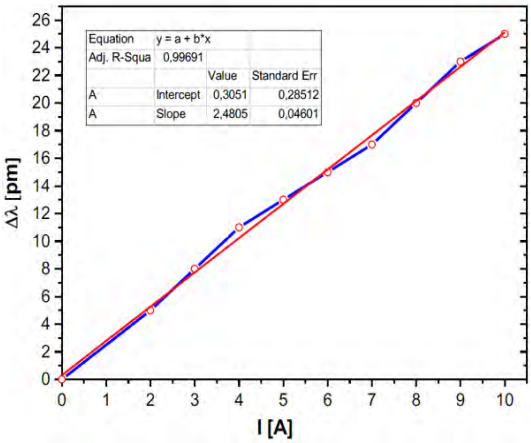


Fig. 5.Curva de calibración del sensor de corriente en el rango lineal (hasta 10 A con un error de linealidad del 3%).

4.- Conclusiones

Se ha presentado y demostrado experimentalmente un sensor de corriente basado en una FBG recubierta de níquel. Se ha fabricado un FBG de 5 mm de longitud mediante la técnica de máscara de fase. Esta FBG se ha recubierto con una fina película de Ni, un material ferromagnético de magnetostricción negativa, mediante las técnicas de pulverización catódica y electrodeposición. Para implementar el sensor de corriente se ha colocado la FBG dentro de una bobina de pequeñas dimensiones. Para para determinar la zona lineal del sensor y la corriente de magnetostricción de saturación del sensor se ha utilizado una señal de corriente triangular con amplitud variable. La zona lineal del sensor esta en el rango de 0 A a 10 A. Para obtener la calibración del sensor en su zona lineal se ha utilizado una señal de corriente cuadrada y de amplitud variable. Se ha obtenido una sensibilidad de 2,48 pm/A y una linealidad del 3%.

Agradecimientos: Este trabajo cuenta con el apoyo parcial de los proyectos I+D+I SYNERGY PID2020-118310RB-I00 financiado MCIN/AEI/10.13039/501100011033. Tambien, por la Generalitat Valenciana, PROMETEO 2021/015 Research Excellency Award, the IDIFEDER/2020/032, así como IDIFEDER/2021/050 GVA Infraestructura y por PAID-10-22 de la Universitat Politècnica de València.

Referencias

[1] P. RIPKA, "Electrical current sensors: a review," Meas. Sci. Technol., vol. 21, no. 11, p. 112001(23), Sep. 2010.

[2] B. CULSHAW, "Optical fiber sensor technologies: opportunities and perhaps pitfalls," J. Lightw. Technol., vol. 22, no. 1, pp. 39–50, Jan. 2004.

[3] A. D. KERSEY, M. A. DAVIS, H. J. PATRICK, M. LEBLANC, K. P. KOO, C. G. ASKINS, M. A. PUTNAM, E. J. FRIEBELE, "Fiber grating sensors," J. Lightw. Technol., vol. 15, no. 8, pp. 1442–1463, Aug. 1997.

[4] T. ERDOGAN, "Fiber grating spectra," Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.

[5] P. M. CAVALEIRO, F. M. ARAUJO, and A. B. LOBO RIBEIRO, "Metal-coated fiber Bragg grating sensor for electric current metering," Electron. Lett., vol. 34, no. 11, pp. 1133–1135, May 1998.

[6] Y. ZHAO, Q. MENG, and K. CHEN, "Novel current measurement method based on fiber Bragg grating sensor technology," Sensors and Actuators A: Physical, vol. 126, no. 1, pp. 112–116, Jan. 2006.

[7] D. REILLY, A. J. WILLSHIRE, G. FUSIEK, P. NIEWCZAS, AND J. R. MCDONALD, "A fiber-Bragg-grating-based sensor for simultaneous AC current and temperature measurement," IEEE Sens. J., vol. 6, no. 6, pp. 1539–1542, Dec. 2006.

[8] D. JIA, L. ZHAO, and Y. LIN, "A copper-coated fiber Bragg grating current sensor," in Proc. SPIE 5642, Information Optics and Photonics Technology 2005.

[9] H. GARCÍA-MIQUEL, D. BARRERA, R. AMAt, G.V. KURLYANDSKAYA, S. SALES, "Magnetic actuator based on giant magnetostrictive material Terfenol-D with strain and temperature monitoring using FBG optical sensor", Measurement, vol. 80, pp. 201–206, 2016.

[10] R. AMAT, H. GARCÍA-MIQUEL, D. BARRERA, G.V. KURLYANDSKAYA, S. SALES, "Magneto-optical sensor based on fiber Bragg gratings and a magnetostrictive material", Key Eng. Mat. 644 (2015) 232–235.

[11] J. MORA, A. DIEZ, J. L. CRUZ, AND M. V. ANDRES, "A magnetostrictive sensor interrogated by fiber gratings for DC-current and temperature discrimination," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, no. 12, pp. 1680–1682, Dec. 2000.

[12] K. S. CHIANG, R. KANCHETI, AND V. RASTOGI, "Temperature-compensated fiber Bragg grating based magnetostrictive sensor for DC and AC currents," Opt. Eng., vol. 42, no. 7, pp. 1906–1909, Jul. 2003.

[13] J. MORA, L. MARTÍNEZ-LEÓN, A. DÍEZ, J. CRUZ, and M. ANDRÉS, "Simultaneous temperature and ac-current measurements for high voltage lines using fiber Bragg gratings," Sensors and Actuators A: Physical, vol. 125, no. 2, pp. 313–316, 2006.

[14] J. D. LOPEZ, A. DANTE, R. M. BACURAU, A. O. CREMONEZI, R. W. MOK,C. C. CARVALHO, R. C. S. B. ALLIL, E. C. FERREIRA, and M. M. WERNECK, "Fiber-Optic Current Sensor Based on FBG and Optimized Magnetostrictive Composite," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 31, no. 24, pp. 1987–1990, 2019.

[15] J. D. LOPEZ, A. DANTE, A. O. CREMONEZI, R. M. BACURAU, C. C. CARVALHO, R. C. D. S. B. ALLIL, E. C. FERREIRA, and M. M. WERNECK, "Fiber-Optic Current Sensor Based on FBG and Terfenol-D With Magnetic Flux Concentration for Enhanced Sensitivity and Linearity," IEEE Sensors Journal, vol. 20, no. 7, pp. 3572–3578, Apr. 2020.

[16] H. PEI, J. JING, S. ZHANG, "Experimental study on a new FBG-based and Terfenol-D inclinometer for slope displacement monitoring," Measurement, vol. 151, p. 107172, 2020.

[17] K. HILL AND G. MELTZ, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview," Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.

[18] J. SHUR, A. KHOKHLOV, "The dependence of the magnetostriction of nickel upon initial magnetic texture and sequence of applying magnetic field and unidirectional elastic tension", J. of Phys, vol. XI, no. 1, pp. 77-84, 1947.

[19] R BIRSS, E W LEE, "The Saturation Magnetostriction Constants of Nickel within the Temperature Range - 196° to 365°C", Proc. Phys. Soc. vol. 76, pp. 502-506, 1960.

[20] YUN TU, YI-HUA QI, SHAN-TUNG TU, "Fabrication and thermal characteristics of multilayer metal-coated regenerated grating sensors for high-temperature sensing", Smart Mater. Struct., vol. 22, 075026, 2013.

The Gradient-Phase Interferometer: A Novel Interferometer for Precise Segment Phasing in the Primary Mirror of the ESO Extremely Large Telescope (E-ELT)

Gaizka MURGA[(1)], Alexander DÍAZ[(1)], Rubén SANQUIRCE[(1)], Santiago ROYO[(2)], Maialen GONZÁLEZ[(1)], Elena LARA[(1)], Borja VEGA[(1)], Noel RODRIGO[(2)], Pau SANTOS[(2)], Andreas FÖRSTER[(3)], Sebastian SCHMID[(3)], Samuel LÉVÊQUE[(3)], Philippe GITTON[(3)], Giorgio FILIPPI[(3)]

1. IDOM, Avenida Zarandoa 23, 48015 Bilbao, Spain
2. CD6 - Centre for Sensors, Instruments and Systems Development, Rambla Sant Nebridi, 10 08222 Terrassa, Spain
3. ESO - European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Karl-Schwarzschild-Straße 2, 85748 Garching bei München, Germany

Contact name: Noel Rodrigo noel.rodrigo@upc.edu.

ABSTRACT:

The successful operation of the Extremely Large Telescope (ELT) relies on the precise alignment and phasing of its segmented primary mirror (M1), which consists of 798 individual hexagonal segments. In this paper, we present a novel interferometer based on the introduction of a gradient-phase system along the reference beam, designed to achieve accurate and efficient segment phasing, thereby maximizing the ELT's optical performance and enabling high-resolution astronomical observations.

Key words: Interferometry, ELT M1, Mirror Phasing, Piston, Tip, Tilt.

1.- Introduction

The Extremely Large Telescope (ELT) is a revolutionary ground-based optical/infrared telescope, boasting a primary mirror (M1) with an impressive 39-meter diameter. With its cutting-edge technology and colossal size, the ELT is poised to address numerous unsolved questions in astronomy and astrophysics. However, the segmented nature of the M1 mirror presents a significant challenge: the 798 hexagonal segments must be precisely aligned and phased to maintain the desired optical performance.

Accurate segment phasing is critical for minimizing wavefront errors, which degrade the image quality and sensitivity of the telescope. The phasing process involves adjusting the relative piston of each pair of neighbor segments, ensuring that they collectively form a single continuous surface. Existing techniques for segment phasing are often limited by their accuracy, reliability, and time efficiency [1-3].

In this paper, we introduce a novel interferometer specifically designed to optimize the segment phasing process for the ELT's M1 mirror. Our patented novel interferometer concept utilizes a gradient-phase reference beam to achieve 300 nm accuracy in piston together within a ±250 μm range, reliability, and efficiency in segment alignment [2]. The innovative design allows for simultaneous measurement of multiple segments, substantially reducing the overall phasing time and contributing to the ELT's operational readiness.

We begin by describing the theoretical principles underlying our novel interferometer, followed by a discussion of the interferometer's design and implementation. We then present the results of simulations in different piston, tip and tilt conditions, demonstrating the interferometer's performance. Finally, we describe

the early prototype already built to validate the measurement method and compare the preliminary results with the simulations.

2.- Interferometer Design

To comply with these technical requirements, a system composed of six Sensing Modules aimed at measuring the relative piston between two adjacent mirrors in the six positions equipped with a Global Alignment Detection System and a Local Alignment system to keep each sensor normal to the reference segment (Fig. 1).

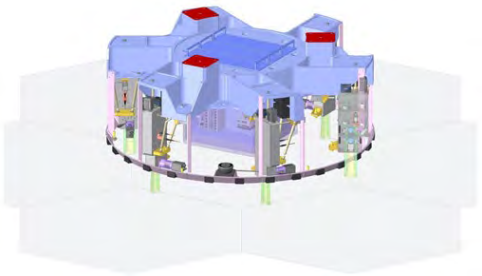


Fig. 1: Isometric view of the 6 sensing modules over the ELT M1 Segments.

The novel Gradient-Phase Interferometer has a wedge prism in the reference arm in order to create the gradient phase along the reference beam (1). A compensation plate is introduced in the other interferometer arm. In this way, the optical path difference (OPD) is only 0 in the center of the beam when the relative piston between the reference mirror and the target mirror is 0 (2). The Gradient-Phase Interferometer uses partially coherent light, which enables to measure piston from the relative position of the fringes on the image sensor, rather than by conventional fringe counting by processing.

$$OPL_{REF}(x) = n(x)\cdot d \qquad (1)$$

$$OPL_{TAR} = n\cdot d + 2\cdot Piston \qquad (2)$$

Such linear phase change allows the measurement of the differential piston between two segments as a linear function of the displacement of the interference pattern across the detector, while the measurement of relative tip and tilt are decoupled from the relative piston measurement.

The effect of relative tip between the reference mirror and the target mirror has an effect on the interference fringe width and thus, the interference envelope width. On the other side, relative tip between mirrors affects the inclination of the interference fringes. Thus, the three measurements are decoupled and can be measured with a single interferogram.

In order to achieve the desired measurement range, the area of the imaging sensor has been divided into different regions with a constant phase change between them by means of using a stepped compensation plate. The thickness of each zone of the compensation plate (BK7) has been carefully chosen in order to have some overlapping between consecutive zones in terms of OPD function. Such OPD function can be described as $OPD(x_i) = OPD(x'_{i+1})$, where x is the axis along the gradient phase has been created and the subindex i designates the stepped compensation plate zone.

As shown in Fig. 2, a partially coherent light source transmitted by beam splitters BS1 and BS2 illuminates the area of interest of the reference mirror segment and is reflected back by BS2 and BS3 and transmitted by BS4 to the imaging system. The light from the same light source reflected by beam splitters BS1 and BS4 and transmitted by BS3 illuminates the target mirror segment and is reflected back and transmitted by BS3 and BS4 to the same imaging system which captures the interference between the two beams.

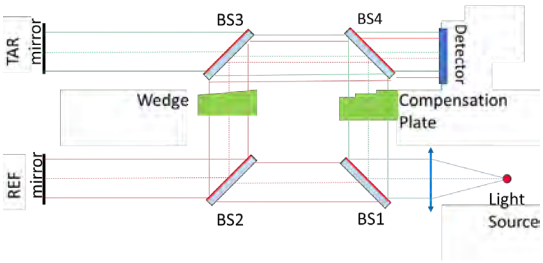


Fig. 2: Schematic optical configuration of the Phase-Gradient Interferometer.

In addition to the Interferometer, each of the six interferometers is equipped with an absolute Tip-Tilt Sensor based on slope measurements aimed to detect relative tip or tilt rotation of the Sensing Module relative to the Reference Segment, which would induce the measurement of an apparent or bias piston (a problem common to all phase-measuring methods).

The feedback from this sensor is used by an active Tip-Tilt Alignment System which maintains the Sensing Module accurately positioned perpendicular to the Reference Segment at the center of the measuring area during the measurement.

The residual misalignment which is accurately measured but not corrected by the alignment system can be compensated during the interferometer image processing steps.

3.- Simulations

The Gradient-Phase Interferometer has been simulated with an optical design software (Zemax OpticStudio). A custom-made algorithm to simulate the partially-coherent light source has been developed, implemented and validated.

Figs 3-6 show simulated interferograms when target and reference segments are subject to,

- a small relative piston displacement (20 μm),

- larger relative piston displacements (+120 and -163μm),

- relative tips (1 and 2.5mrad), and

- relative tilts (1 and 2.5mrad).

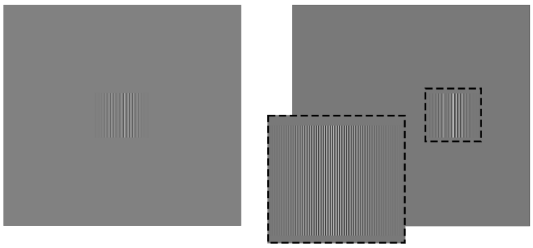


Fig. 3: Simulated interferogram showing the pattern for a relative piston of 0nm (left) and 20 μm (right).

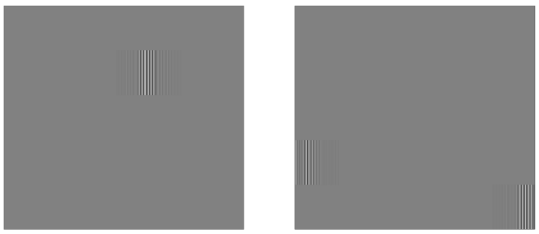


Fig. 4: Simulated interferogram showing the pattern for a relative piston of 120 μm, imaged through the second region (left) and for a relative piston of -163 μm, showing the overlapping in the fourth and fifth regions (right).



Fig. 5: Simulated interferogram showing, for a relative piston of 0 nm, a relative tip between mirror segments of 1mrad (left) and 2.5 mrad (right). The modulation envelope is wider as the relative tip increases.

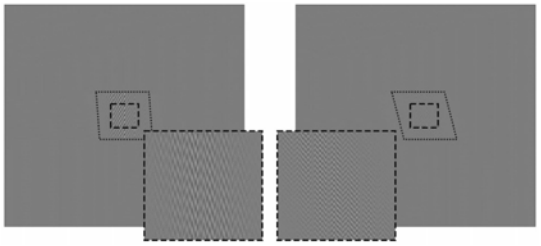


Fig. 6: Simulated interferogram showing, for a relative piston of 0 nm, a relative tilt between mirror segments of 1mrad (left) and 2.5 mrad (right). The rotation on the fringes is clearly visible and proportional to the tilt value.

5.- Early Prototype

The experimental setup for this study comprises several key components that work in tandem to create a precise and reliable optical system. The light source employed is a multimode fiber (MMF) coupled superluminescent light emitting diode (SLED) with a power output of 100 mW, a core diameter of 50 μm, a numerical aperture (NA) of 0.22, and an operating wavelength of 850 nm with a bandwidth of ±25 nm.

To collimate the light from the MMF-coupled SLED, a lens with a focal length of 100 mm is used. This lens achieves a beam divergence of 0.014 degrees and results in a collimated beam diameter of 45 mm.

In order to achieve the desired phase gradient in the reference arm, a BK7 wedge is incorporated into the optical path. The wedge features an angle of 1°56' and induces a beam deviation of 1°.

Lastly, a camera with a sensor size of 22.3 x 16.74 mm² is employed for capturing images. The camera sensor pixel size is 3.45 x 3.45

μm², which allows for high-resolution image acquisition.

4.- Preliminary Results

Figure 7 and 8 show an image of the interference pattern obtained with the prototype.

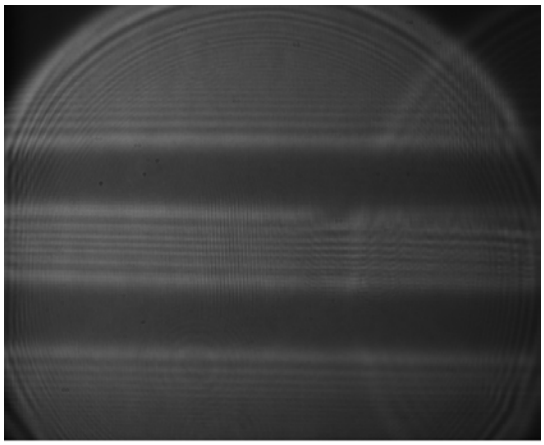


Fig. 7: Raw Image obtained with the prototype. The envelope interference pattern is at the central zone.

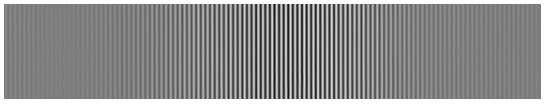


Fig. 8: Zoom in of the interference pattern from Figure 7 and applying bandpass filters to clean diffraction effects.

The diffraction effects originated by the compensation plate are clear in the raw image. However, they do not affect the piston, tip and tilt measurements since they can be easy cleaned by applying bandpass filter.

Table 1 compares some parameters between the simulations and the empirical results obtained with the prototype.

	Simulations	Prototype
Raw SNR	28.2	33.8
Contrast [%]	75	60
Fringe Period [pixels]	15.57	14.95
Piston sensitivity [nm/pixels]	27.7	27.9

Table 1: Comparison between simulations and experimental data.

5.- Conclusions

The presented solution provides several benefits that are particularly relevant to the scientific context and the primary mirror segment phasing field. A notable advantage is the establishment of a linear relationship between the differential piston and the displacement of the interference pattern on the detector. This linearity effectively eradicates ambiguities in piston measurements and streamlines the analysis process.

Moreover, image processing is significantly simplified, as it only requires the measurement of a known pattern's displacement within a pixelated imager. Additionally, the relative tip and tilt values between the mirrors can be determined independently from the piston measurement by examining the inclination and width of the fringes, even though these values are not explicitly required for this application.

The implementation is distinguished by its simplicity, robustness, and cost-effectiveness, mainly employing compact commercial-off-the-shelf (COTS) optics. Furthermore, a single standard illumination source suffices for the entire measurement system, and the co-location of both the measured element and the reference on the same structure considerably minimizes the impact of vibrations.

The absence of any active phase-changing elements contributes to the simplification of electronics and control systems, leading to increased durability and reliability over time.

Finally, preliminary experimental results with the early prototype together with the simulations, validated the Gradient-Phase Interferometer.

References

[1] Leveque, S. et al., "Day-time local phasing of neighbouring segments of the E-ELT primary mirror, based simultaneous multi-λ shearing interferometry", Proc. SPIE 9912, Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation II, 99124G (2016);

[2] "Testing and applicability of the UPC-ZEBRA interferometer as a phasing system in segmented mirror telescopes"

Applied *Optics. Vol. 43(5), 1091-1096*.(2004);

[3] Agustí Pintó "New interferometric technique for piston measurement and phasing of segmented mirrors" Tesis Doctoral, (2002);

[4] Gaizka Murga, Alexander Díaz, Rubén Sanquirce, Santiago Royo, Carles Pizarro, Maialen González, Elena Lara, Borja Vega, Noel Rodrigo, Pau Santos, Andreas Förster, Sebastian Schmid, Samuel Lévêque, Philippe Gitton, Giorgio Filippi, "The Extremely Large Telescope (ELT) M1 Local Coherencer to phase mirror segments," Proc. SPIE 12182, Ground-based and Airborne Telescopes IX, 1218206 (2022);

Ultra-high resolution dual comb spectroscopy based on gain-switching optical frequency combs

Clara QUEVEDO-GALÁN, Alejandro ROSADO, Laura MONROY, Pablo LÓPEZ-QUEROL, Antonio PÉREZ-SERRANO, José Manuel G. TIJERO and Ignacio ESQUIVIAS

CEMDATIC, E.T.S.I. Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid , 28040 Madrid, Spain

Contact name: Clara Quevedo-Galán (clara.quevedo.galán@upm.es)

ABSTRACT:

This paper briefly describes the generation of very low repetition rate optical frequency combs and the implementation of a high-resolution dual comb spectroscopy system based on them. The optical frequency combs are generated by pulsed gain-switching of commercial laser diodes under optical injection in a master-slave configuration. As application examples, we show the spectrum of the CO_2 absorption line at 1572.02 nm recorded with a 100 MHz resolution, and, as the most relevant result, the reflection profile of a Fabry-Perot filter measured with an ultra-high resolution of 4 MHz.

Key words: dual comb spectroscopy, optical frequency combs, gain-switching, laser diodes, optical injection, high-resolution spectroscopy.

1.- Introduction

Among the wide variety of methods for generating Optical Frequency Combs (OFCs) that have been implemented over the last decades, Gain-Switching (GS) of laser diodes has proven to be one of the simplest, most cost-effective, versatile, and robust [1-2]. Although the relatively narrow span of the OFCs generated by this method (tens to hundreds of GHz) remains as a limitation, the low cost, small footprint and, above all, their potential for integration into photonic integrated circuits [3] have brought a considerable attention to these OFCs.

GS is a well-known technique to generate optical pulses in a laser diode. The laser diode is driven by the superposition of a DC current (I_{bias}) close to the threshold current of the laser and a large amplitude RF current, switching this way the laser below and above its threshold. As a result, optical pulses with typical widths of hundreds of picoseconds are generated, resulting in OFCs covering bandwidths of tens to hundreds of GHz. This comb generation technique allows for the tunability of the comb repetition frequency by simply changing the frequency of the RF source. However, the usual implementation of GS by using sinusoidal RF signal resulted in poor quality OFCs at repetition frequencies below 1GHz [2, 4]. In a previous work [5] we demonstrated that by using a combination of optical injection (OI) and pulsed RF signal, high quality OFCs with line spacing given by the frequency of the switching pulses can be generated, thus breaking the 1 GHz limitation and allowing for applications requiring low line spacing such as high-resolution dual comb spectroscopy (DCS) [6].

In this work, we show in section 2 the generation of OFCs at 100 MHz repetition rate in the spectral region of the CO_2 absorption line at 1572.02 nm. In section 3, the implementation of the DCS technique is presented and illustrated with the spectrum of the 1572.02 nm CO_2 line. Finally, the spectral profile of the reflectivity of a Fabry-Perot (FP) filter recorded

with a resolution of 4 MHz is shown in section 3.2.

2.- Generation of OFCs by pulsed-GS and OI

Fig. 1 shows the experimental setup used for the generation of OFCs by pulsed GS under external OI. The OI is provided by a tunable master laser (ML) (Pure Photonics PPCL300, and PPCL301) that injects its emission into the slave laser (SL) making use of a circulator in a so-called master-slave configuration. The switching electrical pulses are provided by a pulse pattern generator (Anritsu MU181020A) at a frequency f_R, with and amplitude V_{PULSE}, and a temporal duration t_{PULSE}. These pulses are superimposed to the DC current using a bias-tee element. The generated comb is then amplified in an Erbium doped fiber amplifier (EDFA) and measured in a Brillouin optical spectrum analyzer (BOSA), featuring a resolution of 10 MHz.

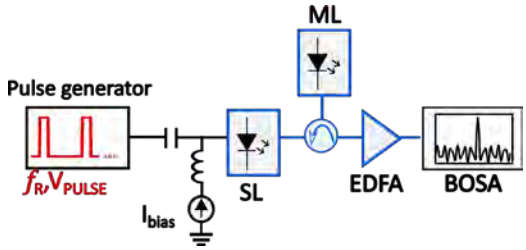


Fig. 1: Schematics of the experimental setup for generating OFCs by pulsed GS and OI. ML: master laser, SL: slave laser, EDFA: Erbium doped fiber amplifier BOSA: Brillouin optical spectrum analyzer

As detailed in [5], while the sharp switching provided by the electrical pulses activates the dynamic frequency chirp required for a broad OFC spectrum, the OI maintains the optical seed during the off periods between pulses, from which the optical pulses are built, thus preserving the coherence of the optical signal.

The optimization of the duration and amplitude of the electrical pulses, the DC bias current and the optical injection power and wavelength results in OFCs with good characteristics in terms of spectral symmetry, flatness, and carrier-to-noise-ratio (CNR).

Fig. 2 shows the spectrum of an OFC around 1551 nm featuring a line spacing of 100-MHz. This comb is generated using a train of pulses with a t_{PULSE} of 200 ps and a V_{PULSE} of 8 Vpp. The bias current of the laser is set to 0.5 mA. The injection wavelength is configured to improve the flatness of the spectrum. The spectral bandwidth (δf10) and the CNR as defined in [2] are measured within 10 dB, obtaining 80 GHz (750 tones) and 27 dB, respectively. The peak coming from OI is not considered for CNR and δf10 calculations.

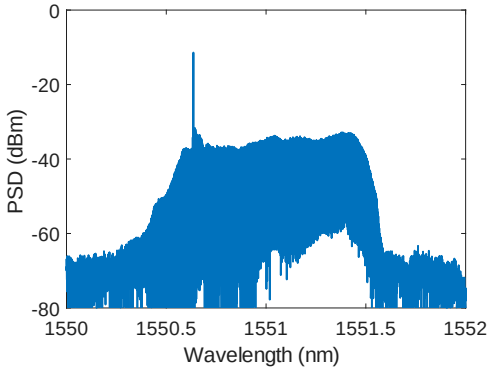


Fig. 2: Spectral profile of one of the OFCs generated by the gain-switched laser when driven at 100 MHz with Ibias=0.5mA and centered in the 1550 nm region. The maximum peak at 1550.7 nm corresponds to the optical injection of the master laser.

The spectral region of the OFC can be tuned by using a different laser diode as SL. Fig. 3 shows the optical spectrum of an OFC centered at 1572 nm generated by gain-switching at 100 MHz a SL emitting in that region. In this case, the gain-switching is performed by an arbitrary waveform generator (AWG) with a I_{bias}= 3.4 mA and t_{PULSE} of 200 ps with a maximum voltage of 7 Vpp. The resulting OFC demonstrates a bandwidth of 48.5 GHz (450 tones) and a CNR of 30 dB within the 10 dB.

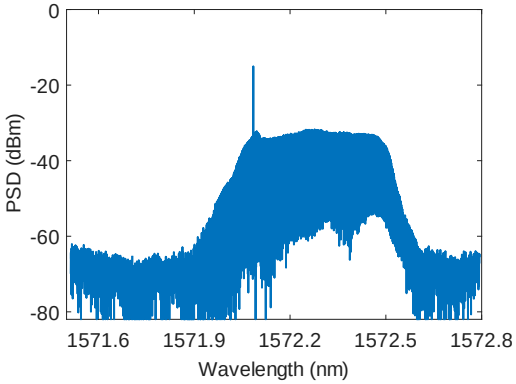


Fig. 3: Spectral profile of one of the OFCs generated by the gain-switched laser when driven at 100 MHz and Ibias=3.4 mA, centered in the 1572 nm region. The peak at 1572 nm corresponds to the optical injection of the master laser.

3.- Dual-comb spectroscopy with GS-OFCs

The experimental setup is shown in Fig. 4. Two OFCs are generated by gain-switching a couple of similar single mode lasers, both without built-in optical isolator in order to allow external OI, using the same approach described in section 2. The repetition frequency of the lasers, f_{R1} and $f_{R2} = f_{R1} + \delta f$, are slightly different. The OFC generated at f_{R2} by SL 2 is frequency shifted a value f_{shift} = 80 MHz using an acousto-optic modulator (AOM, AA Opto-Electronic MT80-IIR30-Fio-PM0). The device under test (DUT) is place in the arm with the OFC at f_{R1}. Both optical signals are coupled together and mixed in a balanced photodiode (BPD) receiver, and the output is sampled in a digital oscilloscope. Two optical switches allow the measurement either of the DUT or a reference signal.

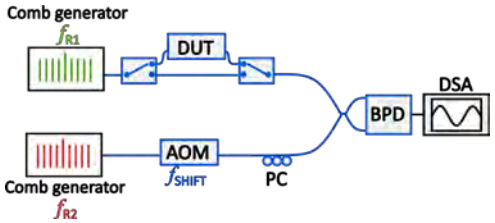


Fig. 3: Schematics of the experimental setup for generating dual combs by pulsed GS and OI. DSA: Digital Signal ANALIZER

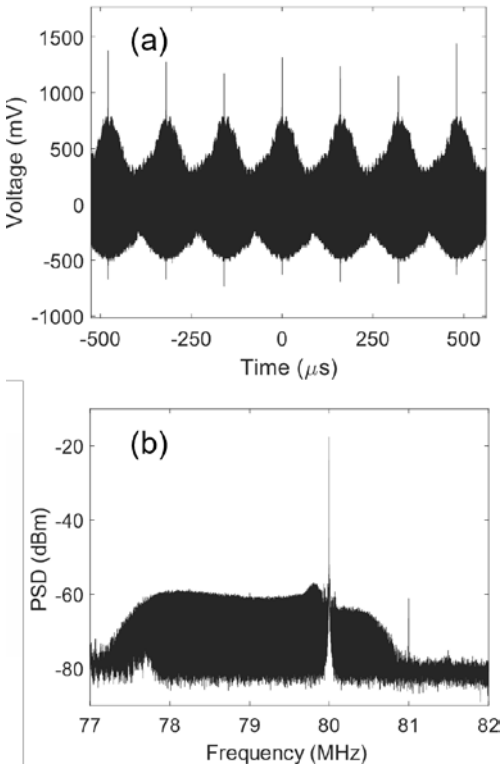


Fig. 5: (a) Time-domain interferograms of the RF signal recorded with the oscilloscope. (b) Down-converted RF comb spectra obtained from the temporal traces recorded with the oscilloscope.

Fig. 5(a) shows as an example the time domain interferogram measured with f_{R1} = 100 MHz and f_{R2} = 100.006 MHz, yielding an interferogram each 167 µs. The corresponding dual comb after Fourier Transform is shown in Fig. 5(b), with a very flat shape and good CNR.

3.1.- Measurement of a CO_2 absorption line

A CO_2 absorption line was measured using a commercial fiber coupled gas cell. By normalizing the RF spectrum with the gas information with respect to the reference measurement, the transmission profile of the absorption line can be obtained. Fig. 6 shows the transmission profile of the CO_2 line at 1572.02 nm recorded with the oscilloscope with an integration time of 100 ms. A linear baseline correction and a Voigt function have been incorporated to obtain the absorption depth and linewidth, represented in Fig. 3 with a solid red line. An experimental linewidth of 5 GHz and an absorption depth of 0.55 dB are obtained, which are in good agreement with the transmission data provided by the gas cell

manufacturer and the HITRAN databases. A standard deviation of 0.1 of the residuals (σ_{res}) is calculated in a 16 GHz span.

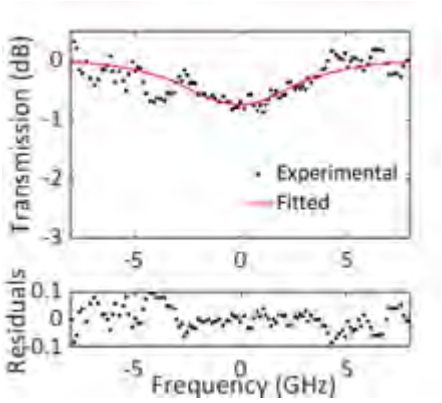


Fig. 6: Transmission profile of the CO_2 line obtained experimentally from the oscilloscope with a time integration of 100 ms. The solid red line corresponds to the Voigt profile fitted to these data. The residuals from the fitting are shown in the bottom part of the figure.

3.2.- Measurement of Fabry-Pérot filter with densified GS-OFCs.

We have recently reported the generation of high-density OFCs by electro-optical densification of optically injected pulsed-gain-switched lasers [7]. In this technique a Pseudo Random Bit Sequence (PRBS) is applied to a phase modulator placed after the generation of the GS OFC. If the bit rate corresponds to the repetition frequency of the GS OFC, the comb is densified a factor corresponding to the number of bits per period of the PRBS (L_{PRBS}), yielding a flat OFC with a frequency separation $f_{dens} = f_R / L_{PRBS}$.

We have applied this technique to obtain a dual densified comb, using the experimental set-up of Fig. 3 with two additional phase modulators driven by two PRBS signals. The original repetition frequencies of the GS OFCs were 500 and 500.005, respectively, and L_{PRBS} was 127 bits. This yields densified frequencies $f_{dens} \sim 4$ MHz. This approach has been applied to measured the reflection profile of a FP filter with a nominal Full Width Half Maximum (FWHM) of 362.7 MHz.

Fig. 7 shows the measured densified dual comb after the filter reflection with a RF width of around 350 kHz corresponding to 35 GHz in the optical domain. The small feature at around 79.85 MHz is due to the filter response. The cooresponding filter transmission, after data processing, is shown in Fig. 8. The fitted value of the FWHM is 359.3 MHz, very similar to the nominal value, indicating the validity of the technique. The residuals of the fitting procedure are shown at the bottom of Fig. 7.

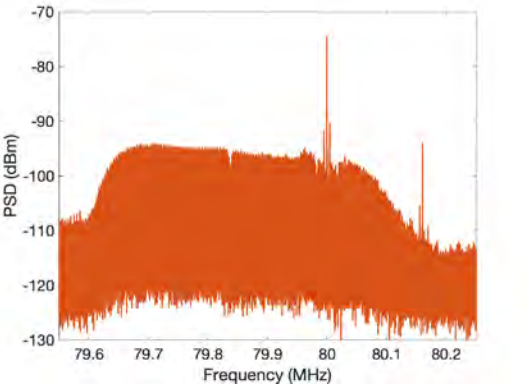


Fig. 6: Down-converted densified RF comb spectra obtained from the temporal traces recorded with the oscilloscope.

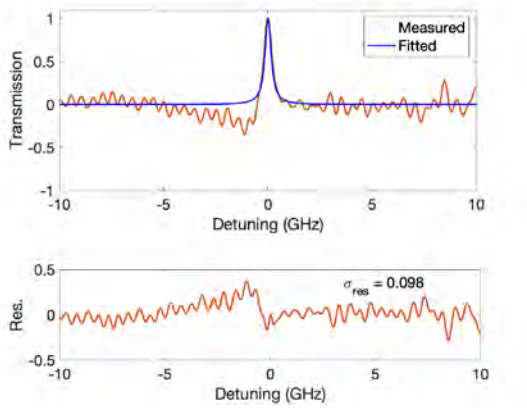


Fig. 7: Transmission profile of the FO filter in reflection obtained experimentally from the oscilloscope. The solid blue line corresponds to the FP filter response fitted to these data. The residuals from the fitting are shown in the bottom part of the figure.

Acknowledgements: This work has been supported by Ministerio de Ciencia e Innovación through the projects PICSAR (PID2021-123459OB-C21) and RESECO (TED2021-131957B-I00).

References

[1] P.M. Anandarajah, K. Shi, J. O'Carroll, A. Kaszubowska, R. Phelan, L.P. Barry, A.D. Ellis P. Perry, D. Reid, B. Kelly, J. O'Gorman, "*Phase shift keyed systems based*

on a gain switched laser transmitter", Opt. Exp. 17, 12668, (2009).

[2] A. Rosado et al., *"Experimental study of optical frequency comb generation in gain-switched semiconductor lasers"*, Opt. Laser Technol. 108, 542–550, (2018).

[3] J. K. Alexander et al., *"Monolithically integrated low linewidth comb source using gain switched slotted Fabry–Perot lasers"*, Opt. Exp. 24, 8, 7960, (2016).

[4] B. Jerez et al., *"Dual optical frequency comb architecture with capabilities from visible to mid-infrared"*, Opt. Express 24, 14986–14994, (2016).

[5] A. Rosado et al., *"Enhanced optical frequency comb generation by pulsed gain-switching of optically injected semiconductor lasers"*, Opt. Express 27, 6, 9155–9163 (2019).

[6] C. Quevedo-Galan et al., *"Gain-switched semiconductor lasers with pulsed excitation and optical injection for dual-comb spectroscopy"*, Opt. Express 28, 22, 33307 (2019).

[7] A. Rosado et al. "*High-density and broad band optical frequency combs generated by pseudo-random phase modulation of optically injected gain-switched semiconductor lasers.*" Optics & Laser Technology 163 (2023): 109312.

ZIF-8 based Fabry-Pérot interferences for VOC detection

Anna ESTANY-MACIÀ[1, 2], Sachin NAVALE[1, 2], Ignasi FORT-GRANDAS[1, 2, 3], Nirav YOSHI[1, 2], Albert ROMANO-RODRÍGUEZ[1, 2], Mauricio MORENO-SERENO[1,2]

1. Department of Electronics and Biomedical Engineering, C/Martí i Franquès, 1, 08028 Barcelona, Spain
2. Institute of Nanoscience and Nanotechnology, C/Martí i Franquès, 1, 08028 Barcelona, Spain
3. Department of Inorganic and Organic Chemistry, C/Martí i Franquès, 1, 08028 Barcelona, Spain

Contact name: Anna Estany-Macià (anna_estany@ub.edu)

ABSTRACT:

Metal-Organic Frameworks (MOFs) are regarded as an advanced material for chemical sensing due to their sorption properties. Their (sub)nanometer-sized cavities allow the molecular sorption of gases into their porous structure, inducing a refractive index (RI) change in the MOF material, and which in thin-film configuration modulates the wavelength positions of the reflectance peaks, the extent of which depends on the amount of gas adsorbed. To this end, Zeolitic Imidazolate Framework (ZIF-8) has been used to design thin films on silicon substrates, and Fabry-Pérot interferences have been monitored to optically detect volatile organic compounds (VOCs) due to the RI change of the ZIF-8 film.

Key words: Nanomaterials, MOFs, ZIF-8, optical gas sensor, VOC, Fabry-Pérot interferences

1.- Introduction

Chemical and NDIR (Non-Dispersive Infrared) sensors are two major commercial gas sensing devices. While chemical sensors show high sensitivity, short response time, low power consumption and small size, poor selectivity remains as their main drawback. NDIR sensors based on the sorption spectra of the gas under test, however, are highly selective but need a large optical path for low concentration measurements and have a higher cost.

More recent fashioned devices/techniques used for gas detection comprise Fabry-Pérot interference measurements [1], SPR (Surface Plasmon Resonance) and LSPR (Localized-SPR)[2, 3], although since induced Refractive Index (RI) changes in the gaseous atmosphere is on the order of $\Delta n=10^{-4}$ [4], the functionalization of the samples with a sorptive coating is a frequent strategy to amplify the sensor response.

In this regard, Metal-Organic Frameworks (MOFs) are porous solid materials built from organic linkers and metal ions. Their sorption properties can be controlled in the synthesis process, and they have attracted considerable attention for gas storage or separation, as well as gas sensing. The molecular adsorption of gases, like volatile molecular species, induces a change on the RI of MOFs that can be explained by the pore-filling model.

Zeolitic Imidazolate Frameworks (ZIF-8) is the particular MOF under study in this work, which is a robust and chemically stable material, with large pores (11.6 Å) that are connected with apertures of 3.4 Å.

In this work we present the optical Fabry-Pérot interferences of two ZIF-8 thin films and the reflectance peaks' modulation in the presence of various volatile organic compounds (VOCs).

2.- Materials and methods

2.1.- ZIF-8 thin film fabrication

To synthesize ZIF-8, a 1:1 volume mixture solution of 2-methylimidazole (50 mM) and $Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ (25 mM) was prepared. Then, 1x1.5cm2 silicon substrates were immersed in the freshly made solution for 40 minutes at room temperature. The samples were then rinsed with pure methanol and dried with a nitrogen flow [1]. This process represents one growth cycle (*N*) and thicker films can be obtained by repeating this process with freshly mixed solutions. Prior to any deposition cycle, the substrates were cleaned with acetone and isopropanol in 10-minute ultrasonic baths and dried under nitrogen flow.

To obtain a clean border between the ZIF-8 films and the silicon substrate for posterior analysis, part of the layer was etched in a dilute nitric acid (68% nitric acid: H2O, 1:1000 (v/v)) for 5 seconds [5].

Samples prepared with *N*=5 and *N*=10 have been obtained using this process, now called 5 N and 10 N, respectively (Fig. 1).

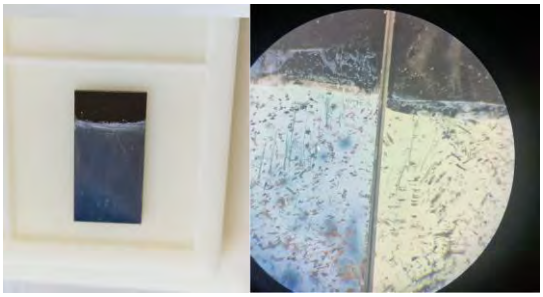


Fig. 1: On the left, photograph of 10 N ZIF-8 thin film on silicon substrate. On the right, 5 N and 10 N ZIF-8 thin films on silicon substrates under microscope.

2.2.- Characterization of thin films

An optical profilometer Dektak XT was used to measure the step of a 3 mm long line at the substrate/ZIF8 border to determine the ZIF-8 film' thickness. The measurements of a 5 N and 10 N ZIF-8 thin film layer (Fig. 2) indicate that the layer's thickness is around 500 nm and 1500 nm, respectively, which is in accordance with the reported deposition of 100 nm per 30-minute growth cycle [1, 5].

Nevertheless, important inhomogeneities in the ZIF-8 film are still present and sample fabrication optimization for repetitive thickness obtainment is being further investigated.

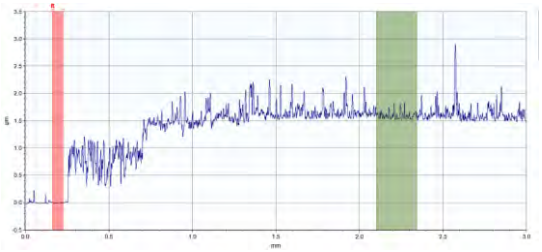


Fig. 2: 10 N ZIF-8 thin film profile obtained.

2.3.- Optical set-up for gas sensing experiments and signal processing

The experimental set-up used to obtain the reflectivity spectra of the ZIF-8 fabricated samples under different ambience conditions is shown in Fig.3.

White light was focused on a fiber optics and was then collimated and divided with a beam-splitter (50%-50%). One of the beams was focused on the sample using a 4x objective, which was placed in a home-built aluminum chamber with a quartz window, and which was connected to a mass flow controller with nitrogen. The light from the objective was then focused on another fiber towards an Ocean Optics SD 2000 spectrometer, which monitored the Fabry-Pérot interferences between ZIF-8 films and silicon substrates.

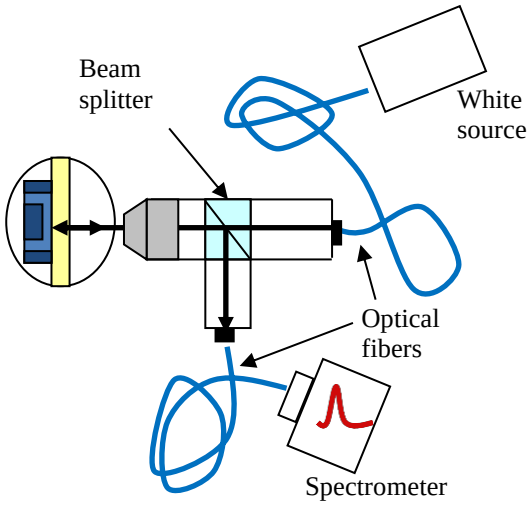


Fig. 3: Experimental set-up instrumentation.

The system was controlled by a home-developed MATLAB software, which real-time processed the acquired reflected spectra of the spectrometer and normalized them to a reference spectrum in a ZIF-8 free area in nitrogen ambience.

The acquired spectra were then further processed to optimize results: the spectra were smoothed to reduce noise by averaging the raw signal of the spectrometer, and a polynomic approximation was used to find the Fabry-Pérot interference minimums with precision in a certain spectrum range.

Fig. 4 shows the processed reflectivity spectra of 5 N (blue) and 10 N (red) ZIF-8 thin film samples under a reference nitrogen ambience (dashed lines) and saturated ethanol ambience (continuous lines).

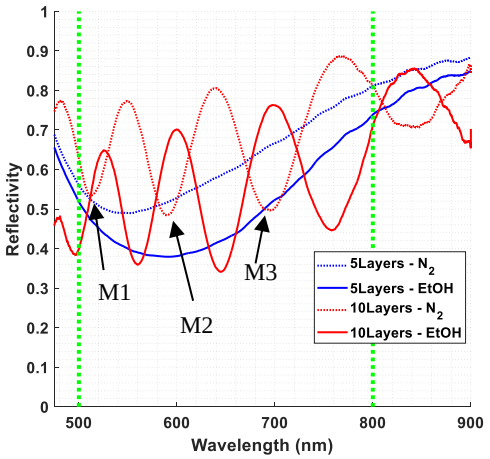
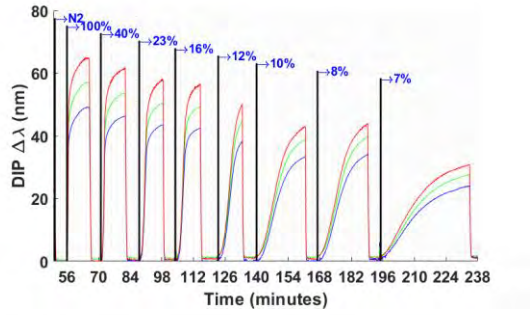


Fig. 4: 5 N (blue) and 10 N (red) ZIF-8 samples' interferences in a nitrogen and a saturated ethanol ambience. Vertical green lines show the range in which spectrum is scanned in search for the minimums.

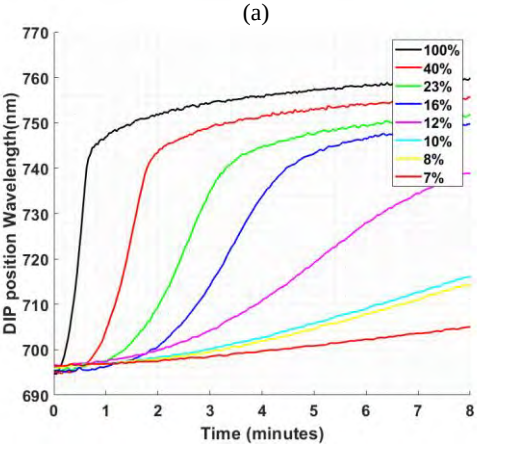
3.- Results and discussion

Gas sensing experiments were all performed at room temperature. To obtain the reference spectra, nitrogen was flowed through the chamber, and the alcohol vapor testing was carried out by adding 1 µl of different ethanol/water solutions into the closed chamber without contacting the sample.

Consistent with the known hydrophobicity of ZIF-8 [1, 6], the samples are unresponsive towards water vapor, hence the red-shift of the spectra due to the RI change is only caused by the naturally evaporated alcohol molecules adsorbed in the ZIF-8 film, and the effect can be reversed by replacing the analyte with the nitrogen gas flow.



(a)



(b)

Fig. 5: (a) Spectral shift of 10 N ZIF-8 film's interference minimums in consecutive cycles of 1 µl ethanol/water solutions (volume percentage) and chamber cleaning with nitrogen. (b) 8-minute time response comparison of the previous cycles.

Fig. 5a shows the ethanol-induced shift of the 10 N sample's three minimums in nitrogen reference (Fig. 4) for different cycles of ethanol concentrations in water: M1 (peak position around ~520 nm, blue), M2 (~600 nm, green) and M3 (~780 nm, red). The detected shift has proved to vary for each minimum, evidencing the uneven shift of the spectrum to ethanol vapor and being M3 the one with the greatest response (therefore taken as the 10 N sample response).

To compare the time response of the 10 N ZIF-8 film towards the different ethanol concentrations, Fig. 5b shows the dynamic shift of the cycles in Fig. 5a in an 8-minute window since the introduction of ethanol in the chamber. As observed, higher ethanol concentrations are readily detected, with red-

shifts up to more than 60 nm and time responses of under a minute. Low concentrations, however, need longer exposure times to optically detect the alcohol and smaller spectra shifts occur since the number of gas molecules adsorbed in the MOF film is significantly reduced.

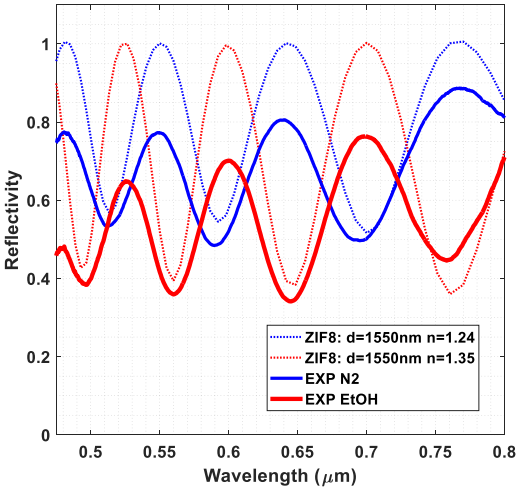


Fig. 6: Experimental (continuous lines) and simulated (dashed lines) of nitrogen (red) and saturated ethanol (blue) 10 N ZIF-8 samples' spectrum.

Spectra for a range of ZIF-8 thicknesses and RI have been simulated in order to obtain an initial approximation of the RI of the 10 N ZIF-8 sample (Fig. 6). Thereby, simulations indicate that n=1.24 in a nitrogen ambience, while this value rises to n=1.35 in saturated ethanol ambience. In literature, RI under nitrogen atmosphere encompasses a wide range of values, ranging from 1.16 to 1.35, while RI under alcohol vapor goes from 1.33 to 1.46 [6-8], which in accordance with the obtained simulated values.

The reversibility and reusability of the ZIF-8 thin films were also examined, since alternating numerous cycles of nitrogen and saturated ethanol vapor no significant variations in the initial minimum positions were seen. In contrast, previous thick MOF structures often need heating and/or evacuating under vacuum to regenerate the samples [9-10].

The thickness-dependent response towards the different ethanol/water concentrations is shown in Fig. 7, where the alcohol-induced shift goes up by 40 nm and 65 nm with 5 N and 10 N ZIF-8 thin film samples upon exposure to a saturated ethanol vapor, respectively. This is in accordance with the reported literature [6], noting that if N increases, an enlargement of the spectrum shift occurs, which consequently increases the RI of the ZIF-8 film.

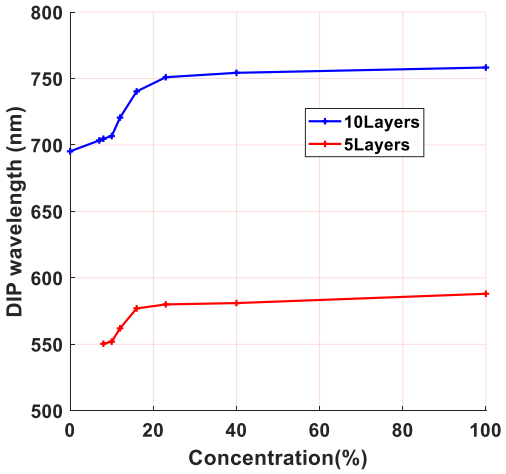


Fig. 7: 5 N (red) and 10 N (blue) ZIF-8 samples' spectrum shift at t=5 minutes for different ethanol concentrations in water.

Similarly, the 5 N and 10 N samples have been tested under other VOC saturated atmospheres (Fig. 8). A comparison between methanol (d=3.54 Å) and ethanol (d=4.18 Å) can be made, which shows that although methanol is smaller in size and thus can enter the ZIF-8 pores easier than ethanol, the last induces larger red shifts. Acetone (d=6.16 Å), however, is a larger molecule and even though gives rise to comparable red shifts, long exposition times are required to reach saturation (~12 minutes) and to regenerate the sample (~2 hours) with nitrogen flow, which contrasts the response tendency of methanol and ethanol vapors, which only require less than 2 minutes to reach saturation and regenerate in less than 30 seconds. This is due to the molecule size of the alcohol vapors, since larger molecules are partly blocked from the pores due to their bigger size [6].

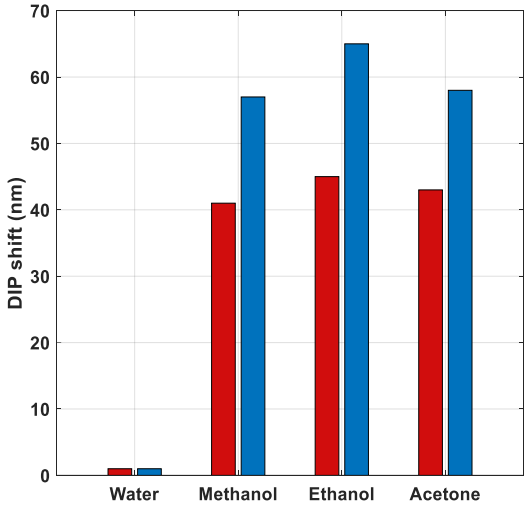


Fig. 8: 5 N (red) and 10 N (blue) ZIF-8 samples' spectrum shift for water and different saturated alcohol atmospheres.

4.- Conclusion

This abstract outlines the development of an optical sensor using ZIF-8 as a RI sensitive material for VOC detection. The measurements have proved the rapid and efficient response of the MOF material under various alcohol atmospheres, and their reusability when regenerating with nitrogen flow.

Our current focuses are the optimization of the sample fabrication process, as well as the implementation of further techniques, i.e. ellipsometry, to contrast RI results and discuss its lower detection limits.

Acknowledgements: This work has been sponsored by Spanish Ministerio de Economía e Innovación, through project PID2019-107697RB C41.

References

[1] Guang L. et al., "*Metal-Organic Frameworks as Sensors: A ZIF-8 Based Fabry-Pérot Device as a Selective Sensor for Chemical Vapors and Gases*", Journal American Chemical Society. 2010, 132, 7832–7833, 2010.

[2] J.Hromadka et al, "*Optical fibre long period grating gas sensor modified with metalorganic framework thin films*", Sensors and Actuators B, 221, 891–899, 2015.

[3] C. He et al., "*Volatile Organic Compound Vapour Measurements Using a Localised Surface Plasmon Resonance Optical Fibre Sensor Decorated with a Metal-Organic Framework*", Sensors, 21, 1420, 2021.

[4] L.E. Kreno et al, "*Metal-Organic Framework Thin Film for Enhanced Localized Surface Plasmon Resonance Gas Sensing*", Analytical Chemistry, 82, 8042–8046, 2010.

[5] Guang L. et al., "*Engineering ZIF-8 Thin Films for Hybrid MOF-Based Devices*", Advanced Materials, 24, 3970–3974, 2012.

[6] L. Li et al. , "*Facile Fabrication of Ultrathin Metal−Organic Framework Coated Monolayer Colloidal Crystals for Highly Efficient Vapor Sensing*", Chemistry of Materials, 27, 7601−7609, 2015.

[7] N.C. Keppler et al., "*Large refractive index changes in ZIF-8 thin films of optical quality*", Royal Society of Chemistry Advances, 12, 5807–5815, 2022.

[8] A. Demessence et al., "*Adsorption properties in high optical quality nanoZIF-8 thin films with tunable thickness*", Journal Material Chemistry, 20, 7676–768, 2010.

[9] Guang L. et al, "*Fabrication of Metal-Organic Framework-Containing Silica-Colloidal Crystals for Vapor Sensing*", Advanced Materials, 23, 4449-4452, 2011.

[10] Yi-Nan W. et al, "Facile fabrication of photonic MOF films through stepwise deposition on a colloid crystal substrate", Chemical Communications, 47, 10094-10096, 2011.

Embedding Plastic Fiber Optic Sensors in Composite Fiber Carbon Reinforced Structures

Fco. Rogelio PALOMO [(1)], Soledad MOLINA [(2)]

1. Electronic Engineering Dept. ETSI Sevilla University, avda de los Descubrimientos s/n, 41092 Isla de la Cartuja, Sevilla.
2. Molina, S. CERN, EP-DT-EO: Experimental Physics - Detector Technologies-Engineering Office Department, CERN, Meyrin site, Geneva

Contact Person: F.Rogelio Palomo (fpalomo@us.es).

ABSTRACT: The integration of fiber optic sensors in carbon reinforced composite aerostructures is a challenge because both the structure and the fiber optic sensor integrities must be preserved. In this work we present a solution by combining low scattering plastic fiber optics and textile carbon composites. As a concept demonstrator we operates a simple amplitude sensor to sense structure flexure and torsion.

Key words: Composite, carbón fiber, fiber optic sensors, plastic fiber optics, aerostructures

1.- Introduction

Composite (or reinforced plastic) aerostructures, particularly with carbon fiber (CFRP, Carbon Fiber Reinforced Plastic) are the reference material in the actual aeronautical industry because they are mechanically resistant and lightweight. The CFRP are sensitive to delamination by fatigue, a defect originated in the material bulk and with little surface warning. The Structural Health Monitoring (SHM) is thus a necessity for CFRP aerostructures.

In recent years there is a lot of investment on fiber optic sensors for SHM, in multiple structural engineering fields. From the beginning, the fiber optic sensors are interesting in aeronautics because they are distributed, with limited thickness and with no local powering or electronic instrumentation. The most common layout of SHM fiber optic sensors put them sticked to the aerostructure's surface. It is not the optimal layout to detect and analyze delamination stresses in the structure bulk.

Common fiber optic sensors are made of silica optical fiber (SOF), for example as Bragg sensors. SOF integration in the CFRP structure bulk is problematic: it has a string geometry with a thickness bigger than the carbon fiber threads used for reinforcing the bulk plastic (125 microns vs 50 microns). The presence of the sensor induces a possible structural failure zone. It does not help that the silica's Young module is around 72 GPa while the cured epoxy resin bulk has a lower value Young module (from 18 GPa to 2.8 GPa tipically). The bigger silica fiber rigidity means she will crack with the structure under stresses or torsions, before any damage is inflicted to the structure..

Plastic Optical Fiber (POF) is composed of perfluorated plastic or polymethacrylate, with a Young modulus around 3.2 GPa, similar to bulk structure Young modulus. Fiber optic sensors are also possible with POF, for example [2], even Bragg sensors [3].

Inherent POF flexibility eases the substrate embedding before curing. The bigger POF optical attenuation relative to SOF is not a handicap here because fiber optic sensors are length limited to a few decameters at most. However, the POF diameter is even bigger than in SOF (900 microns vs 125 microns) so a layout with the POF sensor aligned with the carbon threads is even a bigger possibility of a structure delamination crack around the sensor zone.

The problem, then, is how to embed POF sensors in the epoxy bulk plastic of a CFRP aerostructure. Our solution is to use a carbon fiber fabric with the POF fiber sewn through. This solution is explored also in [4] for three dimensional carbon fabrics, a process that forces to have an ad-hoc loom. Our work explores how to sew POF threads in a two dimensional carbon fabric (or carbon fabric mat).

The instrumented mat is infused with epoxy resin through a special VARTM process (Vacuum Assisted Resin Transfer Molding). The sensor chosen for this work is very simple: an amplitude sensor to measure the stresses/torsions in the structure when bent.

Sensor simplificity lets us to focuse on how to build the instrumented aerostructure, particularly on analyzing which are the optimal curing chemical process that ensure the structure integrity without damaging the optical fiber, nor mechanically nor its optical properties.



Fig. 1: Fiber Carbon mat with the POF string sewn.

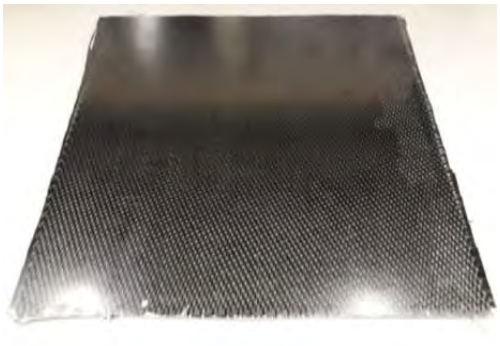


Fig. 2: Instrumented Test structure after VARTM resin infusion and low temperature (80ºC) curing.

The paper is organized in two sections: a description of the proposed solution plus a results section as a conclusion.

2.- POF flex sensor

The sensor of choise measures torsions and flexures in the structure where it is embedded. It is a multimode plastic optical fiber, without buffer ("naked"), sewn in the carbon mat. The instrumented carbon mat is embedded in epoxy plastic. For this work the test structure is a cantilever, 1 meter length, 10 cm wide, sizeable enough to evaluate the piece flexibity with one extreme free and the other one fastened with a mechanical clamp

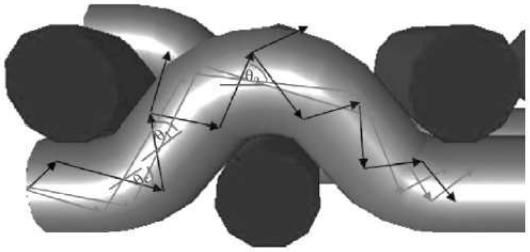


Fig. 3: Optical transmission losses due to macrobending in an optical fiber interleaved in a carbon fiber fabric [1].

The POF layout is a serpentine sewn in a carbon fiber mat (PrimeTex®). The instrumented mat is infused with an epoxy resin by means of a VARTM process and it is cured at low temperature (80ºC at most) or at room temperature to avoid POF thermal damage. The structure flexure is transmitted as a POF flexure that causes macrobending optical losses in a transmited optical signal. The measurand is the received signal amplitude.

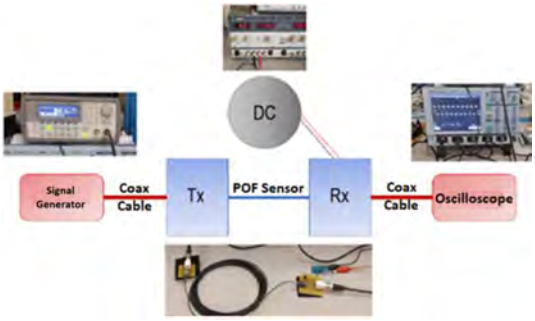


Fig. 4: Full System scheme: a function generator (a square signal, for example) excites the optical transmitter Tx , light travels through the POF up to the photoreceiver Rx. Signal is shown in the oscilloscope. Fiber optic torsions introduce an amplitude modulation in the received signal.

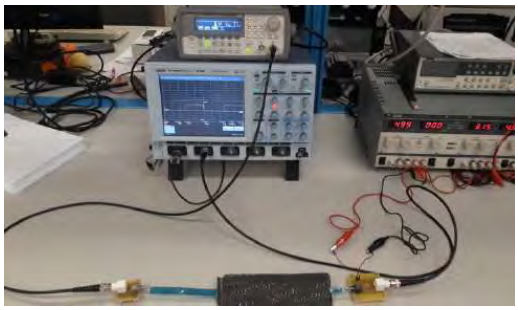


Fig. 5: Full Setup with the POF sensor embedded in a CFRP test piece.

We tested two optronic Tx/Rx pairs, one at 850 nm and other at 650 nm, both comprising commercial photoemitters and photoreceivers.

For the 850 nm channel the transmitter was a LED SFH 450V, with a phototransistor SHF 350V as receiver. The red channel, at 650 nm, uses a LED HFBR X7Z transmitter and an HFBR 6Z amplified photodiode. Both optical systems are appropiated but it is easier to work in the optical red band because naked eye inspection is possible. In both cases a train of squared impulses is transmitted to the fiber and received as an amplitude modulated square impulse train in the oscilloscope. Sensor calibration is made by registering the received signals when there is no stress/torsion in the piece.

We tested two types of multimode POF: a SI-POF (Step Index, polymethacrylate, 1mm diameter, 0.464 NA, attenuation <200 dB/km at 650 nm) from Firecomms and a GI-POF (Graded Index, perfluorinated polymer, 0.5 mm diameter, 0.185 NA, attenuation<0.185 at 650 nm) from Chromis.



Fig. 6: Detail of a finished instrumented cantilever, with the POF sewn interleaved in the carbon fiber mat infused in epoxy resin after curing. POF out the piece is protected with a blue sealing tape.

The SI-POF is cheaper and with low flexures can show amplitude modulation. The GI-POF is more expensive but offers a lower intrinsic attenuation (no flexure) and a bigger sensitivity under flexion.

2.2.- Resin Chemistry

The chemistry of the VARTM process is critical to ensure the instrumented piece functionality. The POF sensor has no buffer covering so it is vulnerable to chemical damage by the substances used to ensure curing or even by the epoxy resin during the infusion.

A resin system is comprised of an epoxy resin and catalysts. Those ones are responsible of chemical kinetics acceleration of the polymeric matrix solidification. The reticulation is an exothermal reaction so the process heat can damage the

POF. A typical catalyst contains acetic acid, also an agressive agent against a POF

Resin Viscosity is also critical. Low viscosity ensure a simpler VARTM but also the possibility to infuse the POF through its pores, [5][6]. POF infusion reaching its core means catastrophic optical attenuation. Besides, the resin swells when curing so POF mechanical damage by compression is something to take into account.

After many chemical tests, the solution was a resin system with intermediate viscosity (950 cP) and 2h of pot time, ensuring a quick enough curing at room temperature to avoid POF mechanical damage but with ample time to ensure resin infusion along the mold. Room temperature curing is ensured by catalyst of amine type. After curing the epoxy polymer has a Young modulus of 17 GPa. As the POF is more flexible (around 3.2 GPa) there is no danger of POF fracture when flexing the structure.

2.3.- Laboratory Results



Fig. 7: Instrumented Test Piece is equal to the equivalent Test Piece without embedded POF. The POF sensor retains its mechanical integrity in all the flexion tests.

Testing in the laboratory demonstrated the validity of the designed VARTM. The flexibility of the instrumented cantilever piece is comparable to the cantilever without embedded POF, see fig. 7. We opted for the GI-POF because enables a bigger detection range (bigger curvature radius, bigger than 1000 mm are detected), with a gradual amplitude attenuation in the received signal up to 5 mV.

3.- Conclusions

The main obstacle to embed fiber optic sensors in CFRP structures is to avoid compromising the structure integrity and to ensure the optical continuity in the fiber optic sensor. Both objectives were fulfilled using a GI-POF (diameter of 500 microns) sewn as a layout serpentine in a carbon fiber mat infused by VARTM in a medium viscosity/ medium pot time resin system at room temperature.

Without flexure, the received signal after propagation throug the GI-POF serpentine had 300 mV of amplitude (square CW signal). Tapping the piece with the fingers (see fig. 8) we detected a 50% reduction in the received signal amplitude (in despite of not being optimized).

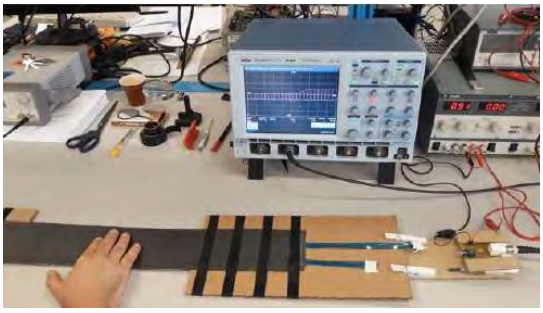


Fig. 8: GI-POF embedded with serpentine layout in the CFRP piece shows enough sensitivity to detect tapping with the fingers.

This work main result is the finding of an appropriate resin system to enable both the VARTM process and ensure the POF signal integrity. It is a medium viscosity/medium pot time resin system, capable of curing at room temperature.

Acknowledgments: Thanks to the company Temai Ingenieros S.L. and to the Institute FIDAMC for their collaboration in several of the test pieces.

References

[1] G.RAJAN, B.GANGADHARA, *"Structural Health Monitoring of Composite Structures using Fiber Optic Methods"*, CRC Press, 2016.

[2] M.MARTINS WERNECK, R.C.da Silva BARROS, *"Plastic Optical Fiber Optic*

Sensors", Science, Technology and Applications, CRC Press, 2019.

[3] R.OLIVEIRA L.BILRO, R.NOGUEIRA, B.GANGADHARA, *"Bragg Gratings in a few mode microstructured polymer optical fiber in less than 30 seconds"*, 23(8), 10181-10187, Optics Express, 2015

[4] Tamer HAMOUDA, A.M. SEYAM, K.PETERS, *"Polymer optical fibers integrated directly into 3D orthogonal woven composites for sensing"*, Smart Materials and Structures, 24 (2), 025027 (11pp), 2015.

[5] Tamer HAMOUDA, A.M. SEYAM, K.PETERS, *"Evaluation of the integrity of 3D orthogonal woven composites with embedded polymer optical fibers"*, Composites Part B: Engineering, 78, 79-85, September 2015.

[6] T.HAMOUDA,K.PETERS, A.M.SEYANN, *"Effect of resin type in the signal integrity of an embedded perfluorinated polymer optical fiber"*, Smart Materials and Structures, 21(5),055023,(8pp),2012.

Análisis espectral del efecto de la ablación láser Nd:YAG en tejido porcino

Spectral analysis of Nd:YAG laser ablation effect on porcine tissue

Sonia BUENDIA AVILES [1,2], José Luis ARCE DIEGO [1], Margarita CUNILL RODRÍGUEZ [2], José Alberto DELGADO ATENCIO[2], Félix FANJUL VÉLEZ [1]

1. Grupo de Ingeniería Biomédica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria, Av. de los Castros 46, 39005 Santander (Cantabria), España
2. Grupo de Óptica biomedica, Univeridad Politécnica de Tulancingo, México

Persona de contacto: José Luis Arce Diego (arcedj@unican.es), Félix Fanjul Vélez (fanjulf@unican.es)

RESUMEN:

El uso de láseres en medicina ha revolucionado los métodos de diagnóstico y tratamiento, ofreciendo resultados más precisos y efectivos en procedimientos quirúrgicos. La ablación láser permite eliminar tejido no deseado de manera controlada, pero requiere protocolos rigurosos para garantizar la eliminación completa del tejido no deseado sin dañar el tejido sano. En el presente estudio se analiza el impacto de la ablación con láser mediante análisis espectral y algoritmos de clasificación, para ello se realizaron ablaciones experimentales en tejido porcino utilizando un láser Nd:YAG a 532 nm, y se analizó el volumen ablacionado y los posibles efectos térmicos mediante espectroscopia de reflectancia difusa. Los resultados muestran la evolución del daño inducido en el tejido y la deformación de las firmas espectrales. Se propone el uso de la espectroscopia como una herramienta para evaluar los efectos térmicos en tiempo real durante las intervenciones quirúrgicas, mejorando la seguridad y precisión de los procedimientos.

Palabras clave: Ablaciones láser, tejido porcino, espectroscopia de reflectancia difusa y modelos de clasificación automáticos.

ABSTRACT:

The use of lasers in medicine has revolutionized diagnostic and treatment methods, offering more precise and effective results in surgical procedures. Laser ablation allows removal of unwanted tissue in a controlled manner, but requires rigorous protocols to ensure complete removal of unwanted tissue without damaging healthy tissue. This study analyzes the impact of laser ablation using spectral analysis and classification algorithms. Experimental ablations were performed on porcine tissue using a 532 nm Nd:YAG laser, and the ablated volume and possible thermal effects were analyzed using diffuse reflectance spectroscopy. The results show the evolution of the induced tissue damage and the deformation of the spectral signatures. The use of spectroscopy as a tool to evaluate thermal effects in real time during surgical interventions is proposed, improving the safety and accuracy of the procedures.

Key words: Laser ablations, porcine tissue, diffuse reflectance spectroscopy and automatic classification models.

1.- Introducción

El uso de los láseres en el campo de la salud se ha convertido en una herramienta valiosa de gran impacto en la evolución de los métodos diagnósticos y tratamientos de diversas condiciones médicas, mejorando la precisión, eficacia y resultados en procedimientos quirúrgicos, permitiendo tratamientos menos invasivos, brindando nuevas alternativas en áreas como la dermatología, oftalmología, cirugía estética, odontología y muchas otras disciplinas médicas. En el caso de la ablación láser se ha consolidado como uno de los procedimientos médicos altamente efectivos y precisos que nos permite eliminar tejido biológico no deseado de manera controlada [1].

El proceso de la ablación láser varía según la aplicación y el tipo de láser utilizado, además de presentar varios beneficios y consideraciones, la ablación láser permite un control preciso y selectivo sobre la eliminación del tejido afectado, que comparado con otros métodos quirúrgicos puede reducir el riesgo de cicatrices notables, pero sobre todo el tiempo de recuperación suele ser más corto al ser un procedimiento menos invasivo. Sin embargo, el uso de esta técnica implica una serie de protocolos rigurosos sobre el control de la profundidad y volumen del tejido para ablacionar, para garantizar la eliminación completa del tejido biológico no deseado sin exceder en la eliminación o daños del tejido sano, lo cual es uno de los aspectos más relevantes a considerar durante su implementación [2], [3]. El uso de fuentes ópticas como el láser, en aplicaciones médicas y quirúrgicas ofrece ventajas significativas en comparación con los procedimientos de corte mecánico tradicionales. Para aprovechar al máximo las aplicaciones médicas de las fuentes ópticas, es esencial comprender las propiedades ópticas de los tejidos biológicos y los efectos resultantes de la interacción entre la luz y los tejidos. Esto nos permitirá realizar una adecuada planificación y preparación de una intervención quirúrgica, a partir de la cual se nos permita identificar automáticamente el estado del tejido, especialmente de manera que se pueda estimar el volumen ablacionado, esto permitiría mejorar la precisión y eficacia de los procedimientos quirúrgicos.

En este trabajo se explican inicialmente los procesos de interacción entre la radiación óptica y tejidos biológicos, especialmente aquellos de naturaleza ablativa. Posteriormente se realizan una serie de ablaciones experimentales con diversos parámetros de un láser Nd:YAG sobre tejido porcino, para analizar el volumen ablacionado y posibles efectos como desnaturalización y carbonización en conjunto con un análisis de los tejidos mediante espectroscopia de reflectancia difusa post-ablación vs tejido sin ablacionar.

2.- Procesos de interacción luz-tejido

Desde el punto de vista óptico, el tejido biológico es un medio complejo no homogéneo. La forma en que la luz se propaga en un tejido depende de las propiedades de absorción y esparcimiento de sus componentes, como células, fibras u orgánulos celulares, entre otros. Además, existen factores que influyen en la propagación de la luz en medios turbios, tales como el tamaño, forma y densidad de las partículas presentes, así como las propiedades de la sustancia que rodea a las partículas esparcidas y la polarización de la luz incidente, las cuales son necesarias conocer para comprender mejor los procesos que pueden ocurrir al aplicar luz láser en un tejido biológico. Además, se deben tener en cuenta las propiedades térmicas del tejido, así como los parámetros del láser, como la longitud de onda, tiempo de exposición, energía aplicada, tamaño del punto focal, densidad de energía y potencia. Todos estos factores contribuyen a la interacción entre la luz láser y el tejido biológico.

Existen cinco categorías principales que describen los diferentes tipos de interacción entre la luz y el tejido biológico. Estas categorías incluyen las interacciones fotoquímicas, las interacciones térmicas, la fotoablación, la ablación inducida por plasma y la fotorruptura

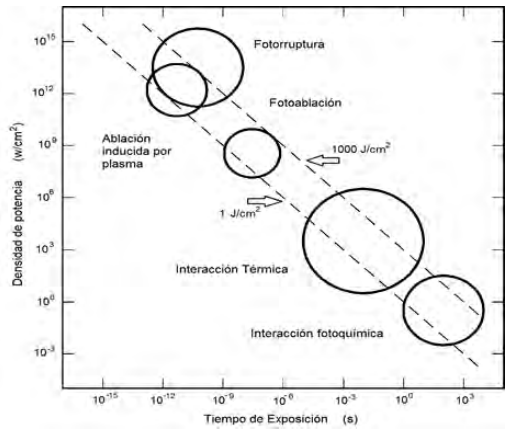


Fig. 1: Representación esquemática de los efectos de la interacción luz- tejido biológico en función de la irradiancia y del tiempo de exposición [2].

En la Figura 1 se representa el esquema de la interacción entre la luz y el tejido biológico, donde se destacan cinco mecanismos de interacción. En el eje de ordenadas se expresada la densidad de potencia aplicada (W/cm^2) y en el eje de las abscisas el tiempo de exposición (s). Las dos diagonales muestran los flujos de energía constantes a 1 J/cm^2 y a 1000 J/cm^2. El diagrama muestra que las interacciones fotoquímicas ocurren en tiempos de exposición >1 s, mientras que las interacciones térmicas se dan en el rango de 1 ms a 1 µs. Por otro lado, la fotoablación tiene lugar entre 1 µs y 1 ns, mientras que la ablación inducida por plasma y la fotorruptura ocurren en tiempos <1ns. En resumen, el tiempo de exposición y la densidad de potencia aplicada son los parámetros clave que diferencian estos mecanismos [4], [5].

La interacción fotoquímica ocurre cuando la luz induce efectos y reacciones químicas en macromoléculas y tejidos. Por otro lado, la interacción térmica se caracteriza por el aumento local de temperatura y puede resultar en diferentes efectos como coagulación, vaporización, carbonización y fusión [6]. La fotoablación implica la descomposición del material expuesto a irradiación láser de alta intensidad, mientras que la ablación inducida por plasma permite una extracción limpia y definida utilizando parámetros láser adecuados. La fotorruptura es un efecto mecánico que puede ocurrir junto con la ablación inducida por plasma.

Este estudio se enfoca en el análisis post-ablación inducida y sus efectos térmicos, a partir del análisis espectroscópico se puede proporcionar información sobre la composición y estado del tejido investigado, así como los cambios sufridos antes y después de cada ablación con distintos parámetros. A partir de esta información sería posible distinguir los diferentes efectos térmicos no deseados en el tejido adyacente. Esto puede ser utilidad en aplicaciones quirúrgicas y diagnósticas.

3.- Procedimiento Experimental

El procedimiento experimental consistió en estudiar los efectos causados en tejido porcino in vitro, causados ante la exposición a la radiación óptica donde se controlaron los parámetros del láser utilizado. Inicialmente se capturó la respuesta espectral de las zonas de interés en cada muestra. Tras ello cada muestra fue expuesta a la radiación de un láser pulsado de Nd:YAG de clase cuatro, el cual empleamos en su segundo armónico a 532 nm, según el montaje de la Figura 2.

Los valores de los parámetros que se implementaron para el láser son de 50 mJ, 85 mJ y 120 mJ de energía de los pulsos, respectivamente. El tiempo de exposición fue de 120 s, 180 s y 720 s. Las muestras analizadas fueron adquiridas a partir de dos diferentes partes del tejido dérmico porcino, 5 de las muestras corresponden a la piel del área de la papada y 6 de ellas al lomo del cerdo. Después de preparar cada una de las muestras estas fueron en placas que limitan la zona de acción a un área de 3x3 cm (Figura 3), las muestras se colocaron a 15 cm de la fuente láser y se irradiaron en un total de nueve medidas por muestra (Figura 2). Donde el tiempo de exposición se aumentó conforme avanzamos en cada columna y la energía en cada fila.

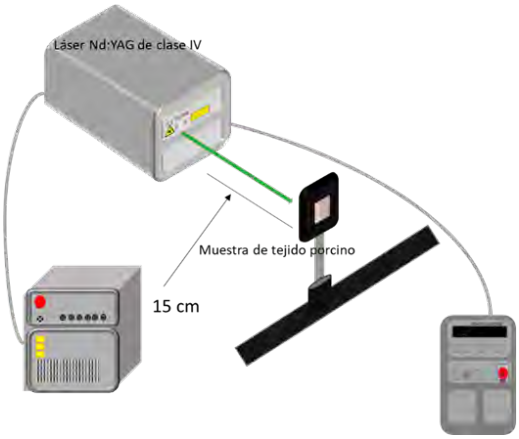


Fig. 2: Montaje de irradiación de la muestra mediante láser Nd:YAG.

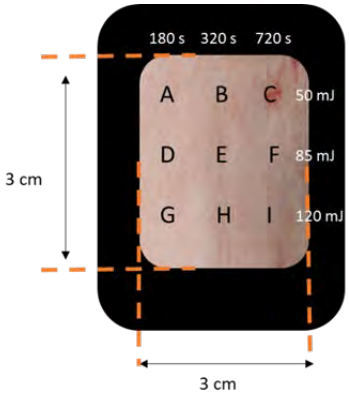


Fig. 3: Ejemplo de una muestra preparada antes de realizar las ablaciones.

Como se mencionó anteriormente, antes de realizar las ablaciones láser se capturó la respuesta espectral en cada uno de los nueve puntos de interés

de cada muestra, así mismo inmediatamente después de realizar todas las ablaciones para cada muestra se capturó la respuesta espectral en cada punto ablacionado, con ayuda del montaje experimental que se presenta en la Figura 4. Seguido de ello se prosiguió a seccionar las muestras para identificar las profundidades de cada ablación en función de la energía de los pulsos y tiempo de exposición y analizar los efectos térmicos que se presentaron en las muestras tales como la desnaturalización del tipo, coagulación y carbonización las cuales fueron visibles (Figura 5). Dado que en un entorno de intervención quirúrgica la presencia de este tipo de interacciones como efectos secundarios puede no ser advertida, motivo por el cual es de gran interés el tratar de implementar un procedimiento automatizado que nos permita la identificación de estos en base a la respuesta espectral del tejido.

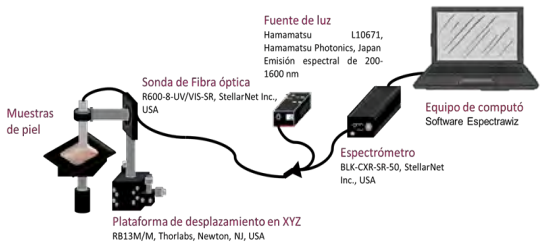


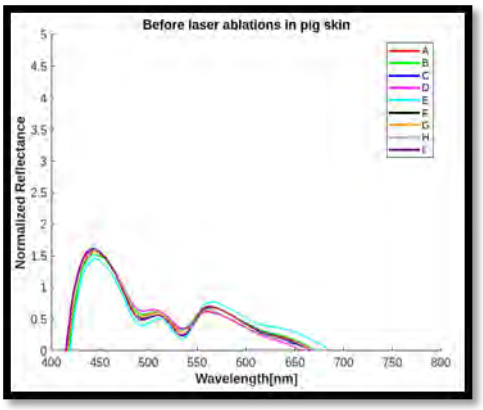
Fig. 4: Ejemplo del montaje experimental implementado en la toma de espectros de reflectancia difusa.



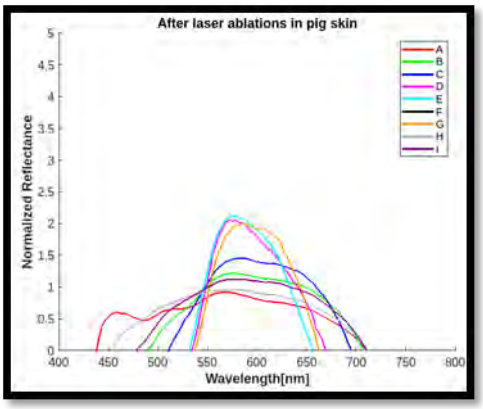
Fig. 5: Ejemplo de una muestra después de realizar el proceso ablativo en los nueve puntos señalados anteriormente.

4.- Resultados y discusión

Una vez aplicada la radiación láser en los nueve puntos de acción de cada muestra, se observaron varios efectos, tanto térmicos como la completa ablación del tejido, en dependencia de la combinación del tiempo de exposición y la energía de pulso que se utilizó. En la Figura 5 se puede ver cómo existe una evolución del daño inducido en el tejido a medida que aumentamos los parámetros del láser. Así mismo podemos observar estos efectos en la respuesta espectral de cada uno de los puntos de la piel irradiada tal como se muestra en la Figura 6, donde se aprecia la deformación de la firma espectral original. En la mayoría de las muestras los puntos A, B y D irradiados con menor energía y menor tiempo de exposición se aprecia un menor daño visual. Por otra parte, para los puntos C, E, F en la mayoría de las muestras es visible el daño por coagulación que ha sufrido el tejido, el diámetro del daño varía conforme a los parámetros empleados para el láser, finalmente en los puntos G, H e I fue posible visualizar daño por coagulación y en varios casos carbonización e incluso se presentó la perforación del tejido.



a)



b)

Fig. 6: Espectros de reflectancia difusa normalizados, obtenidos a) antes y b) después de realizar una serie de ablaciones láser

Un ejemplo de estos efectos se puede apreciar visualmente a detalle en uno de los cortes realizados de manera transversal, Figura 7.

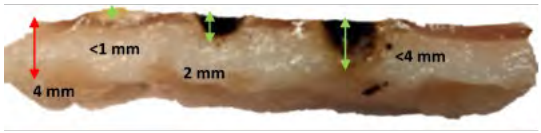


Fig. 7: Ejemplo de un corte transversal para evaluar la profundidad de las ablaciones efectuadas en la muestra.

Una vez se han estudiado los efectos causados debido a esta interacción luz-tejido biológico y después de recabar todas las firmas espectrales post-ablación se realizó un análisis de componentes principales (PCA), y se emplearon los primeros diez coeficientes en un sistema de clasificación automático para cuatro clases; piel sana, piel irradiada con daño visible, piel irradiada sin daño visible y piel carbonizada para ello se emplearon los modelos de Análisis Discriminante Lineal (L), el modelo Naive Bayer (NB) y el modelo de Arboles de Decisión Multiclase (T). Los resultados mostraron una mejor clasificación de los datos empleando los modelos de Análisis discriminante y Arboles de decisión Multiclase con errores de resubstitución del 27.27 % y 10% respectivamente, lo que resulta prometedor para el desarrollo e implementación de un sistema automático de identificación de estos efectos en tiempo real. Los resultados obtenidos nos permitirán realizar una estimación a priori del efecto resultante en cuanto a profundidad de ablación, clave en las intervenciones quirúrgicas.

5.- Conclusión

Tras los experimentos realizados, se puede observar que a medida que se incrementan los parámetros de la fuente óptica, en este caso el láser de Nd:YAG, se obtienen volúmenes de ablación mayores y la aparición de efectos térmicos como la coagulación o carbonización del tejido son cada vez más significativos, como era de esperar. Sin embargo, el uso de la espectroscopia ha proporcionado valiosos resultados complementarios a partir de las mediciones espectroscópicas de los puntos irradiados con el objetivo de analizar los cambios sufridos por los tejidos antes y después de cada ablación con distintos parámetros. Esto permitió obtener información adicional sobre los efectos térmicos generados durante el procedimiento.

El algoritmo de clasificación aplicado a los datos espectroscópicos mostró una tasa de error relativamente reducida, por lo que los resultados sugieren que la espectroscopia podría ser utilizada como una herramienta eficaz para evaluar la presencia de daño térmico en tiempo real durante las intervenciones quirúrgicas. Esta capacidad de evaluación en tiempo real, integrada en el dispositivo quirúrgico, brindaría la posibilidad de alertar al cirujano sobre la presencia de daño térmico en los tejidos sanos adyacentes y tomar las medidas necesarias. Los resultados obtenidos abren nuevas perspectivas en la evaluación y control de los efectos térmicos durante los procedimientos quirúrgicos, brindando la posibilidad de mejorar la seguridad y la precisión de las intervenciones.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto del Plan Nacional de I+D+i "Cribado diagnóstico de microorganismos mediante microscopia avanzada e inteligencia artificial en patologías humana" (PID2021-127691OB-I00), del Ministerio de Ciencia e Innovación, cofinanciado con fondos FEDER.

Referencias

[1] Félix FANJUL VÉLEZ, Irene SALAS GARCÍA, José Luis ARCE DIEGO, "Analysis of laser surgery in non-melanoma skin cancer for optimal tissue removal", Laser Physics 25, 025606 (8pp) (2015).

[2] M. H. NIEMZ. Laser-Tissue Interactions. Third, Enlarged Edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2004, 2007 (ISBN: 3-540-40553-4).

[3] Hyo Jin KIM, *et al.* "Laser-tissue interaction simulation considering skin-specific data to predict photothermal damage lesions during laser irradiation" Journal of Computational Design and Engineering, Volume 10, Issue 3, Pages 947–958, June 2023.

[4] F. H. LOESEL, M. H. NIEMZ, J. F. BILLE, T. JUHASZ, "Laser-Induced Optical Breakdown on Hard and Soft Tissues and Its Dependence on the Pulse Duration: Experiment and Model," IEEE Journal of Quantum Electronics 32, 1717-1722 (1996).

[5] A. VOGEL, V. VENUGOPALAN, "Mechanisms of Pulsed Laser Ablation of Biological Tissues," Chem. Rev. 103, 577-644 (2003).

[6] F. FANJUL-VÉLEZ, N. ORTEGA-QUIJANO, José Ramón SOLANA-QUIRÓS, J. L. ARCE-DIEGO, "Thermal damage analysis in biological tissues under optical irradiation: application to the skin", International Journal of Thermophysics, October, volume 30, pages1423–1437 (2009).

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

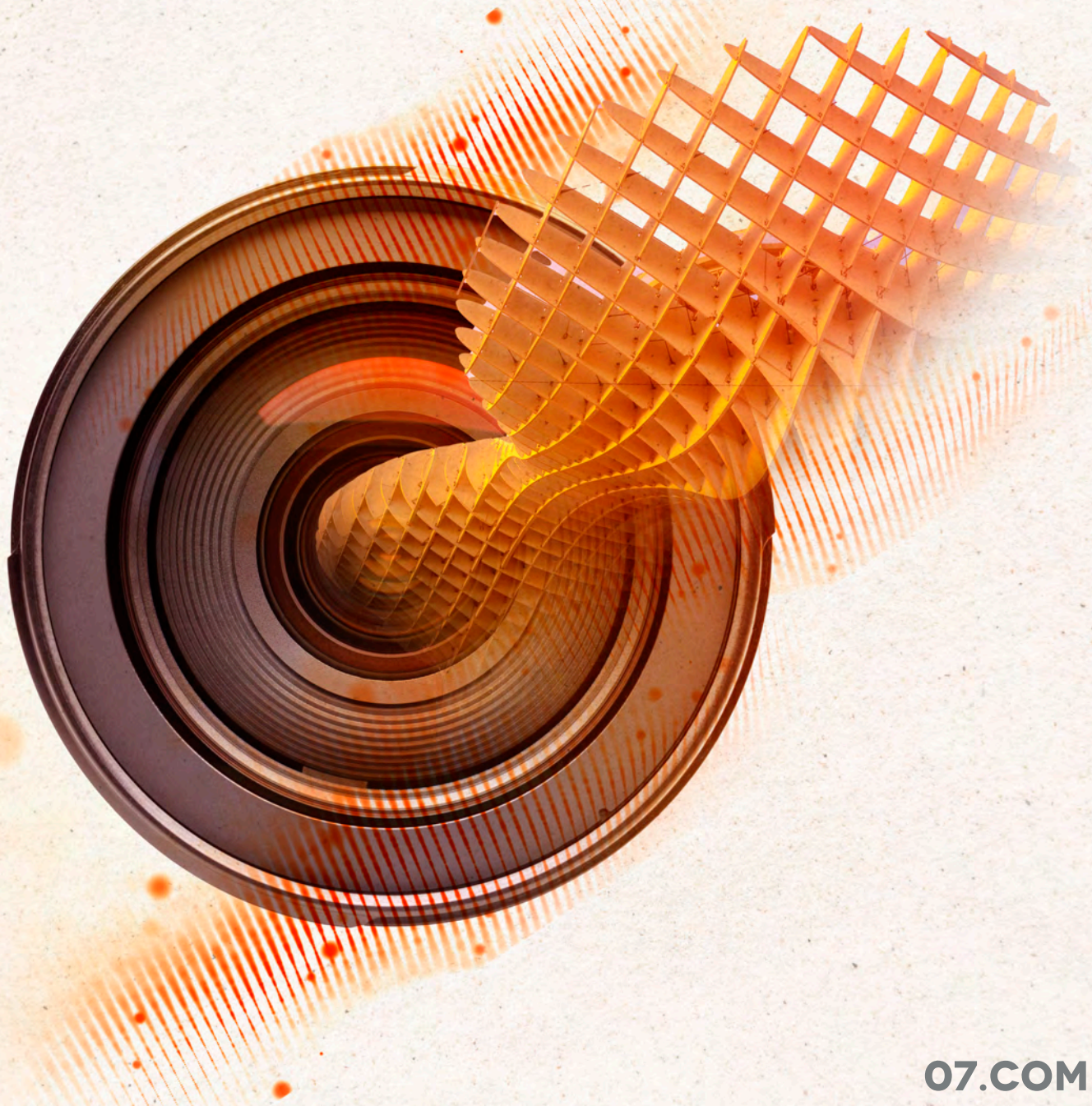
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



07.COM |

COMUNICACIONES ÓPTICAS. REDES, SISTEMAS Y SUBSISTEMAS

Análisis de la capa física de una red de acceso óptica pasiva GPON mediante LabVIEW

Physical layer analysis of a Passive Optical access network GPON using LabVIEW

Jesús Ángel ANDRÉS [(1)], Noemí MERAYO [(2)], Juan Carlos AGUADO [(2)], Ignacio DE MIGUEL [(2)], Ramón J. DURÁN [(2)], Julio SAN ROMÁN [(1)], Patricia FERNÁNDEZ [(2)], Rubén M. LORENZO [(2)], Evaristo J. ABRIL [(2)]

1. Grupo en Aplicaciones del Láser y Fotónica (ALF-USAL) Universidad de Salamanca Plaza de la Merced s/n, 37008 Salamanca (Spain).
2. Teoría de la Señal y Comunicaciones e Ingeniería Telemática, ETSI Telecomunicación, Universidad de Valladolid, Campus Miguel Delibes, Paseo de Belén, 15, 47011 Valladolid.

Persona de contacto: Noemí Merayo (noemer@uva.es).

RESUMEN: Los laboratorios virtuales y remotos resultan de gran utilidad en ámbitos de la ingeniería, especialmente en entornos universitarios, debido a que el acceso a los laboratorios físicos es limitado, costoso y requieren un espacio físico. En particular, en el campo de las redes y comunicaciones ópticas, esto es especialmente cierto. En este artículo se presenta el diseño e implementación de un sistema remoto y virtual utilizando LabVIEW, para aplicar al análisis de la capa física en redes de Acceso Ópticas Pasivas Gigabit (GPON, *Gigabit Passive Optical Networks*), de especial relevancia por su nivel de penetración en el mercado mundial. El sistema permite interactuar con el laboratorio real a larga distancia y de manera activa, lo que proporciona una experiencia cercana a situaciones reales que se pueden encontrar en el ámbito profesional.

Palabras clave: redes ópticas, GPON, control remoto, GPIB, LabVIEW, laboratorio virtual.

ABSTRACT: Virtual and remote laboratories are very useful in engineering fields, especially in university environments, because access to physical laboratories is limited, expensive and requires physical space. In particular, in the field of optical communications and networking, this is especially true. This paper presents the design and implementation of a remote and virtual system using LabVIEW, to be applied to the analysis of the physical layer in Gigabit Passive Optical Networks (PONs), which are of particular relevance due to their level of penetration in the global market. The system allows interaction with real laboratories at a long distance and in an active way, which provides an experience close to real situations that can be found in the professional field.

Key words: optical networks, GPON, remote control, GPIB, LabVIEW, virtual lab.

1.- Introducción

El aumento exponencial del tráfico de datos debido a aplicaciones como el streaming de vídeo o la tecnología 5G, necesita redes cada vez más grandes, rápidas y fiables. La crisis del COVID-19 ha provocado un aumento en la demanda y tráfico de datos, lo que ha impulsado el despliegue de conexiones de fibra óptica en muchos países. Se espera en la Unión Europea haya cerca de 309 millones de hogares conectados a la fibra óptica FTTH/B en 2027 (*Fiber To The Home/Building*) [1], y el mercado mundial de FTTH/B alcance los 29.700 millones de dólares en 2026 [2]. Las redes ópticas pasivas

(PON, *Passive Optical Networks*) son la tecnología preferida para el despliegue de FTTH, ya que proporcionan una solución escalable y flexible a velocidades de gigabit en largas distancias sin necesidad de componentes activos. Se espera que el mercado mundial de GPON (basadas en el estándar Gigabit) alcance los 13.520 millones de dólares en 2027, con un crecimiento anual del 12.1% [3].

Una red PON sigue una topología de árbol entre un Terminal de Línea Óptica (OLT, *Optical Line Terminal*), situado en la Oficina Central, y un Terminal de Red Óptica (ONT/ONU, *Optical Network Terminal/Unit*), situado en casa del usuario. La conexión entre la OLT y las ONTs se realiza mediante un divisor óptico [4]. Estas redes de acceso cuentan con dos canales que operan con longitudes de onda independientes. En el canal de bajada (1490 nm), la conectividad es punto a multipunto entre la OLT y las ONTs, mientras que en el canal ascendente (1310 nm) desde la ONT a la OLT, las ONTs comparten la misma longitud de onda. Para evitar colisiones de datos entre diferentes ONTs, en el canal ascendente se necesitan protocolos MAC (*Medium Access Control*).

Dado el nivel de penetración de GPON a nivel mundial, en este artículo se propone programar un sistema virtual remoto con LabVIEW [5] para analizar y caracterizar redes GPON con dispositivos ópticos, en concreto osciloscopios digitales y analizadores de espectro ópticos (OSA, *Optical Spectrum Analizer*).

2.- Diseño del montaje real

GPON es un estándar de la ITU, recomendación G.984.1 [6], con tasas de transmisión de descarga de 2488Mb/s y de subida de 1244Mb/s. Se suelen emplear divisores ópticos 1:64 con un alcance extremo a extremo en torno a 25 kilómetros. La red de acceso GPON utilizada en este trabajo, se encuentra en el laboratorio de Comunicaciones Ópticas de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación de la Universidad de Valladolid (Fig. 1). La red consiste en una OLT seguida de dos bobinas de fibra de 5km y una de 10 km monomodo SSMF (*Standard Single Mode Fiber*), que conectan el OLT con un divisor óptico 1:8. Los divisores ópticos configuran la topología en árbol y se unen a las ONTs mediante fibras de distribución. La longitud de cada conexión puede configurarse individualmente mediante un panel de conexión desde 100 metros hasta 5 km. La red GPON está equipada con 4 ONTs de nivel 3 (*router* integrado) y 2 ONTs de nivel 2 (sin *router).* Todos los dispositivos son del fabricante Telnet-RI [7].

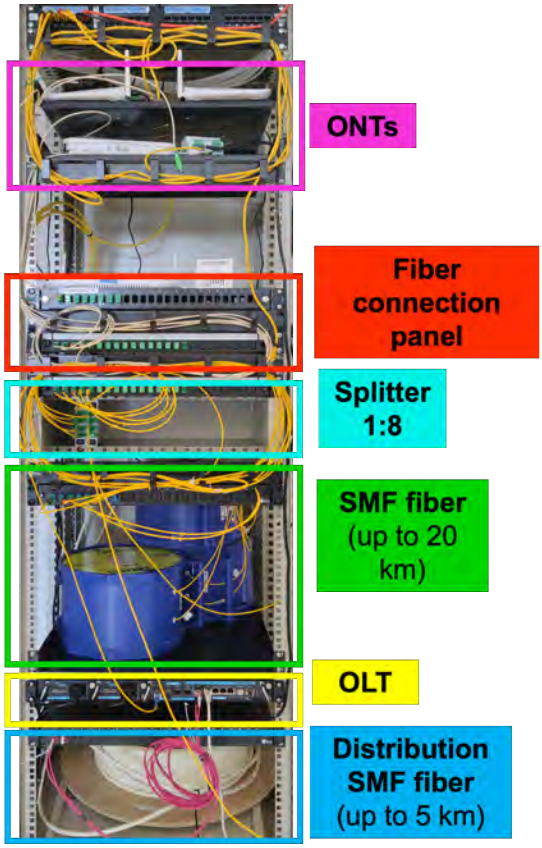
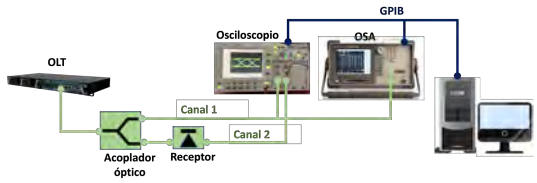


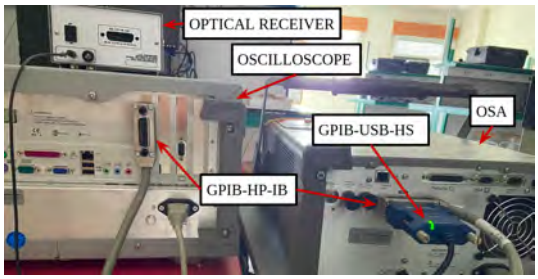
Fig. 1: Despliegue real de la red GPON.

Para realizar el análisis de la red GPON a nivel físico con LabVIEW se usará un osciloscopio Agilent modelo 86100B [8] y un OSA Agilent modelo 86145B [9]. La conexión entre los aparatos se lleva a cabo mediante un bus GPIB (*General Purpose Interface Bus*), también conocido como IEEE 488 [10]. Estos dispositivos estarán conectados vía GPIB a un ordenador del laboratorio. GPIB permite conectar una gran variedad de instrumentos y, hasta 15 instrumentos conectados a la vez siempre que el total no exceda 20 metros y no haya más de 2 metros entre instrumentos. Para realizar la conexión

se necesitan dos cables GPIB: un GPIB-USB-HS que conecta el OSA con el puerto USB del ordenador y, otro GPIB-HP-IB, que conecta entre sí los instrumentos. La comunicación entre LABVIEW y los aparatos mediante GPIB se realizará con comandos del estándar SCPI (*Standard Commands for Programmable Instruments*) utilizando la API VISA (*Virtual Instrument Software Architecture*). Para evitar problemas de compatibilidad utilizando Linux, el sistema de control se desarrolla en una máquina virtual Oracle VM Box [11]. Para el control remoto, se instalará TeamViewer [12], un software de control remoto de escritorio. Finalmente, el control de los dispositivos se realiza mediante una aplicación desarrollada en LabVIEW. El montaje completo de la arquitectura GPIB conectada al osciloscopio y al OSA se muestra en Fig. 2 (a) y (b).



(a)



(*b*)

Fig. 2: Montaje: (a) Conexión de la GPON con los dispositivos ópticos (b) Conexión trasera GPIB del OSA y del osciloscopio.

3.- Diseño virtual de los dispositivos ópticos en LabVIEW

En esta sección se explica el diseño y la implementación en LabVIEW de los interfaces virtuales de los dispositivos ópticos.

3.1.- Osciloscopio Agilent 86100b

La Fig. 3 muestra una captura de pantalla del diseño virtual del osciloscopio. Las funcionalidades básicas de cada bloque son:

1. Selector de canal (1): selección del canal de visualización (CHANNEL 1, 2).
2. Selector modo (2): selección entre el modo osciloscopio y modo máscara.
3. Bloque de medidas (3): visualiza las medidas en tiempo real de los parámetros del canal seleccionado, tales como ancho/apertura ojo, amplitud del ojo, tasa de transmisión, jitter o voltaje medio.
4. Selector RUN/STOP (4): para iniciar y detener la adquisición de datos del osciloscopio.
5. Selector del cambio de escala (5): manual y autoescalado.
6. Recarga de la pantalla (6): captura la retícula del osciloscopio para guardarla en disco y visualizarla en la interfaz. Este bloque es llamado por el botón de '*RELOAD SCREEN*', y también se activa automáticamente cada vez que se realiza un cambio de canal, modo o escala.
7. Selector de *trigger (*7): para seleccionar el nivel y la fuente de *trigger*.
8. Visualización de la retícula del osciloscopio (8): representación en el panel frontal de la gráfica resultante del osciloscopio.

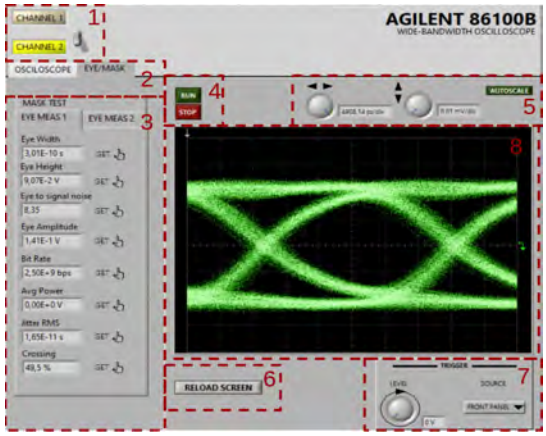


Fig. 3: Pantalla principal de la interfaz gráfica del osciloscopio.

A continuación, se muestran los diagramas en LabVIEW para algunos de estos bloques, disponibles de forma gratuita en https://uvadoc.uva.es/handle/10324/59257. Así, el bloque de medidas (3) se realiza utilizando un subVI del *driver*, al que se le han añadido *queries* de medidas que no

estaban incluidas en el *driver* original. La Fig. 4 muestra el diagrama de bloques de dicha funcionalidad. El diagrama se caracteriza por un set de '*appends*', situado en la parte izquierda del '*case structure*' central, que construyen la *query* dependiendo de la medida. En estos '*appends*' se suman *strings* de la medida, el nivel y el canal sobre el que se quiere realizar la medida. La *query* es enviada mediante el bloque *WRITE* al osciloscopio y su respuesta es recogida mediante el bloque *READ*. A la derecha del *case structure,* los datos devueltos son formateados para su interpretación.

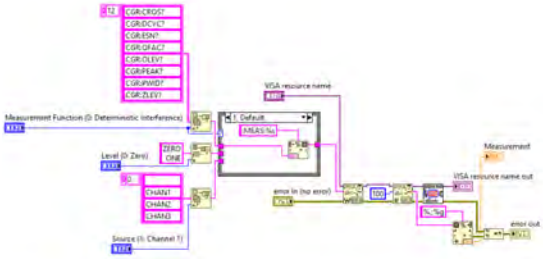


Fig. 4 Diagrama de bloques en LabVIEW correspondiente al bloque de medidas.

La recarga de la pantalla (bloque 6 en Fig. 3) se realiza en dos pasos dentro de una estructura secuencial en la Fig. 5. El primer paso (izquierda), captura la retícula del osciloscopio y la guarda en disco mediante el comando 'DISK:SIMage "eye2.gif", GRAT, NORMAL'. Después se lleva la imagen en formato BMP al ordenador mediante ':DISPlay:DATA? BMP'. El segundo paso (derecha), carga la imagen en el panel frontal. Todo el '*sequential structure*' se encuentra dentro de un '*case structure*' activado por el booleano tipo '*switch until release*' con la etiqueta '*RELOAD SCREEN*'.

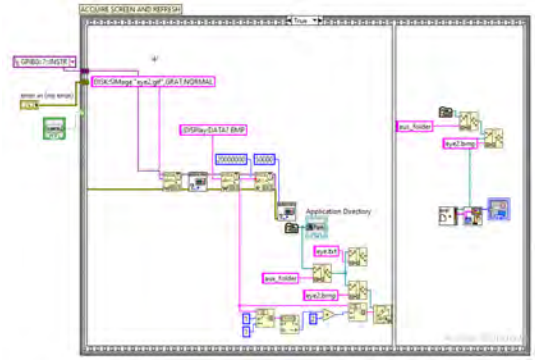


Fig. 5 Diagrama de bloques en LabVIEW de recarga de pantalla.

Finalmente, el modo Eye/Mask en la Fig. 3 tiene una gran importancia en el análisis de redes ópticas, ya que permite realizar medidas sobre diagramas de ojos (*Eye Meas*), que son una sucesión de formas de onda superpuestas muy utilizada para evaluar la calidad de señales ópticas. Dentro de este modo también se encuentra el modo *Mask Test*, que permite comparar el diagrama de ojos de la red con una forma de onda estándar industrial. De esta comparativa se podrán sacar métricas en base a los puntos del diagrama de ojos de la red que caen dentro de las regiones de fallo. La visualización de la interfaz (Fig. 6) muestra la máscara sobre el diagrama de ojos y, a la izquierda, el panel de control.

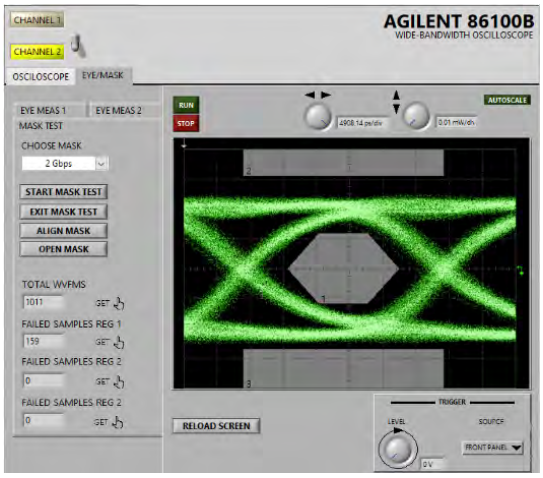


Fig. 6: Pantalla del interfaz Mask Test.

3.2.- OSA Agilent 86100b

En la Fig. 7 se muestra la pantalla de la interfaz virtual del OSA con los bloques:

1. Recarga de pantalla (RELOAD SCREEN) (1): Carga en tiempo real la señal óptica del OSA.
2. Marcador (SHOW/HIDE MARKER) (2): visualización del marcador, que se representa como un cuadrado rojo. En la Fig. 7, el marcador aparece en el pico del espectro. Las medidas de potencia y longitud de onda mostradas en la pantalla son respecto a la posición del marcador.
3. Auto-measure, Auto-align, Sweep (3): la función auto-measure realiza un barrido de todo el espectro en busca del pico absoluto. Una vez localizado el pico, se fija de forma automática la escala por

división, optimiza la sensibilidad y coloca el marcador en el pico. La función auto-align realiza un alineado mecánico del detector del OSA para asegurar estabilidad y máxima precisión. La función *Sweep* realiza un barrido desde la longitud de onda de inicio hasta la final.

4. Selector de parámetro (4): ofrece las posibilidades *wavelength*, *power* y *bandwidth*. El usuario tendrá que elegir una opción y clicar en '*get*' para obtener el valor.
5. Ayuda (5): botón de ayuda para dar soporte al usuario.
6. Panel de control (6): Sistema de pestañas con distintos controles para adquirir el valor de una serie de parámetros (*Trace, Bandwidth, Wavelength*).
7. Visualización de espectro (7): Representación gráfica de la señal del OSA.
8. Medidas (8): Indicadores de los resultados de las medidas solicitadas.

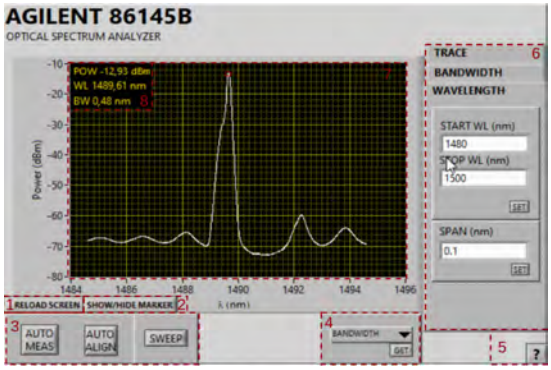


Fig. 7: Interfaz de la pantalla del OSA.

El panel de control (6), consta de un sistema de pestañas con controles para adquirir el valor de una serie de parámetros (Fig. 8).

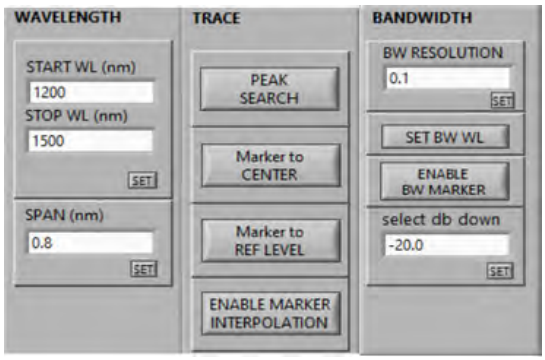


Fig. 8: Pestañas del panel de control

Con el panel de control de *WAVELENGTH,* se fijan valores para los parámetros de comienzo y final de las longitudes de onda a medir, mediante los parámetros *START WL, STOP WL* y *SPAN.* Por otro lado, en la pestaña de *TRACE* hay cuatro acciones:

- *PEAK SEARCH*: Localiza el marcador en el pico del espectro para tomar medidas.
- *Marker to CENTER*: Cambia la longitud de onda central a la longitud de onda en la que está situada el marcador.
- *Marker to REF LEVEL*: Cambia el nivel de referencia a la amplitud del marcador.
- *ENABLE MARKER INTERPOLATION*: Activa y desactiva la interpolación del marcador.

Finalmente, en la pestaña de *BANDWIDTH* se encuentran las siguientes funcionalidades:

- *BW RESOLUTION*: Fija la resolución de ancho de banda.
- *SET BW WL*: Fija las unidades de ancho de banda a unidades de longitud de onda.
- *ENABLE BW MARKER*: Activa el marcador de ancho de banda.
- *SELECT DB DOWN*: Fija la altura para hacer la medida de ancho de banda.

4.- Experimentos en la capa física GPON con los dispositivos virtuales

En esta sección se describen algunos experimentos que los estudiantes realizarán para trabajar con la red GPON a nivel físico utilizando los dispositivos ópticos virtuales diseñados con LabVIEW. Respecto a los osciloscopios digitales y al análisis de diagramas de ojos y máscaras, los estudiantes tienen que tratar con métricas de calidad óptica. En particular, tienen que analizar las señales ópticas y eléctricas de la OLT y las transmitidas por las ONTs. Para llevar a cabo estos experimentos, se utilizará el osciloscopio Agilent 86100B y el OSA Agilent 86145B. El montaje completo en el que se comunica la red GPON con los dispositivos virtuales es mostrado en la Fig. 2 (a) y (b). Esta configuración virtual permite a los estudiantes:

- Comparar los diagramas de ojos ópticos y eléctricos, analizando por ejemplo el efecto *overshooting* del láser de la OLT.
- Medir tiempos de subida/caída, anchura de pulso, la relación de extinción o el *jitter* de los diagramas de ojo.
- Medir tasas de transmisión en canales GPON.
- Comparar la máscara teórica del estándar GPON con la obtenida en el osciloscopio.
- Visualizar tramas de OLT/ONTs.

Por otro lado, respecto al analizador de espectros (OSA), los estudiantes podrán:

- Analizar espectros ópticos de OLT/ONTs.
- Analizar longitudes de onda, anchos de banda y potencias de los espectros.

5.- Conclusión

En este artículo se describe el diseño de aplicaciones para el control remoto de dispositivos ópticos que permitan caracterizar la capa física en redes GPON. Por un lado, esto permitirá analizar de forma remota redes reales ópticas mediante instrumentación virtual que simulan dispositivos ópticos reales. Por otro lado, permitirá facilitar la formación de estudiantes de diferentes titulaciones, Físicos o Ingenieros de Telecomunicaciones, en el área de las comunicaciones ópticas pudiendo tomar medidas de parámetros de forma remota en redes desplegadas. Además, supone un punto de partida para alumnos o investigadores que deseen aprender a controlar dispositivos ópticos mediante LabVIEW. Finalmente, estas aplicaciones son interesantes para crear laboratorios remotos, pudiendo acceder los alumnos a los dispositivos y redes desde sus casas en cualquier momento.

Agradecimientos: Esta investigación ha sido financiada por el Ministerio de Ciencia e Innovación/Agencia Estatal de Investigación (Subvención PID2020-112675RB-C42, MCIN/AEI/10.13039/501100011033) y por la Consejería de Educación de la Junta de Castilla y León y el Fondo Europeo de Desarrollo Regional (Grant VA231P20). También ha sido financiado por el Máster Física y Tecnología de los Láseres de la Universidad de Salamanca y Valladolid.

Referencias

[1] FTTH Market Forecasts 2022-2027, https://www.ftthcouncil.eu/knowledge-centre/all-publications-and-assets/1462/ftth-market-forecasts-2022-2027

[2] Global Fiber-to-the-Home/Building (FTTH/B) Industry, https://www.reportlinker.com/p05817990/Global-Fiber-to-the-Home-Building-FTTH-B-Industry.html?utm_source=GNW

[3] Global Market Inside, GPON Market, https://www.gminsights.com/industry-analysis/gigabit-passive-optical-network-equipment-market?gclid=Cj0KCQiA-oqdBhDfARIsAO0TrGHBClfRzrbJv25T9rCqME-mIyYJytRvrsoh91FeFi-SCVf9byApzM8aAgVLEALw_wcB

[4] B. Lung, "Fiber to the Home Using a PON Infrastructure," IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology ,vol. 2, Dec. 2006, pp. 4568-4583, doi: 10.1109/JLT.2006.885779.

[5] ¿Qué es LabVIEW?, https://www.ni.com/es-es/shop/labview.html

[6] G.984.1 : Redes ópticas pasivas con capacidad de Gigabits: Características generales, https://www.itu.int/rec/T-REC-G.984.1/es

[7] Telnet-RI, http://www.telnet-ri.es/en,.

[8] Digital Oscilloscope Agilent Model 86100B, http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5989-0278EN.pdf

[9] Optical Spectrum Analyzer Agilent Model 86145B, https://www.keysight.com/es/en/assets/9018-05410/user-manuals/9018-05410.pdf

[10] What is GPIB / IEEE 488 Bus, https://www.electronics-notes.com/articles/test-methods/gpib-ieee-488-bus/what-is-gpib-ieee488.php.

[11] Oracle VM Virtual Box, https://www.virtualbox.org

[12] TeamViewer, www.teamviewer.com

Impact of LTE Bandwidth on the Performance of RoF Downlink Transmission over a Large-Core GI-POF

Muhammad Waseem [(1)], Alicia López [(1,2)], Pedro Luis Carro [(1,3)], María Angeles Losada [(1,2)], Carmen Vázquez [(4)], Javier Mateo [(1,2)], Joseba Zubia [(5)]

1: Electronics Engineering and Communications Dept., EINA, University of Zaragoza, Zaragoza, Spain
2: GTF, Aragón Institute of Engineering Research (i3A), University of Zaragoza, Zaragoza, Spain
3: CeNIT, Aragón Institute of Engineering Research (i3A), University of Zaragoza, Zaragoza, Spain
4: Electronics Technology Dept, Universidad Carlos III de Madrid, Madrid, Spain
5: Department of Communications Engineering, School of Engineering of Bilbao, University of the Basque Country UPV/EHU, Bilbao, Spain

Corresponding author: Muhammad Waseem (806405@unizar.es).

ABSTRACT:

The evolution of 5G and Internet of Things (IoT) technologies has brought about a dramatic rise in the connectivity demands since the last decade. The convergence of wireless and optical technology can play a significant role to tackle the problem of massive connectivity efficiently. In this paper, we have established a Radio-Over-Plastic Optical Fiber (RoPOF) link and experimentally analyzed the downlink transmission performance of different bandwidth standards of LTE in conjunction with NB-IoT within the LTE guardband. Transmission through a 75-meter PMMA GI-POF was successfully achieved as the EVM measurements demonstrate, which makes our proposal a spectral efficient solution for the future short range communication networks.

Key words: Radio-Over-Plastic Optical Fiber (RoPOF), LTE, NB-IoT, GI-POF, Guard-band Mode

1.- Introduction

In the modern era, Radio-over-Fiber (RoF) technology is considered as one of the key technologies to deal with the on-growing demand of high bandwidth for the wireless services and is looked upon as an enabling technology for future generation networks. It also appears as the most empowering methodology for the fronthaul networks in 5G due to low latency and broadband connectivity. The main objective of RoF is to enable cost effective and efficient solutions of distributing radio signals from a base station to remote antenna units, which may be located either outdoor or in-building networks [1]. The need of high bandwidth multivariate wireless services has been growing dramatically since the last decade, not only for the outdoor scenarios but also for the indoor applications. In fact, the evolution of 5G and Internet of Things (IoT) technologies has revolutionized the communication world and, in this context, a huge rise has been observed in the connectivity needs since the past years due to the ever-increasing number of connected devices and equipment. Thus, short-range communication networks, such as in-building or in-vehicle, are gaining a huge significance and drive the continuous development of the associated technologies. Radio-over-fiber (RoF) systems can enable the delivery of broadband wireless services in short range applications that support extremely high data traffic rates [2,3] and can cope with the massive connectivity demands of the future generation networks.

In these short-range scenarios, Plastic Optical Fibers (POFs) have crucial advantages over Glass Optical Fiber (GOFs) regarding installation, maintenance cost, power consumption, ruggedness, flexibility and safety. POF reach and bandwidth are sufficient for the short-range scenarios [4,5,6].

This research work provides a comparative experimental evaluation of the feasibility of Radio-over-POF (RoPOF) for the future communication networks by transmitting Long Term Evolution (LTE) signals of different bandwidths (5,10,15 and 20 MHz) in conjunction with NB-IoT within the guard-band of LTE at a carrier frequency of 800 MHz over a large-core PMMA graded-index POF. The paper is organized as follows: In section 2, a detailed description of the experimental set-up along-with transmission parameters is provided. The experimental results are presented and analyzed in section 3. Finally, conclusions are drawn in section 4.

2.- Experimental Set-up

The experimental set-up is depicted in Fig. 1. It consisted in the establishment of an optical data link with the most suitable optoelectronic components (optical source, GI-POF segment and receiver) and an RF electronic board (Xilinx Zed-BoardZynq-7000) which acted as digital/analog interface by performing the required conversions. Signal generation/demodulation and transmission performance evaluation were carried out offline with a computer directly connected to the RF electronic board. The generated combined signal (LTE + NB-IoT) was then used to directly modulate the laser diode after being properly amplified. The optical source was L658P040 laser diode with emission wavelength of 658 nm and nominal emission power of 40 mW, which was mounted on LDM9T laser base, both from Thorlabs. The bias current was set to 75 mA using Thorlabs controller LDC250 giving rise to an injected power into the fiber of 7 dBm. The optical signal at the output of the laser was transmitted through the selected plastic optical fiber, which was a 75-meter long 1-mm core PMMA GI-POF (OM-Giga from Optimedia), whose attenuation coefficient was measured to be 0.218 dB/m. At the output of the fiber, the SPD-2-650 integrated receiver from Graviton (having bandwidth as 1.2 GHz and responsivity of 1 mV/mW at 650 nm) converted the optical signal back to the electrical domain. This signal was then fed back to the electronic board that further delivered it to the computer in order to get demodulated and analyzed. Simultaneously, power spectral density and total power of the received signal was measured with the Spectrum Analyzer (E4404B from Agilent).

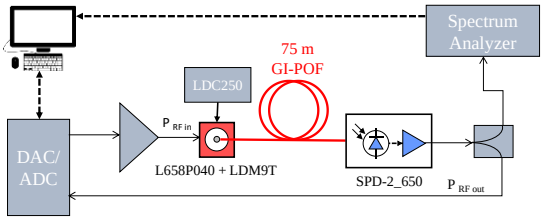


Fig. 1: Experimental set-up

The above-described set-up was used to perform several transmission experiments of LTE+NB-IoT signals through the GI-POF in order to assess the feasibility of the RoPOF communication link over a carrier frequency of 800 MHz In this study, we have focused on the downlink transmission of 5-MHz, 10-MHz, 15-MHz and 20-MHz LTE signals with 64-Quadrature Amplitude Modulation (QAM) format over a carrier frequency of 800 MHz along with an NB-IoT signal having Quadrature Phase Shift Keying (QPSK) modulation format in the guard-band operation mode. In this context, we considered several transmission parameters such as RF input power, location of the NB-IoT within the LTE guard-band, and power ratio between NB-IoT and LTE signals that will be termed as NB-IoT power boost throughout the following sections.

2.- Results

The transmission performance of the combined LTE and NB-IoT signals was evaluated through the estimation of Error Vector Magnitude (EVM) at the receiver side. In this section, the EVM results of both the LTE and the NB-IoT signals are presented when the input RF power, bandwidth, NB-IoT location within the LTE guard-band (physical resource block PRB used) and power boost were varied. Moreover, in order to deeply illustrate the

system behavior, Power Spectral Densities (PSDs) of the received combined signals are also presented.

3.1.- Error Vector Magnitude (EVM)

The transmission performance of the Radio-over-Plastic Optical Fiber (RoPOF) link for the considered set of parameters and conditions, was evaluated through the estimation of the EVM. This figure of merit was obtained for both the downlink signals of LTE and NB-IoT after performing the required demodulation at the computer. The EVM results for all the LTE bandwidths were measured as a function of input RF power (-16 dBm to +6 dBm) and NB-IoT power boost (-6 dB to +6 dB), which led to EVM surfaces or 3-D plots. For instance, the EVM results with a 15-MHz LTE signal along-with NB-IoT and considering PRB 78 are shown for the LTE signal as well as for the NB-IoT signal in the following Fig. 2(a) and 2(b) respectively.

Fig. 2 (a) shows the EVM results obtained as a function of input RF power of the signal to be transmitted and as a function of the NB-IoT power boost at the Physical Resource Block (PRB) 78, which is located at a farther distance from the LTE signal.

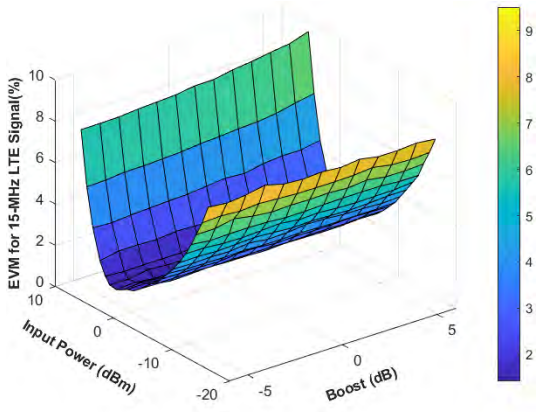


Fig. 2(a): Average EVM for 15-MHz LTE signal.

It can clearly be seen in Fig. 2(a) that the transmission quality of LTE over the POF link degrades at the lower and higher range of input RF power, however, there is an optimum range of input RF power values for which the average EVM results are very low. The degradation of the transmission quality in terms of higher values of EVM at the lower input RF power is due to the poor signal to noise ratio (SNR) at the receiver end. On the other, the higher values of average EVM observed at the higher input RF power values cannot be attributed to the poor SNR, but can be related to the presence of non-linearities that distort the signal. Regarding the impact of the NB-IoT power boost over the LTE EVM, results show that it is hardly visible in this 3-D representation, which shows that the impact of the NB-IoT transmission over the LTE transmission is very small. The location of the PRB, that is used for NB-IoT transmission has very small effect in the performance of LTE and NB-IoT, but in the following we will consider the worst case, i.e., the PRB that is closest to the LTE band.

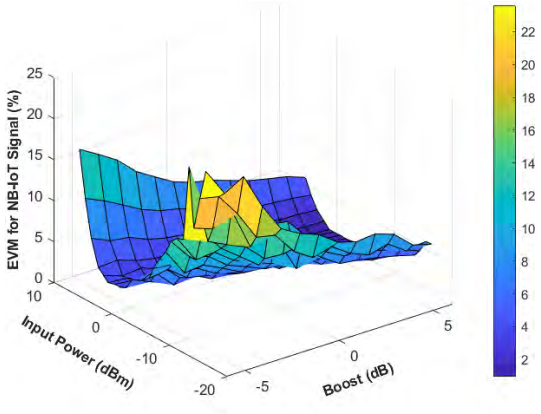


Fig. 2(b): Average EVM for NB-IoT signal.

Fig. 2(b) shows the EVM results for the NB-IoT signal, obtained as a function of input RF power and NB-IoT power boost at the same PRB. The EVM results for the NB-IoT downlink signal also exhibit nearly a similar behavior as explained in Fig. 2(a) at the lower and higher values of input RF power, however, in this case, the impact of the power boost is much more noticeable. The EVM results for the NB-IoT signal get improved as the power boost parameter is increased. The EVM results for most of the tested parameters are below the standard limits set by 3GPP, i.e., 8% for the LTE signal and 17.5 % for the NB-IoT signal.

In order to evaluate the effect of LTE signal bandwidth and Physical Resource Block (PRB) position, the EVM curves have been obtained for the different bandwidth standards of LTE: 5, 10, 15 and 20 MHz over a carrier

frequency of 800 MHz for conditions are shown in Fig. 3.

Fig. 3(a) and 3(b) show the EVM results of LTE and NB-IoT respectively, which were obtained as a function of input RF power (-16 dBm to +6 dBm) and the extreme values of the power boost parameter, i.e., -6 dB and +6 dB for the different LTE bandwidth values. Additionally, the EVM results were also obtained when only the LTE signals were transmitted to differentiate and deeply analyze the impact of adding the guard-band NB-IoT signal. The EVM curves for the solo LTE transmission are shown in Fig. 3(c).

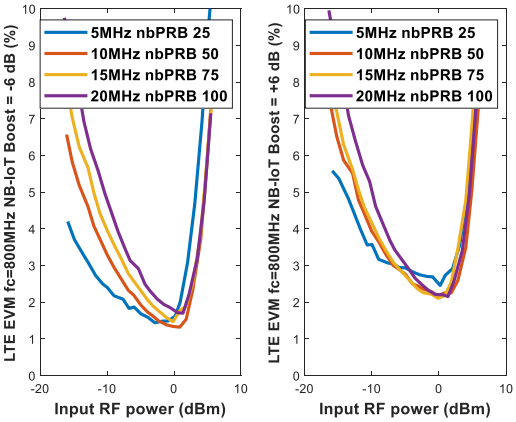


Fig. 3(a): Average LTE signal EVM for power boost of -6dB (left) and +6dB (right).

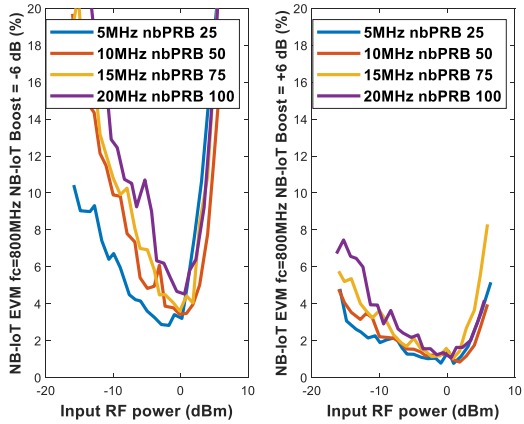


Fig. 3(b): Average NB-IoT signal EVM for power boost of -6dB (left) and +6dB (right).

These measurements confirm that the transmission of an NB-IoT signal has little effect on the EVM of the LTE signal, independently of the LTE bandwidth chosen. In fact, LTE EVM results show only a small penalty for the maximum tested boost of +6 dB as shown on the right side of the Fig. 3(a). On the other hand, the boost has a considerable impact on the transmission of the NB-IoT as is depicted in Fig. 3(b), whose EVM values significantly rise when decreasing the power boost parameter as shown on the left side of Fig. 3(b) and an opposite behavior is seen on the right side of the Fig. 3(b) when power boost is increased.

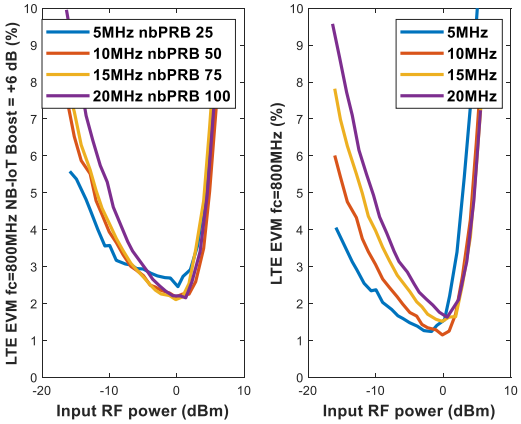


Fig. 3(c): Average LTE signal EVM for power boost of +6dB (left) and average EVM of sole transmission of the LTE signal (right).

In addition, Fig. 3 shows that increasing the LTE bandwidth shifts the EVM curves for both signals upwards and rightwards. This effect is more noticeable for the NB-IoT signal with the lowest power boost. Thus, the upward shift points out that an increase of the LTE bandwidth produces a slight rise of EVM. The rightward shift indicates that, for wider bandwidths, more input power is necessary to reach the minimum EVM values.

Moreover, the degradation of EVM for the lower RF input power is steeper for the 20-MHz LTE bandwidth. The position of the PRBS, however, has little effect over the EVM for both the signals such as LTE and NB-IoT.

3.2.- Power Spectral Density

In Fig. 4, we represent the measured power spectral densities (PSDs) of the combined signals LTE (having different bandwidth values) and NB-IoT at the output of the system for the carrier frequency of 800 MHz by applying a range of input RF power: -16 dBm to +6 dBm, at a power boost of 6 dB and the PRBs closest to the LTE band. The graphs show the results

for the four possible LTE bandwidths (5, 10, 15 and 20 MHz) and every value of input RF power tested, shown in different colors.

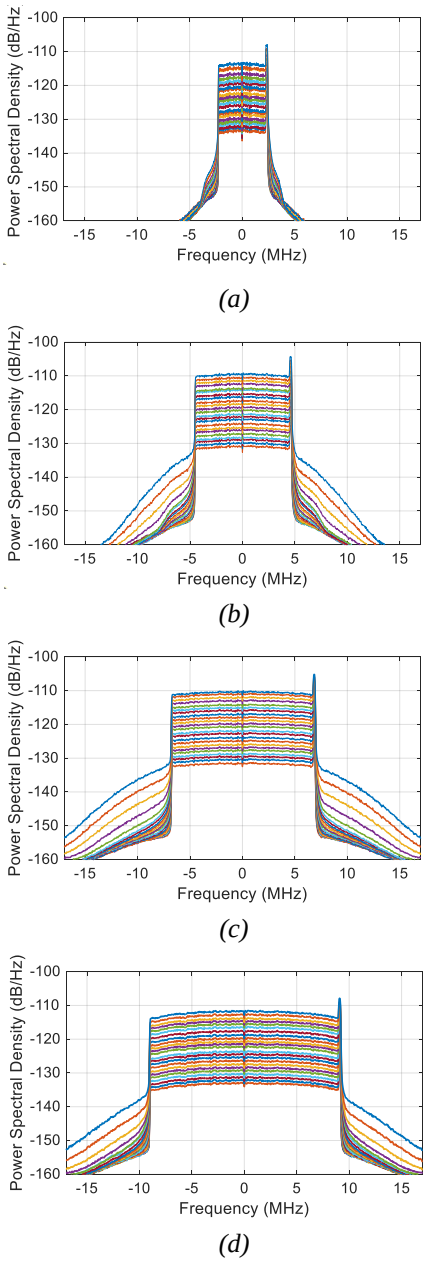


Fig. 4: PSD of the received LTE + NB-IoT signal for 5-MHz (a), 10-MHz (b), 15 MHz (c) and 20-MHz (d) LTE bandwidth obtained at a range of input RF power: -16 dBm to +6 dBm

The power spectra reveal the presence of spectral regrowth at both sides of the LTE channel or main channel that increases dramatically as the input RF power increases. Power leakage to the adjacent channels can be attributed to the presence of non-linear distortion and it is the cause of the EVM rise at high RF power values. In fact, the LTE signals are transmitted using Orthogonal Frequency Division Multiplexing (OFDM), making them prone to non-linear distortion due to the high PAPR (Peak to Average Power Ratio). In our case, the value of PAPR was 11.18 dB, which is a typical value for this transmission technique [7].

4.- Conclusion

In this work we have analyzed the impact of LTE bandwidth over the performance of RoF downlink transmission using large-core PMMA Plastic Optical Fibers (POFs) for short-distance communication networks. We have demonstrated that it is possible to transmit the combined LTE and NB-IoT signals through a 75-meter PMMA graded-index POF with low EVM values for a wide range of relatively low input RF powers, fulfilling the requirements of Guard-band transmission mode required in 3GPP specifications. Our Results reveal that the transmission of an NB-IoT signal has little effect on the EVM of the LTE signal, independently of the LTE bandwidth chosen. Moreover, when we increase the LTE bandwidth, a slight rise of EVM is produced. In addition, more input power is required in order to reach the minimum EVM values for the wider bandwidths. Furthermore, the power boost appears as the most significant parameter in the combined transmission of LTE and NB-IoT over the POF link. We see a small improvement in the EVM results of LTE at lower values of power boost, however, a minor degradation in transmission quality in terms of EVM of LTE is observed at higher power boost. On the other hand, the boost has a considerable impact on the transmission of NB-IoT whose EVM significantly decreases when increasing the power boost parameter.

Acknowledgements: This research was funded by the Spanish Ministry of Science and Innovation (MIMICINN/FEDER), grant number PID2021-122505OB, and by the Aragón Government (DGA), under grant numbers T20-20R and T31-20R.

References

[1] Muhammad Usman HADI, Hyun JUNG, Salman GHAFFAR, Pier Andrea

TRAVERSO, Giovanni TARTARINI, "Optimized Digital Radio Over Fiber System for Medium Range Communication", Optics Communications, Vol.39, No.4, pp.177-185, 2019

[2] Christina LIM amd Ampalayanapillai NIRMALATHAS, "*Radio Over Fiber Technology:Present and Future"*, Journal of Lightwave Technology, Vol.39, No.4, pp.881-888,2021

[3] Diego F. PAREDES PALIZ, Guillermo ROYO, Francisco AZNAR, Concepcion ALDEA and Santiago CELMA, "*Radio Over Fiber: An Alternative Broadband Network Tecnology for IoT"* , Electronics, Vol. 9, No.11, pp.1785, 2020.

[4] Muhammad ATIF and Horst, ZIMMERMANN, "*Optical Communication over Plastic Optical Fibers: Integrated Optical Receiver Technology*", Springer Series in Optical Science, Springer, Vol. 172, 2012.

[5] Kenta MURAMOTO, Azusa INOUE, Yasuhiro KOIKE *"Nonlinear Distortion Reduction Effect of Graded-Index Plastic Optical Fiber"*, Electronics, Vol. 31, no. 10, pp. 791-794, 2019.

[6] Federico FORNI, Yipeng SHI, Nguyen-Cac TRAN, Henrie Van Den BOOM, *"Multiformat Wired and Wireless Signals Over Large Core Plastic Fiber for In-Home Networks"*, Journal of Lightwave Technology , Vol. 36, no. 16, pp. 3444-3452, 2018.

[6] Federico FORNI, Yipeng SHI, Nguyen-Cac TRAN, Henrie VAN DEN BOOM, *"Multiformat Wired and Wireless Signals Over Large Core Plastic Fiber for In-Home Networks"*, Journal of Lightwave Technology , Vol. 36, no. 16, pp. 3444-3452, 2018.

[7] Carlos MATEO, Pedro Luis CARRO, Paloma GARCÍA-DUCAR, Jesus DE MINGO, Iñigo SALINAS. *"Evaluation of Nonlinear Effects in a RoF SpatialMux MIMO-LTE Fronthaul System",* In 87th IEEE Vehicular Technology Conference, VTC Spring 2018, Porto, Portugal, June 3-6, 2018. pages 1-5, IEEE, 2018.

Photonic Microwave Phase Shifter based on an I/Q modulator

Silvia del Río-Martín, Clara Quevedo-Galán, Pablo López-Querol, and Ignacio Esquivias

CEMDATIC, E.T.S.I. Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, 28040 Madrid, Spain

Contact name: Silvia del Río-Martín (s.delriom@alumnos.upm.es).

ABSTRACT:

This paper presents the experimental characterization of a microwave phase shifter based on photonic components, based on a commercial telecom IQ-modulator. Microwave signals between 4 and 12 GHz can be phase shifted from 0 up to 360º, but the system suffers from lack of stability due the bias shifts of the modulators.

Key words: Microwave photonics, phase shifter, IQ-modulator

1.- Introduction

Over the last years, Microwave Photonics (MWP) have become the basis of new communication systems in upper frequencies [1]. It is an interdisciplinary field which combines analogue electronics with photonic components for radiofrequency signal generation, processing, and distribution in high frequency bands. Between their major advantages, frequency-independent propagation losses and small size devices must be highlighted. Medical imaging systems, Internet of Things, and access networks for 5G communications are well-known examples of MWP applications.

An important MWP device developed during last years is the photonic microwave phase shifter (PS) [2-4]. It introduces a controlled phase shift into a RF signal using photonic components, and it has been applied to manage antenna arrays beamforming, where losses and interferences gain importance as frequency increases.

Shen et al. [3] proposed a MWP PS based in two parallel Mach-Zehnder modulators (MZM), in which only a sub-arm receives a RF signal whose final phase shift is controlled by the voltage applied to a phase modulator. Wang et al. [4] demonstrated a MWP downconverter in which a phase shift is included in the recovered signal with a similar schematic. In this case, two RF signals are applied to the two MZMs, and then recovered frequency is down-converted with a controllable phase shift.

In this work we report a MWP PS using an approach similar to that of ref. [3] based on a commercial telecom I/Q modulator. This

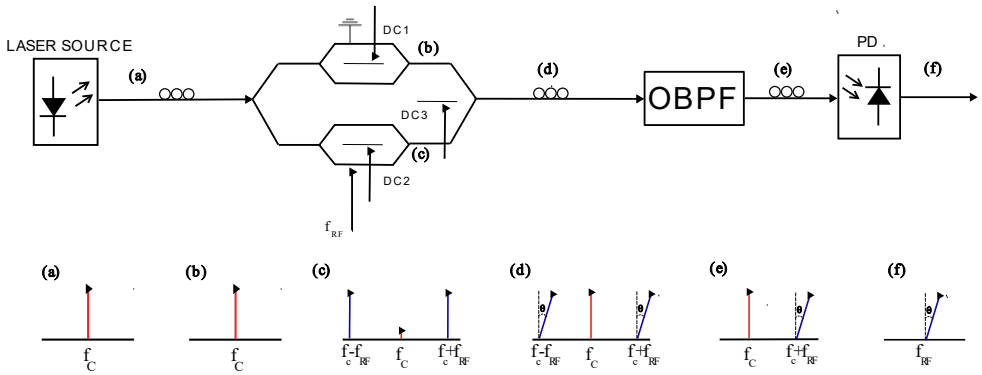


Fig. 1: Schematic of the proposed photonics-based phase shifter with the optical or electrical spectrum at each circuit stage.

contribution is organized as follows: in section 2 the basics of the system are explained; in section 3 the experimental setup and the components are described; and the experimental results are shown and commented in Section 4. Finally, main conclusions are summarized in Section 5.

2.- System description

Fig. 1 shows the schematic of the proposed MWP PS and the corresponding frequency domain signal resulting at the key points of the system. As it is shown, an optical signal is introduced into an IQ-modulator. The upper branch does not receive any radiofrequency signal, whereas in the lower one a sinusoidal signal of a frequency f_{RF} is introduced. Additionally, the first branch is configured at a maximum transmission point in order to let the whole optical carrier pass through the modulator. The second branch is set at a minimum transmission point with the aim of suppressing the optical carrier as much as possible, generating a Carrier Suppressed Double Sideband Modulation (CS-DSB) signal. Both signals are combined after passing across a phase modulator controlled by a DC voltage (V_{bias3}).

The next stage consists of a tunable optical filter which suppress one of the side bands. The remaining band and the optical carrier are mixed in a photodetector, which originates a radiofrequency signal located at the desired f_{RF} frequency and with a phase shift controlled by V_{bias3}.

3.- Experimental setup

The developed experiment setup is depicted in Fig. 2. A tunable ultra-low noise laser (Pure Photonics PPCL300) generates an optical signal at around 1550 nm. A signal generator (Rohde & Schwarz SMB-B112) produces a sinusoidal signal with frequency ranging between 4 and 12 GHz. An IQ-modulator (Thorlabs LN86S-FC) is used to modulate the optical signal with the RF component to obtain the CS-DSB signal. Afterwards, an optical band pass filter (EXFO XTM-50 OBPF) transmits one of the sidebands together with the optical carrier. An Erbium Doped Fiber Amplifier (Thorlabs EDFA100S) is needed to compensate the losses produced in previous steps. Finally, the filtered signal is converted in an electric signal in a photodetector and measured in an oscilloscope (Tektronix DSA8200). A High-Resolution Optical Spectrum Analyzer (BOSA 400 C+L Aragon Photonics) is used to visualize the optical signal at the end of the chain or at previous points.

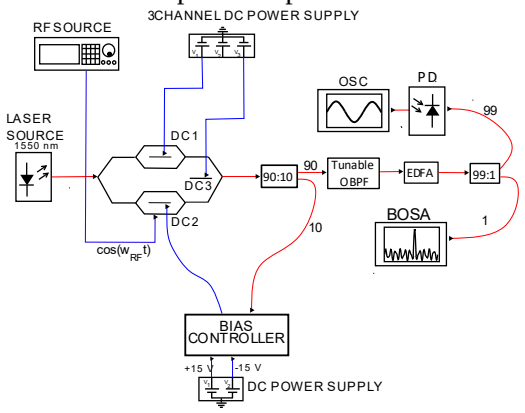
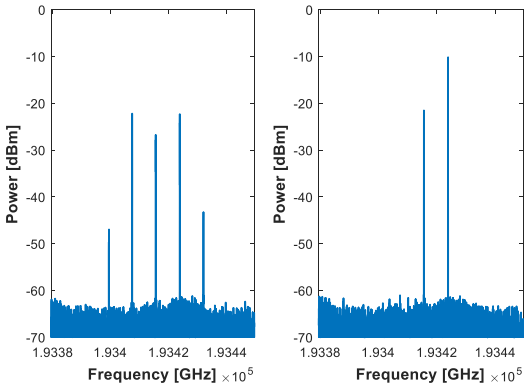


Fig. 2: Schematic of the experimental setup used for the photonic based phase shifter.

Due to the bias instability of $LiNbO_3$ modulators, an external bias controller (MBC SSB OZ Optics) has been included in the set up. It uses a feedback loop to ensure operation at a minimum transmission point. A 3-channel power supply is used to set V_{bias1} at a maximum transmission point and to control the phase shift through V_{bias3}.

4.- Experimental results

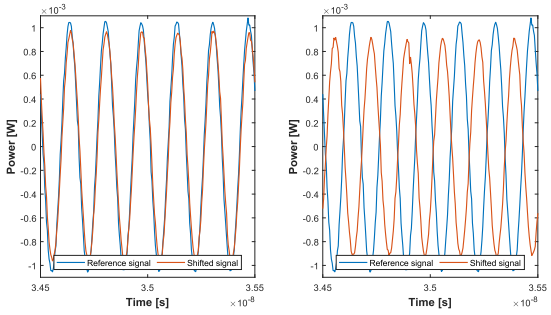
The performance of the tunable OBPF can be observed in Fig. 3, where an example of an 8 GHz signal filtering is shown. At the input of the filter the signal consists of the optical carrier, the two first order sidebands and second order harmonics with lower intensity. At the filter output the spectrum shows only the two desired components, indicating the expected performance.



(a) *(b)*

Fig. 3: Spectra measured before (a) and after (b) filtering and amplifying an optical signal modulated at 8 GHz.

Fig. 4 shows two examples of phase shifting measured in the time domain. In Fig. 4(a) an 8.3º shift is achieved between the reference ($V_{bias3} = 0$) and the measured signal when 7 V are applied to V_{bias3}, while in Fig. 4(b) the shift is 190.5º with $V_{bias3} = 10\,V$. The difference (3 V) is approximately the measured value of $V_{\pi 3}$.



(a) *(b)*

Fig. 4: Example of shifted waveforms for a 6 GHz signal. (a) 8.3º phase shift (Vbias3 = 7 V) (b) 190.5º phase shift (Vbias3 = 10 V). The reference signal is in blue, and the measured signal is in red.

The dependence of the measured phase shift at 4 and 12 GHz as a function of V_{bias3} is shown in Fig. 5. At other frequencies the behavior is similar. A linear dependence can be clearly observed (the solid lines correspond to a linear fit), but with some dispersion in the experimental values attributed to the lack of stability of the phase modulator. Fig. 5 also allows to estimate the value of $2V_{\pi 3}$, around 6.5 V, which corresponds to a 2π complete phase cycle.

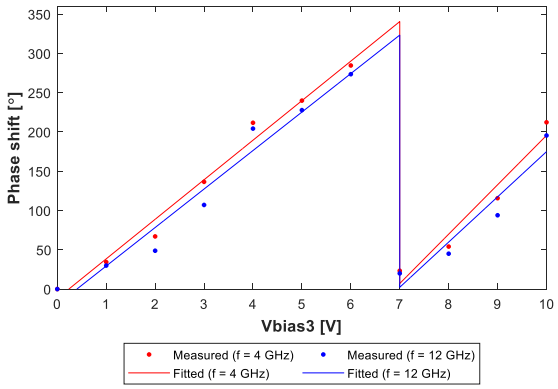


Fig. 5: Phase shift vs. the bias voltage of the phase modulator at 4 GHz and 12 GHz. Solid lines are calculated by linear fits.

The signal amplitude as a function of V_{bias3} is shown in Fig. 6 for the lower (4 GHz) and higher (12 GHz) frequencies. The solid line is a linear fit to the data indicating that there is no clear trend with the bias, but that the experimental data have a large scattering, attributed again to the instability of the modulator.

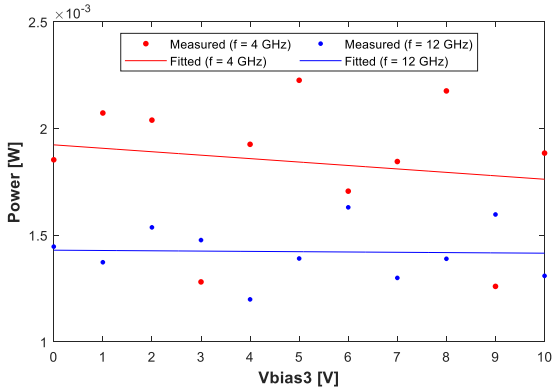


Fig. 6: Signal amplitude after a bias voltage sweep for 4 GHz and 12 GHz frequencies.

The stability of the output signal over the time has been measured. A fixed bias voltage 3 has been set and the resulting signal has been monitored during 40 minutes. Fig. 7 shows the evolution of the phase and amplitude at 7 and 12 GHz. At 7 GHz a clear drift has been observed in both parameters, while at 12 GHz the amplitude is rather constant, whereas the phase shift changes during the first minutes and continues to be constant the rest of the time. These results indicate again a lack of stability, that could be corrected by using a bias controlled which capacity of setting any operation point of the MZMs.

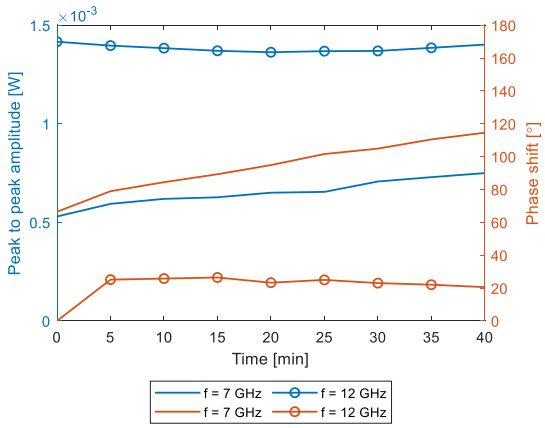


Fig. 7: Amplitude (blue) and phase shift (orange) as a function of time for a fixed bias during 40 minutes.

5.- Conclusions

A photonics-based phase shifter has been presented and experimentally demonstrated whose main element is a commercial telecom IQ-Modulator. This system can reach a full phase shift from a range from 4 to 12 GHz. However, the lack of stability of the MZM which are not controlled induces changes in the phase and in the amplitude of the output signal, suggesting that the three bias points should be controlled with a feedback loop.

Acknowledgements: The authors thank José Manuel Fernández González for helpful discussions. This work has been supported by Ministerio de Ciencia e Innovación through the projects PICSAR (PID2021-123459OB-C21) and RESECO (TED2021-131957B-I00). S.R.M. also acknowledges the research grant from "Cátedra ALTER Technology Desarrollo e Innovación en Fotónica" at Universidad Politécnica de Madrid.

References

[1] José Capmany and Dalma Novak. "*Microwave photonics combines two worlds*". Nature photonics, vol. 1, no 6, pp. 319-330, 2007.

[2] Coward, J. F., C. H. Chalfant, and P. H. Chang. "*A photonic integrated-optic RF phase shifter for phased array antenna beam-forming applications*". Journal of lightwave technology, vol. 11, no 12, pp. 2201-2205, 1993.

[3] Jianguo Shen, et al. "*A photonic RF phase shifter based on a dual-parallel Mach–Zehnder modulator and an optical filter.*" Applied physics express, vol. 5, no 7, p. 072502, 2012.

[4] Y. Wang et al., "*All-Optical Microwave Photonic Downconverter With Tunable Phase Shift*" in IEEE Photonics Journal, vol. 9, no. 6, pp. 1-8, Dec. 2017.

Transmisión a 32Gb/s empleando un receptor coherente y demultiplexación en polarización basada en DSP para redes ópticas pasivas de siguiente generación

32 Gb/s Transmission using a coherent receiver and DSP Polarization Demultiplexing for Next-Gen Passive Optical Networks

Miguel Barrio [(1)], David Izquierdo [(1)], Pascual Sevillano [(1)], José Antonio Altabás [(2)], Ignacio Garcés [(1)]

1. Grupo de Tecnologías Fotónicas, I3A, Universidad de Zaragoza, Zaragoza España.
2. Bifrost Communications, Dinamarca.

Persona de contacto: Miguel Barrio (miguel@unizar.es).

RESUMEN:

En este trabajo experimental se presenta una transmisión óptica de 32 Gb/s a través de 25 km de fibra empleando técnicas de modulación avanzadas, multiplexación en polarización y recepción coherente heterodina para su potencial uso en redes ópticas pasivas de nueva generación. En transmisión se multiplexan dos polarizaciones que emplean 4 bandas MultiCAP (Multiband Carrierless Amplitude Phase) de 1 GBd cada una y con una constelación CAP-16, para una tasa agregada total de 32 Gb/s. En recepción se emplea un receptor heterodino con una arquitectura utilizada habitualmente para ser insensible a la polarización pero que en este trabajo se usa para poder demultiplexar la información con un DSP específico. Dentro de este DSP cabe destacar el uso de un algoritmo de demultiplexación de polarización capaz de manejar constelaciones de orden superior a 4 (QPSK), y que permite prescindir de cualquier ajuste manual de la polarización. La solución propuesta emplea dispositivos electrónicos y fotónicos de 10G, pero podría ser escalada a mayores anchos de banda y, por lo tanto, a mayores tasas de transmisión.

Palabras clave: comunicaciones ópticas coherentes, multiplexación en polarización, redes ópticas pasivas (PON), receptores ópticos heterodinos, modulación MultiCAP.

ABSTRACT:

In this work, a 32 Gb/s transmission link is experimentally evaluated trough 25 km of fiber. The system uses advanced modulation techniques, polarization multiplexing and coherent reception, and is proposed for next generation passive optical network (PON). At the transmitter side, 4 MultiCAP (Multiband Carrierless Amplitude Phase) bands at 1 Gbaud each are used for each polarization. Each band uses a 16-CAP constellation for a aggregated data-rate of 32 Gb/s. At the receiver side, a heterodyne coherent scheme commonly used to be insensitive to polarization but which in this work is used to double the data-rate. Polarization demultiplexing is carried out using a DSP algorithm that can manage constellations of order higher than 4 (QPSK) without any polarization-dependent adjustment at the receiver. The proposed solution uses 10G opto-electronic devices but it can be scaled to broader bandwidth and, therefore, higher data-rates can be reached.

Key words: coherent optical communications, polarization multiplexing, passive optical network (PON), heterodyne optical receivers, MultiCAP modulation.

1.- Introducción

Actualmente las redes ópticas pasivas (PON) conforman la base de las redes de acceso de alta velocidad. Aunque durante los últimos años los estándares que gobernaban dichas redes especificaban tasas de 10 Gb/s, se espera que las redes de acceso de siguiente generación empleen tasas comprendidas entre 25 y 100 Gb/s [1]. Las tecnologías PON coherentes suponen una opción interesante para sustituir a los sistemas actuales, basados en detección directa (DD), pues resulta difícil mantener la sensibilidad de estos sistemas dentro de un rango aceptable cuando se trabaja con tasas de transmisión tan elevadas. No obstante, los esquemas coherentes presentan algunos desafíos como su sensibilidad al estado de polarización de la señal transmitida. En este aspecto, históricamente se han propuesto distintas soluciones, la mayoría basadas en el receptor Glance [2] para obtener insensibilidad a la polarización o en esquemas de codificación de tipo Alamouti [3]. En este trabajo se propone un enfoque distinto, empleando un receptor Glance en una configuración heterodina que además emplea multiplexación en polarización para conseguir aumentar la tasa total. Este esquema ya ha sido evaluado en trabajos previos [4] empleando un controlador de polarización (PC) en el receptor para ajustar la polarización de entrada, pero incrementa el coste del receptor y lo hace poco práctico, ya que debe ser ajustado frecuentemente. Para evitarlo, en este trabajo se propone el uso de un algoritmo de DSP desarrollado específicamente para este escenario heterodino con multiplexación en polarización que elimina la necesidad del PC y, por tanto, de cualquier ajuste manual. Concretamente, se muestran los resultados de emplear este esquema de receptor y DSP para una señal MultiCAP de doble polarización que porta una tasa agregada total de 32 Gb/s (4 bandas MultiCAP a 1 Gbd moduladas con una constelación 16-CAP).

2.- Montaje experimental

El montaje experimental empleado para evaluar el sistema puede observarse en la Figura 1. En transmisión, la salida de un láser sintonizado en 1550 nm se modula empleando un modulador IQ de doble polarización. Cada una de las polarizaciones está modulada con una señal MultiCAP de 4 bandas, cada una de ellas de 1 Gbaud y empleando una constelación 16-CAP, resultando así en una tasa agregada total de 32 Gb/s (4 bandas × 1 Gbaud × $\log_2 16$ × 2 polarizaciones). El espectro óptico de alta resolución de la señal generada puede verse en la Figura 2, donde destacan las cuatro bandas MultiCAP empleadas que se disponen de forma simétrica en torno a la portadora óptica. Como la señal óptica ocupa un ancho de banda total de aproximadamente 9 GHz todo el sistema puede realizarse empleando componentes electrónicos y fotónicos de 10G. Para generar dichas señales se emplea un generador de funciones arbitrario (AWG) con una tasa de 80 GSa/s. La salida óptica del modulador pasa después por un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) y es filtrada antes de ser introducida en un carrete de 25 km de fibra monomodo estándar (SSMF). El filtro empleado tiene un ancho de banda de 100 GHz y la potencia a la entrada de la fibra es de +2 dBm, -1 dBm por cada polarización.

A la entrada del receptor se coloca un atenuador óptico variable y un controlador de polarización para poder controlar tanto la potencia recibida como el estado de polarización a lo largo del experimento. El receptor está basado en el receptor Glance [3] y está compuesto por un acoplador de polarización

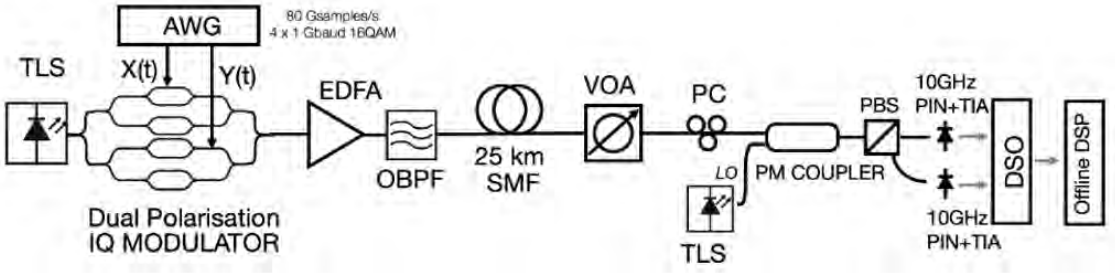


Fig. 1: Montaje experimental empleado en las medidas.

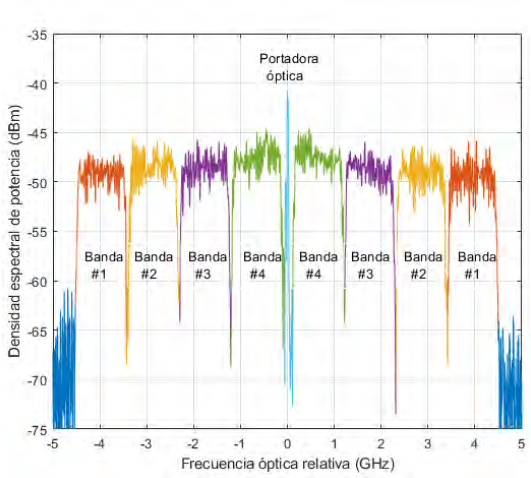


Fig. 2: Espectro óptico de la señal transmitida. En el eje de abscisas se representa la diferencia de frecuencia relativa a la portadora óptica.

mantenida seguido de un PBS (Polarization Beam Splitter) y dos fotodiodos PIN de 10 GHz que cuentan con un amplificador de transimpedancia. Un láser sintonizado a 5,6 GHz del láser de emisión se introduce por la otra entrada del acoplador y actúa como oscilador local para el heterodinaje. El estado de polarización de este láser está fijado a 45º respecto al eje del PBS y su potencia es de +11 dBm. A la salida del receptor, las señales eléctricas que se generan en los fotodiodos son muestreadas por un osciloscopio de gran ancho de banda a una tasa de 80 GSa/s. Estas señales contendrán, en general, una mezcla de las polarizaciones moduladas en transmisión. Una vez la señal ha sido digitalizada, se realiza el DSP y se extraen los símbolos.

Los pasos ejecutados en este DSP, que no se realiza en tiempo real, se describen a continuación. En primer lugar, un PLL (Phase-locked loop) se encarga de bajar a banda base las señales recibidas (una por cada detector), después, para cada una de estas señales y para cada banda MultiCAP, se aplican los filtros MultiCAP adecuados. Seguidamente, se realiza un muestreo de los símbolos IQ recibidos que, posteriormente, son mejorados empleando algoritmos de compensación de frecuencia y fase. Estos símbolos corregidos son entonces combinados linealmente empleando una matriz de rotación que invierte la rotación de la polarización introducida por todo el sistema. Esta matriz consta de 4 coeficientes reales empleados habitualmente para receptores intradinos, lo que permite un mayor grado de libertad en su ajuste. Este ajuste se realiza previamente y de forma automática empleando una trama de símbolos conocidos. Una vez se han recuperado los símbolos originales de cada polarización, pasan por un ecualizador de tipo DFE (Decission Feedback Equalizer) y con estos símbolos ecualizados se calcula el EVM y, finalmente, se mide el BER con los bits decodificados.

3.- Resultados

Cada una de las gráficas de la Figura 3 muestra los resultados obtenidos al evaluar el BER en función de la potencia para 6 estados de polarización a la entrada diferentes. Cada gráfica corresponde a una banda MultiCAP (1, 2, 3 o 4) y a una polarización (X o Y) concretas. Los 6 estados de polarización se han escogido para estar uniformemente distribuidos sobre la esfera de Poincaré, correspondiéndose del estado 0 (SOP0) con el eje del PBS del receptor y su ortogonal con el estado 5 (SOP5). Como puede apreciarse, el comportamiento para todos los SOP, bandas y polarizaciones apenas tienen diferencia, por lo que podemos extraer que el algoritmo de demultiplexación de polarización propuesto está recuperando adecuadamente las dos polarizaciones originales independientemente del estado de polarización recibido. Por otro lado, el canal correspondiente a la polarización Y presenta un rendimiento ligeramente peor que el correspondiente a la polarización X, siendo esta diferencia de aproximadamente 1 dB. Esta diferencia puede deberse a desbalanceos en la generación o amplificación de la señal de cada polarización a lo largo del montaje. La sensibilidad del canal X es de aproximadamente -32 dBm para todas las bandas y estados de polarización y el peor caso (polarización Y, banda 4 y SOP4) limita la sensibilidad a -28 dBm, resultando así un *power budget* superior a 30 dB para cualquiera de los casos. Las sensibilidades se han escogido para un FEC del 7% con un ver límite de $3{,}8 \times 10^{-3}$.

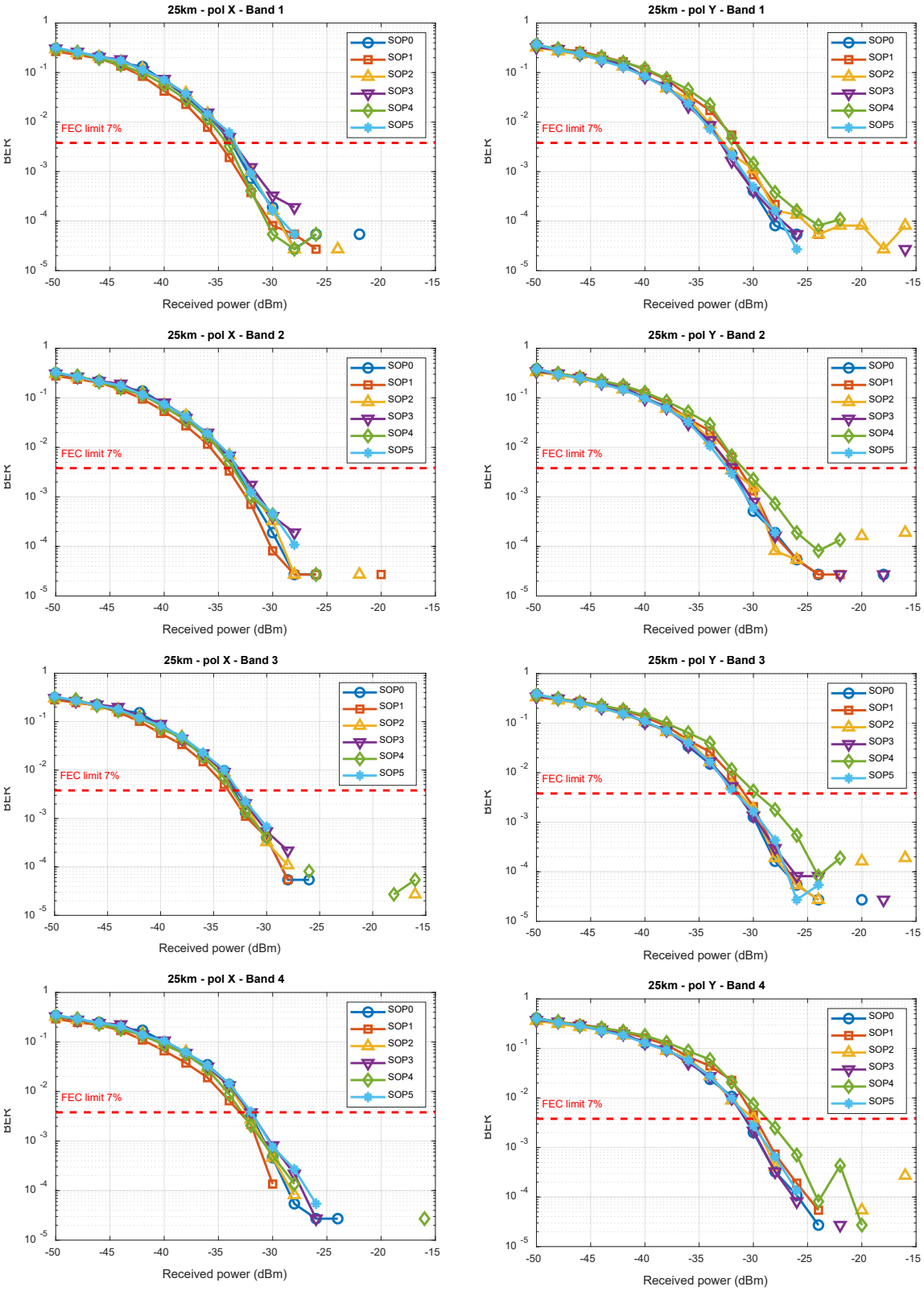


Fig. 3: Curvas de sensibilidad medidas para cada banda, polarización y estado de polarización para una distancia de transmisión de 25 km.

4.- Conclusiones

A lo largo de este trabajo se ha estudiado un algoritmo de demultiplexación en polarización de dos señales basado únicamente en DSP y empleando un receptor coherente heterodino insensible a la polarización. Los resultados obtenidos han mostrado que dicho algoritmo es funcional y que la penalización por emplearlo sigue manteniendo un alto *power budget* y, por lo tanto, una penalización aceptable respecto al ajuste manual empleando un controlador de polarización a la entrada del receptor. Concretamente se ha podido medir experimentalmente una sensibilidad superior a -28 dBm para un FEC del 7% en una transmisión a 32 Gb/s, resultando esto en un *power budget* superior a 30 dB.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado en parte por la Diputación General de Aragón (T20_20R y T20_23R) y por la Agencia Española de Investigación (proyecto ICR100G: PID2020-114916RB-I00).

Referencias

[1] F. J. Effenberger, "PON standardisation status and future prospects", en 45th European Conference on Optical Communication (ECOC), 2019.

[2] B. Glance, *"Polarization independent coherent optical receiver"*, J. Lightwave Technol. , 5, 274-276, 1987.

[3] M. S. Erkılınç, D. Lavery, K. Shi, B. C. Thomsen, P. Bayvel, R. I. Killey, and S. J. Savory, "Polarization-Insensitive Single-Balanced Photodiode Coherent Receiver for Long-Reach WDM-PONs", J. Lightwave Technol. , 34, 2034-2041, 2016.

[4] M. Barrio, D. Izquierdo, J. A. Altabás and I. Garcés, "50 Gb/s Transmission using OSSB-MultiCAP Modulation and a Polarization Independent Coherent Receiver for Next-Generation Passive Optical Access Networks", J. Lightwave Technol. , 39, 5722-5723, 2021.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

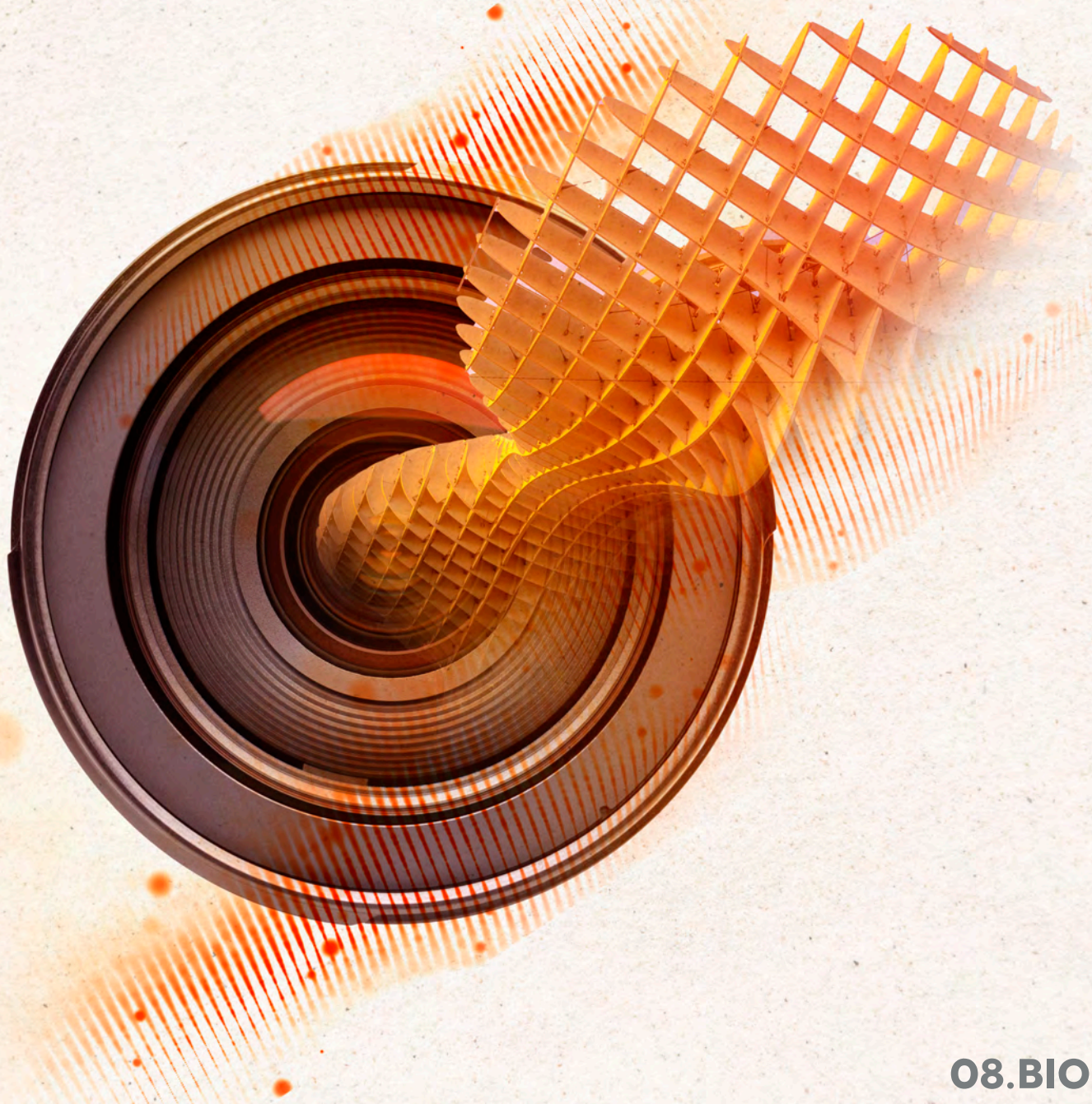
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



08.BIO |

BIOFOTÓNICA. FOTÓNICA APLICADA A LOS MATERIALES BIOLÓGICOS Y LA MEDICINA

A novel biosensing transducer for real-time detection of biomolecules in biological samples

Alain Castaño Andres[1], Jose Luis Zugaza[2,3], Joseba Zubia[1], David Sánchez Montero[4], Alicia López[5], Oskar Arrizabalaga[6*].

1. Department of Communications Engineering, University of the Basque Country (UPV/EHU), plaza Ingeniero Torres Quevedo s/n, 48013, Bilbao, Spain
2. Laboratory of GTPases and Neurosignalling, Achucarro Basque Center for Neuroscience, Leioa, Spain
3. IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Plaza Euskadi 5, 48009-Bilbao, Spain
4. Display and Photonic Applications Group (GDAF), Electronics Technology Dpt., Universidad Carlos III de Madrid, Avda. de la Universidad 30, 28911, Leganés (Madrid), Spain
5. Photonic Technologies Group (GTF), Engineering Research Institute of Aragon (I3A), Universidad de Zaragoza, María de Luna 1, 50018, Zaragoza, Spain.
6. Department of Applied Mathematics, University of the Basque Country (UPV/EHU), plaza Ingeniero Torres Quevedo s/n, 48013, Bilbao, Spain

Contact author: Oskar Arrizabalaga. (oskar.arrizabalaga@ehu.eus)

ABSTRACT

This article presents a biosensing transducer based on optical fiber for the detection of biomolecules in real-time. The proposed biosensor is composed of a single mode optical fiber with a Fabry-Perot cavity (FPC) on its tip, functionalized with molecules that enable the immobilization of the biomolecules of interest. By monitoring the changes in the reflection on the FPC caused by the binding of the target biomolecules, the biosensor can detect the presence and concentration of the analyte with high sensitivity and specificity. The biosensor was tested for the detection of lysozyme and spike protein receptor binding domain (spike-RBD) present in the Sars-cov-2, and the results showed a limit of detection of 1.8 ng/ml and 2 ng/ml respectively. Moreover, the biosensor exhibited good stability and reproducibility, making it a promising candidate for a wide range of applications in biomedical research and clinical diagnosis.

Key words: optical biosensing applications; optical fiber-based sensors; interferometry-based sensors; biomedical applications, peptides, lysozyme, optical fiber, interferometer, detection, chemical functionalization.

1. - Introduction

Biosensors have become a crucial technology for detecting and analyzing biomolecules in biological samples, playing a significant role in various applications such as clinical diagnosis, biomedical research, food safety, environmental monitoring, and drug discovery [1], [2]. These devices offer real-time detection of biomolecules and have greatly transformed the field of detection by providing highly sensitive and specific means for detecting diverse biomolecules in complex biological samples [3]. A biosensor typically comprises a biological recognition element, like an enzyme or antibody, coupled with a physical or chemical transducer, which converts the binding event into a measurable signal [4]. This design allows for the precise and accurate detection of various biomolecules, such as nucleic acids, proteins, and small molecules. They also have applications in the development of point-of-care diagnostic

devices, which can provide rapid and accurate diagnosis of diseases in resource-limited settings [5]. Biosensors present numerous advantages over traditional methods for detecting biomolecules, making them a promising technology for various applications. Traditional methods such as chromatography, mass spectrometry, and gel electrophoresis are often time-consuming and require large sample volumes. Conversely, biosensors can detect biomolecules in real-time or near-real-time using smaller sample volumes [6]. This is especially valuable in medical applications, where rapid diagnosis can be critical for patient outcomes. Additionally, traditional methods frequently demand extensive sample preparation, leading to errors and decreased sensitivity. Biosensors can detect biomolecules directly in complex biological samples, reducing the need for extensive preparation and improving accuracy and sensitivity. One example is that they have been used to detect cancer biomarkers in patient blood samples with high sensitivity and specificity without extensive preparation [7].

Furthermore, traditional methods are often expensive, require specialized equipment, and trained personnel [2]. Biosensors, on the other hand, can be designed for a wide range of applications and can be relatively simple and cost-effective, making them more accessible to a broader range of users. For instance, biosensors have been developed for food safety testing that can be used by farmers or food manufacturers in remote locations [8]. Overall, biosensors offer significant advantages over traditional methods in terms of speed, sensitivity, simplicity, and cost-effectiveness, making them a promising technology for a wide range of applications.

Linked to this, optical fibers are an increasingly popular platform for biosensing applications due to their unique properties, such as low loss, high sensitivity, and miniaturization potential [6]. They have several advantages over other devices for biosensing.

Firstly, the small size of optical fibers enables their integration with other systems, resulting in highly compact and portable biosensing devices. Secondly, optical fibers are highly stable and can withstand harsh environments, making them suitable for use in challenging applications such as environmental monitoring or industrial process control. Additionally, optical fibers can also be modified with specific surface coatings to enhance their sensitivity to certain biomolecules or chemicals, making them highly selective sensors [9]. Furthermore, optical fiber biosensors can operate in real-time and have the potential for multiplexed detection, enabling the simultaneous detection of multiple analytes [10], [11]. These features make optical fibers a versatile and promising technology for biosensing applications.

Overall, optical fibers have unique physical and chemical properties that make them highly attractive for use as transducers in biosensors. Their high sensitivity, stability, and ease of integration with other systems and the potential for multiplexed detection, make optical fiber biosensors a promising technology for a wide range of applications.

In this article, we present a novel biosensing transducer based on optical fiber for the real-time detection of biomolecules in biological samples. The biosensor utilizes a Fabry-Perot cavity on the tip of a single-mode optical fiber, functionalized with molecules that enable the specific binding of the biomolecules of interest. We demonstrate the effectiveness of our biosensor in the detection of various biomolecules, including lysozyme [12] and the spike protein receptor binding domain present in Sars-cov-2. The biosensor exhibits high sensitivity, specificity, stability, and reproducibility, making it a promising candidate for a wide range of applications in the field of biosensing.

2. - Methodology

2.1- Physical principle

Our interferometer uses a single mode optical fiber (SMF) with an air FPC on the end face. Here, a broadband beam from a superluminiscent diode (SLD) is sent into the core of a SMF. This beam will be partially reflected when it reaches the SMF-cavity interface (see Fig. 1(b)). The reflected beam will be noted as Er_1 and mathematically expressed as [13]:

$$E_{r1} = r_1 E_0 \quad (1)$$

r_1 is the reflection coefficient that depends on the refractive index of the SMF core (n_1) and the FPC (n_2) and can be calculated as $r_1 = (n_2 - n_1)/(n_2 + n_1)$. The non-reflected beam will travel through polymer until it reaches the external medium interface with an accumulated phase $\varphi = 2\pi n p d/\lambda$. In the last expressions, d is the height of the FPC and λ the centred wavelength of the light source. At the aforementioned interface the non-reflected beam will suffer Fresnel reflection that will be denoted as Er_2 and can be expressed as $Er_2 = r_2 E0\ (1-r_1)\ \exp(-i\varphi)$. Where r_2 is the reflection coefficient at the external medium interface and it depends on n_2 and the refractive index of the external medium (n_3). Then, Er_2 will go back to the SMF core and will be coupled back to the SMF core. This coupled back beam can be expressed as:

$$E_{r2} = r_2 E_0 (1-r_1)^2 \exp(-i2\varphi). \quad (2)$$

Then, the total beam coupled back to the SMF core will be the sum of Er_1 and Er_2. The result (E_t) is expressed as:

$$E_T = E_0 \left[r_1 + r_2 (1-r_1)^2 \exp(-2i\varphi) \right] \quad (3)$$

Therefore, the total reflected intensity (Ir) that can be measured is $|E_T|^2$ and by defining $I_r = (E_T / E_0)^2$. Expressed as:

$$I_r = r_1^2 + r_2^2 (1-r_1)^4 2 r_1 r_2 (1-r_1)^2 \cos 2\theta \quad (4)$$

Theoretically, the visibility (V) of an interference pattern is defined as the difference over the sum between the maximum and minimum of Ir. Therefore, from Eq. (4) we can write:

$$V = \frac{4(1-r_1)\sqrt{r_1 r_2}}{2r_1 + 4(1-r_1)^2 r_2}. \quad (5)$$

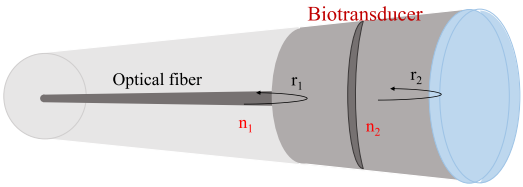


Figure 1: Biotransducer design, the light travels through the core of the SMF and acts on the biotransducer.

2.2- Functionalization of the biotransducer and operational principle

Once the fabrication of the biotransducer was finished, the tip of it was chemically modified to achieve the binding of our biological targets. Depending on our targets, the steps taken for the functionalization were modified accordingly. In both cases, the first step was to clean the biotransducers by immersion in a piranha solution (H_2O_2 + H_2SO_4) (1:3) for 15 minutes and clean them with Milli-Q water. After this, an APTES ((3-Aminopropyl) triethoxysilane) solution was used at a concentration of 1/20 diluted in isopropanol for 30 minutes. The APTES modified biotransducers were also cleaned with an isopropanol (IPA)-MilliQ-water (1:1) solution for 5 minutes to remove excess unbound APTES. Next, genipin was diluted in PBS 1X and the tip of the biotransducer was immersed in it for 1 hour, the genipin-modified biotransducer was then rinsed out with PBS 1x to remove any excess unbound genipin. At this point, depending on our targets, different molecules were used for its immobilization; in the case of lysozyme, an anti-lysozyme antibody was used at a concentration of 1:100 and the biotransducer was left in the solution overnight. In the case of the spike-RBD, the molecules used for immobilization on the surface were anti-RBD peptides that were designed *ad hoc* and were on a PBS solution; the biotransducer was immersed in this solution for 1 hour and later rinsed out with PBS. In both cases, after the binding molecules were attached; to avoid any non-specific interactions the

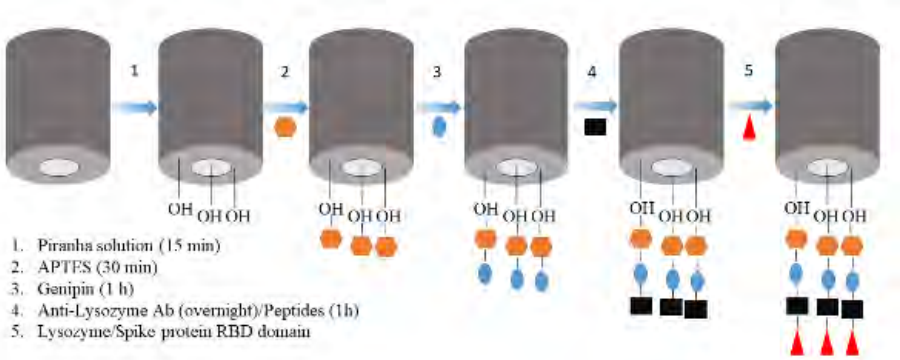


Figure 2: Scheme of the functionalization of the fiber. Piranha solution for cleaning and OH attachment, APTES used for amino modification, genipin used as cross linker and antibodies/peptides as the detection molecules.

biotransducer was immersed into a Bovine serum albumin (BSA) solution for 30 minutes. All of this functionalization steps were carried out at room temperature and protected from ambient light. After completing these modifications, the biotransducer was connected to our experimental setup, and the reflection spectrum generated was acquired with a mini spectrometer (Ibsen Photonics, Denmark), like shown in Eq. (4).

3. - Experimental results

To evaluate the performance of our device, we prepared dilutions of lysozyme and spike-RBD; the first diluted in a 0.1 M HEPES solution with a pH of 7.4 and the other in a 1 M PBS solution with a pH of 7.4. The concentrations used for the lysozyme samples were 2 ppb, 50 ppb, 100 ppb, 150 ppb, 250 ppb, 400 ppb, 500 ppb and 1000 ppb. And in the case of the spike RBD 1, 10, 25, 50, 100, 200, 400, 500 and 1000 ppb. The buffered solutions containing varying concentrations of our samples (ranging from zero to 1000 ppb) were prepared in a micro well plate (Thermo Scientific™ Nunc™ 96-Well Polystyrene Round Bottom Micro well Plates) in a volume of 300 µL. The functionalized biotransducers were then placed into the wells containing the solutions for further testing.

Spectral data collected from the mini spectrometer was subjected to fast Fourier transform (FFT) analysis to facilitate the detection and measurement of changes in the concentration of the samples, as illustrated in Figure 3a. The FFT graph showed a decreasing intensity as the concentration of the sample increased, allowing for accurate measurement of the concentration difference. The maximum values of the peaks were then analyzed, and their corresponding values were plotted on a graph to create a calibration curve for the biotransducer. As seen in Figure 3b, control samples remained consistent, while measuring samples showed a decrease in the intensity of reflected light with increasing concentrations of the samples. This intensity change was attributed to the corresponding changes in the index of the external face of the fiber.

Although we observed a decrease in the intensity of the first samples at the concentrations of 1 and 2 ppb, linear behavior of the results was not observed until the sample containing a concentration of 50 ppb was tested in the case of lysozyme and 25 ppb in the spike-RBDs case, which was used for subsequent calculations. Based on the results, we determined the limit of detection (LOD) to be 1.8 ng/ml in the lysozyme detection and 2 ng/ml in spike RBD, with a standard deviation of 1.7E-2 and 3.8E-2 (a.u.) and a relative standard deviation of 0.175% and 0.3844% respectively. The consistency of the biotransducer's output, as indicated by the standard deviation, suggests that the

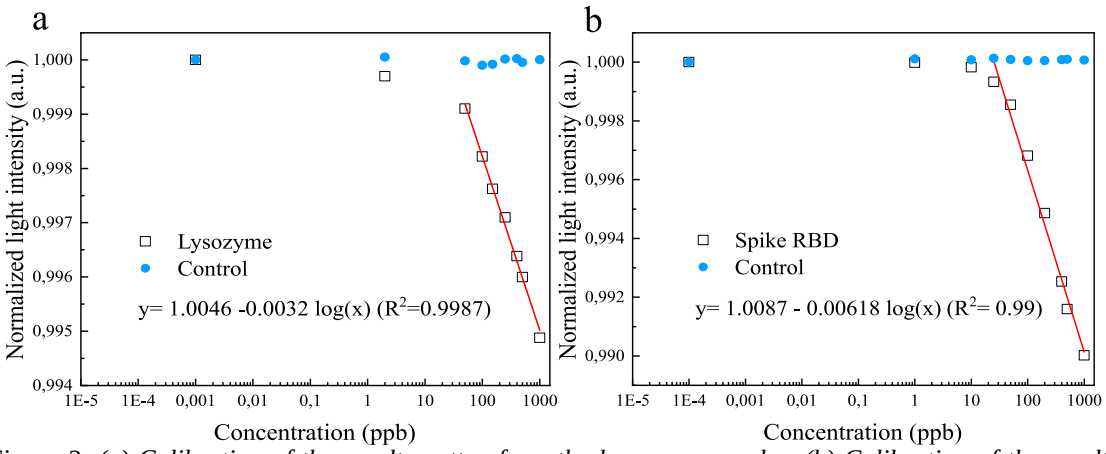


Figure 3: (a) Calibration of the results gotten from the lysozyme samples. (b) Calibration of the results gotten from the spike RBD samples. Controls as blue dots and samples as squares.

physical fabrication and chemical functionalization are consistent enough to produce accurate results. This uniformity is crucial for the biotransducer to be effectively utilized as a reliable sensing device.

4. - Conclusion

In this study, we have developed an *ad hoc* designed biotransducer and demonstrated its effectiveness by detecting lysozyme and spike RBD. The biotransducer was fabricated on the cleaved end of a single mode optical fiber and functionalized with specific molecules for capturing the target analytes. The binding of this target analytes to the biotransducer's surface causes changes in the spectra formed in the FPC, enabling real-time detection. Our experimental results indicate that the biotransducer has high sensitivity and specificity for detecting small concentrations of the analytes. Furthermore, the biotransducer offers several advantages, such as a quick analysis time, wide operating range, and reproducible construction, which can be appreciated on the stability of the results. The device can also be easily miniaturized and adapted to detect a variety of biomolecules by modifying the functionalization process. Overall, we believe that this biotransducer has great potential for advancing biosensing applications in various fields, such as biomedical research and clinical diagnosis.

Acknowledgements

This work has been funded in part by the Fondo Europeo de Desarrollo Regional (FEDER), in part by the Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades under projects RTI2018-094669-B-C31, in part by the GobiernoVasco/Eusko Jaurlaritza IT IT1452-22, ELKARTEK KK-2021/00092 and ELKARTEK KK-2021/00082, in part by the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 824769; in part by the Grant Nos. PID2021-122505OBC31 funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033, by 'ERDF A way of making Europe' and by the 'European Union Next Generation EU/PRTR', also of the Grant Nos. IT1452-22,); by ELKARTEK 2023 (μSmart and Ekohegaz II); by UPV-EHU (Translight); by Lanbide Euskal Enplegu zerbitzua, Plan de Recuperación, transformación y resiliencia, and by Instituto de Salud Carlos III (PI18/00207), Basque Government (PIBA_2020_1_0048) and University of Basque Country (US19/04). Authors also appreciate the collaboration of Galacteum providing lysozyme samples to prepare the dilutions during the project.

References

[1] G. Marrazza, "Biosensors in 2022," *Biosensors 2023, Vol. 13, Page 407*, vol. 13, no. 3, p. 407, Mar. 2023, doi: 10.3390/BIOS13030407.

[2] C. I. L. Justino, A. C. Duarte, and T. A. P. Rocha-Santos, “Recent Progress in Biosensors for Environmental Monitoring: A Review”, doi: 10.3390/s17122918.

[3] U. Chadha *et al.*, “Recent progress and growth in biosensors technology: A critical review,” *Journal of Industrial and Engineering Chemistry*, vol. 109, pp. 21–51, May 2022, doi: 10.1016/J.JIEC.2022.02.010.

[4] “Biosensor nanoengineering: Design, operation, and implementation for biomolecular analysis,” *Sensors International*, vol. 1, p. 100040, Jan. 2020, doi: 10.1016/J.SINTL.2020.100040.

[5] P. Chandra, “Personalized biosensors for point-of-care diagnostics: from bench to bedside applications,” *Nanotheranostics*, vol. 7, no. 2, p. 210, 2023, doi: 10.7150/NTNO.81485.

[6] C. Chen and J. Wang, “Optical biosensors: an exhaustive and comprehensive review,” *CRITICAL REVIEW Cite this: Analyst*, vol. 145, p. 1605, 2020, doi: 10.1039/c9an01998g.

[7] M. J. Iqbal *et al.*, “Biosensing chips for cancer diagnosis and treatment: a new wave towards clinical innovation,” *Cancer Cell International 2022 22:1*, vol. 22, no. 1, pp. 1–16, Nov. 2022, doi: 10.1186/S12935-022-02777-7.

[8] C. Griesche and A. J. Baeumner, “Biosensors to support sustainable agriculture and food safety,” *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, vol. 128, p. 115906, Jul. 2020, doi: 10.1016/J.TRAC.2020.115906.

[9] R. Correia, S. James, S. W. Lee, S. P. Morgan, and S. Korposh, “Biomedical application of optical fibre sensors,” *Journal of Optics (United Kingdom)*, vol. 20, no. 7. 2018. doi: 10.1088/2040-8986/aac68d.

[10] M. S. Soares *et al.*, “Immunosensing Based on Optical Fiber Technology: Recent Advances,” *Biosensors 2021, Vol. 11, Page 305*, vol. 11, no. 9, p. 305, Aug. 2021, doi: 10.3390/BIOS11090305.

[11] C. Pendão and I. Silva, “Optical Fiber Sensors and Sensing Networks: Overview of the Main Principles and Applications,” *Sensors 2022, Vol. 22, Page 7554*, vol. 22, no. 19, p. 7554, Oct. 2022, doi: 10.3390/S22197554.

[12] A. C. Andres, J. Barroso, R. J. Martín-Palma, I. García, J. Zubia, and O. Arrizabalaga, “Biosensing platform on optical fibre tip for lysozyme detection,” *https://doi.org/10.1117/12.2620647*, vol. 12145, pp. 42–46, May 2022, doi: 10.1117/12.2620647.

[13] O. Arrizabalaga, J. Velasco, J. Zubia, I. Sáez de Ocáriz, and J. Villatoro, “Miniature interferometric humidity sensor based on an off-center polymer cap onto optical fiber facet,” *Sens Actuators B Chem*, vol. 297, p. 126700, Oct. 2019, doi: 10.1016/J.SNB.2019.126700.

Etched Few-mode fiber interferometer biosensor for *Staphylococcus aureus* detection.

Valeria HERNÁNDEZ-AMBATO[(1)], David BARRERA[(1)], Elena AZNAR[(2,3,4)], Salvador SALES[(1)]

1. Photonics Research Labs, iTEAM, Universitat Politècnica de València, Camino de Vera, s/n, Valencia, Spain
2. Instituto Interuniversitario de Investigación de Reconocimiento Molecular y Desarrollo Tecnológico, Universitat Politècnica de València, Universitat de València, Valencia, Spain
3. Unidad Mixta de Investigación en Nanomedicina y Sensores, Universitat Politècnica de València, Instituto de Investigación Sanitaria La Fe (IISLAFE), Valencia, Spain
4. CIBER de Bioingeniería, Biomateriales y Nanomedicina (CIBER-BBN), Madrid, Spain

Contact name: Valeria Hernández-Ambato (vheramb@upv.es).

ABSTRACT:

Staphylococcus aureus detection using an improved biosensor based on an etched interferometer built with a few-mode fiber is proposed. Interferometer sensors are well known for their good interaction with the surrounding field and have the capability to make accurate measurements of physical or chemical quantities such as refractive index. The sensor corresponds to Michelson Interferometers and was built by splicing a piece of FMF to the end of a single-mode fiber. The etching process was developed using hydrofluoric acid in order to reduce the cladding diameter and hence improve the interaction with the external refractive index. Furthermore, the sensor was successfully tested as a proof-of-concept biosensor. The functionalization process of the interferometer biosensor was based on selecting the binding aptamer for the specific pathogen.

Key words: Few-mode fiber, interferometer, etching process, functionalization, Staphylococcus aureus.

1.- Introduction

Staphylococcus aureus (S. *aureus*) has been one of the most clinically important human pathogens [1]. Furthermore, it is a facultative anaerobic bacterium, and its existence is highly common in the environment being the principal cause of mild skin infection and nosocomial contagion. Then, the development of new detection systems based on biosensors has become a challenge [2].

A traditional method for S. *aureus* detection is based on culture assay, which requires several culture days before obtaining valid results [3]. However, there are other recognition methods such as using aptamers, which provide excellent results in detecting analytes with reduced response times [4]. Aptamers are single-chain nucleic acids (RNA or DNA) in vitro synthesized to specifically bind a target [2,5]. An aptamer interacts with the specific pathogen or analyte for detection over a sensing biolayer [5].

The fiber optic sensors have advantages due to material properties such as very small dimensions and weight, electrically passive, and chemically inert [6]. Currently, optic technics such as surface plasmon resonance, fluorescence, interferometry, or light scattering have been applied for S. *aureus* detection [2]. Some of these technics can be applied using the fiber optic as the

transduction element through a functionalization process [5,7].

The interferometric fiber optic sensors are based on interference between propagation modes [8]. The effective refractive index difference between the core mode and dominant high-order cladding modes gives rise to the phase difference, which produces optical spectrum changes. Therefore, by measuring the wavelength or intensity variation, one can obtain information about the changes in a surrounding field such as refractive index, temperature, pressure, curvature, etc.

In this paper, we propose an etched interferometer sensor using a few-mode optical fiber with four LP modes (FMF – 4LP). The etching process reduces the cladding diameter of FMF to improve the interaction with the surrounding medium. Subsequently, to perform a selective detection of S. *aureus*, the sensor was functionalized selecting the binding oligonucleotide for detection.

2.- Theorical Background

Michelson interferometers have one point where the interference is produced by reflected modes from the end of fiber optic as is shown in Fig. 1 [8]. The optical intensity of an interferometer depends on the intensities of the core and higher-order cladding modes, I_1 and I_2, respectively. As defined by Eq. 1.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\varphi \qquad (1)$$

where φ is the phase difference between core and cladding modes. When the intensity interference is minimal, the wavelength dip occurs.

The distance between two wavelength dips is called Free Spectral Range (FSR) and could be determined by Eq. 2:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2\Delta n_{eff} L}. \qquad (2)$$

which depends on the effective refractive index Δn_{eff}, length of the interferometer L, and a specific wavelength λ. A large FSR limits the dynamic range. Therefore, the resolution sensor is worse because interference fringes may be outside the measured wavelength range. This concept is called fringe ambiguity.

3.- Sensor Fabrication

The schematic structure illustration of the proposed sensor is shown in Fig. 1 which is fabricated by splicing a piece of FMF – 4LP to the end of the SMF, both with a cladding diameter of 125 µm. This interferometer has a Core Mismatch Diameter structure since the core diameters of SMF and FMF are 9 µm and 15 µm, respectively.

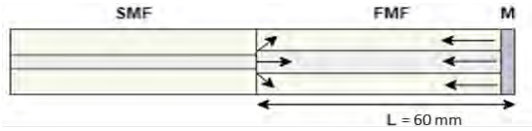


Fig. 1: Sketch of interferometer sensor with few-mode fiber optic.

Several devices were fabricated to determine the appropriate length of the interferometer L in order to avoid fringe ambiguity, as shown in Fig. 2. Each sensor has different FSR values. The sensor chosen was the one with L = 60 mm and FSR = 15.23 nm.

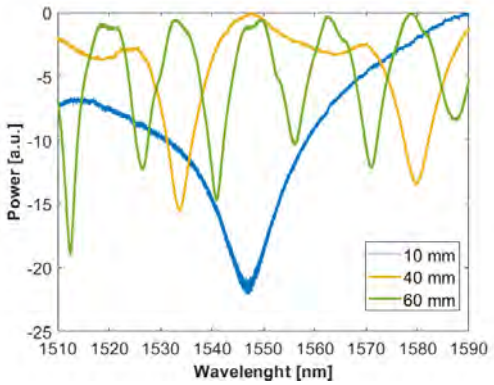


Fig. 2: Optical spectrums at different few-mode fiber lengths.

The FMF extreme was etched with hydrofluoric acid (48%) for ~22 minutes to improve the sensor's sensitivity. The etching process reduced the cladding diameter to increase the high-order mode's interaction with the surrounding field. This sensor is compact and does not need an aggressive etching process due to having a diameter core bigger than a typical SMF. The final cladding diameter was around ~71 µm. This diameter avoided the problems of handling

very thin optical fiber. The optical fiber end was protected with paraffin to preserve the mirror effect achieved after a perfect cut. As a result, the final physical form of the interferometer sensor appears to have a tapered shape, as shown in Fig. 3.



Fig. 3: Microscope images of etched fiber optic end.

4.- Proof of concept for biosensing

a) Functionalization Process

The sensor was functionalized to perform recognition of S. *aureus* selecting the binding oligonucleotide for detection. The functionalization process has been divided into three steps and finally a detection step, such as shown in Fig. 4.

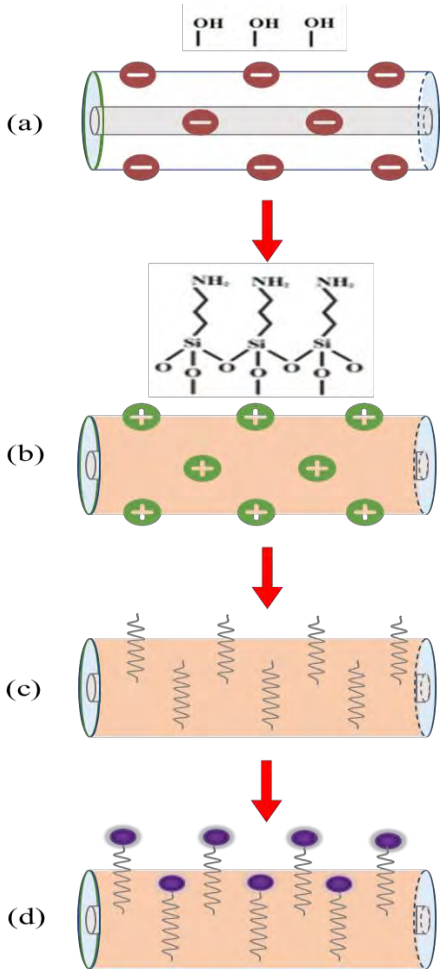


Fig. 4: Sketch of functionalization process.

The first one was cleaning and etching the optical fiber with ethanol and hydrofluoric acid, respectively, see Fig. 4(a). In fact, the etching process promotes the attachment of hydroxyl (OH) groups to permit the addition of silane agents [9]. In the second step, shown in Fig. 4(b), the optical fiber was dipped in a buffer composed of 3-(triethoxysilyl)propyl isocyanate and acetonitrile reagents to silanize the fiber optic surface. Fig. 4(c) represents the aptamer immobilized forming a detection biolayer. This functionalization step was possible by dipping the sensor in another buffer combining acetonitrile and triethylamine reagents and a selected oligonucleotide. The correct functionalization allows the recognition and attachment of S. *aureus* pathogen at the biolayer, as shown in Fig. 4(d).

b) S. *aureus* detection results

The schematic diagram of the experimental setup for detection is shown in Fig. 5. Four sensors were evaluated for comparison between pairs of identical functionalized and non-functionalized sensors. The sensors' responses were obtained using an optical sensor interrogator module (Micron Optics, SM125).

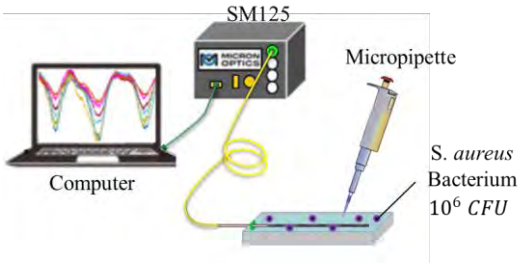


Fig. 5: Schematic diagram of the experimental for S. aureus detection.

Each sensor was fixed in an ad-hoc plate then the sensors were covered with Phosphate Buffered Saline (PBS). Once the signal sensor was established, a simulated sample of 10^6 CFU of S. *aureus* bacterium was deposited.

The sensors' responses are shown in Fig. 6. We observed that the optical spectrum of functionalized sensors suffers Extinction Ratio (ER) variation while the non-functionalized sensors do not present any

change. The ER variations started around two minutes after the bacterium deposition. Finally, around fifteen minutes the responses from functionalized sensors become stabilized. During the binding process, the ER shifts show an exponential relationship depending on time.

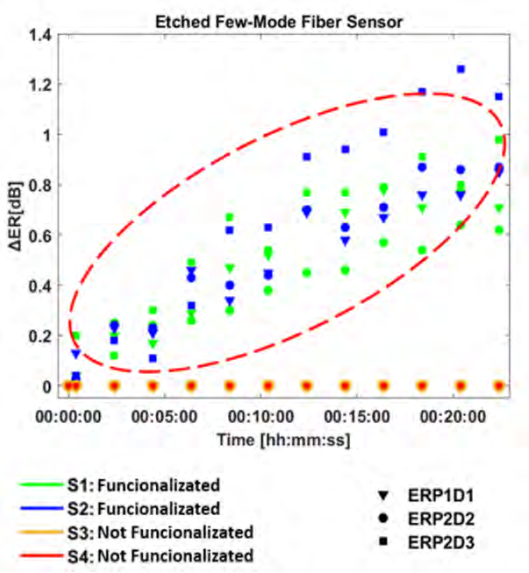


Fig. 6: Extinction ratio variations of the functionalized sensors corresponding to S. aureus detection.

5.- Conclusion

We have reported the first biosensor based on a few-mode interferometer for *Staphylococcus aureus* detection. The sensor was etched with HF to reduce at 71 µm cladding diameter and functionalized for detection based on selecting the binding oligonucleotide. The sensor was able to recognize 10^6 CFU of S. *aureus* concentration. We continue to work to improve the sensor and recognize different concentrations.

Acknowledgements: This work is partially supported by the I+D+i projects SYNERGY PID2020-118310RB-I00 and INSTILL PID2020 120071RJ I00 funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033. Also, by the Generalitat Valenciana, the PROMETEO 2017/103 Research Excellency Award, and IDIFEDER/2020/032, as well as IDIFEDER/2021/050 GVA Infraestructura. Also, by the project OPTO-BACT (AP2021-11) funded by Universitat Politècnica de València and IIS La Fe. V. Hernández-Ambato is supported by a scholarship GRISOLIAP/2020/083, funded by Generalitat Valenciana.

References

[1] Franklin LOWY, "*Staphylococcus aureus infections*", New England journal of medicine, vol. 339, no. 8, pp. 520-32, 1998.

[2] Luis PLA et al., "Aptamer-Capped nanoporous anodic alumina for Staphylococcus aureus detection", Sensors and Actuators, B: Chemical, vol. 320, 2020.

[3] Ling CHEN et al., "Ultrahigh-sensitivity label-free optical fiber biosensor based on a tapered singlemode- no core-singlemode coupler for Staphylococcus aureus detection", Sensors and Actuators, B: Chemical, vol. 320, 2020.

[4] Aliya BEKMURZAYEVA et al., "Etched fiber bragg grating biosensor functionalized with aptamers for detection of thrombin", Sensors (Switzerland), vol. 18, no. 12, 2018.

[5] Francesco CHIAVAIOLI *et al.*, "*Biosensing with optical fiber gratings*", Nanophotonics, vol. 6, no. 4, pp. 663–679, 2017.

[6] Lee BYOUNGHO. "*Review of the present status of optical fiber sensors*", Optical fiber technology, vol. 9, no. 2, pp. 57-79, 2003.

[7] Angela LEUNG, Mohana SHANKAR, and Raj MUTHARASAN, "*A review of fiber-optic biosensors*", Sensors and Actuators, B: Chemical, vol. 125, no. 2. pp. 688–703, 2007.

[8] Amalia MILIOU, "In-Fiber Interferometric-Based Sensors: Overview and Recent Advances", Photonics, vol. 8, no. 265, 2021.

[9] N. MOHN et al., "Chitosan-Integrated Single-Mode Tapered Optical Fiber DENV II E Protein Sensor", IEEE Sensors, vol. 21, no. 18, 2021.

Modelado de ruido de una cámara para lectura de biosensores fotónicos multiplexados

Camera noise modeling with application to multiplexed photonic biosensor readout

Laura PEREZ-SANCHEZ [1,2], Ana SANCHEZ-RAMIREZ[1,2], Jose DE OLIVA-RUBIO[1,2], Jonas LEUERMANN [3], Robert HALIR [1,2], Alejandro ORTEGA-MOÑUX[1,2], J. Gonzalo WANGÜEMERT-PEREZ[1,2], Iñigo MOLINA-FERNANDEZ[1,2]

1. Telecommunications Research Institute (TELMA), Universidad de Málaga, CEI Andalucia TECH, E.T.S.I. Telecomunicacion 29010, Málaga, España
2. IBIMA Plataforma BIONAND, Parque Tecnológico de Andalucía, 29010, Málaga, España
3. BIOHERENT S.L., Calle Severo Ochoa 34, 29590, Málaga, España

Persona de contacto: Laura Pérez Sánchez (lps@ic.uma.es)

RESUMEN:

Los biosensores fotónicos basados en arquitecturas interferométricas de Mach-Zehnder (MZI) con lectura de fase coherente han demostrado ser excelentes para la detección de biomarcadores relevantes en diversos ámbitos. El diseño de sistemas multiplexados, capaces de detectar simultáneamente varios biomarcadores a partir de una única muestra requieren de un sistema de interrogación más complejo. Los sistemas existentes, basados en fotodiodos discretos, presentan límites de detección (LOD) extremadamente bajos, pero para sistemas multiplexados, dificultan la miniaturización del dispositivo final y su alineamiento, por lo que se propone el empleo de una cámara como sistema de lectura. A partir del desarrollo de un modelo sistémico de señal y ruido de una cámara se demuestra que, a pesar de la degradación del LOD, una adecuada selección de los parámetros de adquisición de imágenes permite obtener sensibilidades suficientes para ofrecer una alternativa interesante a los sistemas basados en fotodiodos discretos. Habida cuenta de la mayor sencillez y robustez del sistema por cámara es previsible la adopción de este tipo de lectura en sistemas de biosensado con alto grado de multiplexación.

Palabras clave: Sistema multiplexado, sistema de lectura, ruido, cámara, biosensor, fotodiodo.

ABSTRACT:

Photonic biosensors based on Mach-Zehnder interferometric (MZI) architectures with phase coherent readout have proven to be excellent for the detection of relevant biomarkers in various fields. The design of multiplexed systems, capable of simultaneously detecting several biomarkers from a single sample, requires more complex interrogation systems. Current systems based on discrete photodiodes have extremely low limits of detection (LOD) but, for multiplexed systems the miniaturization of the final device and its alignment are difficult to achieve, so the use of a camera as a readout system is proposed. The development of a camera systemic signal-to-noise model demonstrates that a proper choice of image acquisition parameters makes them an interesting alternative to discrete photodiode-based systems, despite the LOD degradation. In view of the greater simplicity and robustness of camera system, it is likely that this type of readout will be adopted in biosensing systems with a highly degree of multiplexing.

Key words: Multiplex system, Readout system, noise, camera, biosensor, photodiode.

1.- Introducción

Los biosensores fotónicos son dispositivos que permiten medir la concentración de un determinado biomarcador (ADN, anticuerpos, proteínas...) en un fluido de forma selectiva, precisa, usando pequeños volúmenes de muestra, en tiempo real y sin necesidad de marcaje [1]. Para el diagnóstico preciso de enfermedades no suele ser suficiente la detección de un único biomarcador y la práctica clínica demanda la determinación analítica de las concentraciones simultáneas de varios biomarcadores. Para ello es necesario contar con sistemas multiplexados, es decir, sistemas que a partir de una única muestra del fluido del paciente sean capaces de obtener las concentraciones de varios biomarcadores simultáneamente.

Los biosensores fotónicos basados en arquitecturas interferométricas de Mach-Zehnder (MZI) con detección de fase coherente empleando un acoplador multimodal (MMI, *Multimode Interferometer*) 2x3 o 2x4 en tecnología de nitruro de silicio han demostrado una capacidad de detección muy superior a la de otros sistemas afines [2-4], viéndose esta reflejada en el límite de detección (LOD) fotónico, el cual se define como $LOD = 3\sigma/S$, donde σ es el ruido del sistema y S la sensibilidad del sensor. Además, dada la tecnología de fabricación del chip (compatible CMOS) y su inmunidad a las fuentes de ruido láser, estos sistemas pueden ofrecer soluciones de bajo coste susceptibles de ser aplicadas en el punto de atención al paciente (sistema *Point-of-Care*, PoC).

El actual sistema de lectura de estos biosensores requiere un mínimo de tres fotodiodos [3,5] por cada elemento sensor. Este número puede incrementarse a cuatro si se desean incorporar medidas adicionales usadas para la estabilización del sistema. Por tanto, si se considera un sistema multiplexado para la detección de N biomarcadores, se precisa un mínimo de 3N o 4N fotodiodos para realizar la lectura de cada muestra. Si se tiene en cuenta que, por razones de coste, el chip es completamente pasivo y los fotodetectores se sitúan en el instrumento de lectura, se concluye que para valores de N muy grandes el problema de interconexión entre el chip y el instrumento de lectura se hace excesivamente complejo, comprometiendo la miniaturización además de ser sensible a errores de alineamiento.

Por este motivo, se propone la incorporación de un sistema de interrogación basado en un sensor de imagen para la lectura de los biosensores con capacidad multiplexora. Este sistema acabaría con los problemas de complejidad y de alineamiento de la interfaz de salida, chip-instrumento de lectura, facilitando el proceso de medida experimental gracias a la visualización por imagen y reduciendo el tiempo empleado en los experimentos y el procesado de datos.

El objetivo de este trabajo es, por tanto, desarrollar un modelo teórico que permita dilucidar si el empleo de un sensor de imagen para la lectura de biosensores fotónicos multiplexados va a tener un impacto negativo en términos de LOD respecto a los sistemas existentes en la literatura basados en la lectura mediante fotodiodos discretos [3].

2.- Modelo físico de señal y formación de ruido en una cámara

El diseño de biosensores fotónicos de bajo LOD conlleva una cuidadosa optimización para maximizar la relación señal a ruido (SNR) del sistema debido a la relación de proporcionalidad inversa entre ambos: $LOD \propto \frac{1}{\sqrt{SNR}}$ [2]. Esta optimización se basa en aumentar al máximo el nivel de potencia óptica disponible en la recepción y reducir el nivel de ruido introducido por el sistema de detección.

En el paso de un sistema de lectura basado en fotodiodos a una cámara, uno de los principales inconvenientes previstos es el incremento de los niveles de ruido. A pesar de que el uso de cámaras para lectura, tanto de biosensores fotónicos multiplexados como de otros sistemas de biosensado [6,7], está bastante estandarizado, no se han encontrado estudios que aborden el problema desde un enfoque sistémico y analicen las fuentes de ruido existentes con el fin de optimizar el LOD fotónico; tal y como se ha hecho con sistemas de lectura basados en fotodiodos discretos [3]. En el caso de la cámara, la gran mayoría de estudios se

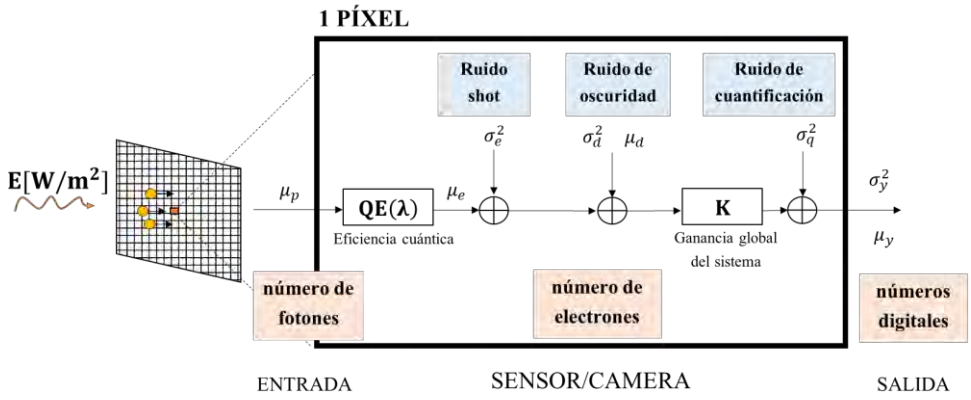


Fig. 1: Esquema del modelo físico y matemático estándar de un píxel [8].

sustentan en modelos de ruido sencillos (*Fig. 1*) de carácter teórico-experimental, que permiten la determinación de factores de conversión como la ganancia general del sistema, K [DN/e$^-$] [8]. Para ello, se recurre a métodos como el *Photon Transfer Method* o *Photon Transfer Curve*, para la calibración y caracterización de los modelos de señal y ruido tanto de 1 píxel como del sensor de imagen completo [9].

En las secciones 2.1 y 2.2 se propone un modelo sistémico de señal y ruido de un píxel y de un sensor completo de imagen que permiten: a) conocer en profundidad el impacto que las distintas fuentes de ruido pueden tener sobre la capacidad de detección del dispositivo final, y b) determinar los parámetros de adquisición que permiten optimizar el LOD.

2.1.- Modelo sistémico de un píxel

2.1.1.- Modelo de señal

La *Fig. 2* muestra el modelo sistémico de un píxel. La potencia fotodetectada por cada píxel $P(t)$ corresponde con el flujo de potencia que incide sobre el sensor integrado en el área del píxel, A_{pixel}. La conversión a fotocorriente $i(t)$ para una responsividad *R* depende tanto de la longitud de onda como de la eficiencia cuántica (también dependiente de la anterior), λ y $QE(\lambda)$, respectivamente. En este punto, se introduce una componente de señal adicional debido a la corriente de oscuridad producida por efecto térmico, $i_d(t,T)$, siendo *T* la temperatura de operación de la cámara durante el proceso de captura. Sin embargo, esta puede ser fácilmente eliminada con la calibración del sensor de imagen [7]. El amplificador de transimpedancia (CTIA) realiza una integración de la señal en un tiempo de exposición T_e, obteniendo a su salida una señal correspondiente al número de electrones capturados, $\mu_e = \frac{1}{q}\int_{T_e} i(t)\,dt$ siendo q la carga del electrón. El CTIA hace una conversión lineal de electrones a voltios, $V(t) = G\mu_e(t)$, con una ganancia G determinada. Seguidamente, se muestrea la señal continua obteniendo una señal de tensión discreta donde $V[n] = V(t = nT_s)$, n es un número entero y T_s el tiempo de muestreo. Finalmente, la señal es cuantificada, $\mu_y = \frac{V[n]}{\Delta_{ADC}}$, con un paso de cuantificación $\Delta_{ADC} = \frac{(V_{max} - V_{min})}{2^M}$ determinado por $[V_{min} - V_{max}]$, rango de entrada de tensión máximo del ADC y, M, número de bits de cuantificación.

2.1.2- Fuentes de ruido

Se consideran tres fuentes de ruido blanco diferentes (ruido *shot* de señal 'e', ruido *shot* de oscuridad 'd' y ruido de cuantificación 'q') todas ellas con densidades espectrales de potencia (η_e, η_d, η_q) constantes. La varianza de cada fuente de ruido será, $\sigma^2 = \int_{1/T_e} \eta\, df$, donde T_e es el tiempo de exposición. Estas densidades espectrales de ruido de cada fuente vienen dadas por las siguientes expresiones cuando las fuentes de ruido se referencian a la entrada del integrador (punto 1, *Fig. 2*):

$$\eta_e = 2q\frac{QE\cdot q\cdot\lambda}{h\cdot c}\cdot E\cdot A_{pixel} = 2qR\bar{P} \quad (1)$$

$$\eta_d = 2q^2\mu_d = 2q\bar{I_d} \quad (2)$$

$$\eta_q = \frac{\gamma^2}{T_e}\frac{\Delta_{ADC}^2 q^2}{G^2} \quad (3)$$

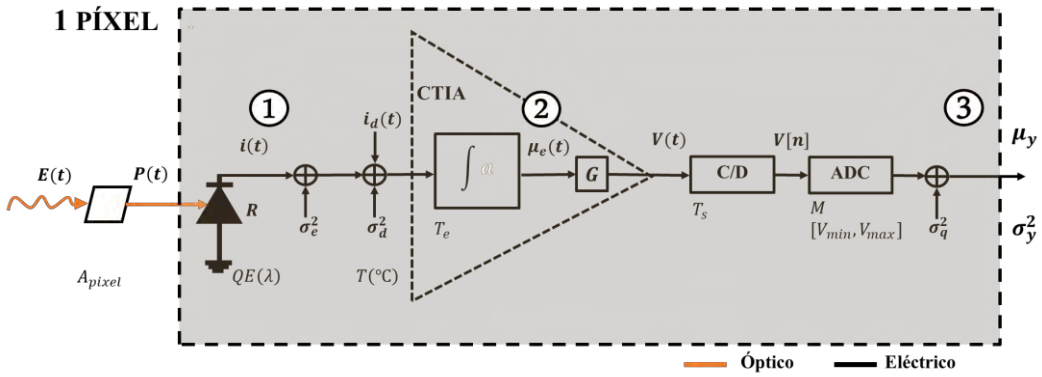


Fig. 2: Modelo sistémico de captura de potencia óptica en un píxel, con fuentes de ruido eléctrico representadas mediante la varianza de la señal de ruido, σ^2. La fotodetección, la corriente de oscuridad y los procesos de muestreo y cuantificación introducen ruido shot por la incidencia de fotones (e), ruido shot por la corriente de oscuridad generada por efecto térmico (d) y ruido de cuantificación (q), respectivamente

donde h y c son constantes conocidas – constante de Planck y la velocidad de la luz en el vacío -, y $\bar{P}$ es la potencia óptica media recibida por un píxel. $\bar{I}_d = q\mu_d$, es la fotocorriente de oscuridad media, μ_d es la corriente de oscuridad en unidades $[e^-/s]$ y está definida por la expresión $\mu_d = \mu_{d.ref} 2^{\frac{T-T_{ref}}{T_d}}$, siendo $\mu_{d.ref}$ la corriente de oscuridad para una temperatura de referencia dada T_{ref} y T_d el intervalo de temperatura para el que la corriente de oscuridad se duplica [8]. Por último, γ es el factor de calidad del ADC, en condiciones ideales $\gamma^2 = \frac{1}{12}$ [10].

2.2.- Modelo sistémico de un sensor de imagen

El modelo anteriormente formulado aborda el problema de lectura de señales ópticas a partir de un único píxel, caso muy similar al realizado usando un fotodiodo discreto [3]. Sin embargo, esta situación dista mucho de la realidad debido a que los niveles de potencia que requieren ser medidos no pueden ser soportados por un único píxel a causa de sus reducidas dimensiones y, en consecuencia, de su capacidad total de almacenamiento de electrones (FWC, *Full Well Capacity*).

Por este motivo, se propone un modelo sistémico generalizado para un sensor de imagen completo. En *Fig. 3* se esquematiza el montaje

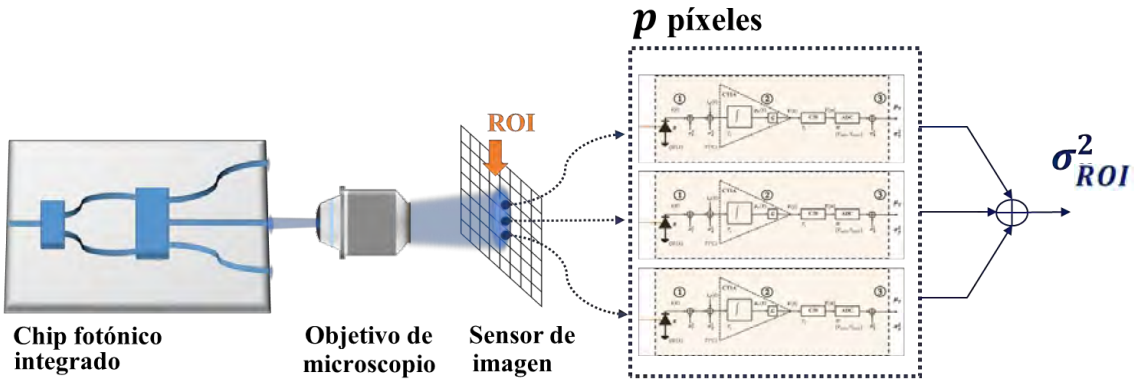


Fig. 3 Esquema del montaje fotónico de medida de un sensor Mach-Zehnder balanceado de lectura coherente mediante cámara. Se utiliza un objetivo de microscopio como sistema óptico de lentes que permite repartir la señal de salida en un subconjunto de píxeles variable (ROI) en función de las características del sistema óptico y de los parámetros de diseño. La potencia de ruido total (σ^2_{ROI}) está determinada por la expresión (4).

fotónico de un sensor Mach-Zehnder balanceado de lectura coherente mediante cámara. Las señales de salida de cada biosensor son mapeadas en el sensor de imagen con la finalidad de medir la diferencia de fase entre estas señales. Para ello, se recurre a un sistema óptico formado por una o varias lentes para ajustar el subconjunto de píxeles que se asignan a la lectura de cada señal de salida, conocida como región de interés (ROI, *Region of Interest*).

Considerando un sensor de imagen ideal, cuyas no-uniformidades espaciales son despreciables y, suponiendo que los ruidos de cada píxel están incorrelados [11], la varianza del ruido total para una ROI de p píxeles, σ_{ROI}^2, (referida al punto 1) puede expresarse como

$$\sigma_{ROI}^2 = \sum_{i=1}^{p} \sigma_i^2 = p \cdot \sigma_i^2 \qquad (4)$$

o, lo que es lo mismo, la densidad espectral de potencia referida a la entrada se define por

$$\eta_{ROI} = p\eta \qquad (5)$$

3.- Análisis espectral de la SNR de un sistema de lectura por cámara

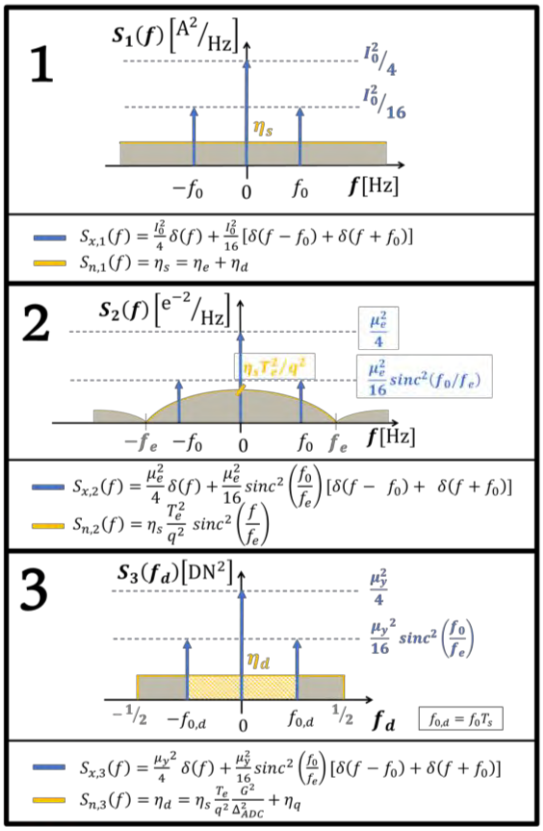


Fig. 4. Análisis espectral de la señal y el ruido para el modelo sistémico de lectura de un píxel propuesto en Fig.2: 1) Entrada del integrador 2) Salida del integrador y 3) Salida del ADC. En color azul se representan las densidades espectrales de potencia de señal (S_x) y en amarillo las densidades espectrales de potencia de ruido (S_n).

En el paso de la señal por los distintos elementos del sistema de lectura por cámara se introduce ruido produciéndose una degradación en la SNR. Por ende, se propone un análisis de la evolución del espectro de señal y ruido tras su paso por los principales componentes del sistema con la finalidad de determinar la degradación de la SNR en función de los parámetros de captura de la cámara.

A tal efecto, se supone una señal de entrada sinusoidal de la forma $\mathrm{P(t)} = \frac{\mathrm{P_0}}{2}(1 + \cos(\omega_0 \mathrm{t} + \theta))$, donde $\mathrm{P_0}$ es la potencia óptica de la señal de entrada emitida por un láser, ω_0 es la frecuencia de la señal de entrada y θ es una variable aleatoria uniformemente distribuida en $[-\pi, \pi]$.

En *Fig.4* se muestra el espectro de la señal y del ruido cuando pasa por los distintos componentes del sistema (*Fig.2*). Las expresiones de esta figura permiten determinar la SNR en la banda de frecuencias de interés, $[-f_0, f_0]$, a la entrada (punto 1) y salida (punto 3) del sistema:

$$SNR_1 = \frac{I_0^2}{16 f_0 \left(\eta_s + \frac{\eta_q}{T_e}\right)\frac{q^2 \Delta_{ADC}^2}{G^2}} \qquad (6)$$

$$SNR_3 = \frac{I_0^2}{16 f_0 \left(\eta_s + \frac{\eta_q}{T_e}\right)\frac{q^2 \Delta_{ADC}^2}{G^2}} \frac{T_e sinc^2\left(\frac{f_0}{f_e}\right)}{T_s} \qquad (7)$$

El cociente entre (6) y (7) hace posible la definición de un factor de degradación (D) de la relación señal a ruido que depende de T_e, T_s y f_0 y viene descrito por:

$$D = \frac{T_s}{T_e\, sinc^2\left(\frac{f_0}{f_e}\right)} \qquad (8)$$

4.- Resultados y conclusiones

El ruido total referenciado a la entrada del sistema de lectura es $\sigma_{PD}^2 = 154\ (pA)^2$ y $\sigma_{ROI}^2 = 68{,}9\ (pA)^2$ en el caso de usar el sistema de fotodiodos descrito en [3] y en el modelo de cámara WiDy Sens 640V-ST, respectivamente. Ambos casos se han calculado para una potencia óptica disponible por salida $P_0 =$

$160\ \mu W$, un ancho de banda requerido en la recepción de $f_0 = 3\ Hz$ [3] y, considerando el proceso de cuantificación de la señal ideal, es decir, con aprovechamiento completo del rango dinámico e inexistencia de aliasing espectral. En estas circunstancias la fuente de ruido *shot* es la dominante en ambos casos.

σ_{ROI}^2 se calcula asumiendo una situación ideal en la que todos los píxeles alcanzan el FWC. El sensor de imagen tiene un área de 512x640 píxeles, por lo que valorando la opción de realizar una lectura multiplexada de 4 sensores más dos salidas destinadas a alineamiento (un total de 14 salidas), se necesitaría una ROI compuesta por ~23000 píxeles para cada una. Dadas las restricciones paramétricas de la cámara, el valor de T_e que permite esta lectura es el más pequeño configurable en el dispositivo, $10\ \mu s$. Consecuentemente, la minimización del factor de degradación (D) queda reducida únicamente a la elección de T_s, teniendo que ser este igual a $4{,}5\ ms$.

Con estos valores y según la expresión (8) se observa como la degradación de la SNR es enorme a la salida de la cámara (D=400): $SNR_{PD,1} = 1.61 \cdot 10^{14}$, $SNR_{ROI,1} = 2.93 \cdot 10^{14}$ y $SNR_{ROI,3} = 7.32 \cdot 10^{11}$. Además, conociendo la relación entre la SNR y el LOD fotónico pueden compararse claramente a partir de este último los sistemas propuestos para lectura de biosensores multiplexados: $LOD_{PD} \sim 10^{-8}$ y $LOD_{ROI} \sim 10^{-6}$. Tal y como se esperaba, hay un impacto negativo en el LOD. Sin embargo, su valor se sitúa dentro de un intervalo encontrado típicamente en la literatura (ver tabla 2 de [3]) y, por tanto, que puede ser asumible teniendo en cuenta las ventajas que aporta la incorporación de una cámara al dispositivo final.

En este trabajo se ha estudiado la degradación experimentada por la relación señal a ruido en un sistema de biosensado fotónico con lectura por cámara. Se ha desarrollado un modelo teórico que permite evaluar fácilmente la degradación de la relación señal a ruido debida al proceso de adquisición de imágenes. Las expresiones se han aplicado a una cámara comercial y los resultados se han comparado con los obtenidos, en idéntica situación, por un sistema con lectura mediante fotodiodos. La conclusión es que, aunque se produce una fuerte degradación en la relación señal a ruido, la lectura por cámara ofrece beneficios en cuanto a sencillez de interconexión entre el chip y el instrumento que lo hacen una opción conveniente en sistemas multiplexados.

Agradecimientos: Este trabajo ha recibido financiación del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (PID2019-106747RB-I00) y de la Junta de Andalucía: PAIDI 2020 (AT21_00153), Agencia Andaluza del Conocimiento (PY18-793), Junta de Andalucía, Consejería de Salud y Familia (PIN-0113-2020). Agradeciendo también a la Universidad de Málaga.

Referencias:

[1] M. Carmen ESTEVEZ, et al., "Integrated optical devices for lab-on-a-chip biosensing applications", Laser & Photonics Reviews, 6, 4, 463-487, 2011.

[2] Iñigo MOLINA et al., "Fundamental limit of detection of photonic biosensors with coherent phase read-out", Optics Express, 27, 9, 12616-12629, 2019.

[3] Jonas LEUERMANN et al., "Optimizing the Limit of Detection of Waveguide-Based Interferometric Biosensor Devices", Sensors, 19, 3671, 2019.

[4] Robert HALIR et al., "Direct and Sensitive Phase Readout for Integrated Waveguide Sensors", IEEE Photonics Journal, 5, 4, 2013.

[5] Bioherent, , https://bioherent.com/.

[6] Gayan PREMARATNE et al., "Multiplexed Surface plasmon imaging of serum biomolecules: Fe_3O_4@Core/shell nanoparticles with plasmonic simulation insights", Sensors and Actuators B: Chemical, 299, 126956, 2019.

[7] Daria KOHLER et al., "Biophotonic sensors with integrated Si_3N_4-organic hybrid (SiNOH) lasers for point-of-care diagnostics", Light: Science & Applications, 10, 1, 64, 2021.

[8] European Machine Vision Association, *"Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras.* Release 4.0 Linear", EMVA Standard Compliant, 1288, 2021.

[9] James R. JANESICK, *"Photon transfer*" (SPIE Press, 2007).

[10] Alan V. OPPENHEIN et al., *"Discrete-Time Signal Processing*" (Prentice Hall, 1999).

[11] Win C. VAN ETTEN, *"Introduction to Random Signals and Noise"* (John Wiley & Sons, 2000)

Mueller matrix polarimeter and birefringence imaging

Esther NABADDA[1], María del Mar SÁNCHEZ-LÓPEZ[1,2], Asticio VARGAS[3], Angel LIZANA[4], Juan CAMPOS[4], and Ignacio MORENO[1,5]

1. Instituto de Bioingeniería, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
2. Departamento de Física Aplicada, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
3. Departamento de Ciencias Físicas, Universidad de La Frontera, Temuco, Chile.
4. Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra, Barcelona, Spain.
5. Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.

Contact name: Esther Nabadda (enabadda@umh.es).

ABSTRACT:

In this work we present a complete Mueller matrix polarimeter imaging system based on liquid-crystal modulators and its application to analyze different types of samples. This includes structured microfabricated samples, which are used to evaluate the polarimeter accuracy prior to its application to some biological samples. The results are compared to those obtained with a commercial birefringent imaging system showing equivalent results.

Key words: Mueller matrix polarimetry, Liquid crystal retarders, Biological imaging, Birefringence imaging system, Polarization

1.- Introduction

Recently, optical techniques that use optical Mueller matrix polarimetry have drawn tremendous attention in biomedical diagnostic applications [1]. Other than the reduction in cost, the technique is noninvasive and non-destructive, and has been shown effective in accurate early diagnosis [2], differentiating characteristic features of cancerous tissues [3] and an extended interest of application in botany [4].

Here, we present and discuss an automated multi-wavelength imaging polarimeter system developed at TecnOpto Lab, at University Miguel Hernandez, Elche. The system uses optoelectronic liquid-crystal modulators (LCR) to control the input and detected states of polarization, so the system makes operation and data acquisition without moving elemets. The imaging detector is a polarization camera which allows simultaneous capture of the images for four linear polarization components with different orientations. We apply an algorithm that embeds error compensation arising from the polarization state generator (PSG) and the polarization state analyzer (PSA). Another important feature is the mechanical system, which allows rotating the PSA, thus allowing the hybrid performance both in a transmission and in a reflection configuration.

We present results where the imaging polarimeter is first employed to analyze a structured patterned retarder sample, which is used to validate our system. Then we apply it to some biological samples which show birefringence. The results are compared to those obtained with a commercial birefringent imaging apparatus, demonstrating equivalent results.

2.- Experimental system

The Mueller matrix polarimeter system is presented in Fig. 1. The system uses a LED light source (Thorlabs LED4D067) with three wavelength bands, centred at red (660nm), green (565nm) and blue (470nm). A spectral

filter is added to narrow the spectral band. Light is polarized with a linear polarized (P) and LCR1 / LCR2 devices are configured to provide arbitrary input states of polarization in the PSG. The PSA incorporates other two LCR3 and LCR4 devices which, combined with a polarization camera (Thorlabs CS505MUP Kiralux), provide the detection of the polarization states. A macro-lens objective is added to capture samples located at a near distance. The PSA system is mounted on a rotating mount, so it can be jointly rotated. This way reflective or back-scattering samples can be analyzed as well.

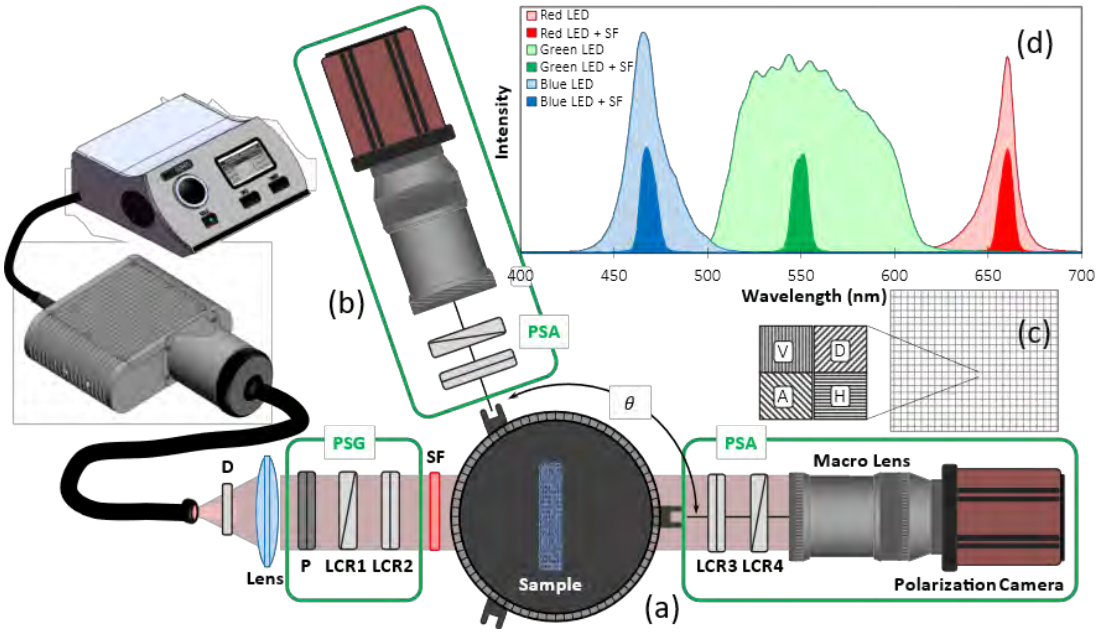


Fig. 1. Scheme of the Mueller matrix imaging polarimeter. D: diffuser. L: achromatic lens. SF: Spectral filter. P: linear polarizer. LCR: liquid-crystal retarder. (a) Transmission geometry. (b) Reflection geometry. (c) Scheme of the micro-polarizers pattern on a micropixel of the polarization camera. (d) Spectra of the three LED sources with central wavelengths of 470 nm, 565 nm and 660 nm, and when they are filtered with the corresponding spectral filter (SF).

To effectively generate and analyse the required states of polarization for a complete Mueller matrix measurement, the four LCR devices are separately characterised with the commonly used technique where the retarders are placed between crossed/ parallel polarisers [5]. When the LCR director axis is oriented at 45^0 with respect to the axes of crossed polarisers, the normalized transmission is given by

$$T_{\perp}(\lambda, V) = \cos^2\left(\frac{1}{2}\varphi(\lambda, V)\right) \qquad (1)$$

where $\varphi(\lambda, V)$ denotes the LCR retardance, which depends on the wavelength (λ) and on the applied voltage(V). This relation shows the oscillatory behavior expected from the curve $T_{\perp}(\lambda, V)$ both as a function of λ and as a function of V. We perform all measurements under relatively the same temperature conditions (24ºC-25ºC).

Figure 2(a) shows the transmission results for LCR1 device for the three wavelengths in the light source. These curves allow to retrieve the retardance versus voltage response, as shown in Fig. 2(b). From this calibration, the LCR devices can be configured to provide the required states of polarization. Here we adopt the case where the six typical states of polarization are used for the PSA and PSG (horizontal, vertical, diagonal and anti-diagonal linear states, and right and left circular states).

We adopt an error correction technique for the Mueller matrix polarimeter [6]. The technique compensates possible errors arising from the

PSG and PSA. First, it follows the experimental acquisition of the **S** matrix (defined where each column corresponds to the measured Stokes parameters of the states generated at the PSG).

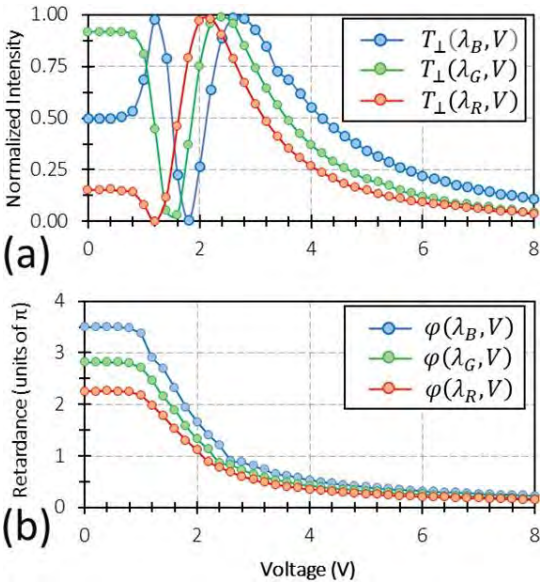


Fig. 2. Example of calibration of an LCR device. (a) Transmission $T_\perp(V)$ between crossed polarizers oriented with 45º with respect to the LC director versus applied voltage. (b) Retrieved retardance function $\varphi(V)$.

Then the detector matrix or **A** matrix is calibrated (defined where each raw corresponds to the Stokes parameters of the detected polarisation states in the PSA).

Once the polarimeter has been calibrated, a sample is analysed by capturing its intensity matrix $\mathbf{I_S}$ (defined where each element is the intensity detected for a given combination of a PSG state and a PSA state), and its Mueller matrix through.

$$\mathbf{M}_S(x,y) = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{I_S} \cdot \mathbf{S}^{-1} \qquad (2)$$

where $\mathbf{A}^{-1}$ and $\mathbf{S}^{-1}$ are the respective pseudo-inverse matrices of **A** and **S**. All these measurements and calculations are performed at all pixels in the images, so the error compensation is applied at the pixel level. Finally, once the sample Mueller matrix $\mathbf{M}_S(x,y)$ is retrieved, we further calculate the Lu-Chipman decomposition [7] to evaluate the polarizance, diattenuation, retardance and depolarization information of the sample.

3.- Birefringence imaging system

In the case of pure linear retarder samples, we can compare the retardance information obtained with our polarimeter with that obtained using a commercial birefringence imaging system (BIS) (Thorlabs, LCC7201) as shown in Fig. 3. This instrument is designed to measure stress- and strain-induced birefringence in flat samples for a variety of applications ranging from materials and biological research.



Fig. 3. Birefringence imaging system (BIS).

Contrary to our system, the application of this BIS instrument is limited only to linear retarder samples providing as parameters only the retardance and axis azimuth details of the sample under investigation. It uses a LED source of 633nm wavelength and provides images with quantitative information of the linear retardance, limited to the range $[0,\pi)$ and the orientation (azimuth) of the fast axis.

4.- Imaging results

In this section we present the experimental results obtained with our Mueller matrix polarimeter with sample that basically show linear retarder behaviour. Furthermore, we compare the retarder parameters obtained using the commercial BIS and show that both instruments provide equivalent result.

4.1. Patterned linear retarder

Firstly, we apply our polarimeter system to a pure retarder sample with known properties: a birefringent NBS 1963A resolution test (Thorlabs R2L2S1B). This is a patterned linear retarder with uniform retardance but where the resolution test is encoded with different azimuth than the background. The experimental Mueller matrix shown in Fig. 4(a), which shows the numbers "1.4" in the resolution test measured under red light (660nm). The normalized Mueller matrix shows null values in the m_{0j} and m_{j0} elements, $j = 1,2,3$, as expected for a pure retarder sample. Figure 4(b) provides additional polarimetric parameters: diattenuation (D), depolarization (Δ) and retardance (R).

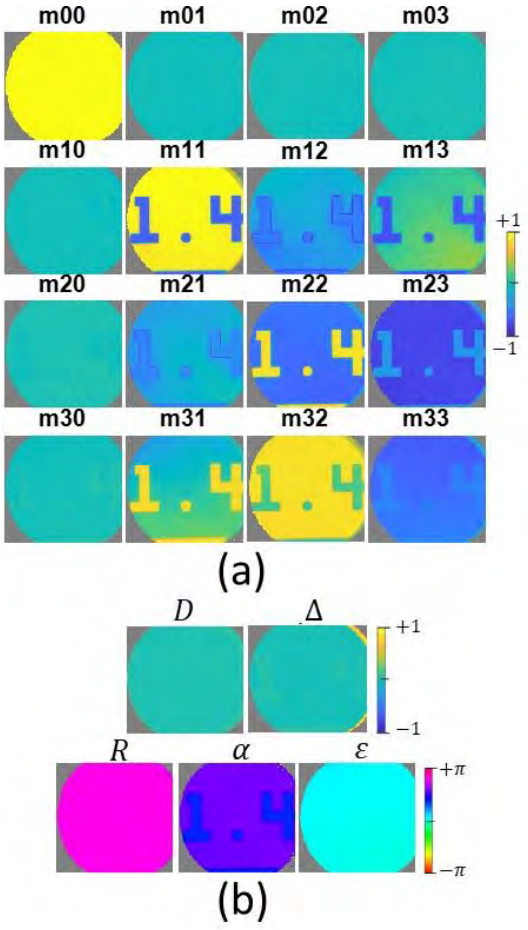


Fig. 4: Polarimetric analysis of the birefringent NBS 1963A resolution test. (a)Mueller matrix (b) Diattenuation (D), depolarization (Δ), retardance (R) parameters, and orientation (α) and ellipticity (ε) of retarder eigenstates.

The results agree with those expected: the diattenuation and depolariztion are negligible, and the retardance appears uniform, only with linear component. Lastly, we calculate the retarder eigenstate azimuth (α) and ellipticity (ε). As expected for a linear retarder, $\varepsilon \approx 0$ at all points, but the orientation shows a difference $\Delta\alpha \simeq 33^{o}$ between the background and the numbers.

Since this is a pure linear retarder sample, we can compare the results of our polarimeter with those of the commercial BIS instrument. Since the light source in the BIS emits at 633nm wavelength, it can only be compared with our system with the central wavelength 660nm. The comparison is shown in Fig. 5. The results show very similar values for the retardance (with average value $R = 0.71\pi$ with our Mueller matrix polarimeter and $R = 0.76\pi$ according to the BIS instrument), and for the azimuth values (the inscribed numbers and the background show average azimuth angles $\alpha = 52^{o}$ and $\alpha = 89^{o}$ with the polarimeter, and $\alpha = 55^{o}$ and $\alpha = 87^{o}$ with the BIS instrument). These results thus provide a validation of our imaging polarimeter.

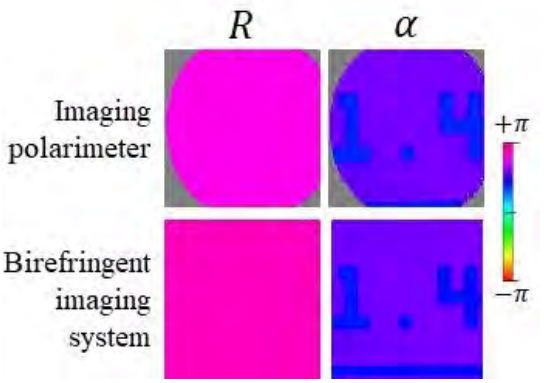


Fig. 5: Comparison of the retardance and axis orientation obtained for the birefringent resolution test with our Mueller matrix Polarimeter and the commercial BIS.

4.2. Biological samples

Next, we explore its application in bioimaging. Two commercially available microscopic biological samples prepared in slides by Bresser GmhH (No.5986003) are analysed: the longitudinal section of a basswood stem sample and a loose connective tissue.

We primarily use a Nikon polarization microscope (Eclipse LV100POL) to aid in the selection of these samples of interest.

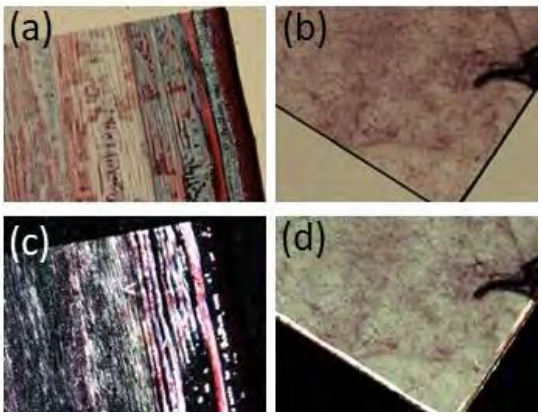


Fig. 6: Microscope images of basswood stem and loose connective tissue, obtained without analyzer polarizer (a,b) and with crossed polarizers (c,d).

Figure 6 shows microscope images of these samples obtained with white light illumination, and without analyser (Fig. 6(a,b)) and between crossed polarisers (Fig. 6(c,d)). The coloured transmission observed between crossed polarizers is an indication that a significant level of birefringence or depolarization is present in these samples.

Next, we inspected these samples with the imaging polarimeter. Figure 7 shows the results for the basswood sample. Again, we show the measured Mueller matrix (Fig. 7(a)) and some polarimetric parameters (Fig 7(b)).

The basswood stem comprises of three major sections, the pith (central part), xylem or wood (middle part) and bark (outer part) [8]. Notably, the bark exhibits a relatively higher degree of depolarisation and diattenuation. The structural content of the bark comprises of suberin, a waxy substance that cuts down water loss from the stem (suberin is impregnated in layers of dead cork cells). This brings the scattering effect that is replicated as depolarization and diattenuation. The presence birefringence can be attributed to the layers of parenchyma cells and xylem vessels that facilitate photosynthesis and storage of food (the regions contain chloroplast, water, and minerals) which are birefringent in nature [9].

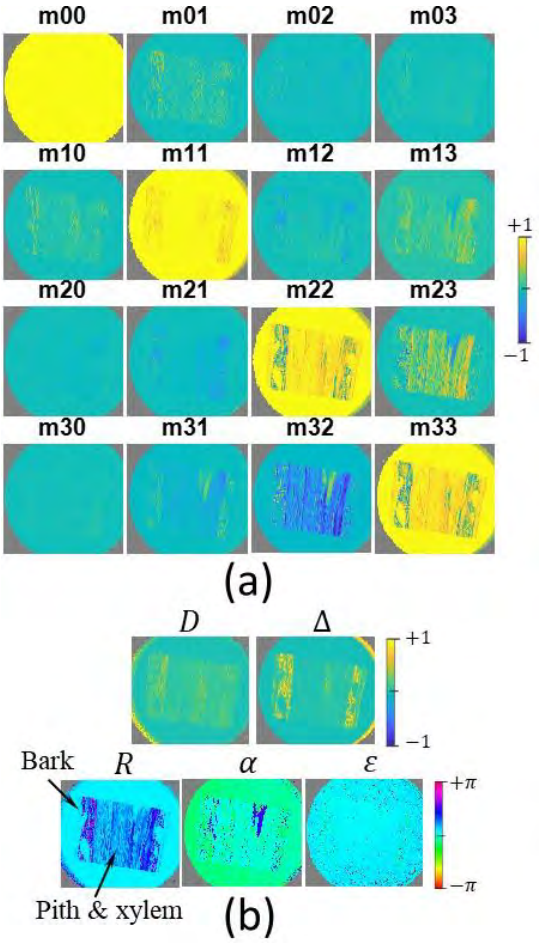


Fig. 7: Results for a basswood stem sample.

Figure 8 shows equivalent results for the loose connective tissue sample. This tissue generally works to hold organs, anatomic structures, and tissues in place [10]. The extracellular matrix of loose connective tissue is composed of amorphous ground substance, extracellular fluid, collagen, and elastic fibers which are all highly birefringent [11]. The analysis in Fig. 8 indicates that this tissue has a significant retardance. We measure an average retardance value $R = 0.65\pi$ with an average azimuth $\alpha = 83^{o}$.

In conclusion, we present some preliminary results of a newly developed complete Mueller matrix imaging polarimeter developed at TecnOpto Lab, Universidad Miguel Hernández, Elche, useful to analyse samples in visible range.

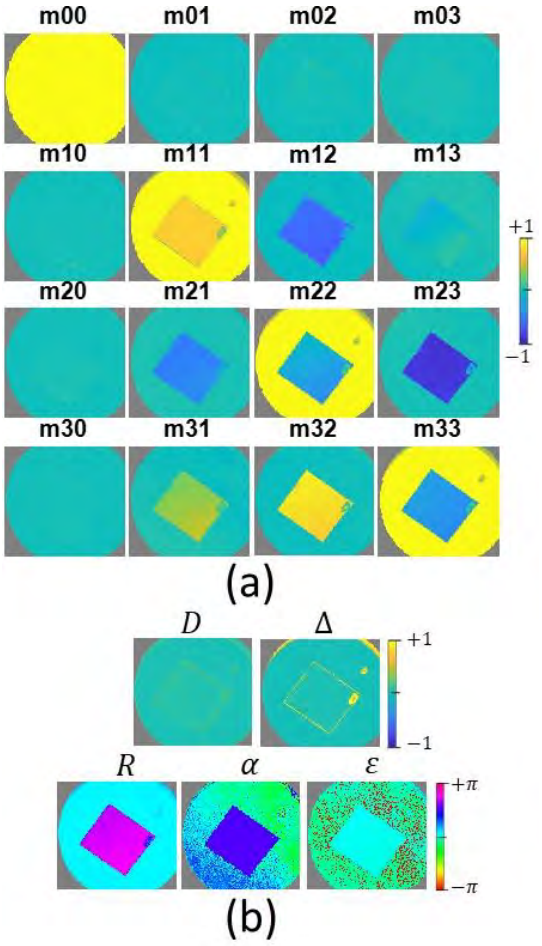


Fig. 8: Results for a loose connective tissue.

We have first tested and validated it with a patterned retarder with known properties. The results show very good agreement with those obtained with a commercial birefringent imaging system. Then we have applied it to some biological samples.

Acknowledgements: This work was financed by Ministerio de Ciencia e Innovación, Spain (refs.: PID2021-126509OB-C22, PDC2022-133332-C22) and Generalitat Valenciana (ref. CIAICO/2021/276). EN acknowledges a grant from Generalitat Valenciana, Santiago Grisolia Program (ref. GRISOLIAP /2020/004).

References

[1] Chao HE, Honghui HE, Jintao CHANG, Binguo CHEN, Hui MA, Martin BOOTH *"Polarisation optics for biomedical and clinical applications: a review"*, Light: Sci. & Appl. 10,194, 2021.

[2] Iftikhar AHMAD, Ahmar KHALIQ, Muaz IQBAL, Shamim KHAN. *"Mueller matrix polarimetry for characterization of skin tissue samples: A review"*, Photodiagnosis and Photodynamic Therapy 30, 101708, 2020.

[3] E. DU, Honghui HE, Nan ZENG, Minghao SUN, Yihong GUO, Jian WU, Shaoxiong LIU, Hui MA *"Mueller matrix polarimetry for differentiating characteristic features of cancerous tissues"*, J. Biomed. Opt. 19, 7, 076013, 2014.

[4] Albert VAN EECKHOUT, Enrique GARCIA-CAUREL, Teresa GARNATJE, Juan CARLOS ESCALERA, Mercè DURFORT, Josep VIDAL, José J. GIL, Juan CAMPOS, Angel LIZANA. *"Polarimetric imaging microscopy for advanced inspection of vegetal tissues"*, Sci. Rep. 11, 3913,2021.

[5] Asticio VARGAS, Ramiro DONOSO, Manuel RAMÍREZ, José CARRIÓN, María M. SÁNCHEZ-LÓPEZ, Ignacio MORENO *"Liquid crystal retarder spectral retardance characterization based on a Cauchy dispersion relation and a voltage transfer function"*, Opt. Review 20, 378–384, 2013.

[6] Alba PEINADO, Angel LIZANA, Josep VIDAL, Claudio IEMMI, Juan CAMPOS, "*Optimization and performance criteria of a Stokes polarimeter based on two variable retarders*", Opt. Express 18, 20, 9815-9830, 2010.

[7] Shih-Yau LU, Russell A. CHIPMAN, "*Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition*," J. Opt. Soc. Am. A 13, 5, 1106–1113, 1996.

[8] Alex WIEDENHOEFT, Thomas L. EBERHARDT. *Wood Handbook*, chapter "Structure and Function of Wood," Technical Report, Madison, Wisconsin, 2021.

[9] Shawn C. CHAFE, "*Cell wall structure in the xylem parenchyma of Cryptomeria*," Protoplasma, 81, 63–76, 1974.

[10] Thomas D. POLLARD, William C. EARNSHAW, Jennifer LIPPINCOTT-SCHWARTZ, Graham T. JOHNSON. *Cell Biology*, chapter "Connective Tissues," Elsevier, 3rd edition, 2017.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

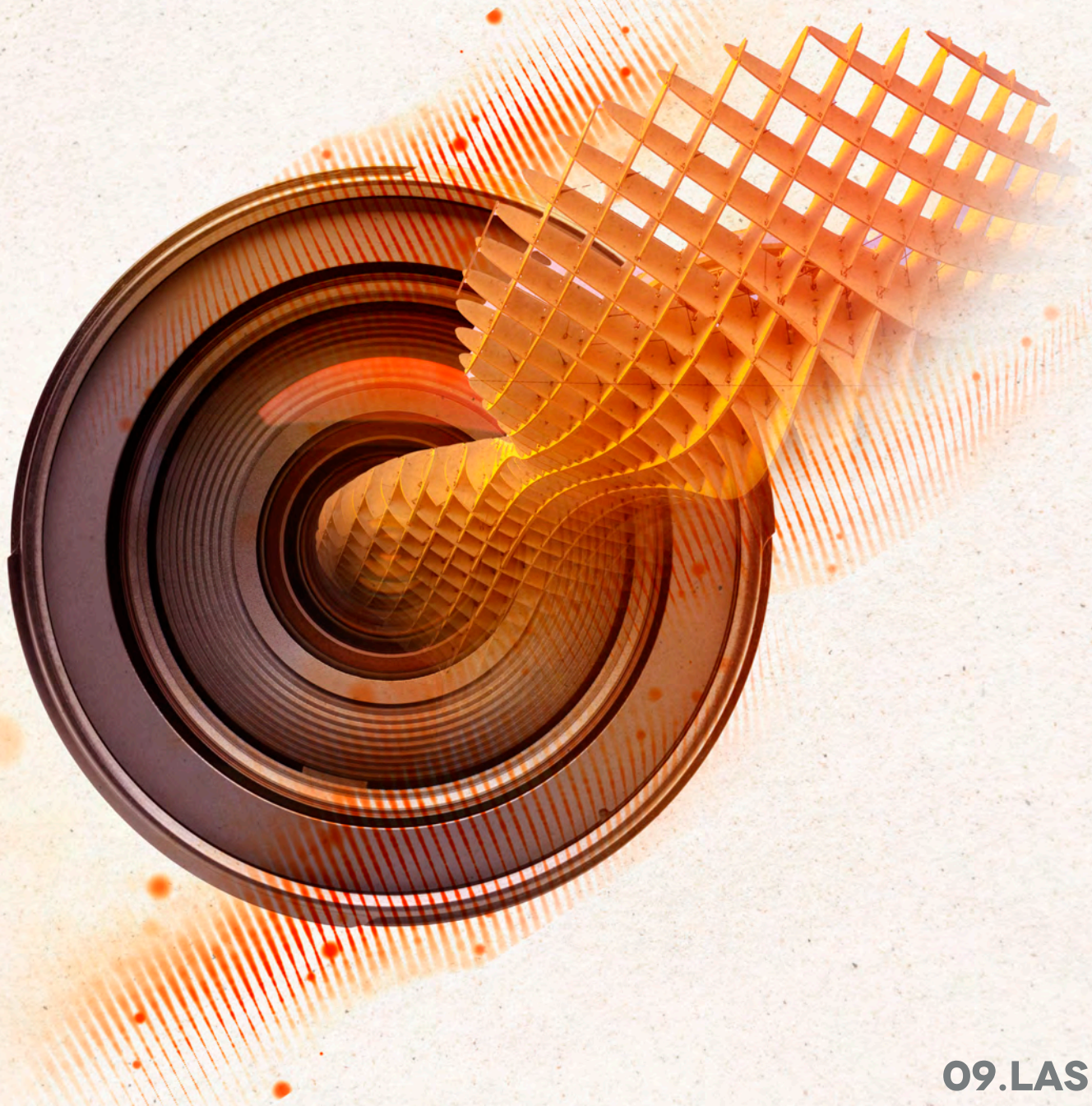
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



09.LAS |

LÁSERES: SUS APLICACIONES INDUSTRIALES, MÉDICAS Y DE PROCESADO DE MATERIALES

Guías de onda superficiales con perfil modal optimizado para aplicaciones de detección en Nd:YAG: diseño y fabricación con pulsos láser de femtosegundos

Surface waveguides with modal shaping in Nd:YAG crystal for sensing applications: design and fabrication with femtosecond laser pulses

Víctor ARROYO [(1)], Carolina ROMERO [1)], Javier R. VÁZQUEZ DE ALDANA [1)]

1. Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Salamanca, Pl. La Merced SN. 37008 Salamanca

Persona de contacto: Victor Arroyo (varroyo@usal.es).

RESUMEN:

En este trabajo se presenta el diseño, fabricación y caracterización de guías de onda superficiales en cristales de Nd:YAG por irradiación con pulsos de femtosegundos. Las guías están basadas en estructuras tipo *deppressed-index cladding*, las cuales presentan un diseño optimizado que permite realizar *modal shaping*, este diseño aumenta progresivamente el área de contacto con la superficie del sustrato. Se ha elegido Nd:YAG como cristal paradigmático, debido a su gran estabilidad, isotropía y transparencia en el rango óptico del infrarrojo cercano, así como por la posibilidad de permitir la operación del dispositivo en régimen activo.

Este tipo de estructuras presenta un gran potencial para la integración en sensores ópticos activos de alta eficiencia, al aumentar considerablemente la zona de sensado.

Palabras clave: Revestimiento deprimido, femtosegundos, guías de onda, Nd:YAG, sensado óptico, perfil modal.

ABSTRACT:

This work presents the design, fabrication and characterization of surface waveguides in Nd:YAG crystals by femtosecond pulse irradiation. The waveguides are based on depressed-index cladding structures, which present an optimized design that allows modal shaping, this design progressively increases the contact area with the substrate surface. Nd:YAG has been chosen as the paradigmatic crystal, due to its high stability, isotropy and transparency in the near-infrared optical range, as well as the possibility of allowing the device to operate in an active mode.

This type of structure has a great potential for its integration in high efficiency active optical sensors, as the sensing area is considerably increased.

Key words: Deppressed cladding, femtosecond, waveguide, Nd:YAG, optical sensor, modal shaping.

1.- Introducción

Se ha demostrado que el uso de pulsos de femtosegundos para la fabricación de dispositivos fotónicos integrados en materiales dieléctricos transparentes es muy útil. Esto se debe a que proporciona ventajas importantes frente a otras técnicas empleadas, como, por ejemplo, el hecho de ser un proceso en un solo paso, y la capacidad de realizar estructuras tridimensionales en el interior del mate-

rial con geometría arbitraria [1]. Esta posibilidad de procesar tridimensionalmente en el interior de un material transparente lo convierte en una herramienta única. El desarrollo de esta técnica ha permitido la fabricación de circuitos ópticos complejos, los cuales se pueden emplear en diferentes ámbitos científicos como la biomedicina, la astrofotónica o el sensado óptico.

Se ha elegido Nd:YAG como cristal paradigmático, por ser uno de los medios activos en la fabricación de láseres de estado sólido y de dispositivos activos, dado que presenta una gran estabilidad, isotropía y transparencia en el rango óptico en infrarrojo cercano. Además, la posibilidad de operar en régimen activo puede mejorar la sensibilidad de detección de un dispositivo de sensado fabricado con esta arquitectura [2].

2.- Tipos de guías de onda fabricadas con láser de femtosegundos.

Para la fabricación de las guías de ondas, realizaremos cambios en el índice de refracción del material, enfocando con el láser en su interior. Dependiendo del tipo de modificación que se quiera realizar en el material podemos fabricar las guías de diferentes tipos (Fig. 1) [3,4,5].

2.1.- Guías de onda mediante modificación Tipo I.

Esta modificación consiste en una variación, normalmente positiva del índice de refracción del material; esto se consigue aplicando energías bajas y efectuando un daño débil en el material. La energía aplicada tiene valores muy próximos al valor de energía umbral de modificación del material. Moviendo el foco del láser a lo largo de la muestra, se crea un "canal" que actúa como guía de onda, en la cual la luz queda confinada. Esto permite crear estructuras tridimensionales mediante escritura directa de guías de onda en el interior del material.

2.2.- Guías de onda mediante modificación Tipo II.

Esta modificación consiste en una variación, normalmente negativa del índice de refracción del material; esto se consigue aplicando energías por encima del umbral de daño del material, ocasionando por tanto un daño severo en la zona irradiada.

2.2.1.-Guías de onda inducidas por tensión.

La zona irradiada disminuye su índice de refracción, haciendo que esta no pueda confinar la luz. Sin embargo, alrededor de estas zonas se crean tensiones en el material debido a la irradiación del haz láser, estas tensiones provocan un aumento del índice de refracción. De este modo, colocando dos *tracks* paralelos con una determinada separación, es posible crear una guía de onda entre ambas zonas dañadas. La ventaja de este tipo de guías es que la zona que confina la luz no ha sido previamente irradiada, por lo que el material apenas sufre alteraciones en esa zona.

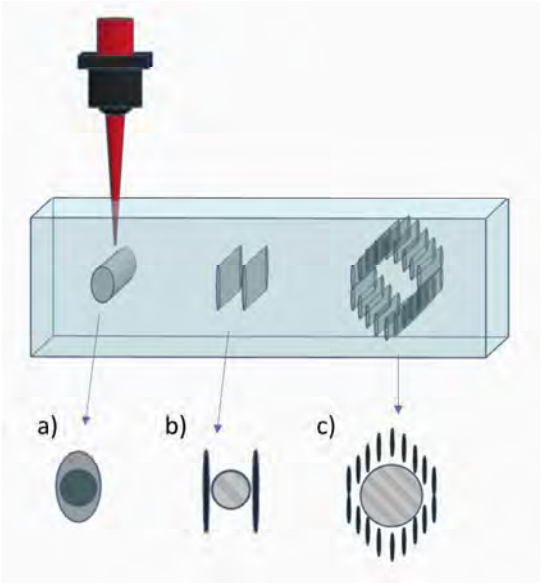


Fig. 1: Diferentes tipos de guías de onda: (a) mediante escritura directa utilizando modificación Tipo I, (b) mediante inducción de tensión (modificación Tipo II) y (c) de tipo "depressed-cladding" (modificación Tipo II).

2.2.2.- Guías de ondas de tipo "depressed-cladding".

Este tipo de guías presenta un paso más avanzado respecto al anterior. En este caso se coloca una mayor cantidad de *tracks* paralelos, aplicando una modificación de Tipo II, formando una corona circular, cuyo núcleo presenta una zona de material sin irradiar. Los *tracks* formarán un revestimiento alrededor del núcleo, lo cual permite que la luz

quede confinada en el interior del mismo. Este tipo de guías presenta similitudes con las fibras ópticas habituales. Pueden presentar diferentes comportamientos (monomodo y multimodo) dependiendo del tamaño del núcleo de la guía y de la longitud de onda que se vaya a confinar, así como de la diferencia entre el índice de refracción del núcleo y del índice de refracción del revestimiento.

3.- Diseño de las guías de onda.

El objetivo es obtener guías de onda cuyo modo sea muy asimétrico a la salida de la guía, con un mayor tamaño en la dirección paralela a la superficie del material, de forma que la interacción con el ambiente sea la mayor posible. Por otra parte, para reducir las pérdidas de acoplamiento con una fuente de inyección externa, requerimos tener un núcleo de entrada simétrico. Esto nos sugiere la necesidad de realizar un cambio en el perfil de índice a lo largo de la propagación de la guía, estrechando la dimensión vertical.

El cambio del perfil modal se producirá reduciendo el núcleo en la dirección vertical y aumentando el núcleo en la dirección horizontal, a medida que nos desplazamos a lo largo de la muestra. Diseñamos entonces guías de onda, en superficie, con dos geometrías: circular y hexagonal. Adicionalmente se añadirán otros *tracks* que eviten que se produzcan perdidas y de esta forma el *cladding* confine de forma óptima. En la Figura 2 se puede observar un esquema básico de la distribución de *tracks* en este tipo de estructuras. Debido a la versatilidad de este proceso de fabricación se pueden obtener también estructuras mucho más complejas como pueden ser divisores de haz en "Y" [6].



Fig. 2: Esquema de la distribución de los tracks que forman la guía de onda. Los tracks se encuentran equiespaciados, siendo "d" la distancia entre los centros de los mismos.

4.- Fabricación de las guías de onda.

Para la inscripción, hacemos uso de un sistema láser amplificado de Titanio-Zafiro, el cual opera a una tasa de repetición de 5 kHz con una duración de pulso de 60 fs y polarización horizontal. La longitud de onda central del haz es de 800 nm. El cristal de Nd:YAG con el que hemos trabajado tiene unas dimensiones de 10x10x2 mm.

En la Figura 3 podemos ver la entrada y salida de dos guías de onda de estructura hexagonal y circular, donde se puede apreciar la modificación del núcleo de las guías a lo largo de las mismas. Para ello se aumenta el número de *tracks* en el *cladding*.

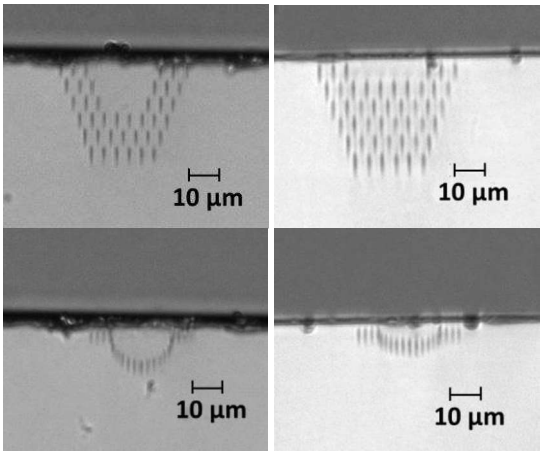


Fig. 3: Imágenes de microscopía óptica de las secciones de entrada (paneles izquierdos) y salida (paneles derechos) de unas guías de onda rectas de estructura hexagonal y circular, integradas en un cristal de Nd:YAG. Separación entre tracks de 4 µm (hexagonal) y 2 µm (circular).

Para poder focalizar el haz se ha utilizado un objetivo de microscopio de 40x (0.65 NA), y la irradiación se ha realizado a una energía por pulso de 83.5 nJ y una velocidad de 1200 µm/s. Las condiciones de irradiación se han elegido para evitar la ablación de la superficie, obteniendo únicamente modificación en el interior del cristal.

5.- Caracterización de las guías de onda.

Una vez que las guías de onda han sido fabricadas, es necesario analizar su comportamiento y la propagación de la luz a su través.

Para realizar este análisis hacemos uso del montaje la Figura 4, este montaje está formado por el haz incidente, un conjunto de filtros, dos objetivos de microscopio, una plataforma para colocar la muestra con las guías de onda, y una cámara CMOS.

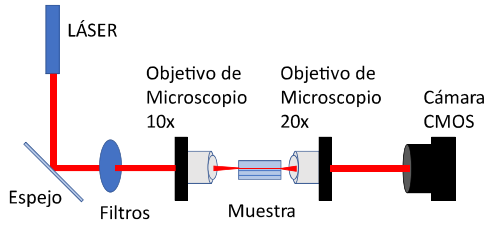


Fig. 4: Montaje para el acople y la caracterización de guías de onda.

Caracterizamos las guías de onda utilizando dos fuentes de luz, la primera de ellas un láser de He-Ne, cuya longitud de onda es de 633 nm, y la segunda un láser de diodo, cuya longitud de onda es de 850 nm, es importante colocar un conjunto de filtros al inicio del recorrido para evitar dañar la cámara. Para facilitar el alineamiento también se puede usar una fuente de luz blanca, como puede ser la proporcionada por una lámpara LED. Para utilizar este montaje, enfocaremos el haz sobre el lateral de la muestra (entrada de la guía), haciendo uso de un objetivo de microscopio de 10x (0.25 NA), realizando el acople de la guía. Tras atravesar la guía, para poder analizar el perfil modal del haz a la salida, haremos uso de un objetivo de microscopio de 20x (0.40 NA), que nos permitirá formar la imagen delante de una cámara CMOS. También se pueden utilizar polarizadores a la entrada o salida de las guías, para poder analizar el grado de isotropía de las mismas.

6.- Medidas y resultados.

Una vez montado el sistema, podemos comenzar a caracterizar las guías de ondas fabricadas. A modo de ejemplo, en la Figura 5 podemos observar el perfil del haz, procedente del láser de He-Ne (633 nm), a la salida de una guía hexagonal en superficie (ver Fig. 3).

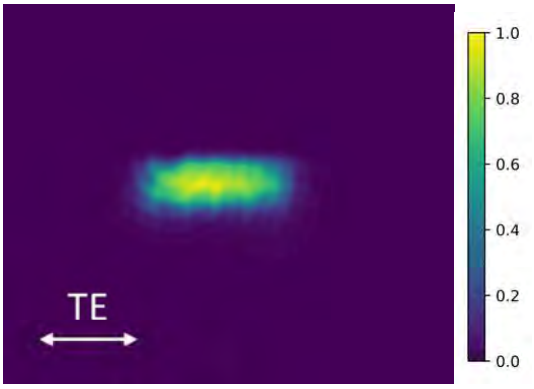


Fig. 5: Imagen del modo de un láser de He-Ne (633 nm) con una polarización de entrada paralela al eje horizontal (TE), acoplado en una guía de onda superficial, de estructura hexagonal.

Como puede verse, hay un buen confinamiento espacial en el núcleo de la estructura. El modo, inicialmente simétrico, ha sido alargado en la dirección horizontal, y acortado en la zona vertical. Las dimensiones del haz a la salida son 23,4 x 7,7 µm (dimensiones de la guía 23,5 x 7,6 µm). Por lo tanto, se observa que el modo se ajusta a las características de la guía.

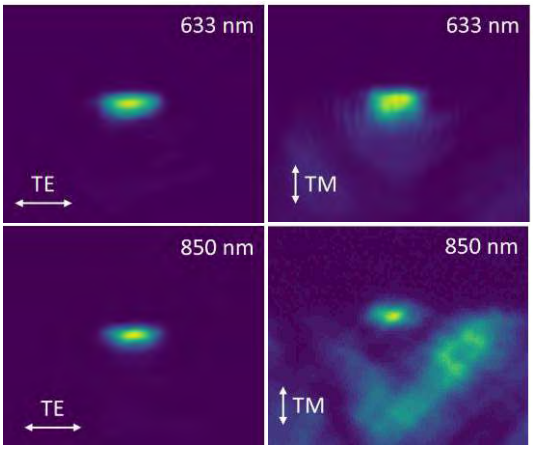


Fig. 6: Imágenes de los modos a la salida de una guía de ondas superficial, de estructura circular, para las distintas configuraciones.

En la Figura 6, podemos analizar una guía de onda circular (ver Fig. 3), de 10 µm de radio inicial, la cual disminuye su dimensión vertical linealmente, hasta alcanzar los 5,1 µm. Al acoplar el haz en la guía podemos observar cómo se mantiene la forma monomodo, modificando la estructura del mismo, inicialmente simétrico. También se observa, como afecta la polarización del haz al acople de la guía, produciéndose pérdidas importantes en el caso de polarización perpendicular al eje

horizontal (TM). En cuanto a la longitud de onda, podemos observar que ambas tienen un funcionamiento similar.

Guía de onda	Polarización	λ (nm)	Tamaño (µm)
Circular	--	--	20,0 x 5,1
Circular	TE	633	14,6 x 6,0
Circular	TE	850	11,9 x 4,4
Hexagonal	--	--	23,5 x 7,6
Hexagonal	TE	633	23,4 x 7,7

Tabla 1: Dimensiones de las guías de onda en la sección de salida y dimensiones del modo, a media altura, del haz para diferentes configuraciones sin perdidas.

Si comparamos las dimensiones de las guías con las dimensiones del haz saliente (ver Tabla 1), podemos observar que el haz trata de adecuarse a la forma de la guía, tal y como esperamos. Aunque en algunos casos el tamaño del haz es mayor que el de la guía, esto es debido a errores instrumentales entre otros, aunque también puede darse el caso de que la guía sea tan estrecha que una pequeña parte de la luz se desplace por el límite interno del recubrimiento (donde el cambio de índice de refracción de los *tracks* es menor).

También es posible que las guías de ondas se comporten como multimodo si las dimensiones de esta son las adecuadas (ver Tabla 2), podemos ver un ejemplo de ello en la Figura 7, donde la anchura horizontal es más del doble a la salida (47,6 x 8,5 µm), que a la entrada (20 x 17 µm).

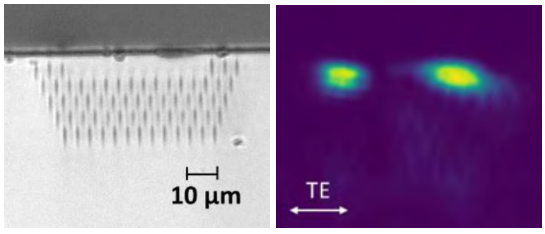


Fig. 7: Imagen del multimodo de un láser de He-Ne (633 nm) con una polarización de entrada paralela al eje horizontal (TE), acoplado en una guía de onda superficial, de estructura hexagonal.

Adicionalmente, es posible realizar estructuras en forma de "Y", haciendo que el haz se divida en dos, como en el caso de la Figura 8, las cuales pueden ofrecer diversas funcionalidades.

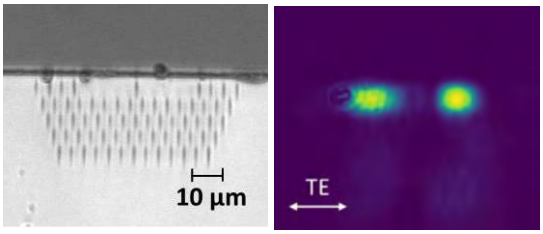


Fig. 8: Imagen de una estructura hexagonal en forma de "Y" y del modo a la salida de la guía, donde podemos apreciar como el haz se separa en dos.

Estructura	Entrada (µm)	Salida (µm)	Modo
Circular (recta)	R=10	20,2 x 5,1	Monomodo
Hexagonal (recta)	20 x 17	23,5 x 7,6	Monomodo
Hexagonal (recta)	20 x 17	47,6 x 8,5	Monomodo/ Multimodo
Hexagonal (forma Y)	20 x 17	20 x 7 (2 brazos)	Monomodo (x2)

Tabla 2: Comparativa de las distintas estructuras fabricadas y de los modos de propagación que permiten cada una de ellas.

7.- Conclusiones.

Este tipo de estructuras presentan un gran potencial para la integración en sensores ópticos activos de alta eficiencia, ya que se permite un incremento considerable de la zona de sensado, mientras que se mantiene un perfil monomodal controlado.

El uso de esta técnica de fabricación permite también la fabricación de dispositivos más complejos, lo que nos permite adaptar las estructuras a las necesidades requeridas.

Aunque esta técnica se ha demostrado en Nd:YAG, se podría extender a cualquier otro cristal transparente; lo que permitiría la utilización de un material u otro, dependiendo de las necesidades.

Agradecimientos: Agradecemos el apoyo de la Junta de Castilla y León (Project SA136P20) y del MINECO (PID2020-119818GB-100).

Referencias

[1] Roberto OSELLAME, et al. *"Integration of optical waveguides and microfluidic channels both fabricated by femtosecond laser irradiation"*, Applied physics letters, vol. 90, nº 23, p. 231118, 2007.

[2] Guanhua LI, et al. *"Intracavity biosensor based on the Nd: YAG waveguide laser: tumor cells and dextrose solutions"*, Photonics Research, vol. 5, nº 6, p. 728-732, 2017.

[3] Jinman LV, et al. *"Femtosecond laser writing of optical-lattice-like cladding structures for three-dimensional waveguide beam splitters in LiNbO3 crystal"*, Journal of Lightwave Technology, vol. 34, nº 15, p. 3587-3591, 2016.

[4] Andrey OKHRIMCHUK, et al. *"Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG: Nd single crystal by femtosecond laser pulses"*, Optics express, vol.20, nº 4, p. 3832-3843, 2012.

[5] Felix SIMA, et al. *"Three-dimensional femtosecond laser processing for lab-on-a-chip applications"*, Nanophotonics, vol. 7, nº 3, p. 613-634, 2018.

[6] Javier G. AJATES, et al. *"Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd: YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals"*, Optical Materials, vol. 72, p. 220-225, 2017.

High-frequency photothermal processing of commercial polymers under femtosecond laser irradiation for waveguide writing

Andrés P. BERNABEU [(1)], Daniel PUERTO [(1,2)], F. Javier MARTÍNEZ-GUARDIOLA[(1,2)], Guillem NÁJAR [(1)], Alberto RUIZ [(1)], Manuel G. RAMÍREZ [(1,2)], Sergi GALLEGO [(1,2)], Andrés MÁRQUEZ [(1,2)], Inmaculada PASCUAL[(1,3)] and Augusto BELÉNDEZ[(1,2)]

1. I.U. Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, 03690, San Vicente del Raspeig, Spain
2. Dept. Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal, Universidad de Alicante, 03690, San Vicente del Raspeig, Spain
3. Dept. Óptica, Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante 03690, San Vicente del Raspeig, Spain

Contact name: Andrés P. Bernabeu (andres.perezber@ua.es).

ABSTRACT

The processing of three commonly used commercial polymer films (poly(vinyl chloride) (PVC), poly(ethylene terephthalate) (PET) and polypropylene (PP)) with different thermal properties under femtosecond (450 fs) irradiations at high frequency (1 kHz-1 MHz) multi-pulse (N=10-18000) laser at λ=515 (1.34 J/cm^2, radius 9 μm) is analysed in order to have knowledge of which material and laser conditions are more suitable to write waveguides. Thermal and ablative effects are observed after laser irradiations. Heat accumulation effects of successive pulses impinging are simulated through a photothermal model in order to explain the results of irradiating these materials. Thermal analyses (Modulated Differential Scanning Calorimetry (MDSC) and Thermogravimetry (TG)) are performed and used to explain the different behaviour of each polymer. Three different regimes (non-thermal, thermal and saturation) are identified and explained from the model and experimental results. A connection between ablation depth and simulated reached temperature is established. A study of which number of pulses/spot area and frequency are appropriate for a better shape and ablation depth for writing waveguides on these polymers is performed.

Key words: Femtosecond laser processing, ablation, waveguides, thermal effects, photothermal model, thermal regimes, polymers.

1.- Introduction

The importance of polymers has risen up in the last decades. Because of their remarkable properties and their low economical cost, these materials have been introduced in a vast number of fields, such as electronics, technological devices, vehicle industry, aeronautics, domestic appliances, medical devices or biomedicine [1-3].

The advantages of femtosecond lasers to process materials has attracted much attention in the latter decades [4].Because of their short pulse time, high intensities are produced, and non-linear absorption processes are induced. Consequently, absorption is restricted to the focal volume for femtosecond lasers, unlike pico or nanosecond sources [4-7]. The use of high-frequency lasers allows considerably shorter processing times, which is an advantage for processing and device fabrication [8-9].

Nevertheless, after a succession of ultra-short pulses, the temperature increases and starts to diffuse, enlarging the damaged area. This effect increases when the time between pulses is small (i.e. high repetition rates) and depends on the thermal diffusivity of the processed material [7]. Therefore, fine control of these processes is key for the industrial use of high repetition rate lasers, as it would allow the mass production of these devices to be envisaged.

2.- Thermal model and regimes

A photothermal model [8,10] is used to simulate the heat accumulation effects that are produced after the femtosecond laser processing of three polymers at a wide range of repetition rate frequencies (up to 1 MHz).

This model is based on the heat diffusion equation:

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = D\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}, \qquad (1)$$

where T is the reached temperature after a given number of laser pulses, x is de distance from the laser spot center, t is the time coordinate, and D is the heat diffusion (about 1-2$\times 10^{-7}$ m^2/s at 25ºC for these three polymers).

The resulting temperature increases instantly each time a pulse arrives as

$$\Delta T(x,t) = AE(x,t)/(C_p\rho), \qquad (2)$$

where A is the estimated energy fraction absorbed by each polymer, $E(x,t)$ is the gaussian laser energy density distribution, ρ is the material density and C_p is the heat capacity of the material.

Thermal parameters (heat capacity, thermal conductivity and heat diffusion) and phase changes (glass-rubbery, crystalline-amorphous, crystallizations and decomposition temperatures) of each polymer are measured through thermal analyses including MDSC and TG. The characteristic glass-rubbery, crystalline-amorphous and decomposition temperatures for each material are presented in Table 1.

Polymer	T_g (ºC)	T_m (ºC)	T_d (ºC)
PVC	72.29	-	225
PET	75.55	245.45	349
PP	< 0	157.96	320

Table 1: Glass-rubbery transition temperatures (Tg), crystalline-amorphous transition temperatures (Tm) and decomposition temperatures (Td) obtained from MDSC and TG for PVC, PET and PP.

Thermal parameters are implemented in the model up to 350ºC. The absorbed energy fraction of each polymer (A) is estimated from the transmittance of each material. Material density (ρ) is also measured.

Simulated temperature profiles at the center of the laser spot for a given number of static irradiations and three different frequency values are shown in Figure 1.

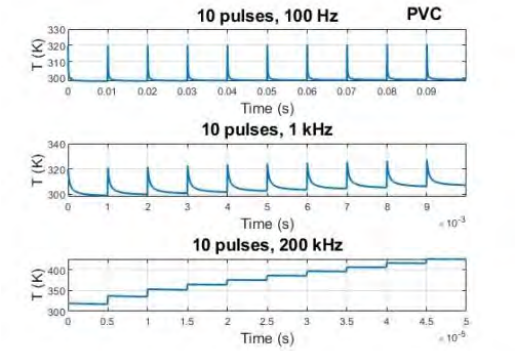


Fig. 1: Simulations of PVC temperature profiles at the center of the laser spot for 10 pulses and 100 Hz, 1 kHz and 200 kHz for λ=515 nm conditions.

Three different regimes are observed in Figure 1. For lower frequencies (100 Hz) the time between two pulses is large enough, so the material cools down to ambient temperature before the next pulse arrives (non-thermal regime). If frequency is raised up (1 kHz) time between pulses is shorter and the material is not able to decrease its temperature to the ambient one. Thus, heat accumulation effect begins (thermal regime).

The critical frequency that indicates the beginning of the thermal regime can be estimated as [3]

$$f_{CR} = \frac{D}{4\omega^2}, \qquad (3)$$

where D is the thermal diffusion and ω is the radius of the laser beam. For λ=515 nm the

critical frequency is about 600 Hz for the three materials.

For higher frequencies (200 kHz) heat diffusion is practically non-existent and temperature remains essentially constant until the next pulse impinges the material. Therefore, the reached temperature will not rise up for higher frequencies (saturation).

A saturation frequency can be estimated from the model. The frequency value that guarantees that the temperature will not rise more than a 5% for higher repetition rates is about 132 kHz, 197 kHz and 160 kHz for PVC, PET and PP, respectively, for λ=515. At the working frequencies (1 kHz-1 MHz) we are between thermal and saturation regimes.

3.- Frequency saturation regime determination

A procedure to verify whether the polymers present this saturation behavior is to perform series of irradiations with a wide range of frequencies and measure the ablated depth of each one. From a photothermal point of view, ablated depth must be related to the reached temperature produced by irradiations and present a saturation for the same range of frequencies.

To confirm this hypothesis, series of irradiations with different number of pulses per spot are (30, 75 and 150) and frequencies (from 1 kHz to 1 MHz) are performed on the three materials surfaces in a single irradiation step, as it is shown in Figure 2.

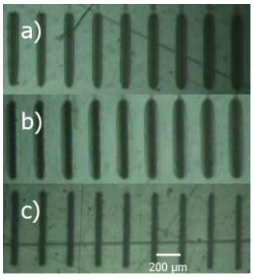


Fig. 2: PVC (a), PET (b) and PP (c) 0.5 mm length irradiations at 515 nm with 150 pulses/spot area and frequency increasing from right to left.

It must be noted that ablation is achieved for the three materials with these conditions. In addition, PVC and PET present greater ablations widths and reflectivity changes at the surroundings of the processed surfaces than in the PP case. These effects are labeled as extended thermal effects.

This might be attributed to two facts. On the one hand, glass-rubbery transition that occurs for PVC and PET and is not produced for PP, according to MDSC results (see Table 1). For points outside the focal volume, reached temperatures could be high enough to produce this phase transitions, increasing the volume of the material. After heat diffusion, rubbery state solidifies and causes this refractive index change [7,8,11,12]. Thermal analyses also show that PET presents a recrystallization process and a second phase change from semi-crystalline to amorphous state at 245ºC (see Table 1) that might increase these effects compared to PVC.

On the other hand, MDSC indicates that heat capacity for PP is greater than for PVC and PP (at least up to 300ºC). If this tendency is maintained for higher temperatures, it would mean that greater energies are needed to produce an increase of temperature in the case of PP than in the case of PVC and PET.

The ablation depth is measured experimentally for each irradiation and it is compared to the reached temperatures obtained from the model. The results show that ablated depth also saturates for frequencies about 150 kHz, as the simulated temperatures.

Ablated depths at 1 MHz are higher for PVC (40 µm) and PET (40 µm) than for PP (22 µm) for 150 pulses per spot size. As in the case of the ablation width, this might be attributed to the different values of thermal parameters at high temperatures (as the case of specific heat for PP). The glass-rubbery transitions, that only occur for PVC and PET could enhance these effects.

The importance of this part of the study is to have knowledge of the optimal frequency range for writing waveguides. The most efficient procedure is to induce ablation at the saturation regime frequencies. This ensures that maximum ablation depth is

reached for a given number of pulses and fluence, since ablation depth does not increase for higher frequencies. In addition, the processing time is much smaller than for low frequencies, so it becomes more suitable for industrial purposes.

However, extended thermal effects could be huge and difficult the light transmission. For that reason, several irradiations with different laser conditions have been done for the three materials in order to get the best processing conditions and to find out which polymer is more appropriate to write waveguides as it will be described in the next section.

4.- Study of waveguide writing laser conditions

The maximum ablation depths reached in the previous study (40 µm for PVC and PET; 22 µm for PP) might not be enough for writing waveguides. Higher number of pulses are required to produce larger ablation depths. Ideally, the maximum ablated depth is wanted, considering that the thickness of the three polymer films is 300 µm.

For this reason, irradiation lines with 2 mm length with a high number of pulses/spot area at a frequency value of 1 MHz (above saturation threshold for the three materials) were performed.

For PVC and PET, 5000 pulses/spot area were enough to ensure an adequate ablation, in a single irradiation step, i.e. the ablated depth is high enough to bend the material beyond the backside surface. However, the extended thermal effects become massive for both materials at these conditions, as it is presented in Figure 3 (a-b).

In contrast, PP requires a larger number of pulses to produce this ablation. More than 18000 pulses/spot area (the maximum allowed of our system at 1 MHz and the minimum scan velocity) are needed. Therefore, the number of rescans was increased and 8 rescans were necessary to bend the backside surface. This implies 144000 effective pulses/spot area. In addition, the damaged area is considerably smaller compared to both previous materials as it can be seen in Figure 3 (c). As it was explained above, the difference between the responses of the three materials is attributable to the glass-rubbery transition present in PVC and PET and to their different thermal parameters at high temperatures (as specific heat for PP).

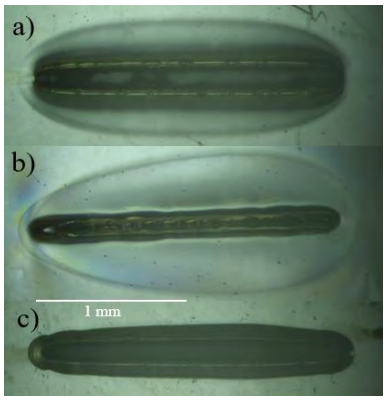


Fig. 3: Irradiated lines with 2 mm length at λ=515 nm, 1 MHz and 5000 pulses/spot are for PVC (a) and PET (b) and 18000 pulses/spot area and 8 rescans (144000 effective pulses/spot area) for PP (c).

In order to relieve the extended thermal effects issue, irradiation series with lower frequencies were also performed for PVC and PET. This attempt is performed because when frequency is reduced, time between pulses is increased and the material could cool down before the next pulse arrives, so temperature of the surrounding areas of the focal volume could be small enough for not presenting the phase change. This also implies that ablation is not so efficient (not saturation regime), so a greater number of pulses are needed to reach the desired ablated depth. Furthermore, decreasing frequency also means to reduce the maximum number of pulses that impinge the material per spot area allowed for our system in a single irradiation step. Therefore, in order to get high effective number of pulses, a great number of rescans is required.

For frequencies above the saturation threshold but lower than 1 MHz, thermal effects are huge. For frequencies near below 100 kHz thermal effects are still important. Even for small frequencies (compared to 1 MHz) as 10 kHz, thermal effects are still present, as it can be seen in Figure 4.

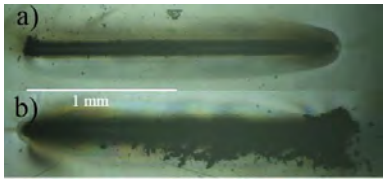


Fig. 4: Irradiated lines with 2 mm length at λ=515 nm, 10 kHz, 180 pulses/spot area and 300 rescans (54000 effective pulses) for PVC (a) and PET (b).

Despite the extended thermal effects are considerably reduced (although not eliminated), the high number of rescans (300) and effective pulses (54000) and the low frequency result in a very large processing time compared (about 5 minutes for processing a single line) to 1 MHz frequency irradiated lines (about 5 seconds per line).

Regarding the effective number of pulses, more than 54000 effective pulses at 10 kHz are required to obtain the maximum ablation for PVC and PET. For PP, 144000 effective pulses are enough to ensure maximum ablation at 1MHz. Even so, the size of the extended thermal effects at low frequencies for PVC and PET is similar to the damaged area produced for PP at high frequencies.

Considering the high processing time and the size of the extended thermal effects, low frequency processing with huge number of rescans for PVC and PET would not be appropriate for industrial purposes.

5.- Further studies

Additional studies related to the behavior and the consequences of irradiating these materials are also currently being developed. Micro-Raman spectra analyses on the processed surfaces are compared to the spectra of the non-irradiated materials. In the case of PVC, an increase on the fluorescence and a decrease of the peak intensities (especially for the C-Cl bond peaks) are observed, indicating chemical bond degradation.

6.- Conclusions

The response of three different commercial polymers under femtosecond laser irradiation at λ=515 nm is studied.

Three different thermal regimes that depend on the laser repetition rate frequency are identified and simulated from a photothermal model. A connection between heat accumulation effects and ablated depth is established, leading to a saturation frequency that supposes an optimal minimum frequency that is needed to obtain the maximum depth for a given number of pules and fluence.

A study of which values of the frequency and number of pulses are more suitable to write waveguides on these polymers is performed.

PVC and PET need about 5000 pulses on a single scan processing at 1 MHz to get high ablation depths. However, these materials present huge extended thermal effects associated to their phase change transitions at high frequencies, which could increase the guiding losses. Only at lower frequencies (10 kHz) these effects can be considerably reduced, but the processing time becomes massive.

On the other hand, for PP, 144000 effective pulses at 1 MHz are required to obtain huge ablation depths. The damaged area is much smaller than for PVC and PET, so this fact makes PP a better candidate for writing waveguides by femtosecond laser processing techniques.

Acknowledgements

The work was supported by "Generalitat Valenciana" (IDIFEDER/2021/014 cofunded by FEDER program, project PROMETEO/2021/006, and INVEST/2022/419 financed by Next Generation EU), "Ministerio de Ciencia e Innovación" of Spain (projects PID2021-123124OB-I00; PID2019-106601RB-I00) and UATALENTO18-10 by "Universidad de Alicante".

References

[1] K. Modjarrad, S. Ebnesajjad, "Handbook of polymer applications in medicine and medical decives", 1st ed., San Diego, CA, USA: Elsevier, 2014.

[2] S. Ramakrishna, J, Mayer, E. Wintermantel, K. W. Leong, "Biomedical applications of polymer-composite materials:

a review", Compos. Sci. Technol. 61(9), 1189-1224, 2001.

[3] C. Scholz, "Polymers for Biomedicine: Synthesis, Characterization, and Applications", 1st ed, Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, 2017

[4] M. Lenzner, "Femtosecond laser-induced damage of dielectrics", Int. J. Mod. Phys. B 13 (13), 1559-1578, 1999.

[5] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, "Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses", Phys. Rev. Lett. 74(12), 2248, 1995.

[6] A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, G. Mourou, "Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration", Phys. Rev. Lett. 82(19), 3883, 1999.

[7] H. Misawa, S. Juodkazis, "3D Laser Microfabrication", Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag, 2006.

[8] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovastek, A. Y. Arai, "Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate", Opt. Exp., 13, 4708-4716, 2005.

[9] S. M. Eaton, H. Zhang, M. Ling, J. Li, W.-J. Chen, S. Ho, P. R. Herman, "Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides", Opt. Exp. 16(13), 9443-9458, 2008.

[10] M. Shimizu, M. Sakakura, M. Ohnishi, Y. Shimotsuma, T. Nakaya, K. Miura, K. Hirao, "Mechanism of heat-modification inside a glass after irradiation with high-repetition rate femtosecond laser pulses", J. Appl. Phys., 108, 073533, 2010.

[11] D. Sola, J. R. Vázquez de Aldana, P. Artal, "The role of thermal accumulation on the fabrication of diffraction gratings in ophthalmic PHEMA by ultrashort laser direct writing", Polym., 12, 2965, 2020.

[12] C. B. Schaffer, J. F. García, E. Mazur, "Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy", Appl. Phys. A, 76, 351-354, 2003.

Numerical simulation study of multi-pulsed femtosecond laser ablation on aluminum.

Luis OMEÑACA [(1)(2)] , Mikel GÓMEZ[(1)(2)], Isabel AYERDI[(1)(2)] , Enrique CASTAÑO [(1)(2)]

1. Department of Advanced Powder Metallurgy and Laser Manufacturing, CEIT-Basque Research and Technology Alliance (BRTA), Manuel Lardizabal 15, 20018 Donostia / San Sebastián, Spain.
2. Department of Engineering Electrical and Electronic Engineering, Universidad de Navarra, Tecnun, Manuel Lardizabal 13, 20018 Donostia / San Sebastián, Spain

Contact name: L. Omeñaca (lomenaca@ceit.es).

ABSTRACT:

The growing demand for miniaturized devices at micro- and nano-scales has led to a surge in interest in ultrafast laser material processing. During ultrafast laser interaction with metal, the electrons and the lattice are not in equilibrium. A two-temperature model is developed using finite element method to investigate both temperatures evolution. Simulated ablation craters irradiated by single- and multi-pulse are acquired, from which we can predict crater depth and radius before ablation takes place. Additionally, the evolution of temperatures between pulses is also studied, this analysis is of significant importance for understanding the thermal effects of multi-pulse irradiation. The simulated values are compared with experimental measurements reported in the literature.

Key words:

Femtosecond Laser	Finite Element Method	Inter-Pulse Ablation
Two-Temperature Model	Single-Pulse ablation	Multi-Pulse ablation

1.- Introduction

In recent years, the interaction between ultrashort laser pulses and metals has gained considerable attention, partly due to the development of laser based on the chirped pulse amplification (CPA) technique and high peak power. These lasers have extended their use as a more precise tool for processing at optical wavelengths [1], [2], thanks to their advantage of rapid energy deposition, which reduces the unwanted heat-affected zone [3]. Femtosecond ablation has already demonstrated advantage in the fabrication of micro-structures in solid targets [1], machining photonic devices and manufacturing microfluidic channels [2]. The typical relaxation time of electron-lattice is on the order of picoseconds, while the laser pulse duration is in the hundreds of femtoseconds. As a result, the material will be subjected to a highly non-equilibrium state when exposed to this radiation. Consequently, the classical Fourier diffusion model cannot be used to describe the interaction. Several mathematical models have also been proposed to describe the ablation process. This study focuses on the two-temperature model [4], the better choice when it is only necessary to explore parameters such as the ablation depth and diameter. Energy distribution can be primarily divided into three physical processes, namely laser energy absorption through photon-electron interactions, energy distribution to the lattice via electron-phonon coupling, and diffusion within the material. Mono-pulse investigation has been extensively studied, however, in the case of the multi-pulse model, its study remains relatively scarce. In order to shed light on this issue, simulations were conducted on aluminum and compared with experimental data.

2.- Numerical modelling

The two-temperature model proposed by Anisimov [4] is commonly used to describe interactions between ultrafast pulses and metallic materials. According to this model, the thermal conductivity of the lattice can be neglected as it is two orders of magnitude lower than that of the electrons. However, Rethfeld et al. [5] argue that this cannot be overlooked in multi-pulse ablation processes. Therefore, in our study, we adopted a two-temperature model that considers the thermal conductivity of the lattice, expressed as follows:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla\,[\kappa_e\,\nabla T_e] - G(T_e - T_l) + Q, \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla[\kappa_l\,\nabla T_l\,] + G(T_e - T_l), \quad (2)$$

where the subscripts *e* and *l* refer to the electron and lattice parameters respectively, *C* is the heat capacity, *T* is the temperature, κ is the conductivity, *G* is the electron-lattice coupling factor, *Q* is the source term. Based on the model proposed by Zhang [6] $C_e = C_e' T_e$ and C_e, C_l, κ_l, κ_e and *G* can be considered constants with the temperature.

The energy absorption rate *Q* is presented by [7]:

$$Q\,(x,y,z,t) = S(x,y,z)T(t), \quad (3)$$

where

$$S(x,y,z) = \frac{1-R}{\delta+\delta_b} F \frac{w_0^2}{w(z)^2} \times \exp\left(-\frac{z-z_s}{\delta+\delta_b} - \frac{2(x-x_0)^2+2(y-y_0)^2}{w^2(z)}\right), \quad (4)$$

$$T(t) = \frac{1}{t_p}\sqrt{\frac{4\ln(2)}{\pi}}\exp\left(-4ln2\left(\frac{t-2t_p}{t_p}\right)^2\right). \quad (5)$$

Laser absorption from the surface into the bulk metal follows Lambert-Beers law. Here, R is the reflectance of the metal, δ is the optical penetration of aluminum film and δ_b is the ballistic length; F is the laser fluence, w_0 is $1/e^2$ radius of the laser spot, and to take account for the small spatial extent after laser drilling, the laser fluence becomes position dependent with *w(z)*:

$$w(z) = w_0\left(1 + \frac{z^2}{Z_R^2}\right)^{(1/2)}, \quad (6)$$

Where Z_R is the Rayleigh range:

$$Z_R = \frac{n\pi w_0^2}{\lambda}\,. \quad (7)$$

x_0 and y_0 are the x-coordinate and y-coordinate of the laser spot center, respectively; and t_p is the full width at half maximum (FWHM) pulse duration, reached its peak when $t = 2t_p$. All the relevant aluminum and laser parameters used in simulation are shown in Table 1. The laser absorption into the work piece commences at the point $z = 0$. In the case of multi-pulse laser ablation, the position of the local target surface, denoted by z_s undergoes a gradual reduction owing to the removal of material after each laser pulse ablation event. It is worth noting that z_s is a function of both x and y coordinates.

Parameter [units]	*Value*
C'_e [J / (m^3K^2)]	134.5
C_l [J / (m^3K)]	2.4×10^6
K_e [J / (m K s)]	235
K_l [J / (m K s)]	2.4
G [J / (m^3 K s)]	5.69×10^{17}
R	0.88
δ [nm]	20.0
δ_b [nm]	100
w_0 [μm]	12.4
t_p [fs]	100
λ [nm]	1032
T_c [K]	5720
T_0 [K]	300

Table 1. Laser and aluminum parameters.

We use the finite-difference method to solve Eqs. (1) and (2). Due to rotation-symmetry of laser ablation, a 2D simulation model is developed to simplify the model and improve computational speed. The computational domain and corresponding meshing will depend on both the type of simulation to be performed and the different parameters to be modified, as shown in a schematic representation in Fig. 1. For multi-pulse, the meshing will be adapted to find a balance between computation time and accuracy. Every simulation starts at time $t = 0$, and initial conditions for both electrons and lattice temperatures are fixed at ambient temperature $T_0 = 300K$. Given the ablation process timescale, it is plausible to disregard

any significant heat losses from the film to its surrounding environment. As a result, the initial and boundary conditions can be accurately characterized by:

$$T_e(r,z,t=0) = T_l(r,z,t=0) = T_0, \quad (8)$$

$$\left.\frac{\partial T_e}{\partial n}\right|_{\Omega} = \left.\frac{\partial T_l}{\partial n}\right|_{\Omega} = 0, \quad (9)$$

where Ω represents the boundary surfaces of the aluminum film.

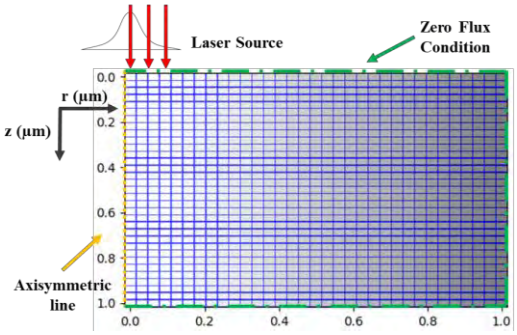


Fig. 1: Finite element simulation geometry, mesh and boundary conditions.

Knowing the evolution of both temperatures can accurately predict the ablation profile in the metal. It is well-known that if the lattice temperature exceeds the critical thermodynamic temperature *(T_c = 5720 K for aluminum)*, the material will be removed. This is because such high temperature result in extremely high pressure that will be released through the adiabatic expansion in the ablated region [8]. Moreover, the potential inter-pulse heating effect will be investigated to account for it in a multi-pulse scenario.

3.- Results and analysis

3.1.- Verification of simulation model

Fig.2. presents the simulated results of the temperature evolution for both electron and lattice at the point of maximum absorption for multiple fluences, which is representative of the other points in our material exposed to radiation. It can be observed that electrons experience a temperature change first, as it absorbs the laser radiation, while the phonon lattice is heated due to the coupling factor and reaches a maximum value equals to T_c, leading to ablation, where lattice temperature no longer makes sense.

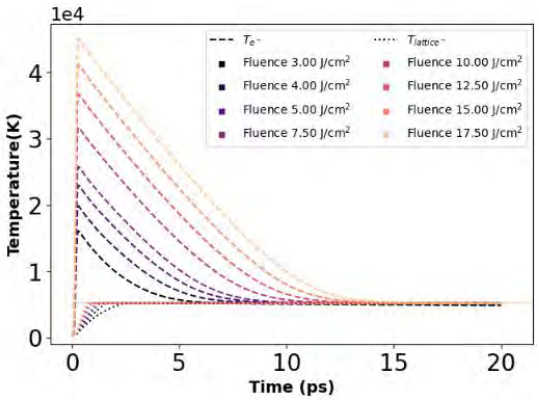


Fig.2. Temperatures evolution for single-pulse.

If the lattice temperature does not reach the critical temperature, there will be no ablation. The limiting fluence at which ablation will no longer occur is known as the threshold fluence (***F_{th}***). Based on temperature evolution for each mesh point, as we can see in Fig.3. both diameter and depth can be obtained to characterize the material profile after the laser pulse.

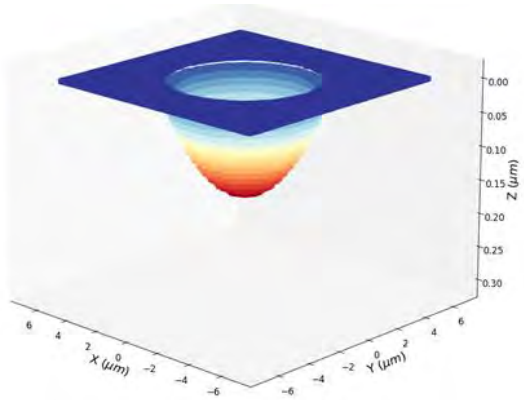


Fig.3. (a) Simulated 3D ablation crater.

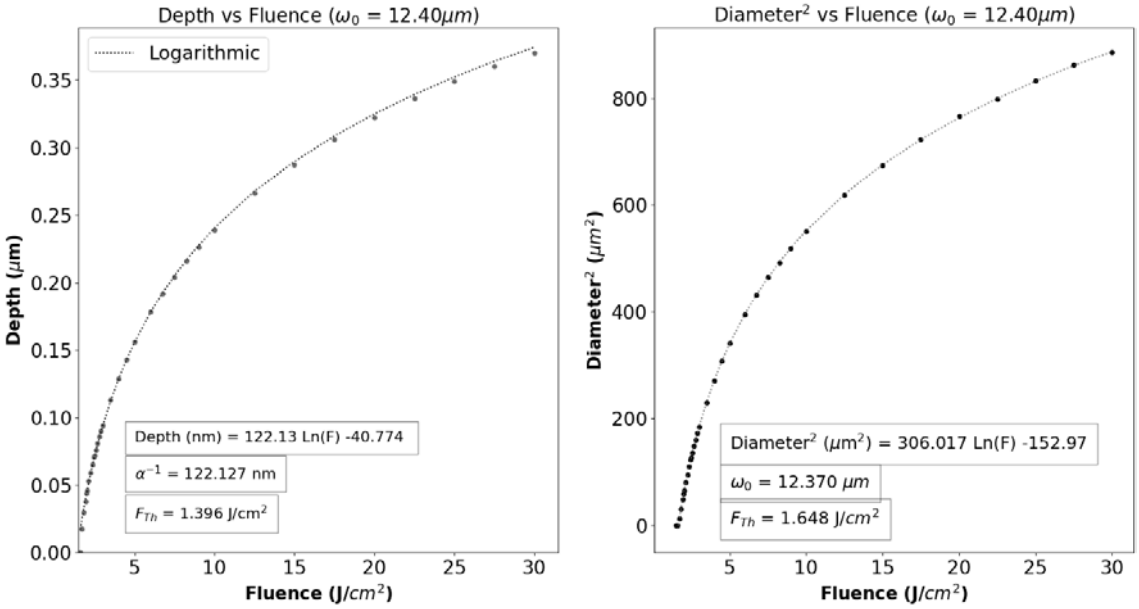


Fig.4: (a.) Depth and (b.) Diameter^2 of simulated ablation versus fluence.

3.2.- Single-Pulse

For this case, we obtained both depth and diameter of ablation for different fluences as we can see in Fig.4. We can write the condition for ablation depth as:

$$Depth = \alpha^{-1} Ln\,(F/F_{th}), \qquad (10)$$

Where F_{th} is the threshold laser fluence for ablation and $\alpha = 1/(\delta + \delta_b)$. This logarithmic dependence is well known for laser ablation with femtosecond laser pulses on metal targets at low fluences and linearly at higher fluences. This is due to the weak heat propagation regime at low fluences, which can be neglected.

Looking at Fig.4.a, we can see that we have recovered an α value consistent with the values introduced in the simulation; additionally, we obtain a fluence threshold value for aluminum. Furthermore, for a gaussian spatial beam profile, the spatial distribution of the laser fluence is expressed as:

$$F(r) = F_0^p\, exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right). \qquad (11)$$

Here F_p represents peak laser fluence. Then, we obtain:

$$D^2 = 2w_0^2 Ln\left(\frac{F_0^p}{F_{th}}\right) \qquad (12)$$

From Fig.4.b we also note that we have recovered a value of w_0 that is coherent with the one introduced.

3.3.- Inter-Pulse

In order to perform a multi-pulse study, it is imperative to understand the aluminum behavior in between the laser pulses. The laser repetition rate is *500 kHz*, each pulse is separated by *2 μs*. The current model aims to simulate temperature evolution during this interval by applying thermal focus conditions to remote grid points from the laser irradiation. As observed in Fig.5, the temperature undergoes a sharp increase during the initial moments, due to the laser irradiation. However, with the passage of time, the metal gradually returns to its initial temperature before the next pulse takes place. Consequently, in our multi-pulse simulation, we will assume that there is no heating effect between pulses.

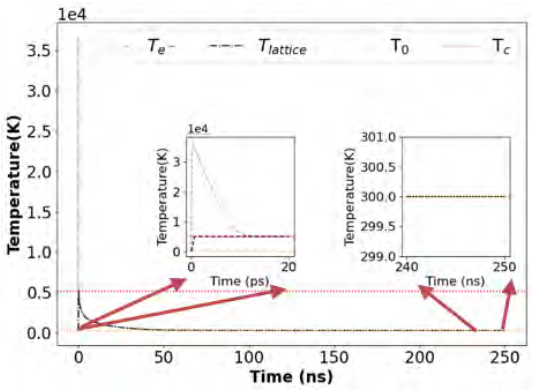


Fig.5: Evolution of electron and lattice temperatures at center with laser fluence of 10 J/cm^2.

3.4.- Multi-Pulse

Under the first laser irradiation, the behavior is equivalent to the single-pulse case, and there will be ablation for temperatures higher than T_c. For the second pulse, the non-ablated metal will restore the ambient temperature. The laser absorption now will occur on the new surface, considering the beam divergence. By observing Fig.6. we can see a linear behavior, which is due to being at distances smaller than the Rayleigh length (Z_R), where the beam practically does not diverge. As we approach this distance, the ablation depth per pulse will decrease, reaching a point at which ablation no longer occurs.

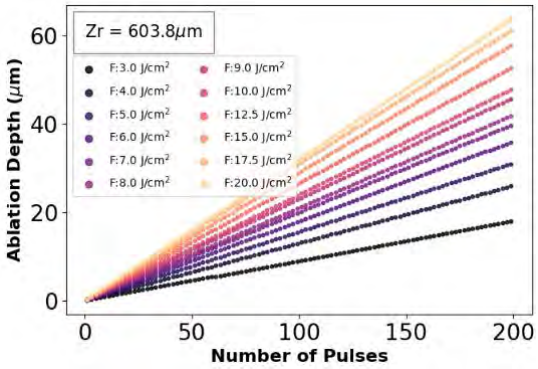


Fig.6: Evolution of depth crater ablated vs number of pulses for different fluences.

3.4.- Experimental validation

To verify the functionality of our proposed model, we validated our results through comparison with previously conducted research. Qiang et al [9] also conducted simulations to obtain ablation depths as a function of fluence. As can be observed in Fig.7, both simulations exhibit the same trend, with fluence being critical. This means that small changes in fluence can lead to large differences in the craters. Using (10) we can fit the data and obtain α and F_{Th}. Comparing the absorption coefficient, our value is closer to the expected one. Besides, we find that our simulation fluence threshold value is slightly higher. Additionally, Qiang obtained an experimental result, in which for different pulse energies; related to fluence as seen in (12), we can fit the line and thus obtain the value of the spot size. Comparing the value obtained with our simulation, as observed in Fig.8, we find that our simulated value is similar to the experimental one.

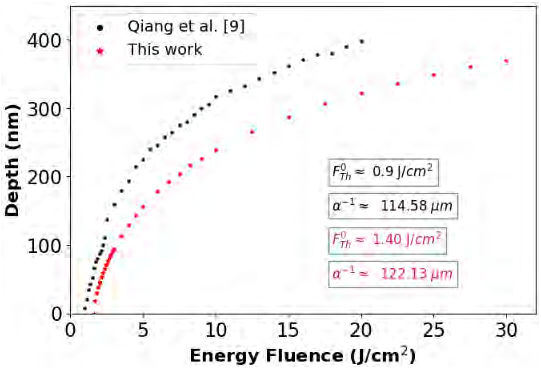


Fig.7: Depth crater as a function of fluence.

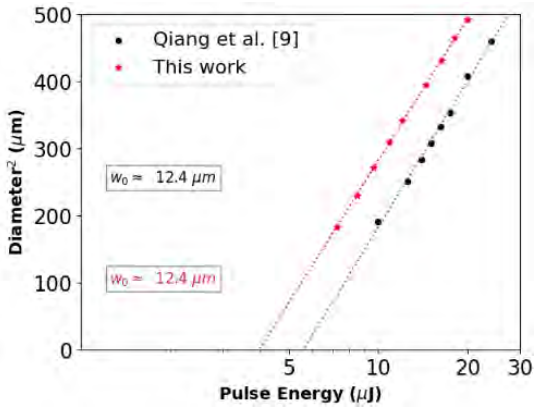


Fig.8: Comparison of D^2 simulated model and published results.

For multi-pulse simulations, as shown in Fig.9, if we compare our results with the experimental values obtained by Zhang et al.[6], due to the incubation effect [10] the fluence threshold and absorption coefficient for multi-pulse change radically. Therefore, for future simulations, it will be necessary to take these effects into account, as well as to compare with our experimental work.

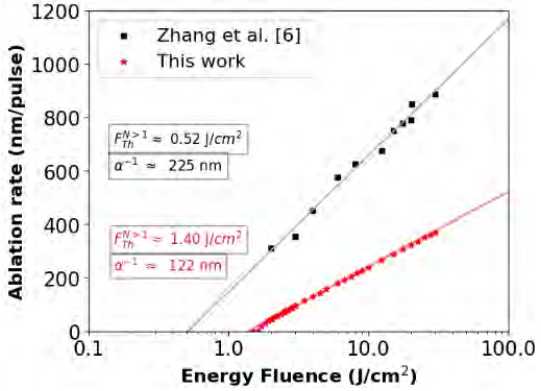


Fig.9. Multi-pulse ablation rate for several fluences.

	Qiang et al (Depth simulated)	Qiang et al (Diameter^2 experimental)	Zhang et al (Depth experimental)*	Present (Depth)	Present(Diameter^2)
F_{th} (J/cm^2)	0.9	-	0.5	**1.4**	-
α (nm^{-1})	115	-	225	**122**	-
w_0 (μm)	-	12.4	-	-	**12.4**

*Table 2. Comparison between literature values and our simulation. * Incubation effect takes place.*

In Table 2, a summary of the parameters obtained in both previous studies and our own is presented. It is worth noting that in the case of Zhang et al, the study was conducted for multi-pulse, thus the value of the threshold fluence considers incubation effects.

4.- Conclusion

In conclusion, we have proposed a two-temperature model that has been employed to simulate single- and multi-pulse ablation on an aluminum sample, as well as the time between pulses. For single-pulse ablation, we have retrieved the value of absorption coefficient and spot size, and obtained the threshold fluence value. In the case of multi-pulse ablation, we see that the depth values maintain a linear relationship for distances shorter than the Rayleigh range. For time between pulses, we have found that the temperature of the material will return to ambient before the next pulse. We can see that the number of pulses has a dominant effect on the depth of the crater, while the spot size influences the ablation diameter; and, the fluence affects both. With this model, we can obtain the optimal properties to achieve the drilling holes with a required high-speed quality ratio.

Acknowledgements: This work has been sponsored by Horizon Europe Framework Programme under the Grant No. 101091623.

References

[1] S. NOLTE *et al.*, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses," *JOSA B*, vol. 14, no. 10, pp. 2716–2722, 1997.

[2] Y. LIAO *et al.*, "Three-dimensional microfluidic channel with arbitrary length and configuration fabricated inside glass by femtosecond laser direct writing," *Opt Lett*, vol. 35, no. 19, pp. 3225–3227, 2010.

[3] B. N. CHICHKOV, C. MOMMA, S. NOLTE, F. VON ALVENSLEBEN, and A. TÜNNERMANN, "Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids," *Applied physics A*, vol. 63, pp. 109–115, 1996.

[4] S. I. Anisimov and B. L. KAPELIOVICH, "Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses," *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, vol. 66, no. 2, pp. 375–377, 1974.

[5] B. RETHFELD, D. S. IVANOV, M. E. GARCIA, and S. I. ANISIMOV, "Modelling ultrafast laser ablation," *J Phys D Appl Phys*, vol. 50, no. 19, p. 193001, 2017.

[6] J. ZHANG, Y. CHEN, M. HU, and X. CHEN, "An improved three-dimensional two-temperature model for multi-pulse femtosecond laser ablation of aluminum," *J Appl Phys*, vol. 117, no. 6, p. 063104, 2015.

[7] Y. QI, H. QI, A. CHEN, and Z. HU, "Improvement of aluminum drilling efficiency and precision by shaped femtosecond laser," *Appl Surf Sci*, vol. 317, pp. 252–256, 2014.

[8] P. LORAZO, L. J. LEWIS, and M. MEUNIER, "Short-pulse laser ablation of solids: from phase explosion to fragmentation," *Phys Rev Lett*, vol. 91, no. 22, p. 225502, 2003.

[9] Q. LI, H. LAO, J. LIN, Y. CHEN, and X. CHEN, "Study of femtosecond ablation on aluminum film with 3D two-temperature model and experimental verifications," *Applied Physics A*, vol. 105, pp. 125–129, 2011.

[10] R. SRINIVASAN, B. BRAREN, and K. G. CASEY, "'"incubation pulses"' in the ultraviolet laser ablation of polymethyl methacrylate," *J Appl Phys*, vol. 68, no. 4, pp. 1842–1847, 1990.

The role of surface roughness on the regularity of LIPSS generated in metals with femtosecond lasers.

Diego GALLEGO [(1,2)], Oihane BELDARRAIN [(1,2)], Alejandro SAN-BLAS [(1,2)], Isabel AYERDI [(1,2)], Santiago M. OLAIZOLA [(1,2)], Ainara RODRIGUEZ [(1,2)].

1. Ceit-Basque Research and Technology Alliance (BRTA), Manuel Lardizabal 15, 20018 Donostia/San Sebastián, Spain.
2. Universidad de Navarra, Tecnun, Manuel Lardizabal 13, 20018 Donostia/San Sebastián, Spain

Contact name: Diego Gallego (dgallego@ceit.es).

ABSTRACT:

Laser induced periodic surface structures (LIPSS) are directional and periodic nanostructures generated in most materials when irradiated with linear polarized laser beams under certain irradiation conditions. LIPSS present a wide range of well-known properties and applications, but their implementation on the optical field is restricted due to their low regularity in comparison to microstructures fabricated by other methods.

Surface roughness has an impact on LIPSS regularity, as it can promote their generation acting as a seed or influence their orientation in favor of the roughness direction. During this study, the influence of the surface roughness on the LIPSS regularity has been explored by means of DLOA (Dispersion of the LIPSS Orientation Angle), for stainless steel with arithmetic mean height (Sa) parameter ranging from a few nanometers to one micrometer. The experimental results have proven that the substrate polishing and the roughness direction affect the coherence and orientation of the LIPSS.

Key words: Laser texturing, femtosecond, Surface roughness, LIPSS regularity.

1.- Introduction

Laser induced periodic surface structures (LIPSS), also known as ripples, are nanoscale patterns produced upon linearly polarized laser irradiation on a wide range of materials ranging from dielectrics to metals [1][2]. There are two main forms at which LIPSS can appear depending on the relation between their period (Λ) and the laser irradiation wavelength (λ); low spatial frequency LIPSS (LSFL) have a period approximately equal to the irradiation wavelength (Λ~λ), while high spatial frequency LIPSS (HSFL) have a much shorter period than the wavelength (Λ<<λ). These nanostructures can induce different physical, chemical and mechanic properties on the substrate surface based on their morphology, substrate properties and the process conditions; this surface functionalization opens a wide range of possible applications such as the control of cell adhesion [3], the generation of structural colors [4], enhancement of tribological properties [5] and the modification of wetting properties [6].

LIPSS production is highly versatile. Morphological features such as period, orientation, coherence and ablation depth, can be modulated through processing parameters like wavelength, number of pulses and polarization. However, intrinsic properties of the processed material, such as the surface roughness [7] or the decay length of the surface plasmon polariton (SPP) [8], are variables that also affect the sinuosity and generation process of LIPSS. Recently, the dispersion of the LIPSS orientation angle (DLOA) has been identified as a useful parameter for evaluating LIPSS regularity. DLOA quantifies the difference between orientation angles corresponding to the LIPSS in an image by comparing their

weighted values. Orientation is calculated by finding the angle that maximizes a gradient. DLOA has been previously associated to the plasmonic properties of the material, the laser irradiation wavelength [9] and with the wavefront curvature of the laser beam [10].

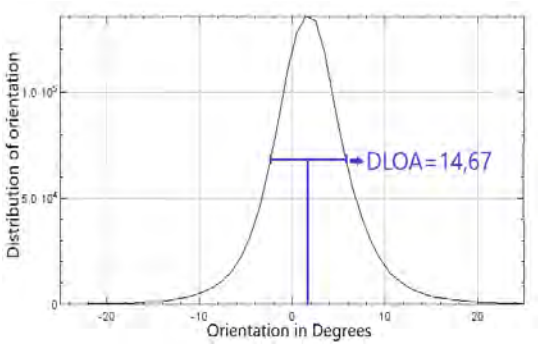


Fig. 1: Example of DLOA measurement for sample SS1 Pol 90 35_2560h.

In this work we present a systematic study of how the initial substrate surface roughness through the arithmetic mean height (Sa) influences the spatial regularity and coherence of the LIPSS based on the DLOA parameter for different laser writing directions and polarizations.

2.- Materials and method

2.1.- Material

2.1.1.- Material preparation

The material selected for this study was Stainless Steel (SS) (AISI 204) plates with dimensions of 30x30 mm^2 area and 2 mm thickness. Various sandpapers with different grit sizes were used for mechanical sanding and polishing to achieve different surface roughness values. Surface roughness achieved by this method has a preferential orientation due to the rotation applied during the sanding process. After this process, the samples were cleaned immediately using isopropyl alcohol in order to eliminate any dirt particles, followed by drying to remove moisture and prevent oxidation.

2.1.2.- Material surface characterization

Surface roughness was measured using an optical profiler Sensofar S neox 090. The arithmetic mean height (Sa) was selected as the surface roughness variable for comparison. The Sa values obtained for the SS plates are provided in the table below.

Table 1: Samples name and their respective roughness.

Sample	Roughness (nm)
SS1	514
SS2	402
SS3	233
SS4	178
SS5	32

2.2.- Laser set-up and processing conditions

An Ytterbium fiber laser, model Satsuma HP^2, was used to process the SS samples. The laser emits pulses of 280 fs duration at a wavelength of 1030 nm and a repetition rate of 500 kHz. The experimental arrangement features an automated power management module consisting of a λ/2 wave plate, a beam-splitter polarizer, and a λ/4 wave plate. Different laser beam expanders modulate the beam diameter, while beam polarization is manually adjusted with two λ/4 wave plates. The laser beam is automatically repositioned along the X and Y-axes using mirrors, and the focus lens is displaced along the Z-axis for focusing. Additionally, the set-up comes with an X-Y motorized stage.

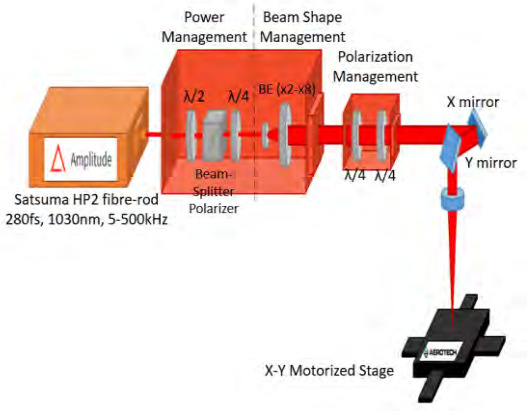


Fig. 2: Scheme of the Laser set-up used for Stainless Steel surface texturing.

Optima processing conditions, such as irradiation power, the writing-speed and the spot radius, were selected experimentally by previously testing various combinations of

these parameters. A beam expander x2 was used throughout the whole process, generating a spot radius of 14.9 μm. The experimental matrix (Fig. 3) for each plate was built by considering two combinations of power/writing speed with two different polarizations (0° and 90°) and two writing directions (parallel-H and perpendicular-V) relative to the surface roughness orientation, resulting in 8 different combinations for each plate. The pitch between laser tracks was optimized to minimize lateral overlap and to avoid the accumulation of pulses on these areas.

Table 2: Laser processing experimental parameters and their relative orientation with respect to the surface roughness orientation used as a reference.

Name	**F** (J/cm²)	**V** (mm/s)	Pol.	Writing orientation
15_1280	0.714	1280	90 ↕	H ↔
				V ↕
			0 ↔	H ↔
				V ↕
35_2560	1.665	2560	90 ↕	H ↔
				V ↕
			0 ↔	H ↔
				V ↕
Surface roughness orientation: ↔				

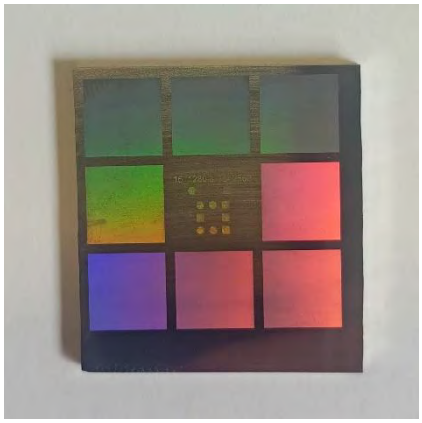


Fig. 3 Experimental matrix processed on SS substrate.

2.3.- Dispersion of LIPSS Orientation Angle (DLOA)

LIPSS regularity was measured using DLOA method, following the procedure explained in [9]. Data processing was carried out using the open-source software *ImageJ* running the plugging *OrientationJ*. This plugging allows the creation of a weighted histogram of orientations by analyzing the orientation distribution for each ripple. The program computes the structure tensor for every pixel in the image and then obtain the orientation properties following the equations presented in [11]. Structure tensor processing was carried out using a local window of 1 pixel with Riesz filter for the gradient. The angle distribution offset was adjusted by using the minimum value of the spectrum. The maxima counts obtained by this method correspond to the main direction of the LIPSS and the full width half maximum (FWHM) of the intensity curve is the DLOA value.

Additionally, *ImageJ* allows the qualitative representation of the ripples orientation visually. The program computes the local orientation and coherence as previously explained, creating a color map image where the color is the orientation and the saturation the coherence.

All measurements were conducted at a SEM image magnification 1000x (120.6 x 96.5 μm² area), to ensure the accurate and consistent comparison of the results.

3.- Results and discussion

3.1.- Influence of surface roughness and polarization on LIPSS regularity

The results measured for the eight combinations proposed in Table 2 are plotted in Fig. 4. Results with the same processing parameters (power/writing speed) and writing direction (H and V) are equally colored to facilitate the comparison between polarization 90º and 0º.

Polarization 90º results show a decreasing DLOA trend as the initial surface roughness increases; the DLOA results for the smoothest surface (Sa: 32 nm) are ranged between 18º and 25.3º. However, the DLOA measurements for the highest roughness (Sa: 514 nm) are lower with values ranging between 12.5º and 15.8º.

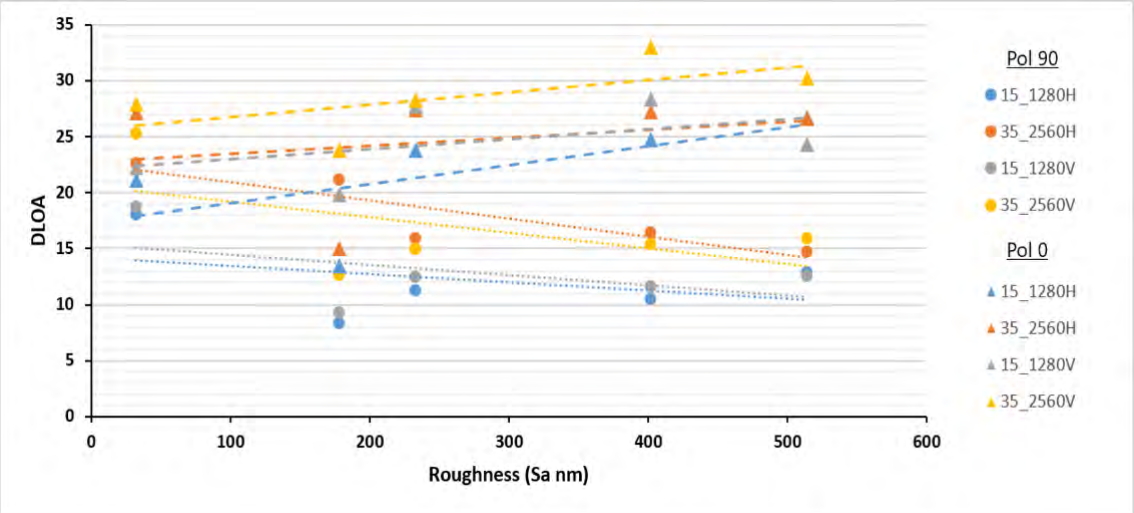


Fig. 4: DLOA vs Sa graphs for all processed samples for laser polarizations 90º and 0º.

In one hand, polarization 0° is parallel (0±10°), to the roughness direction, hindering the coupling between the SPP propagation waves with the surface roughness orientation as predicted by [8]. The consequence is reflected in the graphs where the DLOA values increase as Sa increases (LIPSS regularity and coherence decrease with roughness).

On the other hand, polarization 90° is perpendicular (90±10°) to the roughness direction, easing the LIPSS generation due to the SPP coupling into the outgoing waves of the surface roughness. These results show a decrease of the DLOA values as the roughness increases. Consequently, when the roughness orientation is perpendicular to the laser polarization, it will serve as a seed for the LIPSS generation.

This influence is also evident observing the alignment of the LIPSS orientation with the roughness direction, as depicted in Fig. 5, which is consistent with previous findings [7]. Note that the LIPSS linear orientation is normal to laser polarization, using the roughness orientation as the reference.

In addition, comparing both polarization results along the surface roughness range, the DLOA values are clearly lower for polarization 90° than for polarization 0° processing. Moreover, trend lines demonstrate a convergence towards an ideal smooth surface (Sa: 0), indicating that regularity and coherence of LIPSS is affected by the surface roughness; enhancing the regularity when the laser polarization is perpendicular to the orientation of the surface roughness and producing the opposite effect when parallel.

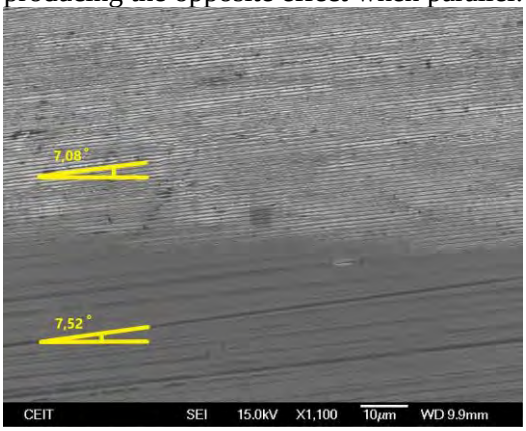


Fig. 5: LIPSS alignment with the surface roughness orientation. (SEM image, 1100x augments)

3.2.- Influence of roughness orientation and writing direction

The influence of the roughness orientation and the writing direction on LIPSS regularity is obtained by comparing the DLOA results in Fig. 6 between samples with the same processing parameters and different writing direction.

Polarization 90º results show a negligible difference between DLOA for perpendicular (V) and parallel (H) writing, with trend lines having minimal separation between each other. In contrast, for polarization 0°, the

difference is significant, with the trend lines being clearly separated.

Therefore, when laser polarization is orthogonal to roughness orientation (Pol. 90º) the writing direction influence is negligible due to the roughness enhancing the LIPSS regularity. However, when the laser polarization is parallel to the roughness (Pol. 0º), LIPSS regular generation is hindered and the writing direction influences the DLOA, favoring regularity when the writing direction (H) is parallel to the roughness.

Additionally, a selection of color maps representing the orientation homogeneity and coherence of the LIPSS are shown in Fig. 6 for the SS2 sample (Sa: 402nm) under the same processing parameters. To facilitate visual comparison between both polarizations, the orientation of images a) and b) was rotated by 90º before being processed with ImageJ software in order to obtain the same color palette.

The visual representations of Polarization 90º in Fig.6 (a) and (b) illustrate that both images present similar color homogeneity with no major differences between laser tracks overlapping regions. Note that the difference in color between these two images is due to LIPSS alignment with the roughness orientation. These representations are in coherence with the results displayed for polarization 90 where the difference is minimum for the DLOA between H and V writing direction. Therefore, the influence of the surface roughness orientation enhancing the LIPSS generation, when the polarization is perpendicular, grants their homogeneity along the overlapping regions, under these processing parameters.

The overlapping regions are more noticeable for polarization 0º images in Fig.6 (c) and (d); the change in color from red to magenta at the overlap is produced by a change in the LIPSS orientation. These irregularities are created by the interruption and bifurcation of the LIPSS linear structure. The overlapping areas for V writing are more visible than for H writing, even when V writing present longitudinal LIPSS along the track. The difference is perceptible by an increase of the magenta color in the tracks overlap and by the reduction in saturation, with darker regions suggesting a decline in the coherence of the linear structure.

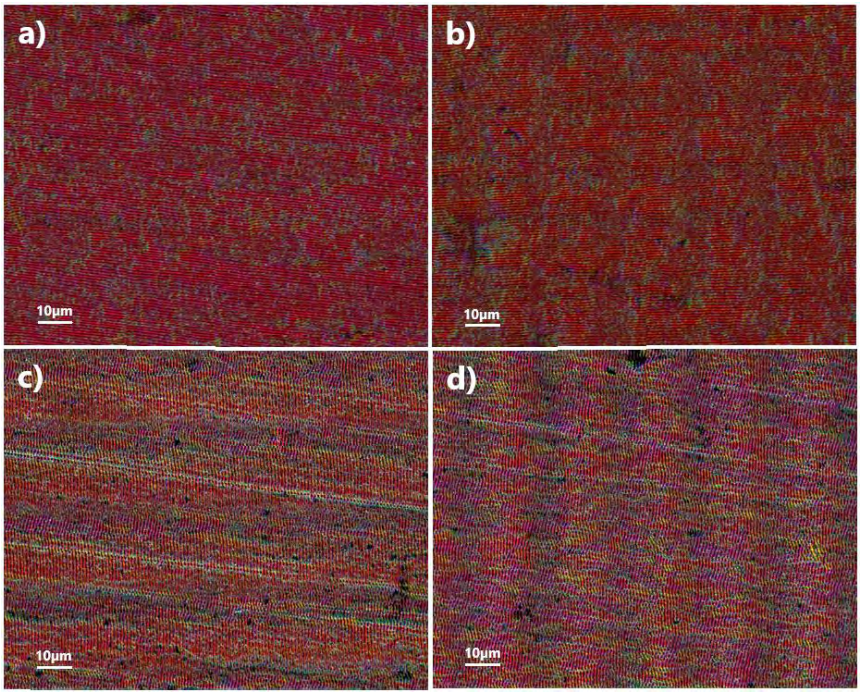


Fig. 6: Orientation J coded SEM images highlighting surface regularity of the samples SS2 (Sa: 402 nm; P: 35%; V: 2560mm/s) comparing different polarization (Pol) and writing directions (wd). (a) Pol 90º & wd: H, (b) Pol 90º & wd: W, (c) Pol 0º & wd: H, (d) Pol 0º & wd: V

These conclusions are consistent with the results obtained in Fig.4, where the DLOA is greater when the writing direction is perpendicular (V) to the surface roughness.

This fact demonstrates that the roughness orientation leads to more uniform and regular LIPSS along the tracks overlapping areas, when the writing direction is parallel (H) to the roughness orientation.

4.- Conclusion

During the study, we have proven that the surface roughness has a major impact on the LIPSS generation and how its direction affects the linear regularity of the structures. Both polarizations exhibit similar DLOA results at smooth surfaces (Sa < 32 nm). As the roughness increases, the DLOA values change divergently depending on the polarization. A roughness orientation perpendicular to the beam polarization benefits the regularity of the LIPSS, decreasing the DLOA as Sa increases while the parallel polarization with respect to the roughness orientation has the opposite effect. The influence of roughness orientation seems to prevail over writing direction when it is perpendicular to the laser polarization (Pol. 90º), acting as a seed for LIPSS generation. This fact is proven by the minor difference between the DLOA results obtained for both writings orientations (H and V) and the color homogeneity of their color maps.

However, when the polarization is parallel to the roughness (Pol. 0), hindering the homogeneous LIPSS generation, the writing direction influences LIPSS regularity. According to the differences between the color maps and the DLOA results, a writing orientation parallel to the roughness (H) leads to better LIPSS regularity compared to the perpendicular writing orientation (V).

References

[1] SCHWARZ, Simon, et al. Homogeneous low spatial frequency LIPSS on dielectric materials generated by beam-shaped femtosecond pulsed laser irradiation. *Journal of Laser Micro Nanoengineering*, vol. 13, no 2, p. 90-94, 2018.

[2] HÖHM, Sandra, et al. Dynamics of the formation of laser-induced periodic surface structures (LIPSS) upon femtosecond two-color double-pulse irradiation of metals, semiconductors, and dielectrics. *Applied Surface Science*, vol. 374, p. 331-338, 2016.

[3] KLOS, Antoine, et al. Ultrafast laser processing of nanostructured patterns for the control of cell adhesion and migration on titanium alloy. *Nanomaterials*, vol. 10, no 5, p. 864, 2020.

[4] LI, Guoqiang, et al. Femtosecond laser color marking stainless steel surface with different wavelengths. *Applied Physics A*, vol. 118, p. 1189-1196, 2015.

[5] GNILITSKYI, Iaroslav, et al. Tribological properties of high-speed uniform femtosecond laser patterning on stainless steel. *Lubricants*, vol. 7, no 10, p. 83, 2019.

[6] WOOD, Michael J.; SERVIO, Phillip; KIETZIG, Anne-Marie. The tuning of LIPSS wettability during laser machining and through post-processing. *Nanomaterials*, vol. 11, no 4, p. 973, 2021.

[7] PREUSCH, Florian; RUNG, Stefan; HELLMANN, Ralf. Influence of polishing orientation on the generation of LIPSS on stainless steel. *Journal of Laser Micro Nanoengineering*, vol. 11, no 1, p. 137, 2016.

[8] FUENTES-EDFUF, Yasser, et al. Surface plasmon polaritons on rough metal surfaces: Role in the formation of laser-induced periodic surface structures. *Acs Omega*, vol. 4, no 4, p. 6939-6946, 2019.

[9] GNILITSKYI, Iaroslav et al. High-speed manufacturing of higly regular femtosecond laser-induced periodic surface structures: Physical origin of regularity. *Scientific reports*, vol. 7, no 1, p. 1-11, 2017.

[10] SAN-BLAS, A., et al. LIPSS manufacturing with regularity control through laser wavefront curvature. *Surfaces and Interfaces*, vol. 25, p. 101205, 2021.

[11] PÜSPÖKI, Zsuzsanna, et al. Transforms and operators for directional bioimage analysis: a survey. *Focus on bio-image informatics*, p. 69-93, 2016.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

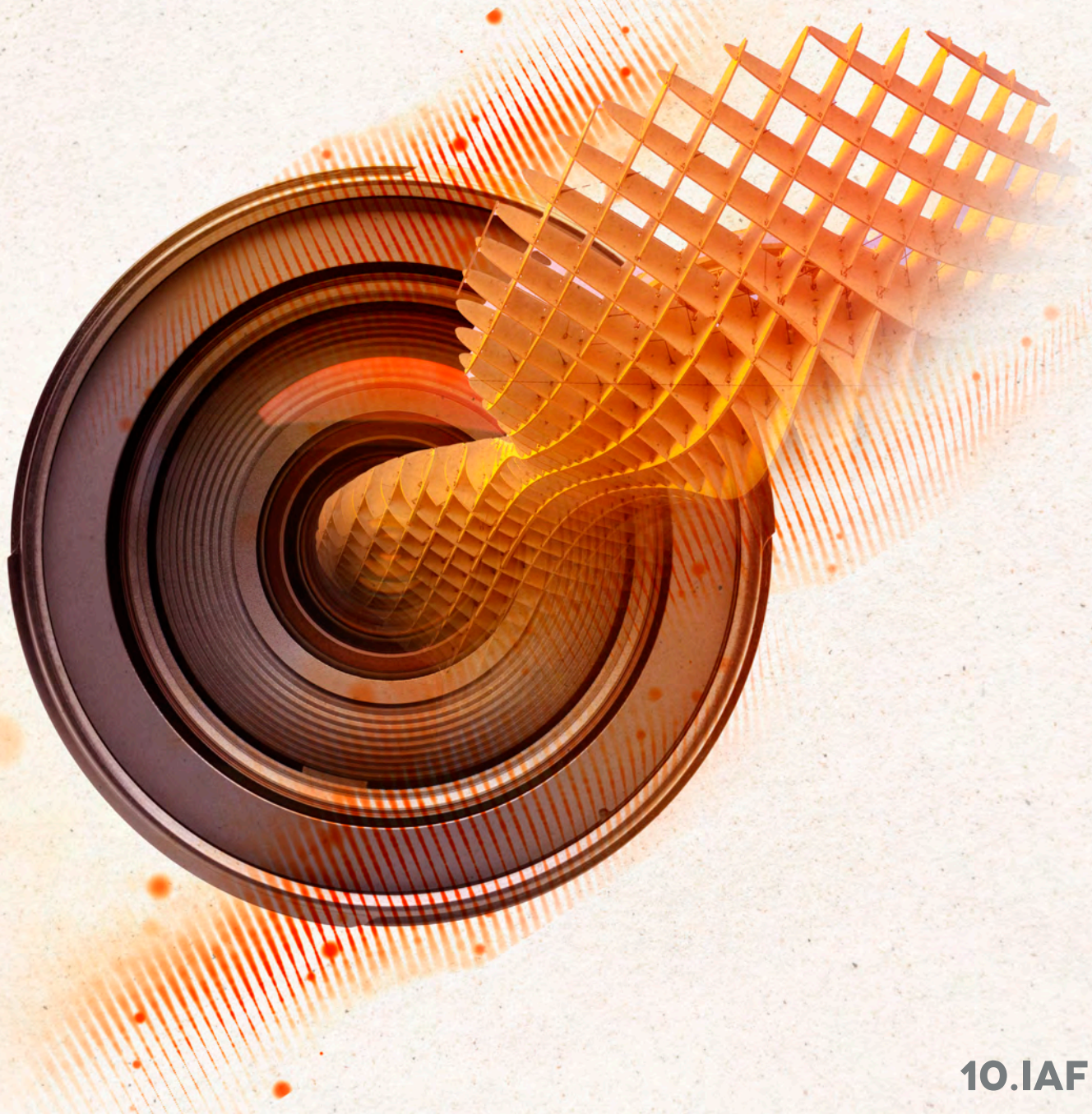
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



10.IAF |

INTELIGENCIA ARTIFICIAL APLICADA A LA FOTÓNICA

Determination of Fat Content in Tomato Sauce by means of Optical Spectroscopy in the Visible and Near Infrared Regions assisted with Neural Networks Classification

A. G. Moises[(1)], M. Moreno[(1)], A. Avedillo[(1)], I. Vitoria[(1)(2)(3)], J. J. Imas[(2)(3)], C. Sanz[(4)], L.J. Marín [(4)], C. R. Zamarreño[(1)(2)(3)]

1. Pyroistech S.L., C/ Tajonar 22, Ed. Jerónimo de Ayanz, 31006 Pamplona SPvAIN
2. Institue of Smart Cities, Public University of Navarra, Campus Arrosadía. Pamplona SPAIN
3. Department of Electrical, Electronic and Communications Engineering, Public University of Navarra, Campus Arrosadía, 31006 Pamplona, SPAIN
4. Grupo Alimentario IAN S.A.U. Pol Peñalfons s/n, 31330 Villafranca (Navarra), SPAIN

Contact name: carlos.ruiz@unavarra.es

ABSTRACT:

Fat content determination in tomato sauce is very important because it is a key parameter in order to establish the quality of the final product. This work shows a simple and fast method to classify real tomato sauce samples coming from the food factory production line as a function of the fat content. In this case, absorbance data in the visible and near-infrared region are used to obtain a large enough spectral data collection (dataset) from a variety of samples at different fat concentration levels. Principal component analysis (PCA) was used to assess the validity of the obtained data. Then, standard normal variate (SNV) and smoothing methods with first and second derivative were studied for spectral data pre-processing. Finally, artificial neural networks (ANN) models were developed to classify the studied samples. The results obtained in this study shown a variance of 0.92 and an average accuracy score of 0.71 respectively, which confirms the validity of the utilization of VIS/NIR absorbance spectroscopy and ANN as a fast, precise and simple method for the classification of tomato sauce as a function of fat content.

Key words: tomato sauce; oil content; VIS/NIR; spectroscopy; Principal Component Analysis (PCA), Artificial neural network (ANN)

1.- Introduction

In recent years, the demands for high quality and safety in food production protocols has been exponentially increased. Productivity improvements in agri-food industries are linked to obtain the organoleptic properties of products demanded by the consumers at the same time that the food waste is reduced [1]. For instance, the tomato industry requires compliance with high quality standards and process control, where the right analytical tools are more than necessary [2].

Chemical analyses are time-consuming and expensive and therefore not suitable for continuous, real-time measurements of quality parameters in tomato sauce production lines. In contrast, visible and near-infrared (VIS-NIR) spectroscopy has been presented as a rapid and non-destructive technique that has gained wide acceptance for food analysis in the last decades [3] [4].

Spectra acquired by reflectance or transmission spectroscopy in the VIS (380-750 nm) and NIR (750-2500 nm) regions can provide information from the composition of the sample. Several studies in literature have been focused on the evaluation of the parameters of tomato sauce using VIS-NIR spectroscopy [5], such as soluble solids content (SSC) [6],

sugar content (brix degrees or ºBx) or acidity (pH measurement) [7].

The VIS/NIR spectrum obtained from a food sample can be distorted due to various interfering factors, such as water content, which highly absorbs NIR radiation; low signal-to-noise ratio; light scattering; instrumental noise; and heterogeneities in the sample. Extracting relevant information from the spectral data can be sometimes a challenging process. Advanced analysis techniques and classification methods, such as principal component analysis (PCA) and artificial neural networks (ANN) respectively, have been proven as useful tools in these cases [8].

The main objective of this research has been focused on the classification of tomato sauces as a function of fat content (oil). First, a large dataset is obtained from a variety of samples with different oil content. Then, the dataset is pre-processed using different techniques and the performance of each method is evaluated. Finally, pre-processed data are used to develop ANN classification models.

2.- Materials and methods

2.1.- Tomato sauce samples

Eleven samples of tomato sauce with different concentrations of sunflower oil were prepared. Oil concentration ranged from 0% to 10% with increments of 1%. Grupo Alimentario IAN from Navarra, Spain provided all the samples. The base of all tomato sauces was a generic tomato sauce without oil content. All the samples were stored in glass jars at room temperature while not in use.

Reflectance spectra were acquired using 4 ml cuvettes (Obtained from Sigma Aldrich) filled with the tomato sauces. A total of 150 measurements were collected from each sample. 90% of the measurement were used for the development of all calibration models while the remaining, 10% samples, were used for independent validations in order to verify the obtained models.

2.2.- Spectra acquisition

A halogen light source (TAKHY, from Pyroistech S.L.) was used as the illumination light source. The light was transmitted to the sample using a VIS-NIR optical fiber reflection probe (see Figure 1). The light reflected from the sample is collected back through the optical fiber reflection probe that is connected to two different spectrometers covering the range of 200-1025 nm and 900-2200 nm, (both from OceanOptics Inc.) as it is illustrated in Figure 1. An accurate positioning of the cuvettes relative to the probe was ensured by means of custom holder. Spectral absorbance data was acquired using OceanView® software.

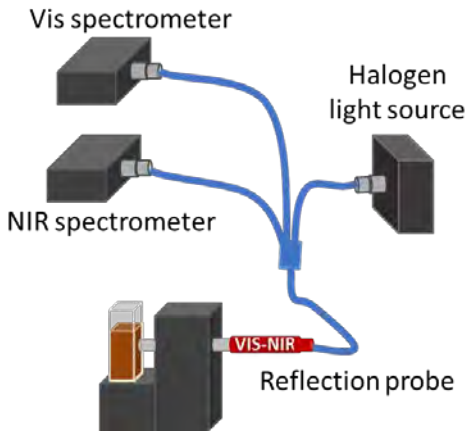


Fig. 1: Schematic representation of the VIS-NIR spectra acquisition setup.

2.3.- PCA multivariate analysis

PCA is a dimension reduction technique used to simplify the information in a data set while preserving as much of the variability in the data as possible. PCAs are also used as highly efficient unsupervised algorithms for reducing the dimensionality of multidimensional data that exhibits a high level of correlation.

The main idea of PCA is to find the linear combinations of the original variables that explain the greatest amount of variability in the data. These linear combinations are known as principal components, which are ordered in decreasing order of the amount of variance they explain (the first component has a higher variance than the second, the second has a higher variance than the third, and so on). In this way, the first principal components explain most of the variability of the data, while the last ones explain a smaller proportion.

The application of PCA makes it possible to reduce the dimensionality of a data set, which can facilitate its interpretation and analysis. Furthermore, it can also help to identify hidden patterns or trends in the data. On the other hand, PCA can also be used to preprocess the data before applying subsequent analysis techniques, such as regression or clustering.

PCA was used here for data exploration in order to gain deeper insights into the large dataset obtained from the processed spectral data [9]. Scikit-learn machine learning open-source library based on Python 3.5.2 was used in this case.

2.4.- Spectral data processing

Obtained absorbance spectral data was pre-processed using different algorithms programmed in Python in order to eliminate physical light effects, improve real information in the spectra and optimize the prediction performance in the study [5]. The methods applied included Standard Normal Variate (SNV), Savitsky-Golay smoothing (SG) and Fourier spectral smoothing (FSS) method with none, first and second derivatives. PCA and ANN were then used to analyze original and processed spectral data.

Table 1: Number of neurons of each layer as a function of the ANN model A-F

	Number of neurons		
Model	Input layer	Hidden layer	Ouput layer
A	2048	1024	11
B	2048	512	11
C	2048	256	11
D	1024	512	11
E	1024	256	11
F	512	256	11

2.5.- Artificial neural network model

An artificial neural network (ANN) with three layers architecture was used for tomato sauce classification. An optimization loop was used here to determine the optimal number of neurons of each layer. The tested number of neurons in each layer were 2048, 1024, 512, and 256 neurons, with the first layers always had more neurons, as shown in Table 1. These numbers have been chosen in powers of two to accelerate the speed of ANN per GPU [10].

The number of epochs was regulated with early stopping to prevent overfitting [11].

The activation function of the hidden layer's neurons was the rectified linear unit (ReLU), while the SoftMax function was used for the output layer. The categorical cross-entropy loss function was utilized since it is a good choice for multi-class classification problems where the classes are mutually exclusive. The ANN model was trained using the Adaptive Moment Estimation (Adam) optimizer with a batch size of 16. The implementation was performed using the TensorFlow Python library.

The performance of the models was evaluated using accuracy and f1-score. The accuracy measures the number of correct predictions as a percentage of the total number of predictions made and the f1-score was calculated as the harmonic mean of precision and recall [12].

3.- Results and discussions

The section begins by presenting the measurement results, followed by the classification results using the techniques discussed above.

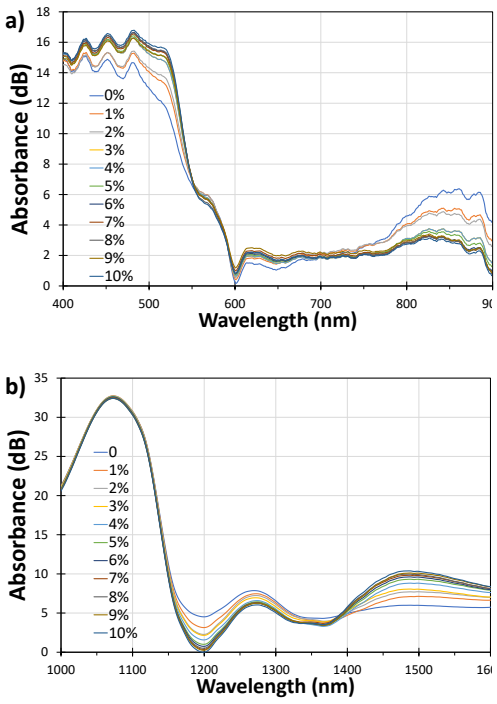


Fig. 2: Averaged absorbance spectra obtained from tomato sauce samples with different fat content in the VIS (a) and NIR (b) regions

3.1.- Absorption spectra obtained from tomato sauce samples in the VIS-NIR regions

Absorbance spectra obtained from tomato sauce samples with different oil contents in the VIS and NIR regions are shown in Figs 2a and 2b respectively. Fig. 2 represents the averaged spectra of the samples with the same percentage of oil, standardized with SNV but without smoothing. Absorbance measurements obtained from tomato sauce as a function of the oil content shown distinctive regions observed in the VIS (400-520nm and 820-900nm) and NIR (1180-1220nm, 1240 1240-1280nm and 1450-1570nm) regions in Figs. 2a and 2b respectively.

3.2.- PCA analysis

PCA was employed here to visualize samples grouped as a function of oil content using only three variables (see Figure 3) [13]. The cumulative variance (R^2) for the first three principal components (PCs) were 0.88 and 0.92 in the VIS and NIR regions respectively. Although not totally differentiated, a clear separation is observed with PCA-3 data in Figure 3 for the samples with different oil content, which reveals the quality of the obtained data to perform the classification process.

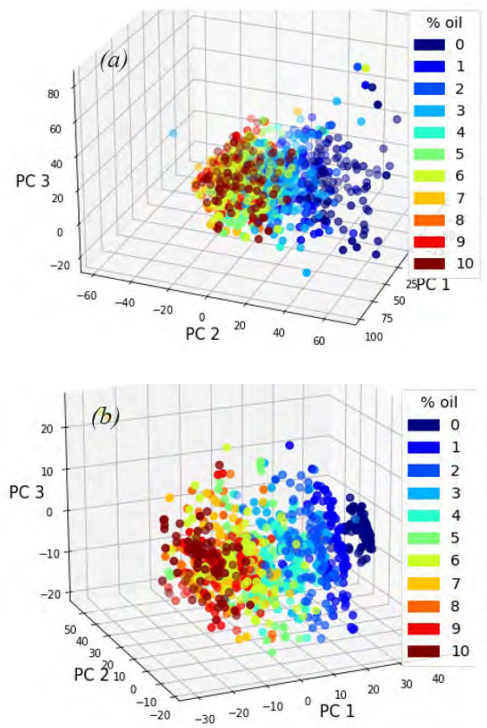


Fig. 3: PCA-3 of SNV-treated absorbance data in the VIS (a) and NIR (b) regions.

3.3.- ANN models using different processing algorithms.

Pre-processing methods used to train ANN models include six filters and a SNV method (SG filters of order 3 and window of 23 points and FSS of order 40). The ANN models described in Section 2.6 were then trained to predict the oil content in tomato sauce for each data pre-processing method, both for VIS and NIR samples. The results are reported in Table 2, which shows the best ANN model for each preprocessing method.

Table 2: Statistics for oil content of tomato samples using ANN.

Range	Pre-Process	Accuray Score	F1-score
VIS	SG + SNV	**0.69**	**0.68**
	SG First derivative + SNV	0.60	0.60
	SG Second derivative +SNV	0.46	0.45
	FSS +SNV	0.66	0.66
	FSS First derivative +SNV	0.66	0.65
	FSS Second derivative +SNV	0.63	0.62
NIR	SG + SNV	0.57	0.55
	SG First derivative + SNV	0.61	0.59
	SG Second derivative +SNV	**0.71**	**0.69**
	FSS +SNV	0.56	0.54
	FSS First derivative +SNV	0.65	0.63
	FSS Second derivative +SNV	0.64	0.62

The results obtained reveal that ANN models preprocessed with a SG filter for the visible spectrum, and SG filter with second derivative for the infrared spectrum obtained the highest accuracy and F1 score. The ANN model for the VIS region consisted of 1024 and 256 neurons in its upper layers, while the ANN model for the NIR region had 2048 and 1024 neurons in its upper layers. Both models were able to classify the samples into different categories with high accuracy.

The performance of the ANN models was assessed by plotting the training and validation confusion matrices that represent the predicted values for each % oil content versus the expected (measured) value, referred here as % oil content true values (see Figures 4 and 5 for the VIS and NIR regions respectively). Obtained results in the VIS and NIR regions

demonstrate the effectiveness of the application of the pre-processing methods in order to improve the accuracy of the ANN models.

Since tomato sauce samples without oil content (0%) shown a clearly different absorbance spectrum (see Figure 2) they have been classified with 100% accuracy. In particular, the classification accuracy of tomato sauce with lower content (0%, 1%, 2% and 3%) is better than the classification of high oil content tomato sauce.

From the results in Table 2, the ANN model in the NIR region performs better than the model in the VIS region. This is evident from the training confusion matrix in the NIR region (see Figure 5a), which shows a higher true positive rate for predicting oil content, as compared to the training confusion matrix in the VIS region (see Figure 4a).

Furthermore, it is worth mentioning that the uniform origin of the tomato sauce samples, and consequently their comparable composition, simplifies the classification task. The classification of tomato sauce samples obtained from a different tomato base would require a more complex ANN architecture as well as a larger dataset.

4.- Conclusions

The current research has proven the classification of tomato sauce according to its oil content using optical absorption spectroscopy in the visible and near-infrared spectral region. This technique has been presented as a fast and non-invasive analytical tool for the agri-food industry in order to reduce the amount of food waste and optimize the production processes.

The selection of a proper dataset pre-processing method and ANN parameters to obtain more accurate models has been also emphasized in this work. In addition, the use of PCA permitted to differentiate groups as a function of the % oil content while ANN models have successfully predicted the % oil content in tomato sauce samples obtained from the same tomato base.

As it was mentioned before, one of the future challenges is to apply this methodology to tomato sauces with diverse composition through

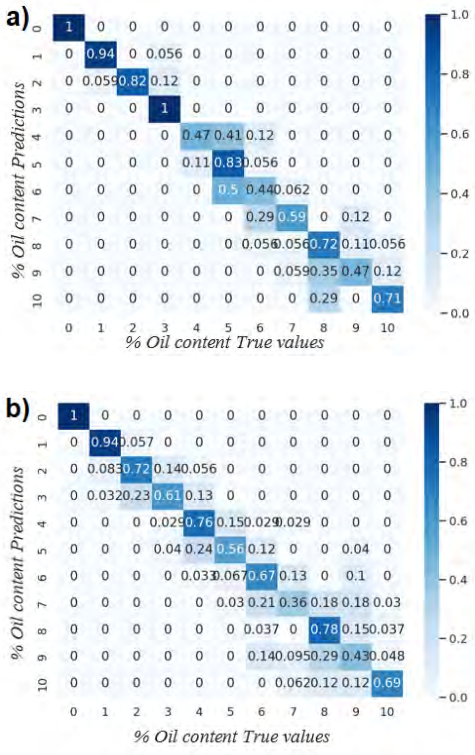


Fig. 4: Training (a) and validation (b) confusion matrices in the VIS region.

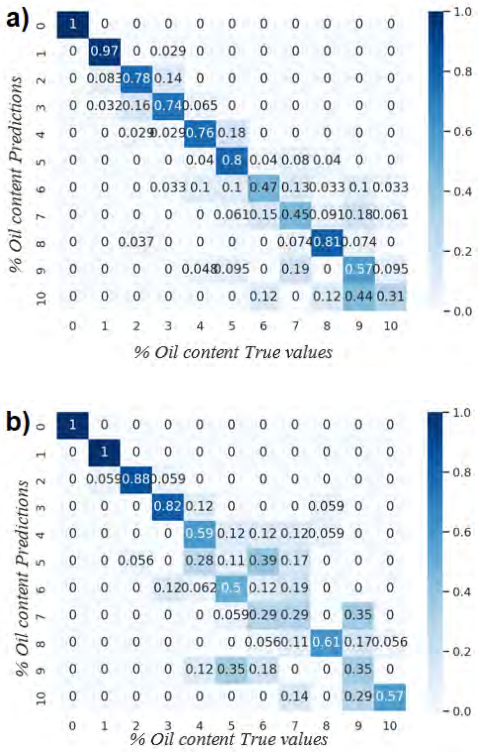


Fig. 5: Training (a) and validation (b) confusion matrices in the NIR region.

more complex ANNs as well as further research with other tomato sauce parameters, such as ºBx or pH.

Overall, the findings presented in this work suggest that the combination of optical spectroscopy in the VIS-NIR regions and neural networks can be a valuable tool for the classification of tomato sauce as a function of % oil content.

Acknowledgements: The authors would like to acknowledge the support of this work through Public University of Navarra Postdoctoral grants and Government of Navarra Doctorados Industriales 2021 and Ayudas para la formación de tecnólogos 2022 grants and Government of Navarra 0011-1365-2022-000048-agroFLUID research grant.

References

[1] A. Gardeazabal, T. Lunt, M. M. Jahn, N. Verhulst, J. Hellin, B. Govaerts, "Knowledge management for innovation in agri-food systems: a conceptual framework", *Knowledge Management Research & Practice*, vol. 21(2), pp. 303-315, 2023.

[2] 'UNE 34087:1974 Salsas de tomate. Norma de calidad.

[3] B. G. Osborne, 'Near-Infrared Spectroscopy in Food Analysis', in *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, R. A. Meyers, Ed., Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2000, p. a1018. doi: 10.1002/9780470027318.a1018.

[4] V. Cortés, J. Blasco, N. Aleixos, S. Cubero, and P. Talens, 'Monitoring strategies for quality control of agricultural products using visible and near-infrared spectroscopy: A review', *Trends Food Sci. Technol.*, vol. 85, pp. 138–148, Mar. 2019, doi: 10.1016/j.tifs.2019.01.015.

[5] D. Sun, J. Cruz, M. Alcalà, R. Castillo, S. Sans, and J. Casals, 'Near infrared spectroscopy determination of chemical and sensory properties in tomato', *J. Infrared Spectrosc.*, vol. 29, p. 096703352110187, Jul. 2021, doi: 10.1177/09670335211018759.

[6] Y. Huang, R. Lu, and K. Chen, 'Assessment of tomato soluble solids content and pH by spatially-resolved and conventional Vis/NIR spectroscopy', *J. Food Eng.*, vol. 236, pp. 19–28, Nov. 2018, doi: 10.1016/j.jfoodeng.2018.05.008.

[7] L. Xie, Y. Ying, H. Lin, Y. Zhou, and X. Niu, 'Nondestructive determination of soluble solids content and pH in tomato juice using NIR transmittance spectroscopy', *Sens. Instrum. Food Qual. Saf.*, vol. 2, no. 2, pp. 111–115, Jun. 2008, doi: 10.1007/s11694-008-9031-7.

[8] D. Aykas, K. Borba, and L. Rodriguez-Saona, 'Non-Destructive Quality Assessment of Tomato Paste by Using Portable Mid-Infrared Spectroscopy and Multivariate Analysis', *Foods Basel Switz.*, vol. 9, Sep. 2020, doi: 10.3390/foods9091300.

[9] J. Vega-Vilca and J. Guzmán, 'Regresion PLS y PCA Como Solución al Problema de Multicolinealidad en Regresion Multiple', *Rev. Matemática Teoría Apl.*, vol. 18, pp. 09–20, Jun. 2011, doi:10.15517/rmta.v18i1.2111.

[10] V. Vanhoucke and A. Senior, 'Improving the speed of neural networks on CPUs'.

[11] F. Venturini, M. Sperti, U. Michelucci, et al., 'Extraction of physicochemical properties from the fluorescence spectrum with 1D convolutional neural networks: Application to olive oil', *J. Food Eng.*, vol. 336, p. 111198, Jan. 2023, 10.1016/j.jfoodeng.2022.111198.

[12] J. Korstanje, 'The F1 score', *Search Medium*, Aug. 31, 2021. https://towardsdatascience.com/the-f1-score-bec2bbc38aa6 (accessed Apr. 24, 2023).

[13] R. K. Wati, M. F. R. Pahlawan, and R. E. Masithoh, 'Development of calibration model for pH content of intact tomatoes using a low-cost Vis/NIR spectroscopy', *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.*, vol. 686, no. 1, p. 012049, Mar. 2021, doi: 10.1088/1755-1315/686/1/012049.

Prevención de accidentes en obra mediante visión 3D e inteligencia artificial

Prevention of accidents in construction sites through 3D vision and artificial intelligence

Gerard DEMAS-GIMÉNEZ[(1)], Pablo GARCÍA-GÓMEZ[(2)], Marcela C. RUBIO[(3)] y Santiago ROYO[(1-2)]

1. Centre de Sensors, Instruments i Sistemes (CD6), Universitat Politècnica de Catalunya (UPC), Rambla de Sant Nebridi, 10, Terrassa 08222, España.
2. Beamagine S. L., Carrer de Bellesguard 16, Castellbisbal 08755, España
3. COMSA Instalaciones y sistemas industriales S.A., Av. de Roma, 25, Barcelona 08029, España

Persona de contacto: Gerard DeMas-Giménez (gerard.de.mas@upc.edu).

RESUMEN:

La construcción es un sector laboral peligroso para los trabajadores debido a las situaciones de alto riesgo asociadas al trabajo con maquinaria pesada en ambientes hostiles. Para prevenir accidentes, se ha desarrollado un sistema de percepción multimodal que combina un LiDAR, una cámara térmica, y una cámara RGB. A través de la fusión de datos y el uso de YOLO, un algoritmo de Deep Learning para la detección de objetos, el sistema puede detectar situaciones de riesgo en obra a tiempo real. La red neuronal fue entrenada con más de 2.500 imágenes y 40.000 etiquetas producidas por el sistema multimodal. Los resultados de la validación demuestran la efectividad del sistema en la detección de situaciones de riesgo en tiempo real.

Palabras clave: Inteligencia artificial, percepción, LiDAR, imagen térmica, fusión de datos, prevención de accidentes, seguridad, visión por computador, procesado 3D.

ABSTRACT:

The construction sector is a dangerous work environment for employees due to high-risk situations associated with operating heavy machinery in harsh conditions. To prevent accidents, a multimodal perception system has been developed that combines LiDAR, thermal, and RGB cameras. Through data fusion and YOLO, an object detection deep learning algorithm, the system is able to detect risky situations on construction sites at real-time. The neural network is trained on over 2.500 images and 40.000 labels produced by the multimodal system. The validation results prove the effectiveness of the system in detecting dangerous situations at real-time.

Key words: Artificial Intelligence, perception, LiDAR, thermal imaging, data fusion, prevention of accidents, security, computer vision, 3D processing.

1.- Introducción

El sector de la construcción ha sido históricamente uno de los sectores laborales con más riesgo para el trabajador. Gracias a la combinación de nuevos sensores, como el LiDAR de alta densidad de puntos, con otros clásicos, podemos tener un reconocimiento más completo del entorno. Esto, sumado a los algoritmos de percepción, nos permite

identificar la posición en el espacio de los trabajadores en el entorno de trabajo e identificar posibles situaciones de peligro antes de que lleguen a producirse.

Para lograr una detección precisa y robusta, es esencial contar con una comprensión completa del entorno mediante el uso de diferentes sensores que proporcionen información complementaria y, en algunos casos, redundante. Para lograr este objetivo, los nuevos algoritmos de percepción multimodal se basan en técnicas de Inteligencia Artificial (IA) y Visión por Computador (CV). Estas técnicas requieren una gran cantidad de información para mejorar la toma de decisiones de las redes neuronales. La complementariedad de los datos permite a las redes encontrar relaciones en los objetos que pueden ayudar a obtener una detección más precisa. Además, es importante que los sensores utilizados tengan diferentes características y modos de fallida para garantizar un sistema robusto que pueda funcionar en diferentes escenarios sin comprometer la precisión de las detecciones en los distintos sensores[1].



Fig. 1: Mejora de la interpretabilidad de una escena gracias a la fusión de datos de sensores diferentes. Aquí, se muestra una nube de puntos de un LiDAR fusionado con el color de una cámara RGB.

Uno de los sensores clave para este tipo de aplicaciones es el LiDAR. Este sensor es capaz de ofrecer información detallada de la geometría del entorno con errores del orden de milímetros. El LiDAR utiliza un haz láser pulsado para emitir pulsos de luz. Se emiten pulsos al exterior y se cuenta el tiempo que tarda en ir al objeto y volver. A través de un escaneo del entorno, se generan nubes de puntos con la información espacial de este. Además, el LiDAR, es capaz de medir la intensidad del pulso de vuelta, teniendo así información extra del entorno, su reflectividad para esa longitud de onda [2].

Una nube de puntos es un conjunto de puntos no ordenados que tienen un sistema de referencia común. Esta propiedad nos permite movernos a través de la escena y estudiar diferentes perspectivas, a diferencia de los sensores 2D como las cámaras.

En la Fig. 1 se puede observar cómo se mejora la interpretabilidad de una nube de puntos a medida que se le añade información mediante fusión de datos. De izquierda a derecha, primero se observa una nube de puntos con un color uniforme de visualización. En segundo lugar, se ha codificado el color de cada punto de la nube en función de su posición en el espacio. En tercer lugar, se ha codificado el color de cada punto de la nube en función a la intensidad del pulso de vuelta. Se puede observar cómo los puntos más brillantes corresponden a los coches debido a su alta reflectancia. En la cuarta posición, se ha asignado a cada punto su color correspondiente en el plano imagen de una cámara RGB mediante fusión de datos.

En la Sección 2 introduciremos los sensores del sistema utilizado, se comentarán los métodos para la fusión de datos, detección de agentes, y procesado para la asignación de accidentes. En la Sección 3 se expondrán los resultados de las detecciones obtenidos. Finalmente, en la Sección 4 se comentarán las conclusiones, así como trabajo futuro y otras posibles aplicaciones.

2.- Método

2.1.- Sensores del sistema

El sistema utilizado para este proyecto es una L3CAM propiedad de Beamagine S. L. Este sistema multimodal contiene un LiDAR, una

cámara RGB y una cámara térmica. Repasemos las especificaciones de cada uno de los sensores de la L3CAM:

2.1.1.- LiDAR

En este sistema, consideramos el LiDAR cómo el sensor principal. Nuestro sistema de referencia se centra en este sensor y todos los objetos los expresaremos en este sistema de coordenadas. El LiDAR de la L3CAM es un sistema pulsado basado en la tecnología MEMS [4] que proporciona una gran densidad de puntos en un campo de visión similar al de una cámara. En este sistema tenemos 60º de FOV horizontal y 20º en vertical. Dado que es un sensor activo, su mejor modo de operación es en lugares alejados de la luz solar, aun así, su rango supera los 100 metros gracias a su resistencia a la contaminación solar de fondo y su haz láser tiene una divergencia menor a 0.1º. Ofrece datos a 10 FPS con la información de intensidad a la longitud de onda de 1064 nm, así que puede ser usado para tareas en vivo. El sistema ha sido calibrado siguiendo el método de García-Gómez et.al. [4].

2.1.2.- Sensores 2D

Para complementar la información geométrica del LiDAR se han escogido dos sensores de imagen que cubren diferentes regiones del espectro electromagnético. Uno de estos sensores es una cámara RGB que abarca todo el visible, entre 400 y 700 nm de longitud de onda. Esta cámara se trata de un modelo PHX050S-CC 1224 x 1024 píxeles y un FOV de 60º x 50º. Además, con el fin de tener un modo de fallida que cubra condiciones de baja luminosidad externa, se ha añadido un sensor térmico OPTRIS Xi 400. Este sensor determina la temperatura de una escena con precisión de ±2º y una resolución de 382 x 288 píxeles. Es un sensor pasivo que opera en el rango espectral entre $8-14\mu m$. Su FOV es de 53º x 38º.

2.2.- Fusión de datos

El modelo usado para la fusión de datos es el de la cámara estenopeica. Para combinar la información de los distintos sensores hay que conocer su naturaleza y la posición y orientación entre ellos [5]. De esta manera, distinguimos entre parámetros intrínsecos y extrínsecos. Los intrínsecos se refieren a la relación entre la medida del sensor y el mundo. Por otro lado, los extrínsecos se refieren a la posición relativa del sensor en el sistema de referencia del mundo.

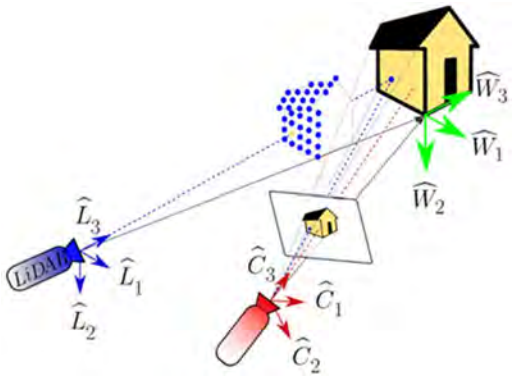


Fig. 2: Esquema de fusión entre un LiDAR (azul) y una cámara convencional (rojo).

En Fig. 2 se ve como cada sensor tiene un sistema de referencia propio definido por una posición y orientación en el espació.

Por una parte, los extrínsecos de cada sensor se definen como una transformación rígida respecto el origen del sistema de coordenadas del mundo. De esta manera, utilizando coordenadas homogéneas, la matriz de extrínsecos será una matriz 4x4. Para pasar de coordenadas del LiDAR, L, a las coordenadas del mundo, W, debemos seguir la siguiente ecuación:

$$\begin{bmatrix} {}^{\mathrm{W}}\boldsymbol{p} \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{\mathrm{LW}} & \boldsymbol{t}_{\mathrm{LW}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}^{L}\boldsymbol{p} \\ 1 \end{bmatrix} \qquad (1)$$

Dónde R_{LW} es una matriz de rotación 3x3 que va de la orientación del sistema de referencia del LiDAR al sistema de referencia del mundo y $\boldsymbol{t}_{LW}$ es un vector columna que traslada el origen de coordenadas del LiDAR al origen de coordenadas del mundo. En nuestro sistema, como consideramos el LiDAR como sensor principal, ${}^{W}\boldsymbol{p} = {}^{L}\boldsymbol{p}$, y por lo tanto la matriz de extrínsecos del LiDAR es la identidad.

Por otro lado, en el caso de los sensores de imagen, es necesario conocer sus parámetros intrínsecos para pasar del espacio de píxeles, en 2D, al espacio del mundo, en 3D [6]. En la siguiente ecuación podemos ver como se relacionan las coordenadas en píxeles con puntos en el espacio del mundo mediante la matriz de intrínsecos:

$$\lambda \begin{bmatrix} u \\ v \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_x & s & c_x \\ 0 & f_y & c_y \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} {}^{c}\boldsymbol{p} \qquad (2)$$

Dónde λ corresponde a la profundidad del píxel, f_x y f_y son las distancias focales en píxeles, s es un parámetro que relaciona la perpendicularidad de los ejes, y c_x y c_y son los píxeles correspondientes al centro óptico. Finalmente, $[u, v]$ son las coordenadas, en píxeles, asociadas a un punto ${}^{c}\boldsymbol{p}$ en el sistema de referencia de la cámara correspondiente. Combinando (1) y (2) podemos ir de un punto en el sistema de referencia del mundo a un píxel de la imagen de la cámara deseada.

2.3.- Percepción

Para poder llevar a cabo la aplicación deseada es necesario un modelo de detección suficientemente rápido como para tener detecciones varias veces por segundo. Este es un factor limitante para las redes neuronales multimodales, ya que debido al gran volumen de datos que manejan, todavía no son aptas para tareas en tiempo real. Las redes neuronales basadas únicamente en LiDAR son más rápidas que las multimodales, pero sacrifican mucha confianza para detecciones con pocos puntos. Es por eso, que este proyecto se ha centrado en hacer detecciones directamente en imágenes 2D y retroproyectarlas para obtener la posición en el sistema de coordenadas del mundo.

El modelo de detección 2D escogido es el conocido YOLO (*You Only Look Once*), en concreto la versión v4 tiny [7], debido a su relación entre tiempo de inferencia y confianza de las detecciones.

El modelo ha sido entrenado des de cero con un dataset propio. El dataset consta de tres obras distintas con múltiples escenas con diferentes puntos de vista de cada obra. En total, se han usado más de 2500 imágenes para entrenar y 800 para validar. Durante la adquisición de datos, se evitó coger frames correspondientes al mismo segundo de adquisición con tal de evitar repetitividad a la hora de entrenar que pueda provocar un overfitting de la red significativo. Todas las imágenes, tanto las de entrenamiento como las de validación están etiquetadas. Se han etiquetado dos clases de objetos: trabajadores y máquinas. La clase de máquinas incluye todo tipo de maquinaria pesada, desde toros mecánicos hasta grúas y camiones. En total tenemos 29.246 etiquetas para trabajadores por 8.438 etiquetas para maquinaria.

2.4.- Procesado 2D-3D

2.4.1- Retroproyección de detecciones y etiquetas

El dataset se ha etiquetado manualmente solo en las imágenes RGB. Aun así, se han retroproyectado las etiquetas para que también estén en coordenadas del LiDAR y en coordenadas píxel para la cámara térmica. Para poder retroproyectar correctamente las cajas es necesario estimar el valor de la profundidad de la detección en la imagen, λ.

Este valor es difícil de estimar directamente en la imagen ya que se trata de la proyección del entorno en un plano. Por eso, gracias a la fusión con los datos de la nube de puntos, usando los parámetros intrínsecos y extrínsecos del sensor, podemos tener una estimación de la profundidad bastante exacta si estudiamos el conjunto de puntos que caen dentro de la detección 2D en la imagen RGB.

El problema recae, entonces, en saber diferenciar bien los puntos correspondientes a la detección, de aquellos que se corresponden al fondo, suelo, u otros objetos que se interponen entre la cámara y la detección. A estos puntos les llamaremos *outliers*. Se han estudiado diferentes técnicas para filtrar los *outliers* para una mejor estimación de λ. Las técnicas que mejores resultados han dado son las que se basan en algoritmos de clustering [8] ya que son funciones no lineales que se adaptan bien a la estructura de datos de una nube de puntos. Aun así, son algoritmos lentos que no permiten una aplicación a tiempo real. Sacrificando precisión en la profundidad de la etiqueta en 3D, se ha optado por un estudio estadístico de la nube de puntos correspondiente a la detección 2D. Se asigna como λ, la profundidad de la detección, la mediana de la profundidad de todos los puntos dentro de la detección. La mediana, al ser una operación no lineal, al contrario que la media, se adapta mejor para filtrar *outliers*. Para la extensión de la caja en el eje de la profundidad, se calcula la desviación estándar de la profundidad de los puntos de la región. Así, en la dimensión asociada a la

profundidad, la caja estará centrada en λ y tendrá una extensión de $Std(\lambda)$.

Cabe decir que, usando este método, las etiquetas estarán orientadas al centro de referencia del mundo. Este no es un problema real para las detecciones en trabajadores ya que tienen una extensión en profundidad muy reducida. Las máquinas, en cambio, pueden llegar a producir etiquetas con volúmenes muy superiores al que debería de manera similar a una etiqueta 2D de un objeto delgado que no está orientado en los ejes de la imagen.

Ya con las etiquetas propiamente transportadas al sistema de coordenadas de LiDAR, podemos proyectarlas sobre la cámara térmica siguiendo las ecuaciones (1) y (2) con los parámetros intrínsecos y extrínsecos correspondientes. De esta manera, podemos utilizar la información de la temperatura para descartar falsos positivos en algunas detecciones, ya que, si el valor de temperatura para una detección en concreto se aleja mucho del esperado, es probable que se trate de un falso positivo. De manera similar se pueden aprovechar los datos de la reflectividad que nos da el LiDAR, ya que los trabajadores usualmente llevan chalecos reflectantes. Estas comprobaciones dotan de más robustez a todo el sistema.

2.4.2.- Definición de alarmas

Definimos dos casos. El primer caso es el de colisión. Se trata cuando un trabajador se acerca más de una cierta distancia límite de una máquina. El segundo caso se define como entrada a zona de riesgo. Al tener localizados a los trabajadores y máquinas en el espacio, un operario puede delimitar regiones del espacio peligrosas y hacer saltar una alarma cuando un objeto se encuentre dentro de la zona. Con la información de la cámara térmica también se pueden definir alarmas en función de la temperatura de la detección.

3.- Resultados

Se ha entrenado el modelo de detección de objetos YOLOv4 tiny con un dataset generado en instalaciones de obra facilitadas por COMSA S.A. Se ha entrenado por más de 100.000 iteraciones con un batch size de 64 imágenes, una learning rate inicial de 0.00261, momentum de 0.9 y weight decay de 0.0005. Al final del entrenamiento, se ha conseguido una medida del mean Average Precision (mAP) para detecciones por encima del 50% de un 96%. El entrenamiento se ha hecho con una GPU Nvidia GeForce 2080 Ti.

Clase	Total	#/img	AR	Diag
Referencia (etiquetas manuales)				
Trabajador	29.246	6,19	0,31	0,063
Máquina	8.438	1,78	0,43	0,251
Predicciones de la red neuronal				
Trabajador	29.249	6,19	0,30	0,062
Máquina	8.500	1,80	0,42	0,256

Tabla. 1: Comparaciones de las detecciones por clases con las etiquetas manuales en el dataset completo.

En la Tabla. 1 se pueden observar los resultados de las detecciones de la red neuronal en comparación con las etiquetas manuales. Se observa que el número de detecciones totales es muy similar tanto en la clase trabajador como en la clase máquina. También las medidas de la media en el número de detecciones por imagen (#/img), ratio de aspecto (AR) y diagonal (Diag) son muy parecidas. Este hecho, en conjunción con el alto valor del mAP para el dataset de validación, confirma la efectividad de detección de nuestro sistema.

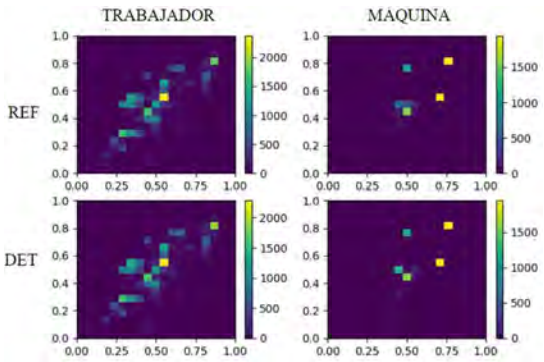


Fig. 3: Mapa de calor de las detecciones en una escena del dataset de validación.

En la Fig. 3 se puede ver un mapa de calor de las detecciones de una escena del dataset de validación. Se puede comprobar que los mapas de referencia (primera fila) como detecciones (segunda fila) son prácticamente idén-

ticos lo que demuestra de nuevo robustez en las posiciones de las detecciones.

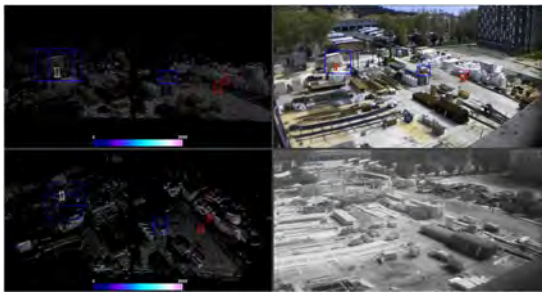


Fig. 4: Resultados de la fusión de datos y transporte de detecciones. A la izquierda, dos puntos de vista de la nube de puntos fusionada con la cámara RGB. A la derecha, la imagen RGB con las detecciones y la imagen térmica, respectivamente.

Una vez tenemos las detecciones, podemos transportarlas a otros espacios. En la Fig. 4 se muestran los resultados de la fusión de datos entre sensores en la nube de puntos a color y el transporte de detecciones de la imagen al espacio 3D. En este caso, se puede ver como el volumen de las detecciones se adecua al volumen real de los objetos detectados.

4.- Conclusión

Se ha presentado un sistema de percepción multimodal que utiliza un LiDAR de estado sólido, una cámara RGB y una cámara térmica. Se ha demostrado que gracias a la fusión de datos y los algoritmos de percepción basados en deep learning, el sistema es capaz de detectar los objetos deseados y es capaz de reconocer posibles situaciones de peligro.

Como trabajo futuro, sería interesante aprovechar los modos diferentes al RGB para la detección de agentes en lugar de sólo utilizarlos para discriminar posibles falsos positivos. Ya sea mediante *late fusion*, detectar cada canal por separado y fusionar detecciones, como por *early fusion*, fusionar los datos y hacer la detección en la representación combinada [9].

Este sistema tiene un gran potencial en diversas aplicaciones, como la vigilancia y la conducción autónoma. La combinación de las detecciones rápidas y precisas en 2D de las cámaras con la información espacial del LiDAR puede acercarnos a la autonomía completa del vehículo [2].

Agradecimientos: Este trabajo ha sido posible gracias al Ministerio de Ciencia e Innovación con relación al proyecto MISTED, con referencia PID2020-119484RB-I00.

Referencias

[1] Babak SHAHIAN JAHROMI, Theja TULABANDHULA, Sabri CETIN, *"Real-Time Hybrid Multi-Sensor Fusion Framework for Perception in Autonomous Vehicles"*, Sensors, 19, 20, 4357, 2019.

[2] Santiago ROYO, Maria BALLESTA-GARCIA, *"An Overview of Lidar Imaging Systems for Autonomous Vehicles"*, Applied Sciences, 9, 19, 4093, 2019.

[3] Sven T. S. HOLMSTRÖM, Utku BARAN, John BARRY, Hakan UREY, *"MEMS Laser Scanners: A Review"*, Journal of Microelectromechanical Sys-tems, 23, 2, 17, 2014.

[4] Pablo GARCÍA-GÓMEZ, Santiago ROYO, Noel RODRIGO, Josep R. CASAS, *"Geometric Model and Calibration Method for a Solid-State LiDAR"*, Sensors, 20, 10, 2898, 2020.

[5] Joris DOMHOF, Julian F. P. KOOIJ, Dariu M. GAVRILA, *"An Extrinsic Calibration Tool for Radar, Camera and Lidar"*, en Proceedings de 2019 International Conference on Robotics and Automation (ICRA), 8107-8113, 2019.

[6] Zhengyou ZHANG, "*A Flexible New Technice for Camera calibration"*, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 22, 11, 1330-1334, 2000.

[7] Alexey BOCHKOVSKIY, Chien-Yao WANG, Hong-Yuan Mark LIAO, "*YOLOv4: Optimal Speed and Accuracy for Object Detection",* arxiv.com, https://arxiv.org/abs/2004.10934. (2020)

[8] Dingsheng DENG, "*DBSCAN Clustering Algorithm Based on Density*", 2020 7th International Forum on Electrical Engineering and Automation (IFEEA),

[9] Konrad GADZICKI, Razieh KHAMSEHASHARI, Christoph ZETZSCHE, *"Early vs Late Fusion in Multimodal Convolutional Neural Networks"*, en Proceedings de 2020 IEEE 23rd International Conference on Information Fusion (FUSION), 1-6, 2020.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

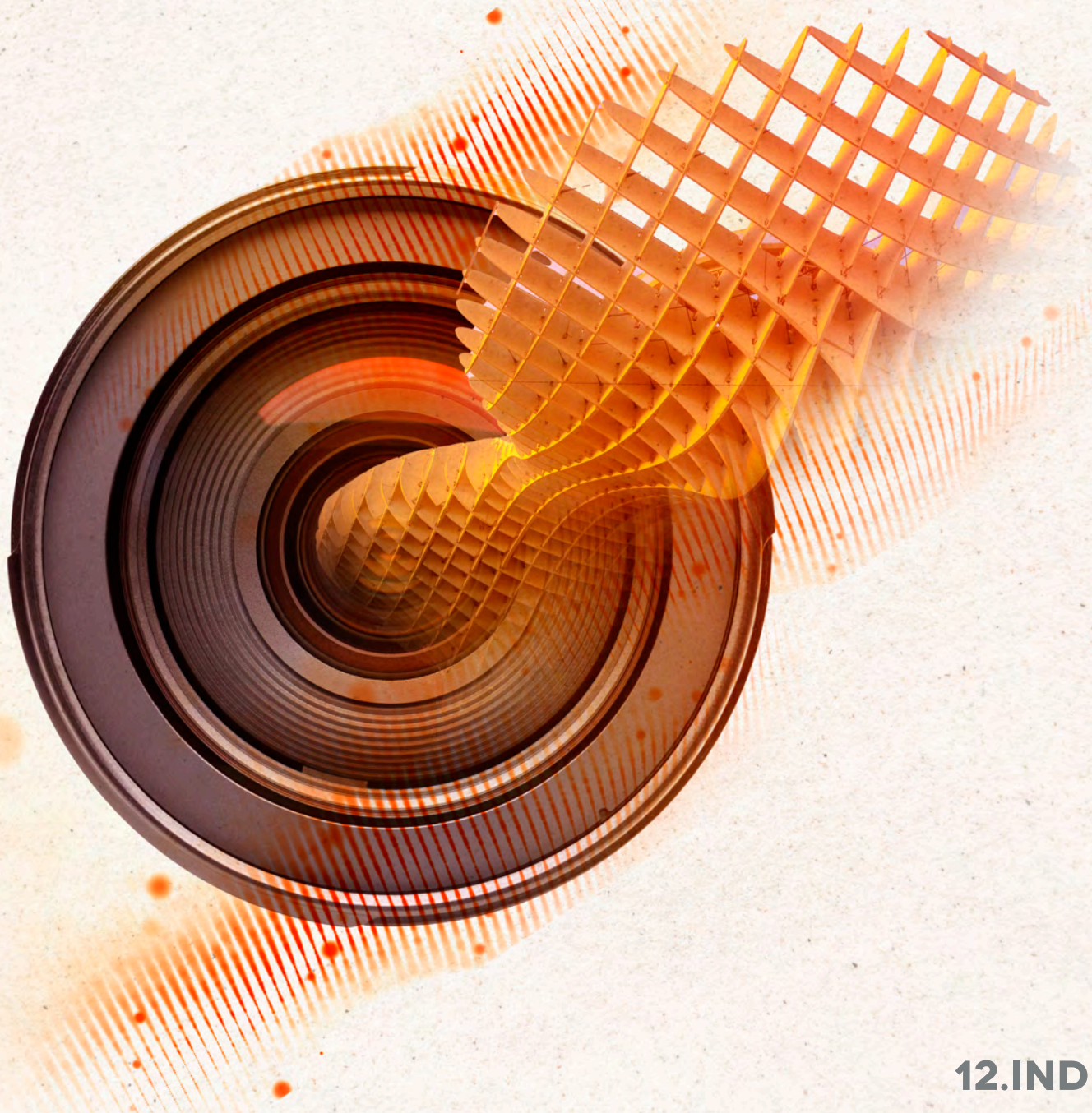
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



12.IND |

APLICACIONES INDUSTRIALES DE LA FOTÓNICA

Design of a solar simulator using a Genetic Algorithm: a case study

Marta Rodríguez-Guerra [(1)], Ricardo Vergaz Benito [(1)], Eduardo López Fraguas [(1)]

1. Departamento de Tecnología Electrónica, grupo GDAF-UC3M, Escuela Politécnica Superior. Universidad Carlos III de Madrid. Campus de Leganés, Av. de la Universidad, 30, 28911 Leganés, Madrid.

Contact name: Marta Rodríguez-Guerra (mrleon@pa.uc3m.es)

ABSTRACT:

Solar simulators were traditionally made by xenon lamps, optical filters and other optical components. In the recent years, LED-based simulators including different optics have arisen due to their versatility, low cost and long lifetime. Among the design procedures to build them, algorithm-based methods could be applied to find optimal configurations of LEDs. Although this kind of methods have been used in the last years, hardly ever the spatial dimensions of the real problem are considered, being only the spectral match pursued, thus relegating the efforts made to a mostly theoretical sphere. In this communication, we present a methodology based on the use of a Genetic Algorithm that takes this aspect into account. With our approach, a fully-designed LED-based functional luminary that achieves the A+A+ classification according to the current official standard IEC 60904-9 can be obtained.

Key words: genetic algorithm, solar simulator, LED-based luminaries.

1.- Introduction

The design and implementation of solar simulators based on LEDs has become a booming field of research in the recent years. The reasons for this are diverse: most traditional solar simulators based on xenon and metal halides lamps require heating and cooling procedures to operate correctly, and are often heavy, expensive and difficult to handle [1]. On the other hand, LEDs bring several advantages in terms of cost, lifetime, ease of manipulation and maintenance, and are suitable for entities that require customable and portable solar simulators such as small laboratories. In this direction, many works have already been published presenting several LED-based designs that fulfill the requirements of the standards set by the International Electrotechnical Commission (IEC) or the American Society for Testing and Materials (ASTM) [2]. These requirements establish a set of accepted ranges for the luminaire within the solar simulator in three key metrics: the spectral match with the solar spectral curve under a certain condition (such as a specific air mass, like the AM1.5G, taken as a standard), the temporal stability of the light emission and the spatial uniformity achieved on the radiated surface. Many partial and complete simulators built on LEDs were designed in the last years that held a class AAA classification, which corresponds to the highest degree of fulfilment of each one of the aforementioned metrics within this standard [3,4,5]. However, the requirements fixed by the official entities have recently become more exigent, as they answer to the international classification IEC 60904-9 which was updated in 2020. The new version of this document contains more strict classification criteria in the three aspects described above, and introduces two new parameters that will need to be considered in future solar simulators. These are the SPD (spectral deviation) and the SPC (spectral coverage), which add additional restrictions to the shape of the simulator's

generated radiation curve to ensure its resemblance to the solar reference.

The new restrictions make more difficult to design LED-based luminaries that could be considered high quality solar simulators by the official standard using 'trial and error' methodologies. Consequently, algorithm-based optimization methodologies that use computational power in search for optimal combinations of LEDs have recently become more interesting in this scope. Some remarkable efforts have already been made in this direction, such as the one presented in [6]. In their work, Chen *et al.* ran a double-optimization process using a SMREA (Spectral Match Residual-Guided Evolution Algorithm) with which they achieved a great spectral match with the AM1.5G spectrum through the combination of 23 different LED-wavelengths (correlation index R^2 of 0.9879). Also interesting is the procedure followed by Llenas *et al*. in [7], in which an arbitrary spectral matching to a desired curve is obtained in real time by adjusting the intensity of 10 groups of LEDs of different wavelengths, through different methods of optimization. Finally, some specific considerations in the process of finding a good spectral match through optimization algorithms are discussed in [8], in which the influence of different fitting functions is evaluated.

However, none of the works described above have successfully dealt with the challenge of designing a completely functional solar simulator that could actually be built as a result of the optimization process. The spatial dimensions of the problem –such as the precise layout of the LEDs placed on the emitting surface and the geometry of an irradiated area situated to receive the radiation– have not been taken into account, on the grounds that they raise the problem to a new level of difficulty. In this sense, the work presented by Abeysekera *et al.* in [9] is remarkable. They incorporate this aspect in the context of indoor circadian illumination, and their approach can be taken as a reference of a way in which some aspects of the spatial dimension can be introduced through the use of Genetic Algorithms (GAs).

In this communication, we will present a methodology based on the use of a GA designed to specifically search for configurations of LED-based luminaries that meet the current highest-quality criteria for solar simulators, providing all necessary parameters for its immediate implementation. The methodology will be explained in detail for a simple case, and successful results concerning the original problem will be shown later. This work naturally evolves from the one developed by López-Fraguas *et al.* [5], in which an AAA class solar simulator (according to the previous 2007 standard) was designed and built by means of 34 LEDs of 19 different wavelength groups with no additional optics involved.

2.- Objective

The main goal of the developed methodology is to obtain a configuration of a LED-based luminary that meets the current criteria of a class A+A+ solar simulator in the spectral and spatial aspects, according to the official standard.

No additional optics must be required to achieve this, and the result of the optimization process must return all necessary parameters to enable its eventual implementation, i. e., the optimal set of commercial LED models with their specific quantity, electrical current intensity and the spatial distribution in order to fit the solar curve on a specified irradiated surface.

The requirements of the current standard classification of an A+A+ solar simulator are the following:

- A spatial non-uniformity of less than 1% in terms of the maximum (Imáx) and mínimum (Imín) irradiance measured in the irradiated area:

$$Non.u. = \frac{Imáx - Imín}{Imáx + Imín} \cdot 100\ (\%)$$

- A spectral coupling between 0,875 and 1,125 in the six spectral intervals shown in Table 1, where 1 would mean that the spectrum contains the same proportion of

radiation with respect to the total wavelength range as the AM1.5G in the specific interval.

Wavelength range (nm)
300 to 470
470 to 561
561 to 657
657 to 772
772 to 919
919 to 1200

Table 1: Spectral intervals to be taken into account in the spectral criteria classification of the current standard.

In addition to this, a total irradiance similar to the AM1.5G spectrum (in mW/cm^2) is also intended, as well as a low SPD parameter value that ensures a similarity to the target solar curve. These aspects will serve us to define the optimization objectives when applying the method to achieve an A+A+ solar simulator.

3.- Methodology

To ease the description of the developed methodology, a simple particular example of application will be described in detail. Then, section 4 will show the results for a more complex case.

We will start looking for an optimal luminary in terms of the lowest deviation from the AM1.5G total irradiance. The LEDs emitting surface will be confined within a 7x7 cm plane that will be separated a distance 'd' from the 2x2 cm parallel reception irradiated surface, as shown in Fig. 1.

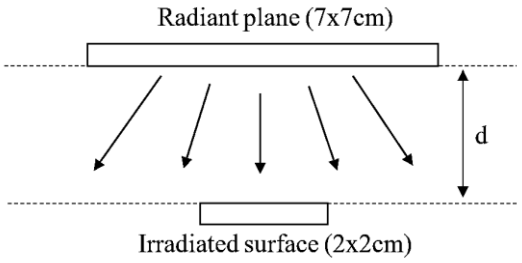


Fig. 1: Geometry of the problem

The deviation from the AM1.5G total irradiance will be calculated in five measurement points in the form of an X on the irradiated surface (see Fig. 2).



Fig. 2: Top view of the selected measurement points on the irradiated plane for the irradiance objective.

To be able to appreciate the effectivity of the method, we will intentionally restrict the possibilities of the optimization process. We will set the distance 'd' to a small value of 0.5cm, and fix a total amount of 10 LEDs to be placed on the radiant plane, with an associated current intensity in the lower limit of their emission. This way, as a proof of concept of the chosen method, we should see in the solutions a trend to place all available LEDs close to the verticals of each one of the objective-measuring points of the irradiated surface.

To add a realistic physical layout restriction, we will also consider that the LEDs keep a minimum distance between them of 0.5 cm.

3.1.- Building the objective function

The objective function must be built so that its minimization by means of the GA allows the retrieval of the desired luminary. Therefore, the variables of this function will be the cartesian *x,y* coordinates of the 10 LEDs on the radiant plane.

A vector of 20 variables is consequently created according to the previous definitions (the first ten variables are the x positions and the second are the y ones). This way, each vector corresponds to the exact geometrical description or layout of a specific luminary, which we will call an *individual*.

This full information of the luminaire layout allows the irradiance calculation by a Matlab procedure, using optical laws and the spectral and spatial distribution of each one of the LEDs extracted from their datasheets. By this method, the irradiance on the 2x2 cm reception surface can be obtained.

The next step is to mathematically establish the objectives that will be calculated as a reference in the five measuring points already defined in Fig. 2.

Objectives must quantify the deviation from the aimed ideal luminary. For each point *i*, an independent objective will be defined as the deviation of the total irradiance (*Total Irr*$_i$) from the total solar irradiance (*Sun Irr)* at the specific point, in percentage:

$$OBJ_i = \frac{Total\ Irr_i - Sun\ Irr}{Sun\ Irr} . 100\ (\%)$$

3.2.- The optimization process

Once the geometry and the objective function have been established, the optimization problem can be delimited with the following mathematical characteristics:

• It is multi-objective, i.e., it seeks to minimize several objectives simultaneously, specifically five in this case (one per measurement point).

• It has non-linear restrictions, because we keep the distance between each pair of LEDs higher than 0.5 cm.

The specific genetic algorithm we will apply to solve this problem belongs to the NSGA (Non-dominated Sorting Genetic Algorithm) family. These algorithms are based on generating a population of diverse individuals and applying two types of transformations to them, defined as:

• Crossover: a mix between individuals.

• Mutation: a random variation of the variables describing one individual, i.e., the LEDs positions.

A "*generation*" is defined as the set of individuals (also named *population*) obtained as a result of each transformation of the previous one. After each iteration, those unfavorable individuals (far from the desired value of the objective) according to the defined objectives are excluded, benefiting only those that allow them to be minimized, emulating the natural evolutionary process of life.

Therefore, through the successive generations, the individuals of the conserved population will evolve towards configurations that will get closer and closer to the five fixed objectives.

4.- Results and discussion

Focusing on the specific problem described in Section 3, we start with an initial population of 10.000 individuals, and we obtain, after 70 generations, a set of optimal individuals called the Pareto front [10,11]. In this set of solutions, the minimal distance among LEDs is preserved and no individual dominates the rest, which means that no individual is better than any other one in all five objectives. Here we show a specific individual of this set:

Individual = [-1.7196, -2.2126, -0.1459 1.9628, 2.0517, 2.3621, -0.8777, 1.5799, -1.8672, 1.1399, 2.2866, 1.8592, 0.1402 1.9879, -2.0047, 2.5814, -0.6465, -1.0695, -2.0463, -2.1647]

Particularly, this is the individual that has achieved the lowest average value for the set of the five objectives. It corresponds to a luminary configuration that can be better appreciated in Fig. 3:

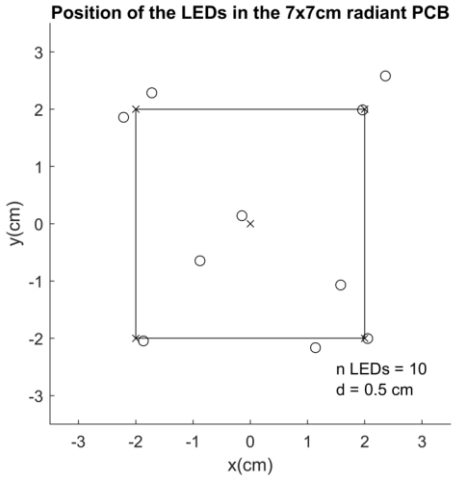


Fig. 3: Configuration of the obtained luminary for the case described in section 3. Each circle corresponds to a LED placed in the corresponding cartesian coordinates. The 2x2 cm irradiated surface, parallel to the luminaire and located at a distance of 0.5 cm from the LEDs plane, is plotted overimposed (square), with 'x' marking the measuring points.

In Figure 3 it can be clearly appreciated that the obtained individual with the best results is the one in which the LEDs are placed close to the verticals of the measuring points, proving that the methodology worked as expected.

The method applied above for a very simple case can be extended to different contexts to obtain LED-based luminaries meeting any chosen irradiance and spatial criteria. To show this, we set a more complex situation, in which all spectral and spatial criteria required for the A+A+ classification described in Section 2 are pursued.

A database containing different off-the-shelf LED types has been built on purpose for this work. Now the starting point frees the restrictions regarding both the number of LEDs of each type to be used and the intensity associated to them, converting these two into additional optimization variables. Moreover, the problem has been redefined for a more realistic 5x5 cm radiant plane and a 1x1 cm irradiated surface parallel-located 5 cm below it. These dimensions were chosen for being the ones of the simulator built in our preceding work [5].

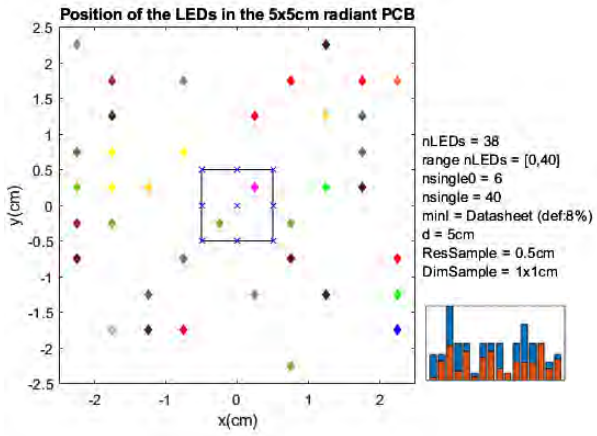


Fig. 4: Configuration of the A+A+ luminary obtained in the new scenario. The 1x1 cm irradiated surface is plotted overimposed (square) with its 9 measuring points (x). Inset: electrical current intensities associated to each group of LEDs (orange bars) over each available maximum.

Figure 4 shows the best individual obtained after applying the described method to this new scenario. Each color corresponds to a different LED type. Our algorithm retrieves a luminaire composed of 38 LEDs, being of 16 different types selected from our database. The inset demonstrates that the electrical current intensities that are needed for each group of LEDs have enough margin to even increase the irradiated light for almost all the spectral intervals.

Figure 5 shows that the spectral curve shape obtained at the central point of the irradiated surface is quite different from the AM1.5G spectrum. Nevertheless, it achieves the A+A+ classification of the norm, as when calculating the irradiance ratio for each one of the 6 intervals defined in Table 1 it lies within the ranges allowed. This is shown by the inset on this figure, where the spectral match is plotted for all intervals in green bars as it is sufficiently close to 1 in all cases. The "Total" labelled bar represents the difference between the targeted and retrieved irradiance in the whole spectrum, being optimally close to 0 for this individual.

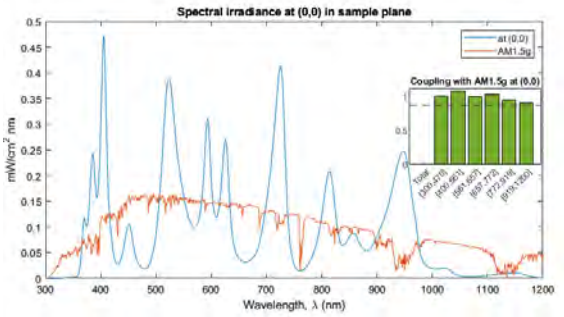


Fig. 5: Spectral curve obtained at the point (0,0) of the irradiated plane (blue) compared to the solar target curve AM1.5G (orange). The green bars in the inset are described in the text.

5.- Conclusions and future research paths

A class A+A+ solar simulator completely designed with LEDs has been derived from this genetic algorithm applied method with no need for additional optical elements, maintaining the low-cost and the simplicity as fundamental characteristics. Due to the versatility of the method, we can easily add new restrictions, as it has been demonstrated with the change from the first scenario to the second one. The additional restrictions that the new standard incorporates, such as the SPD and SPC requirements, could also be set as optimization objectives, providing more adjusted

radiation patterns in the surviving individuals as it will be expected from future devices.

Also, due to the spatial dimension applied restrictions, the use of off-the-shelf LEDs with their realistic spectral and spatial emissions, and the determination of the electrical current needed for each one of them, the immediate implementation of the final designed luminary is allowed with an expected high precision.

In future research lines, this methodology could be further used to systematically generate fully designed low-cost LED-based luminaries adjusted to the new standard's restrictions.

Interestingly, the results obtained in this work show that the genetic algorithms are powerful tools to fully-deal with problems as complex as the one presented, with excellent results. Accordingly, new commercial LEDs could be introduced in the algorithm database when needed (for instance, due to obsolescence of the previous ones), and any problem-specific constraint could also be introduced including any spatial and spectral desired target. All these aspects make this procedure a very powerful tool in the lightning research and industrial field.

Acknowledgements: This work is part of the Project STEP-UP (TED2021-131600B-C33), founded by the Spanish Ministry of Science and Innovation MCIN/AEI/10.13039/ 501100011033 and the European Union "NextGenerationEU"/PRTR".

References

[1] V. Esen, S. Saˇ glam, and B. Oral, "Light sources of solar simulators for photovoltaic devices: A review," Renew. Sustain. Energy Rev., vol. 77, pp. 1240–1250, Sep. 2017.

[2] N. Taylor, "Equipment and basis of power measurements," in Guidelines for PV Power Measurement in Industry, 1st ed. Luxembourg: Office for Official Publications of the European Union, 2010, ch. 3, pp. 23–30.

[3] F. C. Krebs, K. O. Sylvester-Hvid, and M. Jørgensen, "A selfcalibrating led-based solar test platform," Prog. Photovolt., vol. 19, no. 1, pp. 97–112, 2011.

[4] A. Noviˇ ckovas, A. Baguckis, A. Mekys, and V. Tamoši¯ unas, "Compact light-emitting diode-based AAA class solar simulator: Design and application peculiarities," IEEE J. Photovolt., vol. 5, no. 4, pp. 1137–1142, Jul. 2015.

[5] Lopez-Fraguas, E., Sanchez-Pena, J. M., & Vergaz, R. (2019). A Low-Cost LED-Based Solar Simulator. In IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement (Vol. 68, Issue 12, pp. 4913–4923). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE).

[6] Chen, Q., Jin, X., & Xue, L. (2019). Modeling and optimization for selecting LED to synthesize solar spectrum using residual-guided evolution algorithms. In Optik (Vol. 182, pp. 95–104). Elsevier BV.

[7] Llenas, A., & Carreras, J. (2019). Arbitrary spectral matching using multi-LED lighting systems. In Optical Engineering (Vol. 58, Issue 03, p. 1). SPIE-Intl Soc Optical Eng.

[8] Plyta, F., Betts, T. R., & Gottschalg, R. (2013). Towards a Fully LED-Based Solar Simulator - Spectral Mismatch Considerations. 28th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition; 3496-3499.

[9] Abeysekera, S. K., Kalavally, V., Ooi, M., & Kuang, Y. C. (2019). Impact of circadian tuning on the illuminance and color uniformity of a multichannel luminaire with spatially optimized LED placement. In Optics Express (Vol. 28, Issue 1, p. 130). Optica Publishing Group.[10] Deb, K., Pratap, A., Agarwal, S., & Meyarivan, T. (2002). A fast and elitist multiobjective genetic algorithm: NSGA-II. In IEEE Transactions on Evolutionary Computation (Vol. 6, Issue 2, pp. 182–197). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE).

[11] Deb, K., & Jain, H. (2014). An Evolutionary Many-Objective Optimization Algorithm Using Reference-Point-Based Nondominated Sorting Approach, Part I: Solving Problems With Box Constraints. In IEEE Transactions on Evolutionary Computation (Vol. 18, Issue 4, pp. 577–601). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE).

Fabricación de prototipos de concentrador solar luminiscente basados en fibras

Manufacture of prototypes of luminescent solar concentrators based on optical fibers

Jon GRANDES[(1)], M. Asunción ILLARRAMENDI[(1)], Eneko ARROSPIDE[(2)], Jon ARRUE[(3)], Joseba ZUBIA[(3)], Nekane GUARROTXENA[(4)], Olga GARCÍA[(4)]

1. Física Aplicada I, Escuela Ingeniería Bilbao, Universidad del País Vasco, Plaza Ingeniero Torres Quevedo 1, 48013 Bilbao.
2. Matemática Aplicada, Escuela Ingeniería Bilbao, Universidad del País Vasco, Plaza Ingeniero Torres Quevedo 1, 48013 Bilbao.
3. Ingeniería de Comunicaciones, Escuela Ingeniería Bilbao, Universidad del País Vasco, Plaza Ingeniero Torres Quevedo 1, 48013 Bilbao.
4. Instituto de Ciencia y Tecnología de Polímeros (ICTP), Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC), Juan de la Cierva 3, 28006, Madrid.

Persona de contacto: Jon Grandes (jon.grandes@ehu.eus).

RESUMEN:

Este trabajo aporta avances en la fabricación y el estudio experimental de nuevos concentradores solares luminiscentes basados en fibras ópticas de plástico dopadas con Lumogen F Red 305. Tras caracterizar experimental y teóricamente algunas de las fibras fabricadas, se ha diseñado y caracterizado bajo iluminación solar un prototipo de concentrador solar luminiscente que consta de 16 fibras de 1 mm de diámetro y 10 cm de longitud. En concreto, el sistema proporcionaría una potencia óptica de salida de hasta 9 mW.

Palabras clave: Prototipo, fabricación, concentrador solar luminiscente, fibra óptica de plástico, energía solar, caracterización.

ABSTRACT:

This work provides advances in the manufacture and experimental study of new luminescent solar concentrators based on plastic optical fibers doped with Lumogen F Red 305. We have carried out an experimental and theoretical characterization of some of the manufactured fibers, and designed and characterized under solar illumination a prototype of luminescent solar concentrator consisting of 16 fibers of 1 mm in diameter and 10 cm in length. Specifically, the system would provide an optical power output of up to 9 mW.

Key words: Prototype, fabrication, luminescent solar concentrator, plastic optical fiber, solar energy, characterization.

1.- Introducción

El desarrollo económico mundial ha impulsado la búsqueda urgente de fuentes alternativas de energía debido a problemas ambientales, como el calentamiento global, y a problemas político-económicos, como el actual aumento de los precios del petróleo y el gas. En este contexto, las fuentes renovables se presentan como una solución para mitigar estos problemas. Entre las fuentes de energía renovable, la energía solar fotovoltaica (FV) es la que presenta mayores perspectivas de crecimiento [1]. Una posible solución para reducir costes y aumentar la eficiencia en la obtención

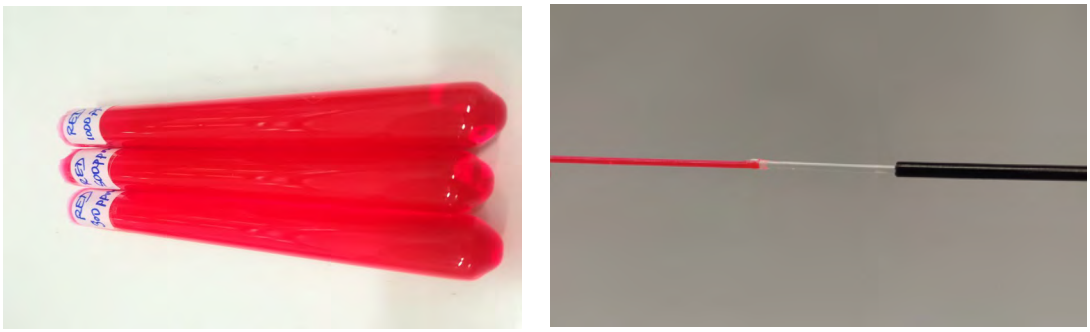
de energía solar es concentrar la luz solar en un área más pequeña de células FV utilizando concentradores solares luminiscentes (CSLs) basados en fibras ópticas de polímero (FOPs) dopadas. Éstos son capaces de absorber la luz solar a través de su superficie lateral, emitirla a mayores longitudes de onda y transmitir, por reflexión interna total, la fluorescencia generada hasta el extremo de la fibra donde se ubica una célula FV. El uso de estos concentradores brinda varias ventajas, como un menor coste y una gran disponibilidad de los materiales utilizados, una gran flexibilidad y facilidad de procesado y el no requerimiento de un sistema de seguimiento solar [2-4].

Las magnitudes que caracterizan el funcionamiento de los CSLs son las siguientes. El factor de ganancia geométrica (G) es la relación entre el área de la irradiancia solar incidente (A_{in}) y el área de captación de la luz (A_{out}). En otras palabras, la relación entre el área del CSL y la sección de las fibras. La eficiencia óptica (η_{opt}) es la relación entre la potencia de salida del concentrador (P_{out}) y la potencia óptica incidente en éste (P_{in}). El factor de concentración (C) es la relación entre la irradiancia entrante y la emitida. Para C>1, el CSL proporciona una fotocorriente mejorada en comparación con una célula FV expuesta directamente a la luz solar.

En este trabajo mostramos resultados de la fabricación y el estudio experimental de nuevos CSLs basados en FOPs dopadas que han permitido diseñar, fabricar y caracterizar un prototipo de CSL.

2.- Fabricación de las FOPs dopadas

Las fibras utilizadas en este trabajo fueron fabricadas en un proceso de dos etapas. Es importante subrayar que los CSLs son sistemas ópticos de alta tecnología que requieren superficies perfectas y una fabricación meticulosa. En la primera etapa se elaboraron las preformas dopadas, utilizando polimetilmetacrilato (PMMA) como material base y como dopante un activo derivado del perileno denominado Lumogen F Red 305 (LR) (Fig. 1. (a)). Este colorante orgánico fue desarrollado por BASF (Ludwigshafen, Germany) con el objetivo de conseguir una buena fotoestabilidad para aplicaciones de CSLs. Se fabricaron varias preformas con 300, 500 y 1000 ppm de concentración de dopante y, tras un recocido de las preformas en una cámara climática durante una semana, éstas fueron estiradas a fibra de 1±0,02 mm de diámetro en una segunda etapa utilizando para ello una torre de estirado con una temperatura máxima del horno de 220 ºC y una velocidad de alimentación de 1 mm/min. Para la elaboración del prototipo las muestras de fibra se unieron a FOPs pasivas comerciales colocando los extremos de ambas fibras "cara a cara" y aplicando en la unión un polímero de secado UV para poder transmitir la luz generada por las fibras dopadas con menores pérdidas (Fig. 1. (b)).



(a) (b)

Fig. 1. (a) Preformas de LR de 300, 500 y 1000 ppm. (b) Fibra de LR de 500 ppm unida "cara a cara" con FOP pasiva.

3.- Métodos experimentales

El montaje utilizado para la caracterización óptica de las fibras estudiadas en este trabajo se muestra en la Fig. 2. Un extremo de la fibra se conecta a una esfera integradora (Avasphere-50-IRRAD) que, a su vez, está conectada a un espectrómetro calibrado de fibra óptica (AvaSpec-ULS2048 de Avantes) para medir la irradiancia absoluta emitida por las fibras. Se coloca un espejo debajo de las muestras de fibra para mejorar el rendimiento de las fibras (alrededor del 50-60 %). Todas las medidas fueron tomadas en el exterior del campus de la Universidad del País Vasco, en Leioa, Bizkaia. Se monitorizó la intensidad del sol con un coseno corrector y espectrómetro (CC-UV/VIS y AvaSpec-ULS2048 de Avantes) para normalizar las medidas obtenidas a los espectros estándar del sol en la superficie de la tierra (1000 W/m^2), lo que se conoce como AM1.5G. Realizamos las mediciones orientando las fibras hacia el sur, en un día soleado y sin nubes cuando la elevación solar alcanzó el máximo.

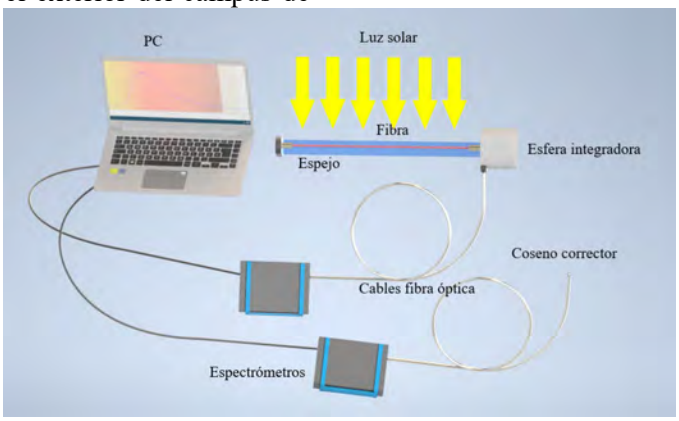


Fig. 2. Esquema del montaje experimental utilizado para medir la potencia óptica absoluta emitida por las fibras bajo iluminación solar.

4.- Resultados y discusión

Con el objetivo de seleccionar los dopantes y las dimensiones óptimas para el diseño del prototipo se han realizado unos estudios teóricos preliminares utilizando un método de Monte-Carlo de trazado de rayos. A título de ejemplo, en la Fig. 3 se muestran las potencias de salida ópticas experimental y teórica en función de la longitud de fibra iluminada correspondientes a la fibra LR de 300 ppm bajo iluminación solar. Como puede verse, para la distancia más corta, z_e = 2.5 cm, la potencia medida es similar a la estimada en la simulación. Para distancias más largas, la diferencia entre la medida experimental y la simulación aumenta. El hecho de que la potencia predicha teóricamente para 30 cm sea mayor que la experimental podría deberse a la falta de homogeneidad a lo largo de la muestra, o de haber subestimado los valores del coeficiente de atenuación de la fibra. Los valores de la curva espectral del coeficiente de atenuación de la fibra LR de 300 ppm junto con su banda de emisión se muestran en la Fig. 4. La curva de α_{LR} se ha obtenido utilizando el método de iluminación lateral de la fluorescencia (SIF por sus siglas en inglés) y un espectrofotómetro equipado con un accesorio de fibra [5].

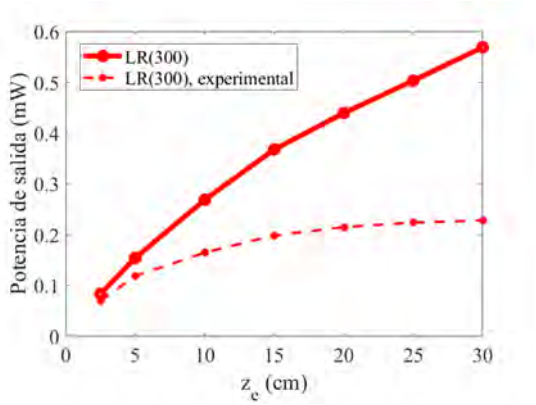


Fig. 3. Potencias de salida teóricas y experimentales de LR de 300 ppm bajo iluminación solar en función de la longitud de fibra iluminada (z_e). Las medidas experimentales fueron llevadas a cabo el 14 de julio de 2022 a las 14:30 GMT +2, Leioa.

Los resultados obtenidos, tanto de simulaciones como de medidas experimentales, indican que la potencia emitida por las fibras dopadas con LR de 500 ppm es mayor que la de las dopadas con 300 ppm. Por este motivo y por la disponibilidad de fibras de 500 ppm se selecciona esta concentración para la fabricación del prototipo. Por otra parte, se decide utilizar fibras de 10 cm de longitud para este prototipo preliminar debido a la saturación de la potencia de salida (ver Fig. 3).

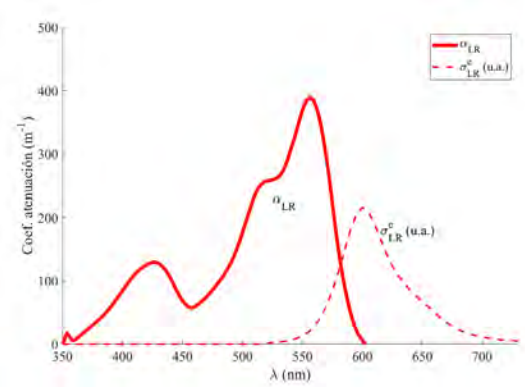


Fig. 4. Curva espectral del coeficiente de atenuación (α_{LR}) en m^{-1} y curva de emisión (σ^e_{LR}) de LR de 300 ppm en u.a.

El prototipo de CSL que hemos fabricado se puede ver en la Fig. 5. Consta de 16 fibras LR de 500 ppm de 1 mm de diámetro y 10 cm de longitud empalmadas con otras tantas FOPs pasivas que transmiten la luz a la entrada de la esfera integradora. En la tabla 1 se muestran los resultados de la caracterización del prototipo llevada a cabo el 17 de abril de 2023 a las 15:30 GMT+2 en Leioa. La potencia de salida del dispositivo es de 4,41 mW. Midiendo en los dos extremos de la fibra, la potencia óptica total del CSL sería el doble (8,82 mW). A pesar de que el valor de la potencia de salida sea significativo, C es menor que 1. Este resultado, $C<1$, podría implicar que el conjunto CSL más célula FV proporcione una fotocorriente menor que utilizando solo la misma célula expuesta directamente a la luz solar, aunque no necesariamente, porque el espectro de la luz del concentrador está desplazado hacia longitudes de onda más cercanas al máximo de responsividad de la célula.

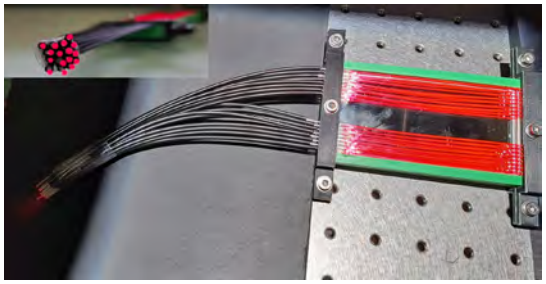


Fig. 5. Prototipo de Concentrador Solar Luminiscente.

A_{in}	1600 ± 60 mm^2
A_{out}	12,6 ± 0,5 mm^2
I_{sol}	1,056 mW/mm^2
P_{in}	1690 ± 60 mW
P_{out}	4,41 ± 0,03 mW
$\eta_{opt} = \frac{P_{out}}{P_{in}}$	0,0026 ± 0,0001
$G = \frac{A_{in}}{A_{out}}$	127 ± 10
$C = G\eta_{opt}$	0,33 ±0,04

Tabla 1. Caracterización del prototipo de CSL. El valor de P_{out} mostrado solo corresponde a uno de los extremos de las fibras.

Existen varias maneras de mejorar las prestaciones del prototipo y obtener valores de C mayores que 1. Primero, se podrían utilizar fibras de mayor longitud. Si se utilizaran fibras de 30 cm de longitud se estima que C aumentaría hasta 0,44. Otra posibilidad es aumentar la concentración de dopante. Con 1000 ppm de LR se obtiene una mejora de alrededor del 20 % con respecto a 500 ppm de LR, con lo que C aumentaría hasta 0,53 aproximadamente. También se podrían fabricar fibras con una distribución de dopante no uniforme. Por ejemplo, dopando solamente la parte exterior de las fibras y dejando la parte central del núcleo sin dopar [6]. Esta solución sería idónea para concentraciones suficientemente altas y longitudes largas donde se podría mejorar el rendimiento debido a la menor atenuación. Por supuesto, también se podría mejorar el funcionamiento del prototipo mejorando el proceso de fabricación de las preformas y el

estirado para conseguir fibras más homogéneas en su interior disminuyendo así la atenuación. Por último, otra alternativa sería disminuir el área de salida del CSL (A_{out}) manteniendo constante los demás parámetros para así aumentar el valor de G y, por tanto, el valor de C. Esto se conseguiría realizando un estrechamiento del diámetro en un extremo de las fibras pasivas empalmadas a las dopadas aumentando, de esta manera, la densidad de potencia óptica de salida.

5.- Conclusiones

En este trabajo se muestran los resultados obtenidos del diseño y fabricación de un prototipo de concentrador solar luminiscente basado en fibras dopadas con Lumogen F Red 305. Se han fabricado fibras dopadas con diferentes dopantes y concentraciones; se han caracterizado ópticamente las fibras fabricadas; se ha medido la potencia óptica absoluta emitida por algunas de esas fibras bajo iluminación solar; y se ha diseñado y analizado un prototipo preliminar de concentrador solar luminiscente basado en las fibras. Bajo condiciones reales en un día soleado, el prototipo proporciona una potencia de salida de hasta 9 mW. Los resultados obtenidos con este prototipo son útiles para la optimización del funcionamiento de futuros concentradores basados en fibra.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por PID2021-122505OBC31 MCIN/AEI/10.13039/501100011033, TED2021-129959B-C21 y TED2021-129959B-C22, por 'ERDF A way of making Europe', y por 'European Union Next GenerationEU/PRTR'. El trabajo de investigación también ha sido financiado por el Gobierno Vasco/Eusko Jaurlaritza (IT145222), ELKARTEK 2023 (µSmart y Ekohegaz II) y por la UPV-EHU (Translight).

Referencias

[1] bp Statistical Review of World Energy – 2022, 71st edition, https://www.bp.com/content/dam/bp/business-sites/en/global/corporate/pdfs/energy-economics/statistical-review/bp-stats-review-2022-full-report.pdf

[2] Yilin LI, Xueqiao ZHANG, Yongcao ZHANG, Richard DONG, Christine K. LUSCOMBE, "*Review on the Role of Polymers in Luminescent Solar Concentrators*", J. Polym. Sci. Part A Polym. Chem. 57, 201–215, 2019.

[3] Jean RONCALI, "*Luminescent Solar Collectors: Quo Vadis?*", Adv. Energy Mater. 10, 2001907, 2020.

[4] Ioannis PAPAKONSTANTINOU, Mark PORTNOI, Michael G. DEBIJE, "*The Hidden Potential of Luminescent Solar Concentrators*", Adv. Energy Mater, 11, 2002883, 2021.

[5] Eneko ARROSPIDE, M. Asunción ILLARRAMENDI, Igor AYESTA, Nekane GUARROTXENA, Olga GARCÍA, Joseba ZUBIA, Gaizka DURANA, "*Effects of Fabrication Methods on the Performance of Luminescent Solar Concentrators Based on Doped Polymer Optical Fibers*", Polymers, 13, 424, 2021.

[6] Sandra F.H. CORREIA, Patrícia P. LIMA, Paulo S. ANDRÉ, Maria Rute SÁ FERREIRA, Luís António DIAS CARLOS, "*High-efficiency luminescent solar concentrators for flexible waveguiding photovoltaics*", Solar Energy Materials and Solar Cells, 138, 51-57, 2015.

Lentes difractivas permeables

Permeable diffractive lenses

Veronica Pastor-Villarrubia [(1,2)], Angela Soria-Garcia [(2)], Jesus del Hoyo [(2)], Joaquin Andres-Porras [(2)], Luis Miguel Sanchez-Brea [(2)], and Javier Alda [(1)]

1. Departamento de Óptica, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, C/ Arcos de Jalón 118, 28037, Madrid.
2. Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Plaza de Ciencias 1, 28040, Madrid.

Persona de contacto: Veronica Pastor-Villarrubia (veronica.pastor@ucm.es).

RESUMEN:

Este trabajo presenta un método iterativo para generar lentes difractivas permeables, basadas en photon sieves, con especial interés en sus propiedades de enfoque. Estos dispositivos focalizan la luz mediante una distribución espacial de aberturas, las cuales permiten no sólo que la lente sea atravesada por luz, sino por fluidos, lo que resulta idóneo para su aplicación en el análisis de líquidos en movimiento. La generación de estos dispositivos se realiza con un procedimiento que hemos denominado Hole-by-Hole Method (HbHM). En este trabajo se han definido dos funciones de mérito: denominadas *ponderada* y *geométrica*. La primera está definida teniendo en cuenta parámetros ópticos, como la irradiancia en la región de focalización, y la segunda involucra únicamente factores "geométricos", esto es el grado de semejanza, en términos de área agujereada, con una placa zonal de Fresnel. Los resultados obtenidos por ambos métodos son comparados respecto a la placa zonal de Fresnel, que es tomada como referencia.

Palabras clave: photon sieve, placa zonal de Fresnel, sensor, sensor óptico, máscaras binarias, lentes, lente difractiva, elemento óptico difractivo.

ABSTRACT:

This work presents an iterative method to generate Permeable Diffractive Lenses based on photon sieves, with special interest in their focusing properties. These devices focus the light through a specific spatial distribution of apertures, allowing light and fluids to pass through the lens, which is ideal for their application in the analysis of substances in fluid media. The generation of these devices is carried out with a procedure named Hole-by-Hole Method (HbHM). In this work, two merit functions have been defined: *weighted* and *geometric*. The first one is determined taking into account optical parameters, such as the irradiance in the focusing region, and the second one involves only "geometrical" factors, i.e. the degree of similarity, in terms of hole area, to a Fresnel Zone Plate. This contribution compares the results obtained by both methods with the Fresnel Zone Plate, which is taken as reference.

Key words: photon sieve, Fresnel zone plate, sensor, optical sensor, binary masks, lenses, diffractive lens, diffractive optical element.

1.- Introducción

Los Elementos Ópticos Difractivos (DOEs, Diffractive Optical Elements) constituyen una potente alternativa de cara al diseño óptico, debido a su bajo coste y su compacidad [1-3]. Además de presentar propiedades ópticas de

enfoque y formación de imagen como otros elementos ópticos clásicos, los DOEs añaden nuevas funcionalidades. Ejemplos de ello serían las kinoformas y hologramas entre otros [4,5]. Uno de los DOEs más estudiados es la placa zonal de Fresnel (FZP, Fresnel Zone Plate) [6-8]. Pueden diseñarse como máscaras de amplitud o fase, binarias o multinivel. Una característica destacable de estos dispositivos es que pueden trabajar tanto en transmisión como en reflexión usando los mismos fundamentos de diseño, lo cual los hace muy versátiles para diferentes aplicaciones.

Este trabajo se centra en el desarrollo de un tipo específico de DOE, basado en Photon Sieves (PS) [9-11] como Lente Difractiva Permeable (PDL, Permeable Diffractive Lens). Este dispositivo tiene una aplicación directa en el análisis de fluidos en tiempo real, pues, además de focalizar luz, puede ser funcionalizado y así detectar ciertos marcadores químicos o partículas de interés. En la Fig. 1. se muestra un esquema de nuestro prototipo de analizador de fluidos a tiempo real en el que la PDL es atravesada por el líquido circulante para su análisis.

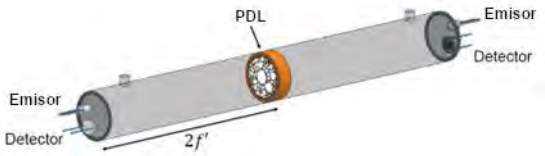


Fig. 1: Ejemplo de analizador de fluidos en tiempo real utilizando PDL.

En esta contribución presentamos un método iterativo de diseño de PDLs, basado en PS. También se definen diferentes funciones de mérito para la realizar la optimización y se describen los resultados obtenidos mediante simulación.

2.- Método de diseño: Hole-by-Hole Method

Los PS son elementos difractivos derivados de los FZP binarios de amplitud. Estos últimos se fundamentan en zonas transparentes y opacas alternas, denominadas zonas semi-periódicas de Fresnel, que permiten la focalización de la luz que atraviesa el dispositivo. El radio de las zonas de Fresnel se obtiene como

$$r_n = \sqrt{n\lambda f'}, \qquad (1)$$

donde *n* indica el orden de la zona semi-periódica, λ la longitud de onda de la fuente, y f' la focal de la lente FZP.



Fig. 2: Placa Zonal de Fresnel

Como puede verse en la Fig. 2. los FZPs tienen gran parte de área abierta, pero no son fabricables por cuestiones topológicas. Una PDL basada en PS es una alternativa pues son igualmente permeables, pero sí fabricables.

La focal de la PDL vendrá determinada por el tamaño de la primera zona r_1. El número de zonas *N* estará determinado por restricciones de fabricación, tales como el radio mínimo fabricable, R_{min}, y una separación de seguridad entre los agujeros, g. Con estas consideraciones, el número de zonas resulta

$$N \leq \left\lfloor \frac{\lambda f'}{16(R_{min}+g)^2} \right\rfloor. \qquad (2)$$

Los PS han sido generados siguiendo el criterio de maximizar la irradiancia en una región central del plano focal del dispositivo. Esta región ocupa un tamaño igual a la mancha de Airy resultante para una obertura circular cuyo tamaño es el del dispositivo a diseñar,

$$I = \int_{S_{Airy}} I(x,y)dx\,dy, \qquad (3)$$

donde $I(x,y)$ es la distribución de intensidad en el plano focal.

Este parámetro ha sido utilizado explícitamente en una de las funciones de mérito que se detallan en secciones posteriores.

El método utilizado para generar los PDLs lo hemos denominado *Hole-by-Hole Method* (HbHM), pues se parte de una máscara con un único agujero central, y se van añadiendo las siguientes aberturas circulares, una a una en

cada iteración del método. El agujero central inicial corresponde a la primera zona semi-periódica de Fresnel, y determina la focal del dispositivo. El método seguido puede verse en el diagrama de la Fig. 3.

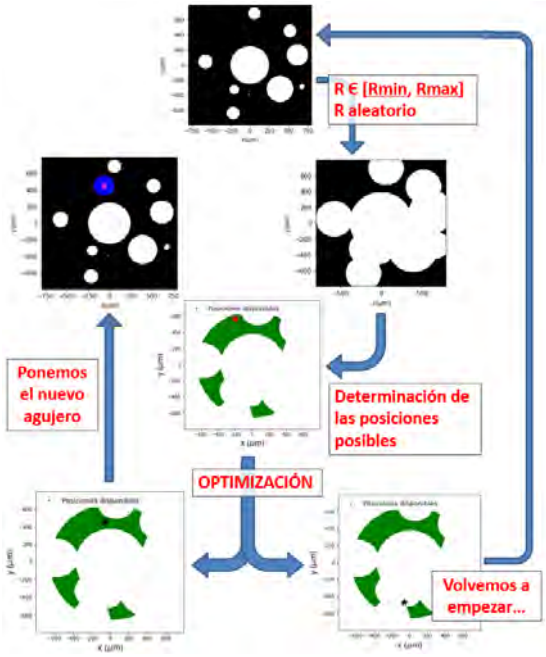


Fig. 3: Diagrama de flujo de generación de una DLP.

Los cálculos de las propagaciones del campo se han llevado a cabo mediante el módulo de Python Diffractio [12]. Para la optimización hemos utilizado el algoritmo Nelder-Mead Simplex, que está implementado en el módulo Scipy de Python [13]. En este trabajo, la función de mérito (FM) que se minimiza toma dos formas que hemos denominado como *ponderada* y *geométrica*.

2.1.- Función de mérito *ponderada*

Esta función de mérito depende de factores ópticos, aunque también involucra la permeabilidad de la PDL. Su definición analítica es la siguiente

$$\begin{cases} f(I_{min}, A_C, w) = wI_{min} + (1-w)A_{C,} \\ I_{min} = -I_{max}, \\ A_O = 1 - A_C, \end{cases} \quad (4)$$

donde I_{min} representan el opuesto de la irradiancia máxima que minimiza el algoritmo de optimización. A_O y A_C son el área abierta y cerrada, respectivamente. La irradiancia y el área están normalizados al caso ideal de la lente de Fresnel.

Como se puede observar en (4), la función de mérito tiene dos contribuciones: una parte que depende de factores ópticos, y otra que depende de factores geométricos. Estas contribuciones están ponderadas por un parámetro *w*, que puede tomar un valor comprendido entre 0 y 1, siendo $w = 0$ la situación en el que únicamente se tiene en cuenta la parte geométrica y $w = 1$ en la que domina la parte óptica.

2.2.- Función de mérito *geométrica*

Esta función de mérito depende de factores geométricos. Su definición analítica es

$$\begin{cases} f(\alpha_j, \beta_j) = 1 - (\alpha_j^{norm} - \beta_j^{norm}), \\ \alpha_j^{norm} = \dfrac{A_{mask}^{open}}{A_{FZP+}^{open}}, \\ \beta_j^{norm} = \dfrac{A_{mask,open}}{A_{FZP-}^{open}}, \end{cases} \quad (5)$$

donde α_j^{norm} y β_j^{norm} corresponden a parámetros que cuantifican el grado de similitud del PS con respecto al FZP positivo y negativo, respectivamente. Las áreas definidas en los numeradores de (5) corresponden a la multiplicación de la máscara generada por la máscara FZP positiva o negativa.

3.- Simulaciones

Para cada una de las máscaras obtenidas, hemos obtenido parámetros de focalización y un parámetro para cuantificar la permeabilidad.

3.1.- Parámetros de optimización: profundidad de foco, anchura del haz y permeabilidad

Para obtener la profundidad de foco (DOF), y la anchura de haz, se ha utilizado el criterio de anchura total a media altura (FWHM, Full Width at Half Maximum).

El parámetro de permeabilidad (A_{ratio}) es fundamentalmente el cociente del área abierta del PS frente al área abierta de una abertura circular del mismo tamaño.

$$A_{ratio} = \frac{A_{PS}}{A_{circ}}. \quad (6)$$

3.3.- Resultados

A pesar de que en este trabajo se ha realizado el análisis con máscaras de diferentes valores de *w*, como el objetivo es realizar una comparación con respecto a la contribución sólo

óptica o sólo de permeabilidad, en la Tabla 1 aparecen sólo las de $w = 1$. En esta tabla hemos incluido, el parámetro de permeabilidad, $\boldsymbol{A_{ratio}}$, la irradiancia en la región focal, **I**, su profundidad de foco, **DOF**, y su anchura transversal, $\boldsymbol{w_x}$. A la vez, hemos comprobado que la función de mérito geométrica es aproximadamente 2.5 más rápida que la ponderada en tiempo de ejecución.

	PDL (FM ponderada)	**PDL (FM geométrica)**	**FZP (ideal)**
$\boldsymbol{A_{ratio}}$	0.56 ±0.02	0.56±0.02	0.56
I (U. A.)	1320±107	1224±101	2321
DOF (mm)	16.4±0.5	16.0±0.7	17.6
$\boldsymbol{w_x}$ **(mm)**	51±2	52±2	41

Tab. 1: Parámetros obtenidos para las PDLs y su comparación con respecto al FZP.

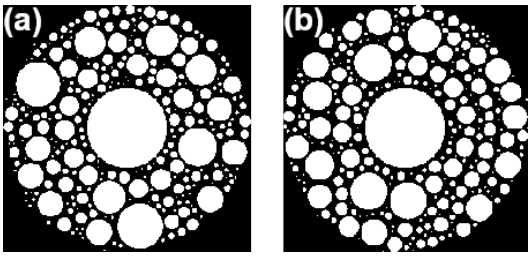


Fig. 4: Ejemplo de las máscaras generadas con HbHM. Utilizando la función de coste (a) "ponderada" y (b) "geométrica".

4.- Conclusión

En este trabajo se propone el uso de lentes difractivas permeables para la monitorización de fluidos, como se muestra en el esquema de la Fig. 1. Se ha desarrollado un método de diseño, HbHM, de forma que la lente sea lo más permeable posible y genere una distribución focal estrecha y brillante.

Se han simulado los resultados obtenidos con la lente diseñada. Para el caso de una PDL cuya focal es de 100 mm, podemos concluir que tanto el DOF como la anchura del haz es de unos 16 mm y 52 µm respectivamente. Los resultados son bastante similares a los obtenidos con el FZP, salvo por el valor de la irradiancia, que es de un 72% con respecto al del ideal. Por lo tanto, podemos decir que el diseño ha quedado validado.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado gracias al proyecto "Nanorooms" PID2019-105918GB-I00 del Plan Nacional de Investigación, Ministerio de Ciencia e Innovación.

Referencias

[1] Soria-Garcia, A., del Hoyo, J., Sanchez-Brea, L. M., Pastor-Villarrubia, V., Gonzalez-Fernandez, V., Elshorbagy, M. H., and Alda, J., *"Vector diffractive optical element as a full-Stokes analyzer"*, Optics Laser Technology 163, 109400 8 (2023).

[2] Zhang, H., Liu, H., Xu, W., and Lu, Z., *"Large aperture diffractive optical telescope: A review"*, Optics Laser Technology 130, 106356 10 (2020).

[3] Katz, S., Kaplan, N., and Grossinger, I., *"Using diffractive optical elements"*, Optik Photonik 13, 83–86 (11 2018).

[4] Moreno, V. & Román, J. & Salgueiro, J. (1997). *"High efficiency diffractive lenses: Deduction of kinoform profile"*. American Journal of Physics - AMER J PHYS. 65. 10.1119/1.18587.

[5] D. H. Close, *"Holographic Optical Elements"*, Optical Engineering 14(5), 145408 (1975).

[6] Michette, A., [Optical Systems for Soft X Rays], Springer US (1986).

[7] Casas, J., [Óptica], Editorial Librería General (1985).

[8] Hecht, E., [Optics], Pearson Education, Incorporated (2017).

[9] Giménez, F., Monsoriu, J. A., Furlan, W. D., and Pons, A., "*Fractal photon sieve*", Optics Express 14, 11958 (2006).

[10] Sabatyan, A. and Hoseini, S. A., *"Diffractive performance of a photon-sieve-based axilens"*, Appl. Opt. 53,7331–7336 11 (2014).

[11] Ebrahimi, H. and Sabatyan, A., *"Multi-region spiral photon sieve to produce tailorable multiple vortex"*, Optics Laser Technology 126, 106137 6 (2020).

[12] Sanchez-Brea, L. M., *"Diffractio, python module for diffraction and interference optics."*, (2019). https://diffractio.readthedocs.io/en/latest/

[13] Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., Haberland, M., and et al., *"SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python"*, Nature Methods 17, 261–272 (3 2020).

Machine learning based photonic dry/curing system of industrial coating deposition process's images for its quality management.

Elena TORRALBA-CALLEJA[(1)], Mónica DELLA PIRRIERA[(1)], Astrid RIBOT[(1)], Aitor JARA[(2)], Antoni CLIMENT[(2)], Sergio MARTINEZ-NAVAS[(2)], David CECILIA[(3)]. Aina CABRER[(4)], Zeynep BEYAZKILIC[(4)] and Lorenzo BAUTISTA[(4)]

1. Photonics & Vision Area, Digital Industry Department, Leitat Technological Center, DFactory Barcelona c/27, 10-16, Sector BZ Zona Franca 08040 Barcelona
2. Artificial Intelligence Area, Digital Industry Department, Leitat Technological Center, DFactory Barcelona c/27, 10-16, Sector BZ Zona Franca 08040 Barcelona
3. Advanced Engineering Area, Digital Industry Department, Leitat Technological Center, c/ de la Innovació 2, 08025 Terrassa
4. Surface Chemistry Area, Applied Chemistry & Materials Department, Leitat Technological Center, c/ de la Innovació 2, 08025 Terrassa

Contact name: Elena Torralba-Calleja (etorralba@leitat.org).

ABSTRACT

This study presents first result of NEW SKIN project about drying and curing photonic system looking for efficient and cost-effective processes to manufacture nano-enabled industrial and consumer products. Here, the design, development and first results about drying process of water-based nanocoating with vision monitoring system by machine learning assessment are reported. The pilot system is composed principally by a spray gun manage by a robotic arm that make the nanocoating, followed by a dedicated IR drying system adjusted to solvent (water in this case) and RBG vision monitoring system. First results indicate a reduction in 48 times in process time duration and a reduction 40 times in energy consumption in comparison with standard RT with air flux drying process.

Key words: IR drying process, nanocoating water-based inks, vision monitoring process, machine learning.

1.- Introduction

This paper introduces part of the work conducted within the NewSkin European project which aims to create an Open Innovation Test Bed to provide the Innovation Ecosystem with the necessary technologies, resources and services to uptake a set of game changing, efficient and cost-effective innovative processes to manufacture nano-enabled industrial and consumer products as well as the necessary testing capabilities to demonstrate nano-enhanced goods features [1].

Nano-enabled surfaces and membranes have huge potential to increase the performance of materials used in numerous sectors, including energy, electronics, construction, transport, health, water and the environment. These Key Enabling Technologies (KETs) will be the driving force behind many of the goods and services that will be available to the market over the next decade. The main challenge is sustainable, cost-effective upscaling and deployment of these nanotechnologies, which would lead to more wide-spread adoption, reduced energy consumption, and economic gains throughout Europe. Advancing the performance and durability of materials will enhance many components including green technologies, addressing several Sus-

tainable Development Goals (SDGs) and leading to positive impacts for society overall.

Various materials that undergo drying by industrial production mostly require a different approach to their drying treatment. In many cases the time of drying becomes important because of the production rate. In another case the most important is the quality of products; that is, their appearance and good mechanical state or the biological value of food or medicine products. In all cases, minimization of energy consumption is important because drying is known as an energy-consuming process [3]. Specifically, this paper works with one of the KETs: Photonics looking for assess nanocoating industries, developing a cost-effective drying-curing pilot system. For this Leitat works a well know drying process such as IR drying in combination with machine learning (ML). First, infrared energy is transferred from the heating element to the product surface without heating the surrounding air, which decreases energy loss [2]. Secondly, vision with ML for real-time observation of product quality and fine-tuning control strategies, and several approaches are studied by the scientific community [4]. Leitat develops a totally automated IR drying system with quality control by ML vision approach. The design and development of a photonic drying/curing system that could be used in liquid and power paint cabinets. The work consists in design and development of a machine learning controlled drying-curing pilot, enabled by IR light sources and vision techniques, for manufacture nano-enhanced coatings looking for cost effective industrial process. Infrared drying is fundamentally different from convective drying because infrared energy is directly absorbed by the material rather than requiring the transfer of heat from air. The system developed by Leitat, allows to reduce time processing and energy consumption generating data about quality of the nanocoating.

2.- Design and developing of photonic drying-curing pilot

As the pilot will be used for deposition, drying, and curing of nanocoatings, it is installed into a painting booth with ATEX conditions. The pilot is composed by a robotic arm (IRB52 from ABB) with an airless spray gun (model ASB 240GT) for coating deposition onto a substrate (of different nature). This robot not only has the necessary specifications to be used inside a paint booth but also has an Air Control solution integrated, which is going to be very useful for the spraying system. This enables precise control of the process as the spraying system can be controlled by the same computer that controls the movements of the robot.

A system with variable IR sources is mounted with an optomechanical structure that allows to change parameters such as distance and single/double mode. The last means if the IR light goes onto one or two sides of the substrate. IR radiation covers the whole substrate or region of interest; and its spectra is selected depending on the chemical nature of the paint formulation (solvent, water, 100% solids). The lamp can be moved in the Z direction by using the rails from the structural profiles of the cage, enabling the distance's change between substrate and lamp (distance range: from 8.5cm to 77.5cm).

A vision system composed by a camera, that can be a RBG or a hyperspectral camera, is considered. An optoelectronic control system allows to manage the lighting process and the images data acquisition. Distance and time of the coating exposure to the IR radiation are the 2 main variables to be optimized for each coating to ensure its appropriate IR drying/curing process as well as its energy efficiency. In Figure 1 a picture of developed pilot is presented.

The air environment inside and outside the liquid and powder paint chambers is also monitored to qualitatively and quantitatively analyse the presence of nanomaterials released from nano-enabled coating formulations.

Since the painting and drying processes will be performed with a robot and IR curing system, any worker will be involved during those processes and consequently exposure is not expected. Therefore, special focus will be put on (i) the effectiveness of the chambers extraction system and chamber enclosure to

contain the potential exposure to the outdoor environment and (ii) alternative activities like paint booth opening and cleaning, which are identified as critical occupational exposure scenarios.

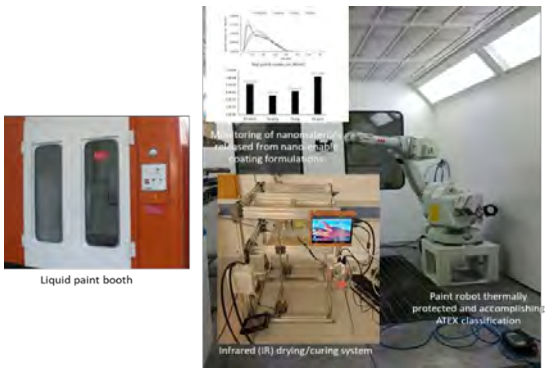


Figure 1: NewSkin automatized controlled deposition of (nano)enhanced coatings upgraded with a photonic drying-curing system developed by Leitat

3. Processing water-based nanocoatings.

In this paper, the results about photonic drying-curing of water-based (WB) nano-enhanced coatings monitored by RBG camera is presented. For this, the IR spectra's light source (C-IR, 1500W, 1000ºC emission temperature, with reflector tube) includes a spectral band that coincides with the water absorption band. The RGB camera is used for online monitoring of coating quality. A software based on image processing algorithms and artificial intelligence has been designed to detect the end of the coating drying/curing process. This system is mainly focused on leveraging Deep Learning technology and more concretely Convolutional Neural Networks to automatically extract relevant features from the output images. Performing feature extraction using a convolutional approach has been proven useful in the past to tackle many classification tasks in the computer vision domain as is the case of a binary classification task such as predicting if a surface is wet or dry. This neural network has learnt a set of feature maps that work as feature extractors for different combinations of textures, levels of brightness and other attributes that characterize both states, wet and dry. Once the learning process has ended the system is able to correctly classify between these classes given any input image.

The coating is a WB dispersion including TiO_2 nanoparticles (TiO2 active material: 0,85 % by weight; primary particle size: <8 nm; specific density:1,007 g/ml) to produce photo catalytically active coatings. Typically, it requires 3-72h of drying process at room temperature (RT) or 10-30 minutes at high temperature (<150°C). The substrate is hot dip galvanized steel Gardobond with a 20 micrometres of galvanized coating thickness. The dimensions of the sheets are 105mm x190mm and 0.8mm of thickness. This substrate is mainly used in power generation & transmission, infrastructures, telecommunication towers, building and construction, mining, agriculture, and farming.

Some preliminary tests have been made with the aim of characterizing the temperature of the substrate due to the IR radiation, depending on time exposure and distance between substrate and the IR source. A thermographic camera (VarioCAM high resolution 384) has been used which has allowed to characterize the temperature along the substrate surface. The results show that the substrate reaches a certain temperature stability in all cases due to the illumination design, looking for avoid abrupt changes of temperature by the coating. The temperature information is valuable as it is directly related with the appropriate coating's drying/curing and its final quality.

The monitoring systems are composed by a Arducam IMX219 Camera Module with fixed focus and FOV (220, H) with Integral IR Filter. With protection case for the camera to prevent overheating due to IR radiation.

3.- Results

First, experiments about drying time differences between natural and forced convection drying at RT and in an oven at 50ºC have been carried out. The difference in weight from wet to dry states indicated that equivalent drying results are obtained after 24 hours at RT in natural convection drying, 2 hours at RT in forced convection drying using a vertical air flux, and 15 min at 50ºC in an oven including forced convection drying. Alt-

hough this evident result indicates a saving in processing times, the cost of energy from oven operation could be an economical barrier for industrial uptake of different coating technologies.

After that, optimal distance for this WB coating formulation has been studied, again, monitoring the weight of the film along the time, for different initial mass (in g.). The resulting optimal conditions indicate that with this pilot, the velocity of drying time is 2,5 ± 0.1 min/g, in average, keeping the desired final conditions. Then, from RT up to IR based system, the process time is reduced between 576 times when using natural convection at RT (spending 24 hs); and 6 times when using forced convection in an oven at 50ºC (during 15 min) in comparison with IR drying process (2.5 min), under same hypothesis for calculation.

About energy consumption, although RT drying option seems to be zero energy consumption process, we consider here the RT with forced convection drying the baseline process due to safety reasons. Nanocoatings should be deposited under ATEX conditions, and air flux is always activated during all process (from deposition to drying and curing). Under this assumption, first estimation about the energy consumption indicates that, for same initial conditions and final quality requirements, with RT with air flux the consumption is 58000 ± 7000 kJ, for oven 2520 ± 93 kJ; and for IR drying system with air flux is 1425 ± 15 kJ. In the last case, if air flux would not be needed, then the energy consumption goes down up to 225 ± 15 J.

The image monitoring consists of a deep learning pipeline that can classify if a sample is totally dry or partially wet, given a single image, as well as a batch of images, from a video camera, in real time. To achieve this goal, a dataset containing images of totally dry and partially wet surfaces was built by recording the whole drying/curing process of several samples. After that, this dataset was leveraged to train a deep learning system that was able to learn the important features that describe a dry and a wet surface automatically. This was achieved by fixing the light source conditions as well as the height, the exposure time, the focus and the angle of the camera with respect to the sample. After that, the system was able to recognize if a sample was already dry with a standard RGB camera with a 90% accuracy given new images. In Figure 2 examples of images for ML assessment are presented. For this, the intensity in colour is measured, from high values in case of wet areas to lower values in case of dried ones.

The ML process has been trained with images of the samples taken at different distances from the IR light source, as well as different camera exposure times. Validation accuracy with "unseen" images is roughly ~99,27% (see Figure 3), when the same environment conditions (same sample-light source distance, image aspect ratio and camera exposure time) are met between images used for training (seen) and validation (unseen).

Accuracy was a relevant metric in this case, as the dataset was balanced, otherwise other metrics such as precision, recall or F1-Score (harmonic mean) would have been used. This accuracy percentage is expected to improve as the number of experiments and images increase.

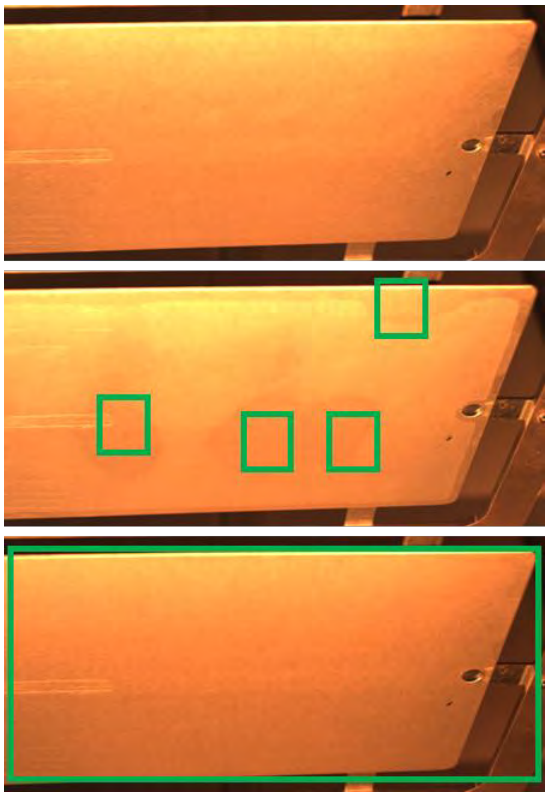


Figure 2: Images generated during ML processing. Top image: Initial state assessment, example of wet uniform surface with relatively high color intensity. Medium image: Intermediate state assessment: dried areas (indicated with small squares) tend to reflect less visible light than wet areas. Bottom image: Final state assessment: in dried areas, color intensity drops.

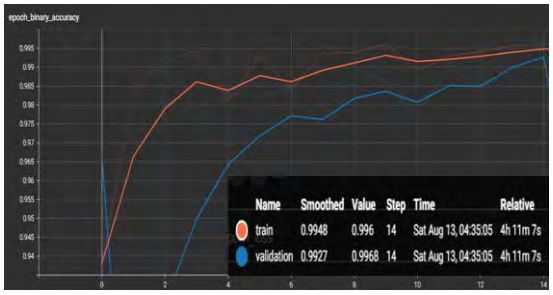


Figure 3: Binary accuracy curve with training and validation data, where accuracy is shown in the "y" axis and the number of training and validation epochs is shown in the "x" axis.

4.- Conclusion

It has been shown that the automated ML based IR drying system improve significatively the standard industrial process. When cost and time are two of the main drivers in current industries, this solution show that an optimized process could be an effective solution keeping quality of surface coatings. The example here shows a reduction of 48 times in required drying time, considering RT vs IR based system (both with air flux). More reduction is achievable if the comparison is done with RT drying without air flux, up to 576 times time reduction.

In parallel, although the full process is not totally optimized the energy consumption is reduce 40 times using IR with air flux than other electro-mechanical system. Up to 256 times in case of only IR drying. So, in terms of an industrial process the combination of time and energy, IR system presents the best option for drying this nanocoating from water-based ink formulation. These results are in agreement with previous studies where IR drying achieved the best energy efficient process [5].

About ML based monitoring, first results indicate a significant credible process allowing to increase the automation and digitalization of industrial drying process. Although these results, improvements are in progress, looking for narrow data, resulting in optimal predictions.

Acknowledgements: The research leading to these results has received funding from the European Union's H2020 research and innovation programme under Grant Agreement nº 862100 (NewSkin). The output reflects the views only of the authors, and the European commission cannot be held responsible for any use which may be made of the information contained therein.

References

[1] Homepage - NewSkin (newskin-oitb.eu).

[2] SUI ET AL, "Infrared, Convective, and Sequential Infrared and Convective Drying of Wine Grape Pomace", Drying Technology, 32: 686–694, 2014, DOI: 10.1080/07373937.2013.853670.

[3] S. J. Kowalski, K. Rajewska, "Convective Drying Enhanced with Microwave and Infrared Radiation", Drying Technology, 27: 878–887, 2009, DOI: 10.1080/07373930903014837.

[4] A. MARTYNENKO, N. N. MISRA, "Machine learning in drying", Drying Technology, (2019), 1–14. doi:10.1080/07373937.2019.1690502

[5] E. Sowade, H. et al, J. Mater. Chem. C, 2015, DOI:10.1039/C5TC02291F.

Sistema de monitorización basado en FBGs para la detección de incidencias en rodamientos industriales.

Monitoring system based on FBGs for the detection of failures in industrial bearings.

Rubén RUIZ-LOMBERA [(1)], Aida ÁLVAREZ [(1)], Santiago MUIÑOS-LANDIN [(1)], Tania GRANDAL [(1)]

1. Departamento de Robótica y Control, AIMEN Centro Tecnológico, 36418 O Porriño, Pontevedra, España.

Persona de contacto: Rubén RUIZ-LOMBERA (ruben.ruiz@aimen.es).

RESUMEN:

En el presente trabajo se muestra un sistema de monitorización en línea basado en sensores de fibra óptica tipo Fiber Bragg Grating (FBG) para el diagnóstico, monitorización y predicción del estado de algunos componentes críticos de la línea de estampación y cadenas de chatarra de la planta de automoción de Stellantis-Vigo. El estudio se centra en la monitorización de los rodamientos de los tapices de una línea de estampación y los de la cadena de transporte de chatarra de acero, ya que son componentes con un historial de fallos permanente. El sistema permite un mantenimiento preventivo pudiendo predecir con unos días de antelación la aparición de fallas en el comportamiento de los rodamientos monitorizados. El sistema de predicción está basado en la monitorización continua de los rodamientos y el uso de técnicas avanzadas de análisis de datos para predecir su comportamiento.

Palabras clave: FBG, Mantenimiento predictivo, automoción, sensores puntuales, sensores de fibra óptica, procesado de datos

ABSTRACT:

This paper shows an online monitoring system based on Fiber Bragg Grating (FBG) type fiber optic sensors for the diagnosis, monitoring and prediction of the status of some critical components of the stamping line and production chains scrap from the Stellantis-Vigo automotive plant. The study focuses on monitoring the bearings of the tapestries of a stamping line and those of the steel scrap transport chain, since they are components with a history of permanent failures. The system allows preventive maintenance, being able to predict the appearance of faults in the behavior of the monitored bearings a few days in advance. The prediction system is based on the continuous monitoring of the bearings and the use of advanced data analysis techniques to predict their behaviour.

Key words: FBG, Predictive maintenance, punctual sensors, fiber optics sensors, data processing

1.- Introducción

El mantenimiento predictivo es una técnica de mantenimiento que evalúa el estado de la maquinaria y recomienda intervenir o no en función de su estado. Esta técnica se basa en la monitorización continua de las condiciones de los equipos y maquinarias para detectar signos de fallo antes de que se produzcan. Con la ayuda de tecnologías avanzadas como la inteligencia artificial y el análisis de datos, el mantenimiento predictivo permite prever la necesidad de reparaciones y reemplazos, y

programar las intervenciones de mantenimiento de forma más efectiva, evitando paradas no programadas y reduciendo los costos asociados al mantenimiento. Al anticiparse a los fallos, se pueden reducir los riesgos de seguridad, mejorar la calidad del producto, prolongar la vida útil de los equipos y disminuir los costos de mantenimiento y producción. Por lo tanto, el mantenimiento predictivo es una estrategia clave para mejorar la eficiencia y la rentabilidad de las operaciones industriales.

Los sensores de fibra óptica, como es el caso de los sensores de tipo Fiber Bragg Grating (FBG), son una herramienta empleada en el mantenimiento predictivo, ya que permiten la monitorización continua y en tiempo real de las condiciones de operación de los sistemas monitorizados [1-3]. Estos sensores miden diferentes parámetros, como la temperatura, la deformación y la vibración, y pueden detectar cambios en estas condiciones que podrían indicar una falla inminente. Además, los datos recopilados por los sensores de fibra óptica se pueden analizar mediante algoritmos de inteligencia artificial para predecir con mayor precisión cuándo es necesario el mantenimiento preventivo. De este modo, mediante su combinación se puede tratar de aumentar la eficiencia y la vida útil de los equipos, reduciendo los costes de mantenimiento y minimizando el tiempo de inactividad no planificado.

En este estudio se propone el uso de sensores de fibra óptica basados en tecnología FBG para la monitorización continua de los rodamientos tanto de las bandas trasportadoras que llevan las láminas de metal de manera automatizada hasta la prensa de embutición, como en la cadena de transporte de la chatarra de acero que va desde las diferentes líneas de embutición hasta la zona de almacenaje y posterior procesado de chatarra. Estos componentes son los que típicamente presentan una mayor tasa de fallos y roturas ya que son elementos que se encuentran trabajando casi de manera continua, y sometidos a una elevada carga. Mediante este sistema de monitorización en continuo, y su posterior procesado de datos, se pretende avanzar de manera significativa respecto a los procedimientos de mantenimiento empleados actualmente en la planta, sustituyéndose la inspección y mantenimiento periódicos por el mantenimiento preventivo basado en la monitorización continua con los FBGs y analítica avanzada de datos que emita alertas de manera preventiva.

2.- Instalación del sistema de monitorización

Una vez identificados y definidos los elementos críticos a monitorizar, se diseña el sistema de monitorización basado en FBGs. Dicho sistema está compuesto por sensores capaces de medir tanto strain como temperatura. Al tratarse de unas piezas de un tamaño considerable se utilizan varios sensores multiplexados en una única fibra de manera que se pueda cubrir la mayor parte de la estructura de cada rodamiento. Los sensores se integraron en la estructura de los rodamientos mediante el uso de un adhesivo resistente a entornos industriales.

En el caso de los sensores instalados en los tapices de la línea de embutición, se decidió monitorizar los rodamientos del último y penúltimo tapiz de la línea, es decir, el tapiz del que el robot coge las chapas para introducirlas en la prensa, y el anterior. Se decidió así, por ser los que mayores incidencias presentan en el histórico consultado. En el último tapiz, se monitorizaron 3 rodamientos, y en el penúltimo 1. Uno de los rodamientos monitorizados para ambos tapices se corresponde con los acoplados al motor y los otros dos (del último tapiz) son los del inicio del tapiz, Fig 1. En la estructura que rodea cada uno de estos rodamientos, se colocó un array de 4 sensores FBG para la monitorización de temperatura y la deformación. Para monitorizar temperatura se encapsuló el último sensor FBG del array en un tubo de acero inox. 1.2mm de diámetro externo, Fig 2. En este caso, se instalaron un total de 16 sensores de fibra óptica puntuales tipo FBG, 14 que monitorizan deformación (strain), y 2 que monitorizan temperatura.

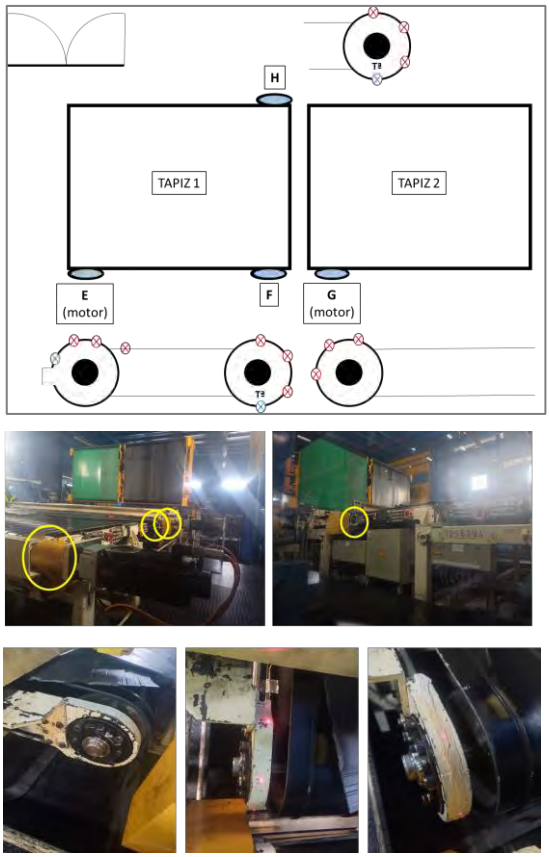


Fig. 1: Arriba: Esquema de la distribución de sensores en la estructura de los rodamientos monitorizados. Abajo: Imágenes de los rodamientos en los que se instalaron los sensores FBG.

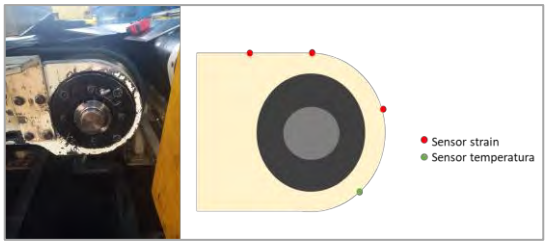


Fig. 2: Esquema de la posición de los sensores FBG sobre la estructura de los rodamientos monitorizados.

En el caso de la cadena de chatarra de acero, los sensores se colocaron en el rodamiento del motor situado al final de la cadena. En este caso, se colocaron 2 arrays de 4 sensores en la estructura de la parte frontal del rodamiento y en la trasera (estructura de la cadena de transporte de chatarra), como se muestra en la Fig 3. Los sensores se distribuyeron de tal modo que cubriesen el perímetro completo de la estructura y así obtener la mejor señal posible.

En este caso se instalaron un total de 16 sensores de fibra óptica puntuales tipo FBG, 14 para la monitorización de deformación, y 2 para monitorizar la temperatura.

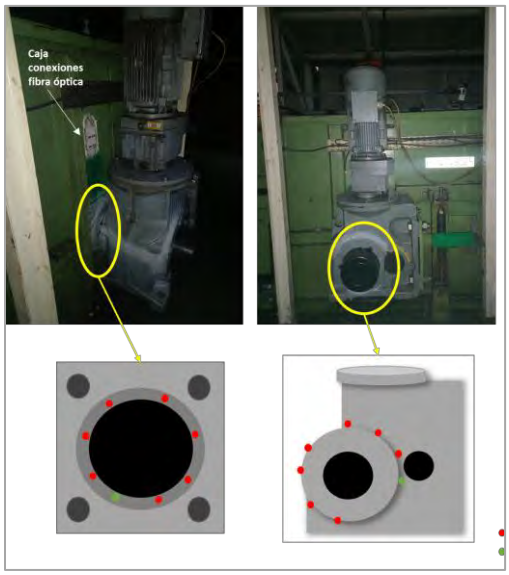


Fig. 3: Integración de los sensores FBG en la estructura del rodamiento de la cadena de chatarra..

Los sensores ubicados en la cadena de chatarra se monitorizan de forma continua durante todo el proceso de monitorización empleando una frecuencia de adquisición 250Hz, sin embargo, dado el reducido número de canales del interrogador empleado y el solapamiento de las longitudes de onda de los sensores empleados, algunos de los arrays usados para la monitorización de los tapices de la línea de embutición se han conectado al interrogador a través de un switch óptico, multiplexando en el tiempo la señal de los sensores, de manera que de forma secuencial, y cada cierto tiempo se va monitorizando la respuesta de una de las fibras conectadas a dicho switch.

3.- Procesado de datos y resultados

En este apartado se muestran los resultados preliminares del análisis de datos realizado para los sensores de fibra óptica tipo FBG instalados en la cadena de chatarra. En la Fig 4, se muestra la respuesta de los sensores FBG instalados en la cadena de chatarra. En la primera gráfica se muestra la respuesta de los sensores FBG de temperatura. Se observa que la temperatura registrada en la zona de la estructura de la cadena de chatarra es

ligeramente más elevada que la registrada en la estructura del motor. La temperatura de operación es más o menos constante dentro de una horquilla, entre 18-25oC, y que cuando la cadena está parada la temperatura baja. En cuanto a los sensores de strain, que también se muestran en la Fig. 4, en la segunda gráfica se muestra la respuesta en strain de los sensores FBG instalados en la estructura motor, y en la tercera gráfica (última), se muestran los resultados de los sensores FBG instalados en la estructura de la cadena. En general se observa una respuesta homogénea durante todo el periodo monitorizado. Solamente cabe destacar un cambio en la tendencia de la respuesta de algunos de los sensores FBG instalados en la estructura de la cadena de chatarra, debido a un fallo que apareció en el rodamiento contrario al monitorizado (del otro lado del eje de la cadena de chatarra). Este cambio está destacado en la última gráfica de la Fig 4 (círculo amarillo).

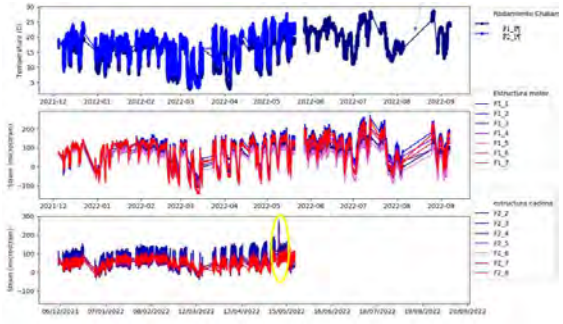


Fig. 4: Respuesta de los sensores FBG instalados en la cadena de chatarra de acero.

En la siguiente gráfica, Fig 5, se muestra el detalle de la respuesta de los sensores FBG, sensibles a strain, durante las horas previas a la rotura del rodamiento contrario al que se estaba monitorizando. Se observa que la respuesta de los sensores 2.2, 2.3 y 2.4 tienen un cambio brusco en la tendencia de su señal, mientras que, en la respuesta del resto de los sensores, el cambio es más sutil. Los sensores varían su respuesta a partir de las 9:15, mientras que el paro de la cadena debido a la rotura del rodamiento se produce a las 13h, por lo que, podrían predecir el fallo del rodamiento con unas horas de antelación.

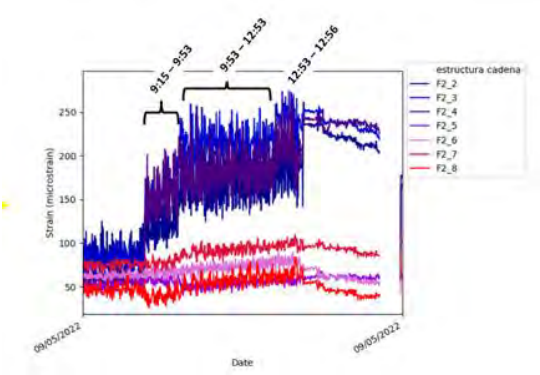


Fig. 5: Detalle de la respuesta de los sensores FBG para las horas previas al fallo del rodamiento.

Estos resultados que se muestran en las gráficas anterior están basados en un análisis básico de las señales adquiridas, solamente calculando los valores de temperatura y strain asociados a cada sensor. Como se puede ver, con este análisis de datos se consigue detectar un fallo en un rodamiento, pero los márgenes de tiempo son muy limitados, detectándolo solo unas horas antes de que suceda. Por eso se decide aplicar una serie de técnicas utilizadas típicamente en inteligencia artificial para tratar de predecir o detectar esos fallos con mayor anticipación.

El primer paso para procesar los datos con mayor profundidad es la segmentación de los datos, procesando la información en tramos de 20 minutos aproximadamente, y el cálculo en cada tramo de una serie de parámetros que permitan describir la señal de forma satisfactoria. Estos parámetros se conocen como descriptores, y se basan en parámetros estadísticos como la media, desviación típica y máximos y mínimos, y parámetros asociados a la transformada de Fourier de la señal como las frecuencias y magnitudes asociadas a los picos de la transformada, y el número de picos. Con el fin de homogeneizar los valores de los descriptores obtenidos, se calculan los valores normalizados, ya que así se elimina la dependencia de la señal con la longitud de onda de origen. Una vez obtenidos estos descriptores normalizados se procede estudiar las dependencias de los datos obtenidos con los sensores FBG con respecto a las incidencias ocurridas durante la monitorización, para lo cual se crea la matriz de correlación para cada uno de los sensores usados, Fig 6. Como se aprecia

en la imagen, existen algunas dependencias bastante marcadas, especialmente para el sensor 2.4.

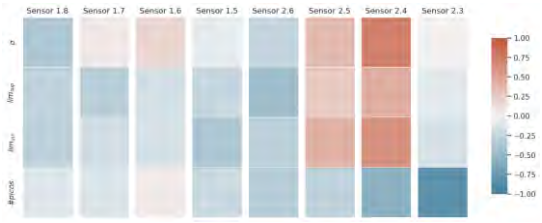


Fig. 6: Correlación de los parámetros calculados con la variable de incidencia.

Llegados a este punto, hay que encontrar los discriminantes que permitan de manera más eficiente determinar regiones de los parámetros calculados donde ocurren los fallos. Este proceso se basa en la búsqueda de distintas relaciones entre más de los 50 parámetros que hay al inicio. Además, los discriminantes tienen que tratar de activarse lo antes posible para poder avisar con tiempo al operario del problema. Sin embargo, haciendo los discriminantes más relajados, se hace que la tasa de falsos positivos se incremente, por lo que hay que llegar a una relación de compromiso óptima.

Finalmente se definieron 17 discriminantes. Para poder determinar cuáles serían de más utilidad se calcularon dos parámetros: el % de falsos positivos y el % de acierto. Para calcular el % de falsos positivos se contabilizó cuántas veces saltaron las señales en las zonas donde no hay fallos. El % de acierto se calcula viendo cuántas veces salta la señal en las zonas asociadas a fallos. Los mejores discriminantes tendrán un % de falsos positivos bajo y un % de acierto alto. Representando estos parámetros se puede observar en Fig 7 que los discriminantes que se buscan son el 1, 2 ,3 y 4. Estos 4 discriminantes están relacionados con el número de picos de la FFT de los sensores 2.3, 2.4, 2.5 y 2.6.

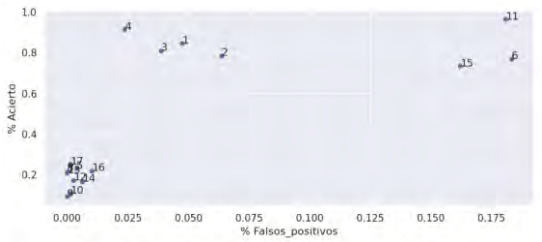


Fig. 7: Porcentaje de acierto y de falsos positivos para cada uno de los discriminantes.

En este punto, lo que interesa es ver cuándo saltan, y con cuánta antelación avisarían de la incidencia detectada. Como referencia se elige un fallo asociado a una incidencia el 22/12/2022. Analizando la respuesta de estos discriminantes se observa que superan su valor umbral, alertando de la presencia de una incidencia con 3 días de antelación al momento de ser detectada por los operarios.

En el caso de los sensores instalados en los tapices de la línea de embutición, también se aplica la misma técnica mencionada anteriormente consistente en la creación de descriptores y analizar su respuesta cuando aparece una incidencia para ver si supera valores umbrales. En este caso la señal original adquirida por los sensores es una señal bastante oscilatoria y antes de realizar el cálculo de los descriptores se procede a filtrar la señal quitando la tendencia lineal y realizando un filtrado de la desviación típica móvil con la mediana, guardando solo la parte de la señal que presenta una mayor variación en la señal.

La línea de tapices transporta distintas piezas, diferente tamaño o material, por lo cual hay que tener en cuenta con que pieza se está trabajando en cada momento. Por lo tanto, para cada pieza es necesario comprobar si se produjo un cambio significativo en la distribución de los parámetros monitorizados en torno a la incidencia.

La siguiente imagen, Fig 8, se muestra una representación diagrama violín para cada una de las piezas estudiadas, donde se representa la distribución de la variable escogida (descriptor) tanto durante el comportamiento nominal (representado en verde) como cuándo va a ocurrir la incidencia (representado en naranja). En esta imagen se ve que existe un desplazamiento significativo hacia valores más altos de deriva en algunas piezas cuando se va a producir la incidencia, mientras que para las piezas [9817753580, 9825637580]. la deriva varía en un rango mucho más amplio del que se puede observar durante el comportamiento nominal.

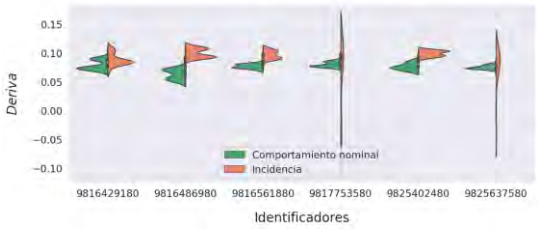


Fig. 8: Diagrama violín comparando el comportamiento cuándo hay o no hay una incidencia.

Estos cambios abruptos en los comportamientos de los parámetros que se monitorizan se pueden utilizar para detectar las incidencias con cierta antelación, evitando la rotura del rodamiento.

4.- Conclusión

En este trabajo se presenta un sistema de monitorización en línea capaz de detectar incidencias con días de antelación gracias al empleo de sensores de fibra óptica del tipo FBG, y al empleo de algoritmos y técnicas típicas de las soluciones basadas en inteligencia artificial como es la segmentación y filtrado de las señales, la creación de descriptores basados en parámetros estadísticos y en los cálculos de la transformada de Fourier. A partir del empleo de estas técnicas es posible la obtención de valores que activan alertas indicando la posible aparición de un fallo en el componente monitorizado hasta 3 días antes de que suceda.

Esto permite tener un sistema de monitorización capaz de predecir el estado de algunos componentes críticos, de en este caso, la línea de estampación y cadenas de chatarra de la planta de automoción Stellantis-Vigo.

Agradecimientos: Este trabajo se ha realizado en el marco del proyecto FACENDO4.0 "Competitividad Industrial y Electromovilidad a través de la Innovación y la Transformación Digital 4.0". Este proyecto, Nº IN854A 2020/01, ha recibido financiación de la Vicepresidencia Primera y Consejería de Economía, Empresa e Innovación de la Xunta de Galicia, a través de la Agencia Gallega de Innovación (Gain), y está cofinanciado con los fondos Feder de la Unión Europea. Además, este trabajo ha sido posible gracias a la colaboración de Stellantis Vigo.

Referencias

[1] de Morais Sousa, K., Dreyer, U. J., Martelli, C., & da Silva, J. C. C. *"Thermal and vibration dynamic analysis of an induction motor using optical fiber Bragg gratings."* In 24th International Conference on Optical Fibre Sensors (Vol. 9634, pp. 516-519). SPIE, 2015.

[2] Mohammed, A., Melecio, J. I., & Djurović, S. "*Open-circuit fault detection in stranded PMSM windings using embedded FBG thermal sensors*." IEEE Sensors Journal, 19(9), 3358-3367, 2019.

[3] Wei, B., Wang, X., Wang, Y., & Zhong, H. (2011, August). *"Online monitoring system for motor vibration using fiber Bragg grating sensing technology."* International Conference on Electrical Machines and Systems (pp. 1-3). IEEE, 2011

Sistema de posicionamiento de 4 cuadrantes basado en láser semi-activo pulsado de alta energía

4 quadrants positioning system based on high-energy semi-active pulsed laser

Manuel R. LEBRÓN [(1)], Rubén TINOCO [(2)], Alejandro CARBALLAR [(2)], Juan A. SÁNCHEZ [(2)], Javier GALNARES [(1)], Rafael ORTIZ [(1)]

1. AERTEC Solutions S.L.; Parque Tecnológico de Andalucía, C/ Avenida Juan López de Peñalver, 17, Málaga 29590 (Spain)
2. Departamento de Ingeniería Electrónica – E.T.S. de Ingeniería – Universidad de Sevilla; C/ Camino de los Descubrimientos, s/n, Sevilla, 41092 (Spain)

Persona de contacto: Manuel R. LEBRÓN (mrlebron@aertecsolutions.com).

RESUMEN:

En este trabajo se presenta el desarrollo de un sistema de Guiado, Navegación y Control (GNC – Guidance, Navigation and Control) basado en laser semiactivo (SAL – Semi-Active Laser), ofreciendo un sistema de bajo coste y con opción de modificar su tamaño garantizando una alta precisión. Este sistema permite la detección de un objeto designado y, en consecuencia, reorientar las condiciones y trayectoria de vuelo de una aeronave no tripulada. El módulo optoelectrónico desarrollado permite captar lecturas de energía óptica del orden de los picojulios, siendo capaz de diferenciarlas de señales perturbativas como la radiación solar.

Palabras clave: Sistema de posicionamiento; Guiado, Navegación y Control (GNC); laser semi-activo (SAL); fotodetector de cuatro cuadrantes

ABSTRACT: (versión inglesa del resumen en español; estilo "ResumAbs")

In this work, a GNC (Guidance, Navigation and Control) system based on semi-active lasers (SAL) has been developed. The presented system is independent of the platform and guaranties high precision guidance and navigation. Thanks to this GNC system, the platform acquires the capacity to detect the target and act, accordingly, varying its flight conditions. The optoelectronic module is developed to identify signals of picojoules and be able to differentiate it from perturbative signals such as solar radiation.

Key words: Positioning system; Guidance, Navigation and Control (GNC); Semi-Active Laser (SAL); quadrant fotodetector

1.- Introducción

El uso de sistemas de aeronaves no tripuladas (UAS) presenta un amplio y creciente número de aplicaciones tanto de carácter civil como militar. Su funcionalidad y características los hacen ideales en usos como reconocimiento e inspección en entornos complejos y peligrosos, y en general, vigilancia aérea. Existen factores tecnológicos, económicos y políticos que también han contribuido al desarrollo y despliegue de UAS.

Diversos estudios de mercado [1, 2] muestran que desde hace una década ya se ponía en valor el interés de esta industria, y que actualmente experimenta un auge en el que se incluye la industria privada. El guiado, la navegación y el control (GNC – Guidande, Navigation and Control) han centrado gran parte de la atención de la comunidad investigadora en

esta área, resultando en una amplia variedad de publicaciones científicas sobre UAS desde comienzos de los años noventa hasta la actualidad [3, 4].

Dentro del sector de Guiado, Navegación y Control, en este trabajo se presenta un kit de guiado basado en laser semi-activo (SAL - SemiActive Laser), más concretamente conocido como 'seeker' consistente en un dispositivo optoelectrónico encargado de la detección de una señal óptica que permite habilitar la funcionalidad del guiado en una aeronave no tripulada. Este sistema, diseñado por Aertec, está preparado para ser integrado en dispositivos de más de 50mm de diámetro, si bien las características de cada kit de guiado pueden adaptarse y variar levemente según la aplicación final en el que vaya a ser implementado.

Para el correcto funcionamiento del GNC, el sistema SAL-seeker colabora con otros elementos propios de los sistemas de navegación entre los que destacan giróscopos, acelerómetros o la propia sección electrónica de control donde destacan el SoC (System on Chip) y la FPGA (Field Programmable Gate Array).

Por tanto, los objetivos del sistema de guiado propuesto son: versatilidad de su integración; desarrollo mediante dispositivos de bajo coste que no pongan en peligro la correcta funcionalidad del sistema; y, detección y procesado de las señales originadas por un láser pulsado en el mayor rango de alcance y visión posible. A partir de ahora, en este trabajo, se denotará a este sistema como "SAL-seeker".

2.- Descripción optoelectrónica del SAL-seeker

La correcta operación de todos los elementos que integran el GNC provoca la reorientación de la trayectoria de vuelo mediante el envío de señales correctivas a los conjuntos actuadores del UAS. Gracias a las fuerzas aerodinámicas generadas por los mandos de control de trayectoria tipo canards, se minimiza el error entre la longitudinal del sistema y la línea de visión que forma éste con la superficie del objetivo designado.

Con esta visión global del GNC, a continuación, se analizan por separado los módulos óptico y electrónico que componen el sistema SAL-seeker.

2.1.- Descripción del módulo óptico

El conjunto óptico del sistema SAL-seeker debe detectar una señal láser pulsada que ha sido reflejada por el objeto designado. Esta reflexión se origina a partir de un láser pulsado de alta potencia cuya longitud de onda, frecuencia de pulsos, y anchura temporal de los mismos vienen fijados por la normativa STANAG [5]. El haz de luz láser sufre una alta atenuación desde su emisión hasta su incidencia en el objeto designado debido a la propia divergencia del láser, así como debido a las pérdidas atmosféricas por diversos factores como scattering o dispersión, entre otros.

El haz de luz láser genera en el objeto designado una superficie aproximadamente circular, denominada 'spot', que es el resultado del concepto de ángulo sólido, cuyo vértice del conoide se encuentra en la fuente emisora. Por las propiedades reflectivas de los materiales, este 'spot' actúa como una fuente secundaria de emisión lambertiana y, por tanto, se convierte en un conjunto de puntos que emiten un frente de ondas aproximadamente esférico (estructura lobular de emisión).

El haz de luz laser reflejado por el objeto designado sufre análogamente pérdidas atmosféricas a los que es necesario añadir coeficientes de atenuación relativos a la reflectividad del material y su rugosidad. Este haz de luz laser reflejado es el que habrá de detectar el sistema SAL-seeker con un compromiso de requisitos entre maximizar alcance y ángulo de visión.

La potencia recibida a la entrada del módulo óptico viene dada por la expresión [6]:

$$P_R = \left(\frac{A_R}{R_R^2}\right) \cdot \left[\frac{A_T cos\theta_R \cdot 4\rho P_T cos\theta_T}{\pi^2 (D_T + \theta_B R_T)}\right] \cdot e^{-\sigma_\omega (\alpha_{HT} R_T + \alpha_{HR} R_R)} \quad (1)$$

donde:

P_R se corresponde con la potencia recibida, A_R al área de la apertura receptora, R_R a la distancia del objeto al seeker, A_T al área de la superficie del spot en el objeto, θ_R al ángulo entre la línea de vista del seeker normal al objeto, ρ

a la reflectividad del objeto, P_T a la potencia pico transmitida por el láser, θ_T al ángulo entre la línea de vista del láser normal al objeto, D_T al diámetro de haz transmitido, θ_B al ángulo total del ancho de haz transmitido, R_T a la distancia del láser al objeto, σ_ω al coeficiente de atenuación atmosférico a nivel del mar, α_{HT} al decrecimiento fraccional del coeficiente de atenuación atmosférica como función de la altura del láser sobre el nivel del mar, y α_{HR} al decrecimiento fraccional del coeficiente de atenuación atmosférica como función de la altura del receptor sobre el nivel del mar.

Los componentes que forman el conjunto óptico del sistema, tal y como se muestra en la Fig. 1, consta de: uno, un sistema focalizador tratado para evitar la reflexión de la longitud de onda de operación; dos, un filtro óptico paso banda centrado en la banda de emisión de la fuente de luz laser caracterizado por una banda de paso reducida y un coeficiente de transmisión máximo; y tres, un fotodiodo de semiconductor de cuatro cuadrantes cuya responsividad determinará la corriente eléctrica generada en función de la potencia lumínica recibida. Un valor aproximado de la responsividad se estima en 0.55 A/W. El fotodetector será el encargado de la generación de las señales necesarias para la actuación del módulo electrónico en los procesos GNC.



Fig. 1: Vista frontal del sistema SAL-seeker.

2.2.- Descripción del módulo electrónico

El módulo electrónico del sistema SAL-seeker se encarga de procesar los pulsos en diversas etapas de filtrado, amplificación, y digitalización, con requisitos de alta frecuencia de trabajo y alta ganancia, y generando las señales que serán digitalizadas y procesadas por el SoC con los algoritmos y códigos para la generación de acciones que redireccionen la trayectoria durante el vuelo hacia el objeto designado. En concreto, el módulo electrónico de detección y control lo conforman: un amplificador de transimpedancia (Fig. 2) a la salida del fotodetector, un ADC (Analog-to-Digital Converter) y la ya mencionada FPGA.

El amplificador de transimpedancia presenta una serie de requisitos ineludibles para el correcto funcionamiento del sistema completo [7]. En primer lugar, debe ofrecer una transimpedancia suficiente para poder diferenciar el ruido de la señal óptica recibida con el propósito de maximizar el alcance del sistema, es decir, a largas distancias donde la fotocorriente generada llega a ser mínima. Por el contrario, y en situación de distancias cortas, la ganancia del módulo debe ser lo suficientemente baja como para no saturar el conjunto electrónico.

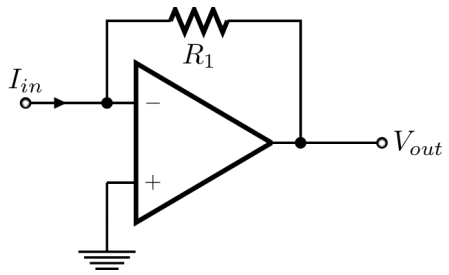


Fig. 2: Amplificador de transimpedancia.

El ADC debe ser capaz de digitalizar la señal analógica a la salida del amplificador de transimpedancia. La frecuencia mínima de muestreo, aplicando el Teorema de Nyquist, ha de ser como mínimo el doble del ancho de banda de la señal, por lo que se estima un orden de magnitud de 1 GHz.

En la Fig. 3 se puede ver la vista trasera de una parte del módulo electrónico del sistema.



Fig. 3: Vista trasera del sistema SAL-seeker.

El conjunto electrónico, por motivos de espacio, se desglosa en varias PCB (Printed Circuit Boards), las cuales pueden verse desensambladas en la Fig. 4, junto a los dispositivos de testeo utilizados en fase de verificación del sistema.

3.- Resultados

Se han realizado multitud de pruebas en laboratorio con el fin de optimizar la operación del conjunto GNC y, particularmente, del sistema SAL-seeker multiplataforma de Aertec, obteniendo los valores de alcance que se muestran en la Tabla 1.



Fig. 4: Conjunto de PCBs del módulo electrónico.

Las condiciones de atenuación de la potencia con relación a la distancia vienen dadas por la ley de potencia recibida descrita en (1), si bien los resultados de la tabla se presentan en términos de energía y no de potencia, según la relación $P/E = f$.

Distancia (m)	Radiación Láser (pJ)	Intensidad sensor (μA)
100	200	20000
300	25	4850
1000	2,3	437
2000	0,56	109
3000	0,25	48
4000	0,14	27

Tabla 1: Resultados de requisitos de alcance del sistema SAL-seeker.

El funcionamiento descrito para el conjunto optoelectrónico completo puede verse reflejado en una serie de resultados mostrados a continuación en las Figuras 5 y 6, donde las gráficas presentan dos pulsos de misma anchura y frecuencia de pulso, con una variación en el valor de tensión, fruto de una variación en la energía recibida debida a la distancia.



Fig. 5: Pulso de tensión a la salida del módulo electrónico a corta distancia del objeto designado.

4.- Conclusiones

El trabajo presenta un análisis completo del sistema SAL-seeker desarrollado por Aertec en su fase de prueba de concepto en base a la etapa preliminar de desarrollo en la que se encuentra el proyecto.

Los resultados presentados se encuadran dentro de las pruebas de laboratorio correspondientes a las etapas TRL3-4 de prueba de concepto y desarrollo a pequeña escala en laboratorio. Este conjunto de resultados experimentales de laboratorio debe ser reforzado por un plan de pruebas en campo en base al progreso de las siguientes etapas del proyecto.

Hasta la fecha se ha llevado a cabo el diseño, desarrollo, fabricación y caracterización experimental en laboratorio de un prototipo SAL-seeker para la detección de señales ópticas fruto de la reflexión de un haz de luz láser, con cancelación de ruido tanto por parte del filtro óptico como por acción del módulo electrónico, para una señal óptica de mínima energía del orden de magnitud de picojulios.



Fig. 6: Pulso de tensión a la salida del módulo electrónico a larga distancia del objeto designado.

Referencias

[1] L. DICKERSON. *"UAV on the rise"*, Aviation Week & Space Technology, Vol. 166, no. 3, 2007. (New York: McGraw Hill)

[2] VISIONGAIN. *"The unmanned aerial vehicles (UAV) market 2009-2019"*, (UK: Visiongain)

[3] S. SPEIGLE. *"Navigation and control technologies for unmanned systems"*, International Society for Optical Engineering, 8-9 Abril 1996.

[4] R. YANUSHEVSKY. *"Guidance of unmanned aerial vehicles"*, CRC Press. 1st ed. 2011.

[5] NATO STANAG 373-2005.

[6] F. KENDOUL. *"Survey of Advances in Guidance, Navication, and Control of Unmanned Rotorcraft Systems"*, Australian Research Centre for Aerospace Automation (ARCAA), pp. 315-378, Agosto 2011.

[7] Lazo M. MANOJLOVIĆ, Žarko P. BARBARIĆ. *"Optimization of Optical Receiver Parameters for Pulsed Laser-Tracking Systems", IEEE* transactions on instrumentation and measurement, vol. 58, no. 3, Marzo 2009.

OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

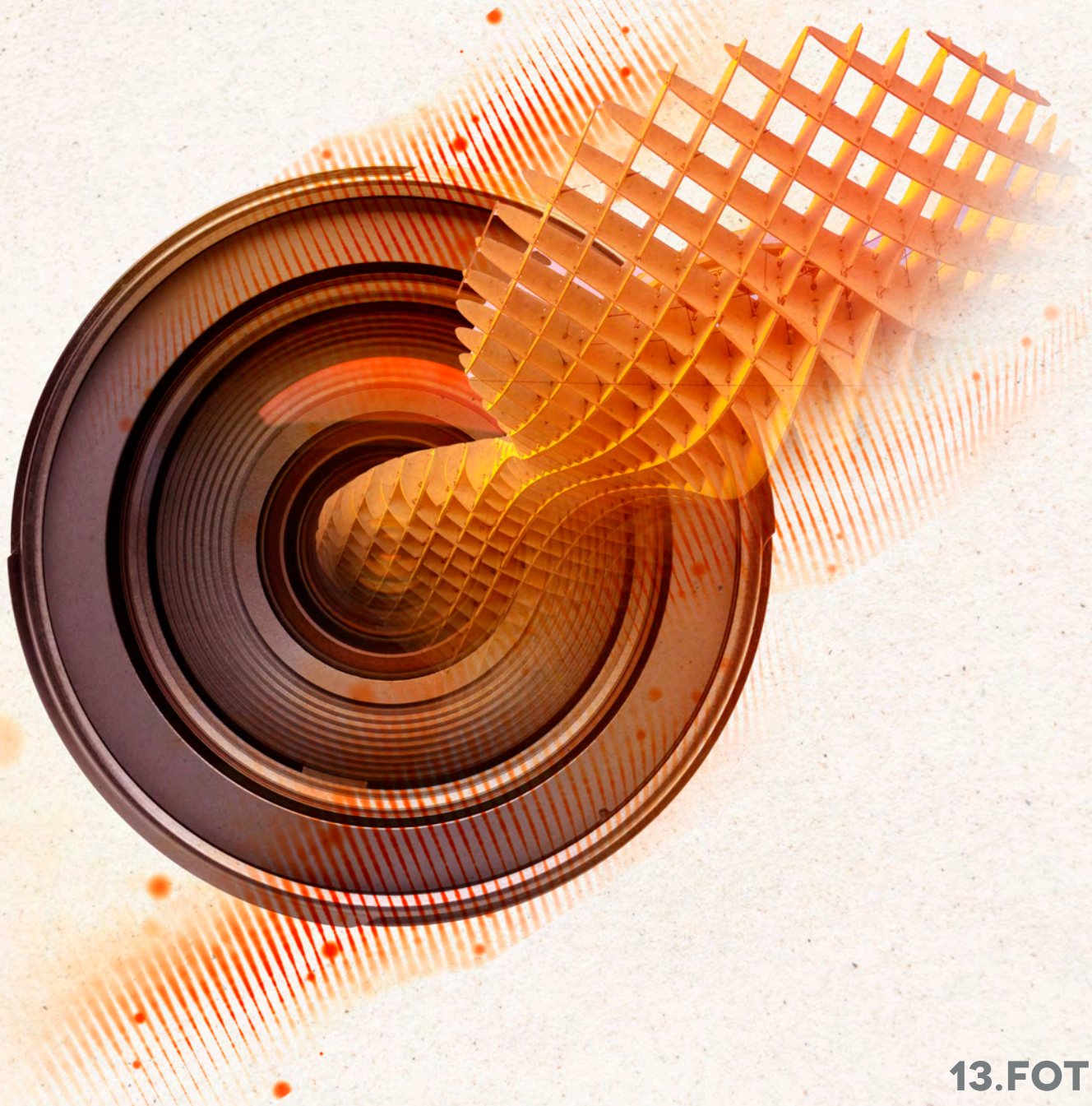
WWW.OPTOEL2023.ES

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA

Universidad de Sevilla

Universidad de Alcalá

SEVILLA 14 · 16 JUNIO



13.FOT |

NUEVAS TEORÍAS, EFECTOS, TÉCNICAS Y TECNOLOGÍAS PARA LA FOTÓNICA

Caracterización de ventanas con doble acristalamiento y Superficies Selectivas en Frecuencia (FSS)

Characterisation of double-glazed windows with Frequency Selective Surfaces (FSS)

Rocio CHUECA [(1)], Raul ALCAIN [(1)], Carlos D. HERAS[(1)] e Iñigo SALINAS[(1)]

1. Grupo de Tecnologías Fotónicas (GTF), Instituto de Investigación de Ingeniería de Aragón (I3A), Universidad de Zaragoza, Zaragoza, España.

Persona de contacto: rchueca@unizar.es

RESUMEN:

Los vidrios bajo emisivos o de control solar son cada vez más frecuentes en trenes para aumentar la eficiencia energética de los mismos. Sin embargo, al llevar una capa metálica en su composición, suponen un problema para la transmisión y recpeción de señales de radiofrecuencia (RF).

Las superficies selectivas en frecuencia (FSS) son una solución cada vez más utilizada para resolver este problema en la industria ferroviaria. Para poder estudiar este efecto se utiliza un modelo teórico de líneas de transmisión que entiende la ventana como una estructura compleja de capas de diferentes grosores e índices de refracción. Se compara el resultado de la predicción teórica con las medidas experimentales de ventanas comerciales en el rango 1-6 GHz.

Palabras clave: bajo emisivos, control solar, FSS, RF, multicapas

ABSTRACT:

Low-emissivity or solar control glass is more and more frequently used in trains to increase their energy efficiency. However, because they contain a metallic coating in their composition, they pose a problem for the transmission and reception of radio frequency (RF) signals.

Frequency selective surfaces (FSS) are an emerging used solution to solve this problem in the railway industry. In order to study this effect, a theoretical transmission line model is used which treats the window as a complex structure of layers of different thicknesses and refractive indices. The result of the theoretical prediction is compared with experimental measurements of commercial windows in the 1-6 GHz range.

Key words: low-emissivity, solar control, FSS, RF, multilayer

1.- Introducción

Los vidrios de control solar y bajo emisivos son cada vez más frecuentes tanto en arquitectura como en la industria ferroviaria para aumentar la eficiencia energética de los espacios [1]. Estos vidrios cuentan con una capa metálica de espesor nanométrico que supone un problema para la transmisión y recepción de señales de comunicaciones móviles [2]. Una de las soluciones más utilizadas es el uso de superficies selectivas en frecuencia (FSS) [3]. Las FSS son estructuras periódicas que actúan como filtros espaciales y permiten el paso de unas frecuencias

y rechazan otras. Para ello, se retira parte de esta capa metálica de manera que permita el paso de las frecuencias de comunicaciones pero impida el paso del infrarrojo.
El objetivo de este trabajo es el estudio teórico y experimental de ventanas con doble acristalamiento con capa bajo emisivo y una FSS sobre la capa metálica[4]. Para llevar a cabo esta investigación, se utiliza un modelo teórico basado en líneas de transmisión, y sus resultados se comparan con medidas de vidrios en cámara anecoica. En este estudio, se diseñan y caracterizan diferentes patrones FSS de líneas horizontales y verticales sobre ventanas con doble acristalamiento en el rango 1 - 6 GHz.
En cuanto a restricciones de diseño, cabe señalar que debido a que se trata de vidrios de control solar y que se quiere mantener dicho comportamiento térmico, no se puede realizar cualquier patrón de FSS sin tener en cuenta el porcentaje de capa metálica retirada. Además, el patrón tiene que tener el menor impacto visual posible sobre los viajeros en el tren. Por ello, aunque pueda haber diseños idóneos desde el punto de vista de radiofrecuencia con líneas o elementos geométricos de mayor tamaño, no son adecuados dadas las dos restricciones ya señaladas.

Se realizan medidas experimentales en cámara anecoica de muestras reales de ventanas con FSS y se comparan dichos resultados con los obtenidos con el modelo teórico de multicapas.

2.- Estudio teórico

2.1.- Patrón de la FSS

El modelo de FSS a estudiar es un patrón formado por líneas horizontales y verticales de espesor *w* y con una periodicidad *p*. Este patrón permite conseguir un comportamiento de filtro paso bajo corte que depende de estos parámetros y que permite el paso de frecuencias de comunicaciones. El comportamiento de este patrón se puede aproximar al de un condensador [5].

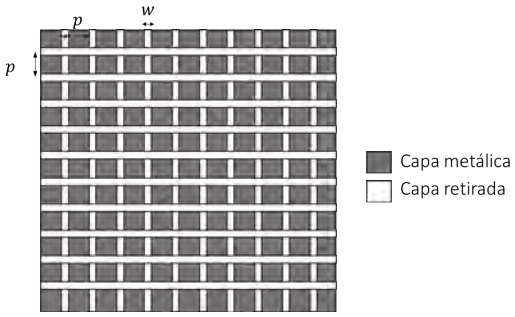


Fig. 1: Ejemplo de FSS de malla, con espesor w y periodicidad p

Los diseños de FSS que se estudian para su posterior fabricación tienen un espesor de línea de w = 80 um y una periodicidad p que se va variando entre varios valores: 2, 6 y 10 mm. El resultado de la atenuación que introducen los distintos diseños de FSS se muestra en la figura 2. En esta gráfica se puede observar que conforme aumentamos el valor del parámetro *p*, es decir, la distancia entre las líneas, aumenta la atenuación de la FSS. Sin embargo, aunque el patrón de FSS con atenuación más baja es el de periodicidad 2 mm (Tabla 1), también es en el que se retira un porcentaje de capa mayor. El valor del condensador equivalente a la FSS aumenta conforme aumenta el espaciado de las líneas o, lo que es lo mismo, el tamaño de la celda de la FSS que se repite periódicamente. Hay que intentar mantener un compromiso entre retirar el mínimo porcentaje de capa y mantener una atenuación baja para señales de radiofrecuencia.

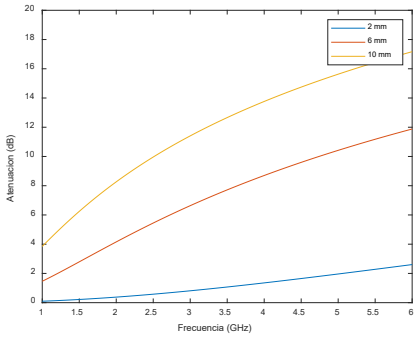


Fig. 2: Ejemplo de FSS de malla, con espesor w y periodicidad p

Tabla 1: Relación entre el valor del parámetro p, el valor del condensador equivalente y el porcentaje de capa retirada.

p (mm)	Condensador C (pF)	Capa retirada (%)
2	0.12	10
6	0.53	3.3
10	1.08	2

2.2.- Modelo de multicapas

El modelo teórico utilizado está basado en líneas de transmisión y considera la ventana una estructura de varias capas con distintos espesores e índices de refracción [6]. Cada una de estas capas equivale a un tramo de líneas de longitud igual a su espesor.

El objetivo de este modelo (representado en la figura 3) es calcular la impedancia total equivalente de la estructura.

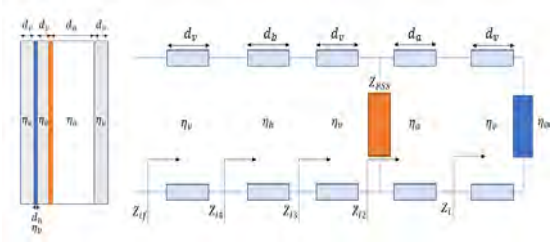


Fig. 3: Modelo de multicapas para ventana con doble acristalamiento y FSS en la cara 2 del segundo vidrio

Para ello, y utilizando la conocida expresión (1), se van calculando las impedancias intermedias trasladándolas de derecha a izquierda.

$$Z_i = R_0 \frac{Z_L + jR_o tan\beta l}{R_0 + jZ_L tan\beta l} \quad (1)$$

Una vez calculada Z_i, se repite el proceso hasta tener la impedancia total $Z_i f$. Con el valor de esta impedancia, se calculan los coeficientes de transmisión (T) y reflexión (Γ) de la ventana completa y, con ello el valor de la atenuación (At).

$$\Gamma = \frac{Z_{if} - \eta_0}{Z_{if} + \eta_0}$$

$$\mathrm{T} = 1 - |\Gamma|^2$$

$$At(dB) = -10\log_{10}(\mathrm{T})$$

3.- Medidas experimentales

El sistema de medida (figura 4) que se ha utilizado para el rango 1 a 6 GHz está formado por una cámara anecoica, un analizador vectorial de espectros (picoVNA 106) y dos antenas direccionales tipo Vivaldi con un rango de 600 a 6000 MHz (TSA600).

Para la caracterización de las muestras se realiza una medida sin ventana (de referencia) con las antenas centradas en el hueco. Al tratarse de una ventana homogénea basta con hacer una solo medida para conocer su atenuación.

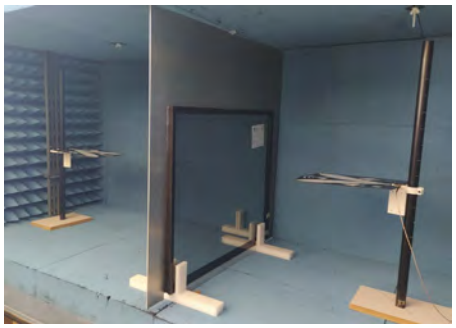


Fig. 4: Montaje experimental en cámara anecoica

Una vez explicado el sistema de medida se describen las ventanas que se caracterizan en la parte experimental. Estas muestras son de 800x636 mm, con doble acristalamiento con una cámara de aire de 15 mm, dos vidrios laminados de 4 mm a un lado separados por una lámina de butyral de 1.5 mm y un vidrio monolítico de 5 mm al otro (4-1.5-4-15-5).

El elemento que va variando entre una ventana y otra es el patrón de FSS sobre la capa metálica. Aunque en todas ellas se utiliza un patrón de malla de líneas horizontales y verticales (explicado anteriormente) con espesor de línea de 80 um, la periodicidad o distancia entre líneas va cambiando entre 2, 6 y 10 mm respectivamente. Por tanto, llamaremos muestra 1 a la que se corresponde con FSS de malla 2x2, la muestra 2 a la de 6x6 y muestra 3 a la de patrón 10x10. Todas estas ventanas se caracterizan para las polarizaciones perpendicular y paralela y para distintos ángulos de incidencia: 0º o incidencia normal, 22.5 y 45 º.

En las figuras 5, 6 y 7 se pueden observar los resultados experimentales (línea continua) y teóricos (línea discontinua) para las distintas muestras a caracterizar. Para cada figura, en la gráfica superior se muestra la polarización perpendicular y en la gráfica inferior la polarización paralela. La línea que representa el resultado a 0º se representa siempre en azul, la de 22.5º en naranja y la de 4º en gris.

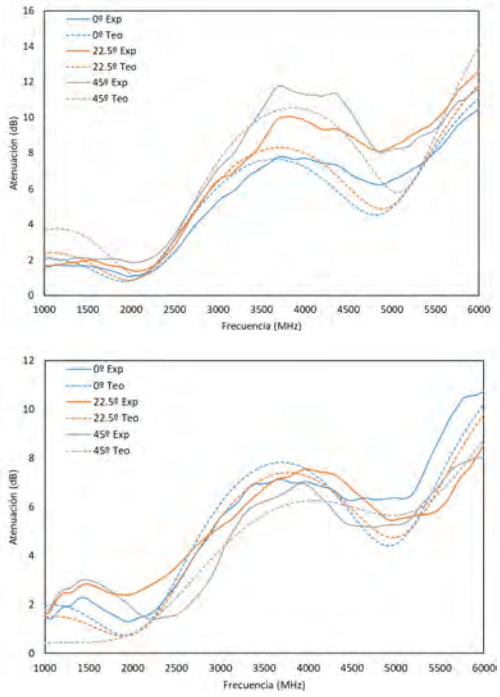
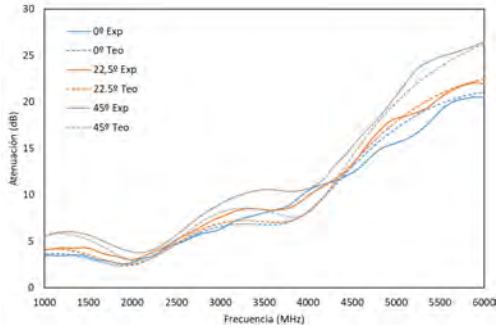


Fig. 5: Atenuación de una ventana con doble acristalamiento y FSS de 2x2 para distintos ángulos de incidencia y para polarización perpendicular (arriba) y polarización paralela (abajo)



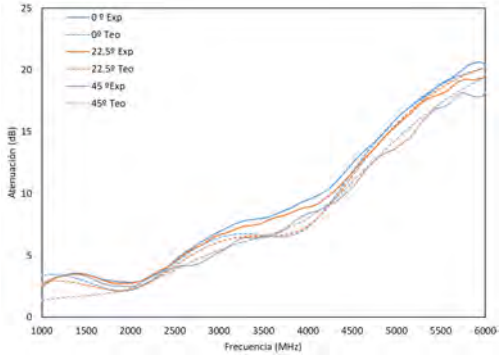


Fig. 6: Atenuación de una ventana con doble acristalamiento y FSS de 6x6 para distintos ángulos de incidencia y para polarización perpendicular (arriba) y polarización paralela (abajo)

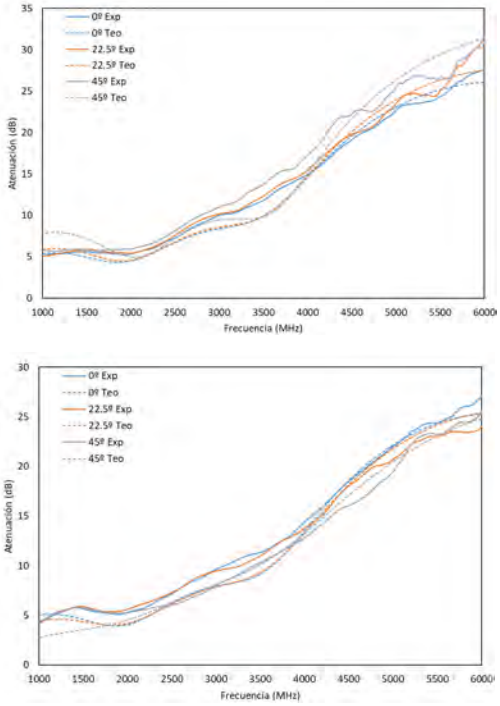


Fig. 7: Atenuación de una ventana con doble acristalamiento y FSS de 10x10 para distintos ángulos de incidencia y para polarización perpendicular (arriba) y polarización paralela (abajo)

El resultado obtenido con el modelo teórico de multicapas se aproxima notablemente a la medida experimental de las muestras y, por tanto, es adecuado. Con este modelo se pueden realizar diseños a priori de ventanas con distintos acristalamientos y FSS sin necesidad de fabricar las muestras.

4.- Conclusiones

Se ha utilizado un modelo multicapa basado en líneas de transmisión para comprender el comportamiento de ventanas complejas con FSS en diferentes ángulos de incidencia y polarizaciones.

Se ha diseñado un montaje experimental para comparar las medidas de ventanas reales con las simulaciones. Los resultados muestran una gran precisión en las predicciones del modelo teórico. Este modelo será útil para diseñar nuevas estructuras de acristalamiento complejas que combinen el efecto de la FSS y la estructura multicapa para conseguir diferentes especificaciones, como la transmisión y el rechazo de varias bandas de RF.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por FEDER/Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades – Agencia Estatal de Investigación (proyecto RTC2019-007368-3) y por la cátedra Ariño Duglass de la Universidad de Zaragoza.

Referencias

[1] Olivia BOUVARD, Matteo LANINI, Luc BURNIER, Reiner WITTE, Bernard CUTTAT, Andrea SALVADÈ, Andreas SCHÜLER, "Mobile communication through insulating windows: a new type of low emissivity coating", CISBAT International Conference, 2017

[2] Aki KARTTUNEN, Marko MÖKKÖNENN and Katsuyuki HANEDA,"Investigation of 5G Radio Frequency Signal Glazing Structures", Glass Perfomance Days, 2019

[3] Ben A. MUNK "Frequency selective surfaces: theory and design". John Wiley & Sons, 2005.

[4] Luc BURNIER, Matteo LANINI, Olivia BOUVARD, Damiano SCANFERLA, Abiraam VARATHAN, Carine GENOUD, Arnaud MARGUERIT, Bernard CUTTAT, Noémie DURY, Reiner WITTE, Andrea SALVADÈ, Andreas SCHÜLER, "Energy saving glazing with a wide band-pass FSS allowing mobile communication: up-scaling and characterisation", IET Microwaves, Antennas and Propagation 11.10, 2017, pp.1149-1455

[5] Olivia BOUVARD, Matteo LANINI, Luc BURNIER, Reiner WITTE, Bernard CUTTAT, Andrea SALVADÈ, Andreas SCHÜLER, "Structured transparent low emissivity coatings with high microwave transmission", Applied Physics A Materials Science & Processing, 2017

[6] Filippo COSTA, Agostino MONORCHIO, Giuliano MANARA, "An Overview of Equivalent Circuit Modeling Techniques of Frequency Selective Surfaces and Metasurfaces", ACES Journal, Vol 29, No 12, December 2014

Finite energy Airy surface-plasmon polaritons at a lossy interface

Rosario Martínez-Herrero[(1)] and Javier Hernández-Rueda [(1)]

1. Department of Optics, Faculty of Physics, University Complutense of Madrid. Plaza de Ciencias 1, 28040 Madrid, Spain

Contact name: r.m-h@fis.ucm.es.

ABSTRACT: In this work using a rigorous formulation based on the plane-wave spectrum formalism, we introduce a set of modes that constitute a complete basis set for finite energy Airy surface plasmon polariton packets along a lossy metal-dielectric interface in the paraxial approximation. The use of this set of modes allows us to analyze the evolution of any finite energy Airy surface plasmon polariton packets.

Keywords: Airy beams, dielectric-metal interfaces, surface-plasmon polaritons.

1.- Introduction

Airy beams are known for displaying shape invariance and self-acceleration along the transverse direction while they propagate forwards. From the mathematical viewpoint, the Airy function is a solution of a potential-free linear Schrodinger equation that describes the propagation of light in a homogeneous dielectric medium in the so-called paraxial approximation [1,2]. The Airy solution Ai(x,z) is essentially a function of two coordinates, which are linked to the transverse and propagation directions, respectively. Therefore, an Airy beam is a natural resident of the flat land in contrast to other types of non-diffracting solutions to equations with higher dimensionality.

One of the most prominent examples of a planar physical system is the evolution of electromagnetic waves at a metal–dielectric interface. Metal–dielectric interfaces are known to support surface-plasmon polaritons (SPPs), which can be employed to generate two-dimensional Airy beams [3]. The plasmonic field is tightly confined to the interface, and it decays exponentially away from it. For finite energy Airy plasmon beams in the paraxial approximation, an analytical solution was derived in Ref. [4]. Although the fundamental properties of finite energy Airy plasmons are known, dealing with finite energy Airy plasmon polariton packets (ASPP) entails certain issues that can benefit from further analysis.

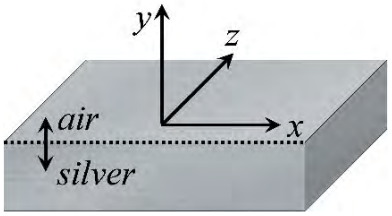


Fig. 1: Schematic of a silver-air interface with Cartesian coordinates axes.

We start by considering an ASPP propagating along a metal-dielectric interface, which is located perpendicular to the y axis (see Fig. 1). The metallic medium ($y < 0$) is characterized by a complex dielectric function ε_c, with $Re\ \varepsilon_c < 0$ and $Im\ \varepsilon_c > 0$, while the dielectric environment ($y > 0$) is described by a real dielectric function ε_d and satisfies $\varepsilon_d + Re\ \varepsilon_c < 0$. Assuming the paraxial approach and following our previous work [5], the electric field of an ASPP, $\boldsymbol{E} = e^{ik_{dy}y}\boldsymbol{E}_{0d}(x,z)$, propagates along the z axis in the dielectric medium and, for $z \geq 0$, is given by

$$\boldsymbol{E} = e^{ik_{dy}y}\left(i\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\varepsilon_c k_{dy}}{\varepsilon_d} f, i\frac{\partial f}{\partial z}\right), \qquad (1)$$

where $f(x,z)$ is a scalar function defined as

$$f(x,z) = e^{ik_{sp}z} f_0(x,z) \qquad (2)$$

and

$$k_{sp}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_c \varepsilon_d}{\varepsilon_c + \varepsilon_d}, \quad (3)$$

$$k_{dy}^2 = k_{sp}^2 \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_c}. \quad (4)$$

Under the paraxial approximation, f_0 satisfies the so-called paraxial equation

$$\frac{\partial^2 f_0(x,z)}{\partial x^2} + 2ik_{sp}\frac{\partial f_0(x,z)}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

The direct consequence of the losses in the metal, $Im\, k_{sp} \neq 0$, has two important implications: (i) it produces a global exponential decay of $\boldsymbol{E}_{0d}(x,z)$ along the z axis, characterized by a decay length $z_0 \approx 1/Im\, k_{sp}$ and (ii) it makes dependent on z the transversal intensity $I(z)$ defined as

$$I(z) = \int_{-\infty}^{\infty} |f_0(x,z)|^2 dx. \quad (6)$$

2.- Results

Using the angular plane-wave spectrum formalism of optical fields as done in Ref. [6], it can be proven that, for z > 0, a solution associated with a ASPP can be written as follows

$$f_0(x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{iu^3}{3}} F(u) e^{i|k_{sp}|ux} e^{\frac{-izu^2 k_{sp}^*}{2}} du \quad (7)$$

where the finite energy condition is guaranteed for any function F(u) fulfilling

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(u)|^2 du < \infty. \quad (8)$$

In this work, we exploit the analogy between the paraxial equation of optical beams and Eq. (7) to construct a basis set that is well suited to analyze and characterize the propagation of a finite energy Airy surface plasmon polariton packet. To this end, let us introduce the following set of functions (9) with (10)

$$\Psi_n(u) = a_n H_n(up) e^{\frac{-p^2u^2}{2}}, \quad (9)$$

where H_n is a Hermite polynomial of order n, p is a dimensionless constant and

$$a_n{}^2 = \frac{p}{2^n n! \sqrt{\pi}}. \quad (10)$$

Notice that the above functions constitute a complete set of orthonormal functions characterized by a single parameter p. Therefore, a given square integrable function F(u) can be written as

$$F(u) = \sum f_n \Psi_n(u), \quad (11)$$

with

$$f_n = \int_{-\infty}^{\infty} F(u)^* \Psi_n(u) du. \quad (12)$$

Appealing to the identity (11), the field amplitude of an arbitrary ASPP can be recast as

$$f_0(x,z) = \sum f_n F_{no}(x,z), \quad (13)$$

with

$$F_{n0}(x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{iu^3}{3}} \Psi_n(u) e^{i|k_{sp}|ux} e^{\frac{-izu^2 k_{sp}^*}{2}} du. \quad (14)$$

The coefficients f_n depend on the arbitrary choice of p, therefore, in general, there is not a unique way of choosing the basis set to expand a given ASPP, similarly to the case of the expansion of free space propagating paraxial beams. We will attempt to choose this parameter in such a way that it results in the expansion that best fits the actual packet with the lower number of terms, while preserving the shape invariance and self-acceleration properties that characterize the Airy behavior. The experimental implementation of this kind of beams can be done by using procedures similar to those used in references [7] and [8].

It can be proven that the explicit relationship of the elements of this basis and the usual Airy functions is given by the following expression

$$F_{n0}(x,z) = a_n e^{\frac{2b(z)^3}{3}} e^{|k_{sp}|xb(z)} \sum_{s=0}^{n} \frac{n!}{s!(n-s)!} \left(\frac{2p}{i|k_{sp}|}\right)^{n-s} H_s(-ipb(z)) \frac{\partial^{n-s}}{\partial x^{n-s}} A_i\left(|k_{sp}|x + b(z)^2\right) \quad (15)$$

where

$$b(z) = \frac{p^2 + izk_{sp}^*}{2} \qquad (16)$$

This equation constitutes one of the more relevant result of this work.

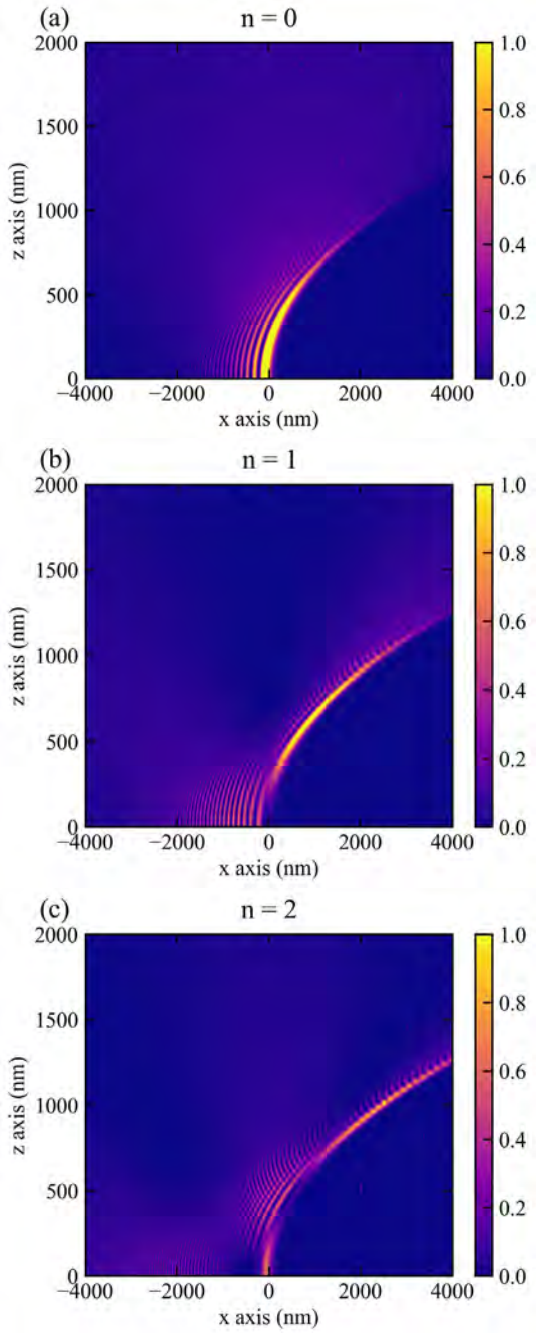


Fig. 2: Propagation dynamics of finite energy ASPP at an air-silver interface, calculated for n = 0, 1 and 2 with p = 0. 32 and λ = 633 nm.

In the following, for illustrative purposes we show the behavior of the first elements of the basis previously introduced. We consider in all the cases an air-silver interface and a wavelength of 633 nm. Consequently, we use the following dielectric functions for air and silver:

$$\varepsilon_d = 1 \quad (air)$$

$$\varepsilon_c = -18.3132 + 0.49806i \quad (silver)$$

Figs. 2 (a) to (c) present the propagation dynamics of the calculated intensity of the finite energy ASPPs as a function of the spatial coordinates x and z for the first three elements of the basis set, i.e., for n = 0, 1 , 2, respectively. Typically an Airy wave presents a maximum near the origin of the coordinate perpendicular to the propagation direction, in our case x = 0, which rapidly decays away from it. The maps in Fig. 2 illustrate the above mentioned transversal behavior of the ASPPs. We also observe a self-bending behavior of the plasmons for increasing z values, gradually decreasing its intensity and shifting its maximum position as it propagates to z = 1.3 µm. The global maximum of the ASPPs changes its location to ever larger x and z positions for increasing orders of the basis set, e.g. for increasing n the maps show that the global maxima shift their positons. These maps are useful to visually show a qualitative behavior of the ASPPs.

The graphs in Figs. 3 (a) to (c) illustrate a quantitative behavior of the ASPPs, where we have rescaled the vertical axis of different curves for clarity. These curves are extracted from the maps for five relevant z positions, from 500 nm up to 1.4 µm. These curves confirm the qualitative observations extracted from Fig. 2, where the maxima shift to larger x values as the ASPPs propagate. Besides, it can be seen that the plasmons corresponding to the base elements with higher n maintain their shape for longer z, as shown by the blue curves.

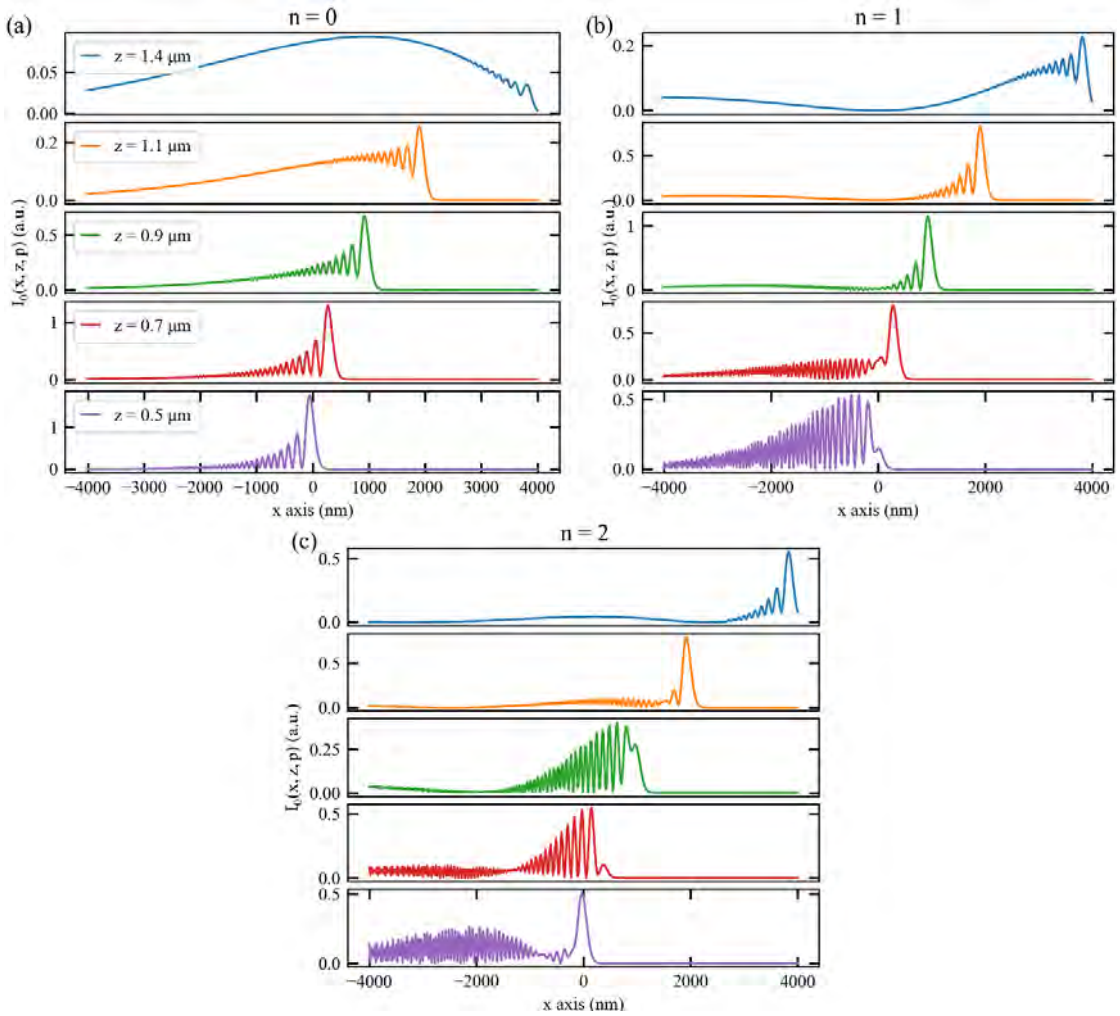


Fig. 3: Profiles along the x axis of finite energy ASPP at an air-silver interface at several z positions. As in Fig. 2, these were calculated for n = 0, 1 and 2 with p = 0. 32 and λ = 633 nm.

Conclusions

We have presented a theoretical framework to characterize the behavior of finite energy Airy surface plasmon polariton packets along a lossy metal-dielectric interface within the paraxial approximation. Starting from the plane-wave spectrum, we have introduced a set of modes that is exceptionally well suited to describe the evolution of these packets as they travel along the interface. The analysis presented in this work provides insight into the propagation and characterization of ASPP, and therefore can contribute to the development of applications exploiting these surface excitations.

Funding:

Grants PID2019-104268GB-C21 funded by the Ministerio de Ciencia e Innovación MCIN/AEI/10.13039/501100011033 and Programa de atracción de talento de la Comunidad Autónoma de Madrid, Modalidad 1, Proyecto 2020-T1/IND-19951.

References

[1] N. K. EFREMIDIS, Z. CHEN, M. SEGEV, D. N. CHRISTODOULIDES, "Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances", Optica, 6, 5, 686-701, 2019.

[2] R. MARTÍNEZ-HERRERO, A. S. SANZ, "Partially coherent Airy beams: A cross-spectral-density approach", Physical Review A, 106, 5, 053512, 2022.

[3] A.E. MINOVICH, A. E. KLEIN, D. N. NESHEV, T. PERTSCH, Y. S. KIVSHAR, D. N. CHRISTODOULIDES, "Airy plasmons: non-diffracting optical surface waves", Laser & Photonics Reviews, 8, 2, 221-232, 2014.

[4] A. SALANDRINO, D. N. CHRISTODOULIDES, "Airy plasmon: a non-diffracting surface wave", Optics letters, 35, 12, 2082-2084, 2010.

[5] R. MARTINEZ-HERRERO, A. MANJAVACAS, "Basis for paraxial surface-plasmon-polariton packets", Physical Review A, 94, 6, 063829, 2016.

[6] R. MARTINEZ-HERRERO, A. GARCIA-RUIZ, A. MANJAVACAS, "Parametric characterization of surface plasmon polaritons at a lossy interface" Optics Express, 23, 22, 28574-28583, 2015.

[7] Y. LUMER, L. DRORI, Y. HAZAN, M. SEGEV, "Accelerating self-imaging: the Airy-Talbot effect", Physical Review Letters, 115, 1, 013901, 2015.

[8] Y. WEN, Y. CHEN, Y. ZHANG, H. CHEN, S. YU, "Tailoring accelerating beams in phase space", Physical Review A, 95, 2, 023825, 2017

Inferencia Bayesiana aplicada a simulaciones numéricas de polarimetría Mueller Full Poincaré

Bayesian inference applied to numerical simulations of Full Poincaré Mueller polarimetry

Juan Carlos SUÁREZ [(1)], Javier GORGAS[(2)], Sergio PASCUAL[(2)], Juan Carlos G. de SANDE[(3)], Massimo SANTARSIERO[(4)], Gemma PIQUERO[(5)]

1. Dpto. de Ciencia de Materiales, U.P.M., Avenida de la Memoria, 28040-Madrid.
2. Dpto. de Física de la Tierra y Astrofísica, U.C.M., Plaza de las Ciencias 1, 28040-Madrid.
3. ETSIS de Telecomunicación, U.P.M., C/ Nikola Tesla, 28031-Madrid.
4. Dipartimento di Ingegneria Industriale, Elettronica e Meccanica, Università Roma Tre, Via V. Volterra 62, 00146 Rome.
5. Dpto. de Óptica, U.C.M., Plaza de las Ciencias 1, 28040-Madrid.

Persona de contacto: Juan carlos Suárez (juancarlos.suarez@upm.es).

RESUMEN:

La polarimetría Mueller Full Poincaré es una nueva técnica que se basa en el uso, como generador de estados de polarización, de haces que presentan en su sección transversal todos los posibles estados de polarización. Para determinar la matriz de Mueller de una muestra, se obtienen los parámetros de Stokes, tanto a la entrada como a la salida de la muestra, a partir de valores de irradiancia en cada píxel de una cámara CCD. En este trabajo proponemos utilizar la inferencia Bayesiana para obtener de cada muestra su matriz de Mueller, junto con las incertidumbres en los elementos de la matriz. Este nuevo enfoque se pone a prueba con medidas simuladas numéricamente, proporcionando los parámetros de Stokes de diferentes muestras, a las que se les introduce un cierto nivel de ruido Gaussiano y se les compara con las matrices de Mueller teóricas reales. Se observa una excelente concordancia entre los resultados numéricos y los teóricos en todas las muestras.

Palabras clave: Polarimetría Mueller, Haces Full Poincaré, Inferencia Bayesiana.

ABSTRACT:

Mueller Full Poincaré polarimetry is a new technique based on the use, as a generator of polarization states, of beams with all possible polarization states in their cross section. To determine the Mueller matrix of a sample, the Stokes parameters are obtained, both at the input and output of the sample, from irradiance values at each pixel of a CCD camera. In this work we propose to use Bayesian inference to obtain for each sample its Mueller matrix, together with the uncertainties in the matrix elements. This new approach is tested with numerically simulated measurements, providing the Stokes parameters of different samples, to which a certain level of Gaussian noise is introduced and compared with the actual theoretical Mueller matrices. Excellent agreement between numerical and theoretical results is observed for all samples.

Key words: Mueller polarimetry, Full Poincaré beams, Bayesian inference.

1.- Introducción

La polarimetría Mueller es una técnica no invasiva para obtener las propiedades ópticas lineales de una muestra, propiedades que están relacionadas con diferentes características como la composición, estructura, espesor, rugosidad superficial, etc. [1-3]. La determinación de estas características es esencial en la fabricación y control de calidad de materiales tecnológicos, en técnicas de diagnóstico médico, en la medición de la contaminación del aire y del agua, etc. [2-3].

Se han desarrollado numerosos procedimientos para medir la matriz de Mueller de una muestra [2]. En el presente trabajo nos centramos en un método propuesto recientemente [4] que utiliza un haz Full Poincaré (FPB) [5] y la medida de la irradiancia a través de la sección transversal del haz mediante una cámara CCD para diferentes configuraciones de un analizador del estado de polarización. A partir de estos valores se obtienen los parámetros de Stokes en cualquier punto de las secciones transversales del haz de entrada y salida, y utilizando su relación se puede determinar la matriz de Mueller de la muestra. Resumido de forma sencilla, recuperamos la matriz de Mueller de una muestra mediante los parámetros de Stokes de la luz a la entrada y salida del medio a través de medidas de irradiancia.

Dado que todos los posibles estados de polarización totalmente polarizados están presentes en la sección transversal de un haz FPB, la invertibilidad de la matriz de medida polarimétrica está garantizada. Denotamos este método como **polarimetría Mueller Full Poincaré (PMFP)** [6]. A partir de los parámetros de Stokes medidos para el haz de entrada y de salida, existen varias alternativas para determinar la matriz de Mueller de la muestra. Una primera posibilidad es tomar varios conjuntos de cuatro píxeles en los que los estados de polarización del haz de entrada coincidan con los vértices de un tetraedro inscrito en la esfera de Poincaré y promediar los resultados obtenidos [7]. Otra posibilidad es considerar todos los píxeles en los que la irradiancia del haz de entrada supera un umbral y utilizar el pseudoinverso de Moore-Penrose para determinar la matriz de Mueller [6]. Aquí exploramos una tercera posibilidad basada en el enfoque estadístico bayesiano.

La **inferencia Bayesiana** (IB) para la estimación de parámetros es una poderosa herramienta en la que se utiliza el teorema de Bayes para actualizar el valor de los parámetros que se desean determinar a medida que se dispone de más evidencia o información [8]. Se ha aplicado con éxito en muchos campos [9] y, en particular, a la reducción de datos polarimétricos [10].

Los vectores de Stokes obtenidos en cada píxel de una cámara CCD, calculados a partir de las imágenes de los haces de entrada y salida, se utilizan para inferir los elementos de la matriz de Mueller para varias muestras. Además, se incluyen una serie de condiciones necesarias para que una matriz represente una matriz de Mueller físicamente realizable [11]. En este trabajo, proponemos combinar la polarimetría Full Poincaré con la inferencia de la matriz de Mueller utilizando el enfoque de inferencia Bayesiana. Para poner a prueba el procedimiento, se han generado simulaciones numéricas de las medidas basadas en expresiones analíticas y se ha introducido ruido Gaussiano para simular los errores cometidos en una medida experimental con una cámara CCD real. Las muestras que se han utilizado para las simulaciones son bien conocidas, tales como aire, láminas retardadoras y polarizadores, todas homogéneas y transparentes, de las que se conoce su matriz teórica real.

La estructura de este trabajo es la siguiente. La sección 1 constituye la Introducción, en las siguientes secciones describiremos brevemente la polarimetría Mueller Full Poincaré (Sec. 2), el procedimiento de inferencia Bayesiana (IB) y su aplicación a la PMFP (Sec. 3). Finalmente las conclusiones más relevantes se exponen en la Sec. 4.

2.- Polarimetría Mueller Full Poincaré

La polarización de la luz puede describirse adecuadamente mediante cuatro parámetros de Stokes que suelen disponerse en un vector columna [2-3]. Cuando un haz de luz interactúa con una muestra determinista, su estado de polarización cambia de forma diferente dependiendo de las propiedades de la muestra en estudio. Despreciando los efectos no lineales,

el cambio del estado de polarización puede describirse mediante la correspondiente matriz de Mueller de la muestra. Si el estado de polarización de los haces de entrada y salida se denotan por $\mathbf{S}_{in}$ y $\mathbf{S}_{out}$, respectivamente, están relacionados a través de

$$\mathbf{S}_{out} = M\mathbf{S}_{in} \quad (1)$$

donde $M=(m_{ij})$, con i,j=0,1,2,3 es la matriz de Mueller 4x4 de la muestra. Para un haz polarizado no uniformemente, como es el caso de un FPB, la Ec. (1) se satisface para cada punto de la sección transversal del haz, con diferentes estados de polarización para cada punto. Entonces, utilizando un analizador de estados de polarización apropiado y una cámara CCD, los cuatro parámetros de Stokes del haz de entrada y de salida pueden determinarse al mismo tiempo en toda su sección transversal. Dado que un FPB contiene todos los posibles estados de polarización (totalmente polarizados) en su sección transversal, analizando los cambios de polarización en N píxeles de la cámara CCD, se puede recuperar la matriz de Mueller de la muestra. Los vectores de Stokes medidos de los haces de entrada y salida pueden disponerse en una matriz de 4×N, $\boldsymbol{S}_{in}$ y $\boldsymbol{S}_{out,}$, respectivamente.

Una vez obtenidos los dos conjuntos de parámetros de Stokes, hay que hacer algunas consideraciones para decidir la inclusión de los valores de un píxel concreto en el proceso de recuperación de la matriz de Mueller. La primera está relacionada con el nivel de potencia medido en cada píxel para el haz de entrada: sólo se tienen en cuenta los píxeles en los que la potencia es superior al 10% de la potencia máxima. El segundo está relacionado con el grado de polarización. El haz de entrada está completamente polarizado, por lo que el grado de polarización debe ser P=1 en todos los píxeles. Si las muestras estudiadas son no despolarizantes, se puede aplicar el mismo argumento para el haz de salida. Para muestras más generales, el grado de polarización del haz de salida se restringe al rango [0, 1]. Sin embargo, debido a errores experimentales, pueden obtenerse valores mayores que 1. En este trabajo, donde hemos utilizado simulaciones numéricas con ruido Gaussiano añadido, incluimos sólo aquellos píxeles en los que el grado de polarización en el haz de entrada queda dentro del intervalo de P=1 ±0.1.

Una matriz de valores reales de 4x4 representa una matriz de Mueller físicamente realizable si para cualquier vector de Stokes de entrada posible, da un vector Stokes de salida válido. Esto implica que se tendrán que satisfacer algunas condiciones necesarias que debe cumplir una matriz para ser una matriz de Mueller físicamente realizable [11].

El vector de Stokes teórico en cualquier punto $(r,\ \theta)$ de la sección del haz a la salida de un cristal uniaxial iluminado con un haz divergente cuasi monocromático puede aproximarse por [5]

$$\vec{S}(r,\theta) = S_0(r,\theta)\begin{bmatrix} 1 \\ -[cos^2 2\theta + sen^2 2\theta cos\delta(r)] \\ -sen2\theta cos2\theta[1-cos\delta(r)] \\ sen2\theta sen\delta(r) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

siendo $\delta(r)$ una fase dada por

$$\delta(r) = k(n_e - n_o)\frac{r^2}{l}, \quad (3)$$

donde k es el número de onda del vacío, l es la longitud del cristal, y n_o y n_e son los índices de refracción ordinario y extraordinario del cristal uniáxico, respectivamente. Se ha demostrado que, para este haz en particular, todos los posibles estados de polarización pueden encontrarse en la sección transversal del haz dentro de un semicírculo de radio [5]

$$r_M = \sqrt{\frac{\pi l}{k|n_e - n_o|}}. \quad (4)$$

Con estas expresiones analíticas podemos simular numéricamente los estados de polarización en el haz a la entrada de la muestra. No obstante, para que la simulación sea adecuada hay que añadir el posible ruido introducido por la cámara CCD que se emplea en las medidas experimentales. El ruido en una cámara surge de las variaciones espaciales y temporales agregadas en las imágenes capturadas. Del análisis del ruido encontrado en la cámara CCD empleada en las medidas experimentales, se ha ajustado una distribución gaussiana y ha sido la empleada para el ruido añadido en las simulaciones.

A la salida de la muestra, la distribución de estados de polarización del haz, en cada punto, ha quedado modificada. Se puede simular la acción de la muestra ideal sobre el haz de entrada para obtener un haz de salida ideal. Sin embargo, de nuevo hay que introducir ruido Gaussiano (generado de forma independiente al utilizado en el haz de entrada) para simular de nuevo las incertidumbres introducidas por la captura de imágenes usando la cámara CCD. Con las simulaciones de los haces de entrada y salida, se obtienen los vectores de Stokes en cada punto, que son los estados correspondientes a los 1,2 millones de píxeles de la cámara. No obstante, eliminando los que resultan estar por debajo de un cierto umbral de intensidad respecto al máximo, se conservan unos 800.000 puntos para el análisis posterior.

A partir de toda esta valiosa información, se muestrean conjuntos de 10.000 puntos elegidos aleatoriamente en píxeles idénticos para los haces de entrada y salida, que se utilizan para estimar los elementos de la matriz de Mueller de cada muestra mediante el planteamiento de inferencia Bayesiana basado en el algoritmo *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC), como se explica en la siguiente sección.

3.- Inferencia Bayesiana aplicada a la polarimetría Full Poincaré.

Con la rápida evolución de los métodos de detección y medida en polarimetría, la obtención de enormes cantidades de datos experimentales se está convirtiendo en algo común y asequible. El verdadero reto consiste en utilizar toda esta vasta información para determinar los parámetros deseados con la mayor precisión posible.

La estadística bayesiana ofrece un enfoque matemático muy versátil para analizar los datos experimentales e incorporarlos a modelos de predicción eficaces. La inferencia bayesiana utiliza una formulación basada en la actualización de los valores de los parámetros a medida que aumenta el número de datos experimentales disponibles.

Cuando se maneja un gran número de datos, la estadística bayesiana tiene un coste computacional más elevado que otros tratamientos clásicos. Sin embargo, mediante el uso de ciertos algoritmos adecuados para este tipo de enfoques, como los métodos MCMC, se puede lograr un algoritmo computacional muy eficiente para el análisis bayesiano, que permite manejar las dificultades numéricas inicialmente encontradas [12].

Para comprobar el buen funcionamiento del método bayesiano propuesto, se ha aplicado a los valores obtenidos en las simulaciones para varias muestras conocidas. La entrada de datos, el filtrado inicial de los datos y el manejo de los archivos de salida se han programado en R [13]. A partir de este programa, se realiza una llamada a los algoritmos de muestreo y de inferencia bayesiana, que han sido programados en Stan [14-15].

Los datos han sido sometidos a un procedimiento de análisis bayesiano MCMC para inferir los 16 elementos de las matriz de Mueller de las muestras. Una de las ventajas del análisis bayesiano es su flexibilidad a la hora de especificar modelos adecuados para los datos. Esta flexibilidad permite imponer con facilidad las condiciones necesarias que una matriz debe satisfacer para representar una matriz de Mueller físicamente realizable.

Se establecen 1.000 pasos para la fase de calentamiento, seguidos de 3.000 pasos para el cálculo. El algoritmo se ha lanzado simultáneamente en 4 cadenas de Markov independientes. Esto permite comprobar al final del cálculo si las cadenas han convergido al mismo valor para cada uno de los 16 coeficientes de cada matriz de Mueller, donde todos ellos se modelizan como variables aleatorias.

El método Bayesiano proporciona los valores de todos los elementos de la matriz de Mueller de cada muestra, junto con la correlación (covarianza) entre pares de los 16 elementos en cada matriz de Mueller. Si los elementos de la matriz de Mueller se disponen en un vector de filas $M = (m_{00}, m_{01}, \ldots, m_{33})$, sus correlaciones pueden representarse en una matriz simétrica de 16 × 16 (en total, 120 correlaciones diferentes) en la que la diagonal de dicha matriz se utiliza para representar el histograma de cada elemento de la matriz de Mueller. Para el caso particular de una lámina retardadora de

cuarto de onda con su eje a 0º, la Fig. 1 muestra los resultados obtenidos.

La distribución de probabilidad para cada uno de los elementos de la matriz de Mueller se obtiene a partir de los resultados del análisis bayesiano (*posterior*). El resultado completo es la PDF (función de distribución de probabilidad del parámetro), aunque a veces se resume con medidas características, como el valor central y un intervalo de credibilidad (*Highest Density Interval*) de, por ejemplo, el 95 %.

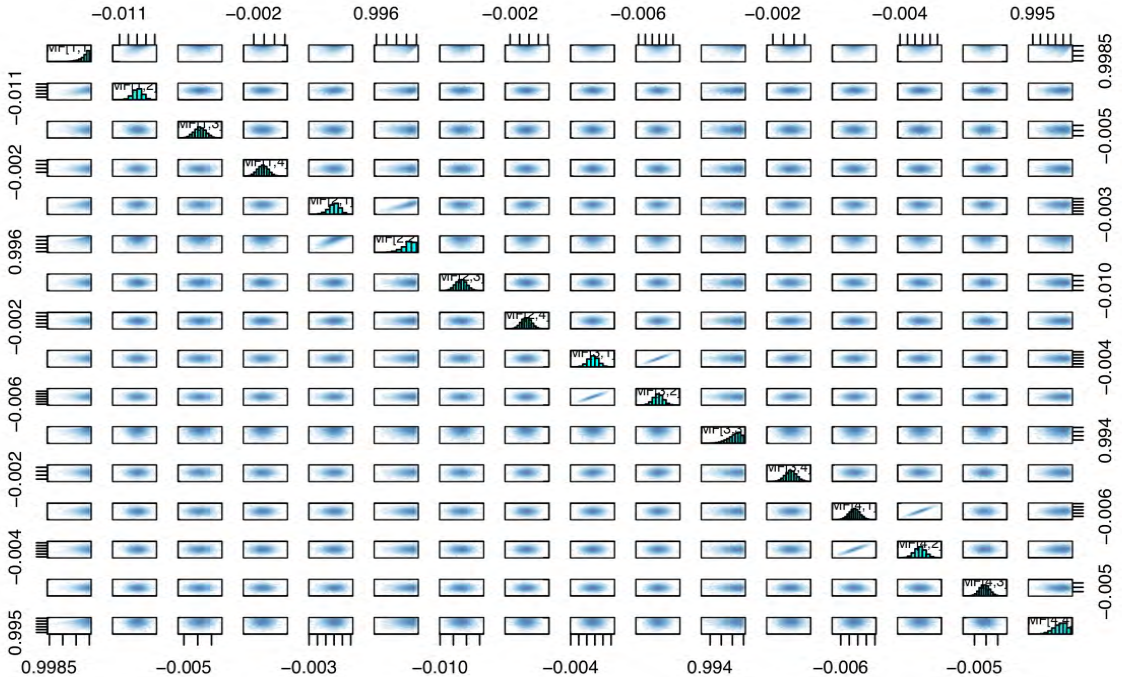


Fig. 1: Diagrama de pares mostrando las covarianzas entre los 16 elementos de la matriz de Mueller para una lámina retardadora de cuarto de onda con su eje a 0º.

Los resultados obtenidos a partir de las simulaciones numéricas se han comparado con las matrices de Mueller teóricas previstas. Se utilizaron como muestras aire, una lámina de fase de cuarto de onda con su eje rápido a 0◦, y un polarizador con su eje de transmisión a 90◦. Las matrices de Mueller de estas muestras se conocen teóricamente (véase [4], para la lámina retardadora y el polarizador).

Para todas las muestras, los resultados muestran que los valores de los elementos de la matriz de Mueller a partir de las medidas simuladas se aproximan bastante a los esperados, especialmente los de los elementos no nulos (para estos elementos la diferencia máxima es de 0,0012) y ligeramente superiores para los elementos (teóricamente) nulos (para estos elementos la diferencia máxima es de 0,0021).

4.- Conclusión

La inferencia bayesiana se ha aplicado para procesar la gran cantidad de datos obtenidos simulando numéricamente el proceso de medida con con un simple analizador de polarización y una cámara CCD de los mapas de polarización a la entrada y salida de una muestra cuando se usa, como generador de estados de polarización incidente, un haz Full Poincaré. Se han impuesto varias condiciones necesarias que debe cumplir una matriz para representar una matriz de Mueller físicamente realizable. Como resultado, el procedimiento proporciona un valor para cada elemento de la matriz de Mueller junto con el intervalo de mayor densidad de probabilidad y los valores de la correlación entre todos los pares de elementos.

El procedimiento parte de 4 cadenas de Markov independientes que, tras una fase inicial convergen al valor final de cada elemento. En caso de errores elevados en las simulaciones numéricas, no se alcanza la convergencia de estas cadenas, lo que indica la robustez y autoconsistencia de este método. Por lo tanto, este tratamiento es una herramienta muy útil cuando se utiliza polarimetría Full Poincaré.

Finalmente, aplicando este método a valores simulados numéricamente de las medidas experimentales en tres muestras de ensayo, obtenemos valores de las matrices de Mueller muy próximos a los valores teóricos esperados con intervalos muy estrechos de credibilidad. Por lo tanto, la inferencia bayesiana resulta ser una herramienta muy útil para determinar la matriz de Mueller cuando se mide un gran número de datos experimentales independientes, como en el caso de la polarimetría Full Poincaré.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad español mediante los proyectos:

PID2019-104268GB-C21

PID2019-107427GB-C31

Referencias

[1] R.M.A. AZZAM, *"Stokes-vector and Mueller-matrix polarimetry"* [Invited], J. Opt. Soc. Am., A 33, 7, 1396–1408, 2016.

[2] R. CHIPMAN, W. LAM, G.YOUNG, *"Polarized Light and Optical Systems"* en Optical Sciences and Applications of Light (CRC Press, 2018).

[3] D.H. GOLDSTEIN, *"Polarized Light"* (Marcel Dekker, 2003)

[4] J.C. SUÁREZ-BERMEJO, J.C.G de SANDE, M. SANTARSIERO, G. PIQUERO, *"Mueller matrix polarimetry using full Poincaré beams"*, Optics and Lasers in Engineering, 122, 134 – 141, 2019.

[5] G. PIQUERO, L. MONROY M. SANTARSIERO, M. ALONZO, J.C.G de SANDE, *"Synthesis of full Poincaré beams by means of uniaxial crystals"*, Journal of Optics 20, 6, 065602, 2018.

[6] J.C. SUÁREZ-BERMEJO, J.C.G de SANDE G. PIQUERO, A.V. FAILLA, M. SANTARSIERO, *"Full Poincaré Mueller polarimetry using a CCD camera"*, Photonics, 9, 10, 702, 2022.

[7] J.C. SUÁREZ-BERMEJO, J.C.G de SANDE, M. SANTARSIERO, G. PIQUERO, *"Experimental Mueller matrix polarimetry with full Poincaré beams and a CCD camera"*, en Proceedings de EPJ Web Conf. 255, 2021.

[8] S.E. FIENBERG, *"When did Bayesian inference become 'Bayesian'?"*, Bayesian Analysis 1, 1, 2006.

[9] R.v.d. SCHOOT, S. DEPAOLI, R. KING, B. KRAMER, K. MÄRTENS, M.G. TADESSE, M. VANNUCCI, A. GELMAN, D. VEEN, J. WILLEMSEN, C.YAU, *"Bayesian statistics and modelling"*, Nature Reviews Methods Primers, 1, 1, 2021.

[10] J.L. QUINN, *"Bayesian analysis of polarization measurements"*, Astronomy & Astrophysics 538, A65, 2011.

[11] J.J. GIL, R. OSSIKOVSKI, *"Polarized Light and the Mueller Matrix Approach"* (CRC Press, 2016).

[12] C.J. GEYER, *"Introduction to Markov Chain Monte Carlo"* en Handbook of Markov Chain Monte Carlo (CRC Press, 2011).

[13] Core Team, *"R: A Language and Environment for Statistical Computing"* (R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria) https://www.R-project.org/.

[14] A. GELMAN, D. LEE, J. GUO, *"A probabilistic programming language for Bayesian inference and optimization"*, Journal of Educational and Behavioral Statistics, 40, 5, 530-543, 2015.

[15] https://mc-stan.org/

Light switch based on a nanoparticle chain and on the opto-mechanically generated field enhancement

Alicia Fresno-Hernández [(1)], Manuel Ignacio Marqués [(2)], Carmen Vázquez [(1)]

1. Group of Displays and Photonic Applications (GDAF). Carlos III University of Madrid (UC3M), 28911, Leganés (Madrid), Spain
2. Department of Materials Physics, IFIMAC and Nicolás Cabrera Institute, Autonomous University of Madrid (UAM), C. Francisco Tomás y Valiente, 7, 28049 Madrid, Spain.

Contact name: Alicia Fresno (afresno@ing.uc3m.es).

ABSTRACT:

This paper presents an investigation into the resonant cumulative field enhancement that plasmonic nanoparticle chains experience in a light field, and how this enhancement is affected by the chain's orientation with respect to the field. We derive analytical expressions for the optical torque and equilibrium configuration of the chain, and demonstrate how stable orientations are triggered by geometric resonance conditions. We also validate our analytical predictions using numerical calculations based on the coupled dipoles method, specifically for a chain of silver nanoparticles. Furthermore, we demonstrate that this resonance-driven optical torque can be used to tune the orientation of the chain based on the wavelength of the incident radiation. The changes in the orientation, depending on wavelength, lead to reflected light which can be focused onto the different cores of a fiber, making this device suitable as a wavelength selective switch.

Key words: Nanoparticles, resonance, optical fiber, multicore, stability, torque, equilibrium, switch.

1.- Introduction

Light switches have become increasingly important in recent years due to their utility in a wide range of applications, including optical communication, sensing, and imaging. These devices allow for precise control of light, enabling the manipulation of its properties and propagation in ways that were previously impossible. One promising approach to developing light switches is based on the use of nanoparticles, which can be manipulated with light to achieve switchable behavior.

Nanoparticle-based light switches have been extensively studied in recent years, with a variety of materials and designs investigated for their potential applications. For example, plasmonic nanoparticles, such as gold or silver nanoparticles, have been used to develop light switches that operate via the manipulation of localized surface plasmon resonances (LSPRs) under optical excitation. These switches can be controlled by changing the polarization or wavelength of the incident light, as well as by the application of an external field, such as an electric or magnetic field [1], [2].

Another promising approach to developing nanoparticle-based light switches is based on the use of photochromic materials, which can undergo reversible changes in their optical properties upon exposure to light [3], [4].

In addition to their utility in standalone applications, nanoparticle-based light switches can also be integrated with other optical components, such as fibers, to enable new functionalities. For example, the integration of compact wavelength selective switches with multicore fibers (MCFs) or with bundle of fibers

has the potential to revolutionize optical communication, sensing and data processing, opening up new avenues for research.

Nanoparticles are investigated for this purpose because of their field enhancement due to their surface plasmon resonance (SPR). Methods such as surface enhanced Raman scattering (SERS), fluorescence, or non-linear optics utilize the amplified local fields near plasmonic nanoparticles. The field enhancement can be further increased by arrays of multiple particles or dimers [5]–[7]. Examples of such enhancement include the cumulative field effect ([8]) in one-dimensional arrays of nanoparticles illuminated in end-fire configuration, which is based on the constructive interference of all fields from the particles to produce a large field enhancement at the end of the chain.

The orientation of the array relative to the excitation wave's propagation is crucial for field enhancements resulting from interactions among multiple nanoparticles. Opto-mechanical interactions between the array of nanoparticles and the electromagnetic field could auto-stabilize resonant configurations inducing field enhancement.

The ability to manipulate the position and orientation of small particles using optical forces and torques have been greatly developed over the past few decades. Optical forces are used to cool ([9], [10]), trap ([11]), rotate small objects([12]), and even translate and rotate metallic nanowires([13]). Optical tweezers, which are single-beam optical traps that use the forces exerted by a strongly-focused beam of light to trap small particles, are one of the powerful manipulation techniques based on optical forces.

Arrays of nanoparticles can also be created using optical forces through various techniques, such as shaped light fields([14]), optical printing([15]), the forces generated by the phase gradients of light([16]), and creating optofluidic potential wells([17]). Once in place, the structures can be fixed by gelling to create permanent structures with functionality. The arrays can be further manipulated by promoting propulsion of the array using torque-less radiation pressure([18]) or increasing/decreasing its diffusion in an optical lattice structure([19]).

This paper aims to analyze the use of optical forces and torques to rotate an existing array of plasmonic nanoparticles to induce a specific configuration that promotes field enhancement. Alternatively, the paper aims to analyze if different wavelengths can be used to rotate the array of nanoparticles to a specific resonant angle with respect to the incoming radiation and the possibility to use this device as a light switch.

2.- Theory

First, we examine thoroughly the source of the geometric resonances and the cumulative field enhancement observed in plasmonic nanoparticle arrays ([8]). Specifically, we investigate a system comprising a chain of N+1 electric dipoles separated by a distance D and situated in the X-Y plane (Fig. 1). The polarizability of each dipole is α, and the position of each dipole is given by $x_j = -jDsin(\theta)$ and $y_j = jDcos(\theta)$, where θ is the angle formed by the chain and the Y axis, and j ranges from -N/2

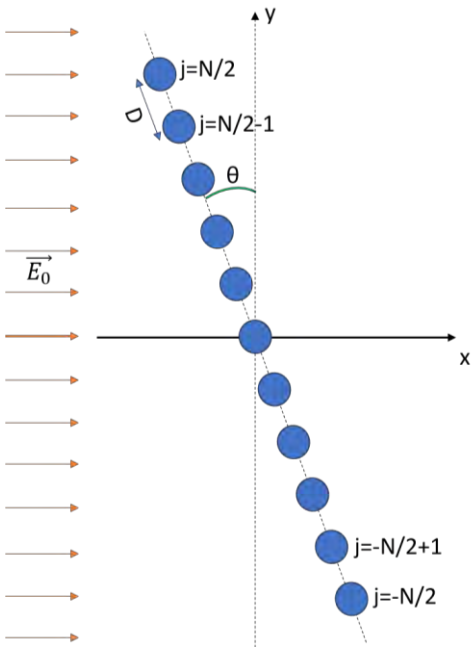


Fig. 1. Proposed system based on a chain of nanoparticles.

to N/2. An electromagnetic wave traveling in the X direction illuminates the system. For

simplicity, we consider a plane wave polarized in the z direction and propagating in air with a refractive index of 1.

The total field on each dipole p_j is given by:

$$E_j = E_0 e^{-ikjDsin(\theta)} + k^2\alpha \sum_{m\neq j} G_{mj} E_m \quad (1)$$

where k is the wave vector, λ is the wavelength, E_0 is the field amplitude, G_{mj} is the Green tensor for particles m and j, and α is the polarizability of each dipole.

We now consider two simplifications: First, a single scattering approach:

$$E_m = E_0 e^{-ikmDsin(\theta)} \quad (2)$$

And second, a far-field approximation:

$$G_{mj} = \frac{e^{ik|m-j|D}}{4\pi|m-j|D} \quad (3)$$

By making this approximations, and following the procedure explained in [20], an expression for the equilibrium angle with null torque can be obtained analytically, which is given by :

$$\theta = \text{asin}\left(\frac{\lambda}{D} - 1 + \frac{\lambda}{2\pi D}\Delta\right) \quad (4)$$

Δ being a parameter depending on the polarizability and on the number of particles, tending to zero as the number of particles increases [20]. Observe how this equation (4) anticipates an angle of stability depending on the wavelength. Thus, by adjusting the wavelength relative to the distance between the nanoparticles, we can regulate the alignment of the linear arrangement of nanoparticles. It's noteworthy that this angle, for large values of N, corresponds with the resonant orientation, which results in an accumulation of the field at the last particle. Note how the equilibrium angle it is not simply given by the resonant angle, $\theta = \text{asin}\left(\frac{\lambda}{D} - 1\right)$, but also by the contribution from the Δ correction term.

As the equilibrium angle of our particle chain depends on the wavelength of the incident light, this system can be used for a multitude of applications. We are proposing to use the system as a switch by placing a multicore fiber at the output, as shown in Fig. 2. We would illuminate our system, with a tunable laser. The angle of stability, and the reflection of light rays focused in one core of the multicore fiber, will depend on the wavelength used, being the overall devices performing as a fast wavelength selective switch. The operation wavelength range depends on the nanoparticles considered.

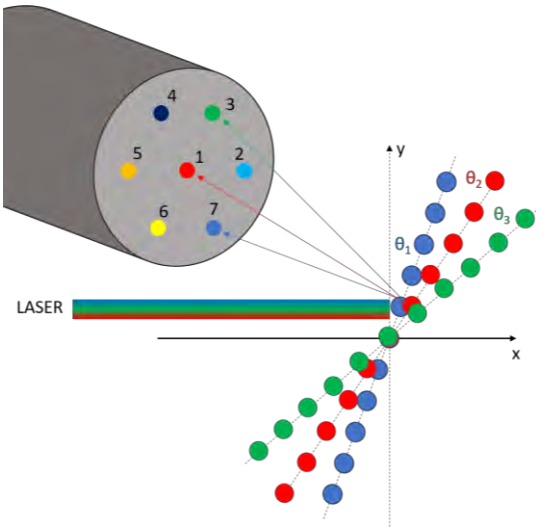


Fig. 2. Our system used as a switch with a multicore fiber.

2.- Simulations

We have made simulations of the system proposed (see Fig. 1), using a chain of N+1=51 silver nanoparticles of 50nm radium in vacuum, separated by a distance D=498nm. We vary the angle θ from -90º to 90º in 10000 steps, and the wavelength from 498nm to 996nm in steps of 1nm. In Fig. 3, the torque is plotted as a function of the angle and the wavelength. The yellow zones correspond to zones with positive torque, and the blue ones with negative torque, so the equilibrium orientations with zero torque (T=0) and negative slope are given by the green colored values that are between yellow and blue regions. We have plotted also a red line corresponding to the resonant orientations given by $\theta = \text{asin}\left(\frac{\lambda}{D} - 1\right)$, and as it can be seen, they are very close to the equilibrium configurations of the system. There are also other resonant values with $\theta = \frac{\pi}{2}$, which correspond to equilibrium configurations, but with a weaker trapping stiffness.

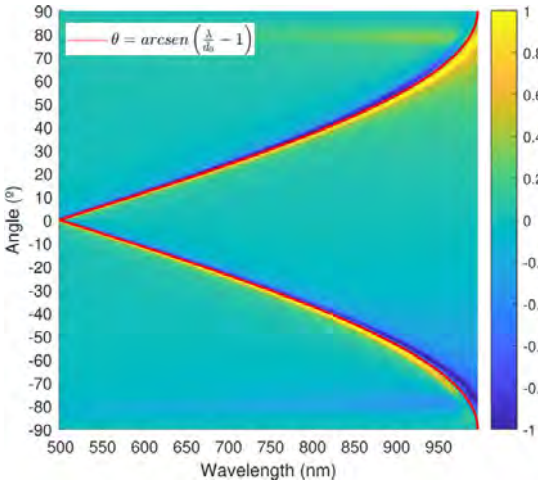


Fig. 3. Color map of the torque versus wavelength and orientation angle. The resonant angle promoting cumulative field enhancement is marked with a red line.

However, in order to obtain more accurate results, we have used numerical calculations to find the points where the torque is zero and has the most negative slope. These results are shown as blue points in Fig. 4, along with the predicted equilibrium angle (black line) and the resonant angle (red line). If we focus on the range of 740nm to 760nm and zoom in on the graph, we can see that our prediction is very close to the numerical value (with some discrepancies due to the single scattering approximation) and differs slightly from the resonant value.

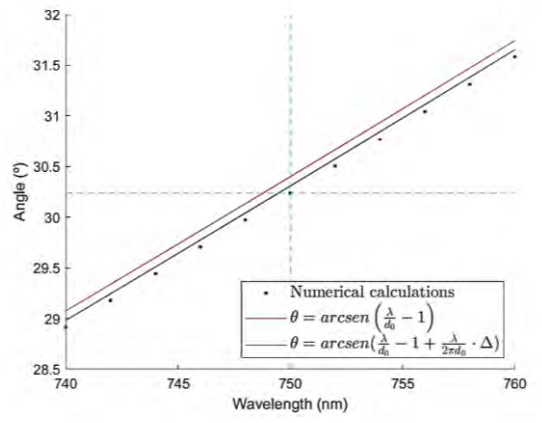


Fig. 4. Analytical prediction of the equilibrium angle versus wavelength (black line) and value obtained numerically (blue points). The resonant angle is plotted with a red line.

Since we are interested in the light reflected we have calculated the scattered intensity as a function of the angle for a specific wavelength. Results are shown in Fig 5.

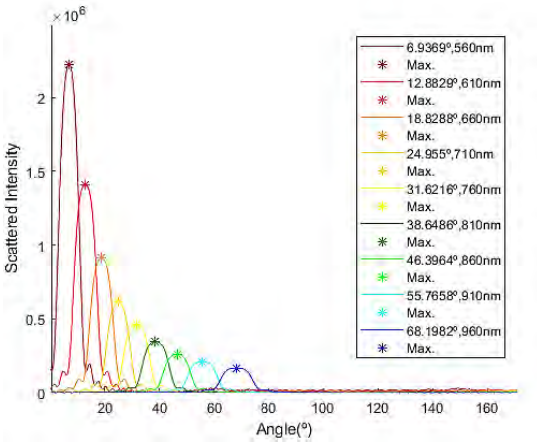


Fig. 5. Scattered intensity as a function of the angle for different wavelengths. Asterisks mark the equilibrium angle.

Note how, for each wavelength, the scattered intensity has a maximum for a specific angle corresponding to the value in which the configuration is stable.

4.- Conclusions

In this work, we propose a system based on a chain of nanoparticles acting as electric dipoles and interacting in such a way that can be orientated in different angles using a light source. We demonstrate analytically that the angle of orientation of this chain depends on the wavelength of the input source and thus, our system may be used as a wavelength selected switch to focus light into the different cores of a multicore fiber or different individual fibers properly placed. Moreover, we have made simulations to validate our analytical calculations and we have computed the amount of light that would be reflected back at each wavelength to the cores of the multicore fiber.

Acknowledgements: This work has been supported by the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MELODIA PGC2018-095777-B-C-22), the UAM-CAM project (SI1/PJI/2019−00052), the "María de Maeztu Programme" for Units of Excellence in R and D (CEX2018-000805-M), the FPU grant from the Community of Madrid (FPU19/04133), and the projects RTI2018-094669-B-C32 and SINFOTON2-CM (P2018/NMT-4326).

References

[1] H.-Y. Wu *et al.*, "Ultrasmall all-optical plasmonic switch and its application to superresolution imaging," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 1, Art. no. 1, Apr. 2016, doi: 10.1038/srep24293.

[2] X. Liu, "Colloidal Plasmonic Nanoparticles for Ultrafast Optical Switching and Laser Pulse Generation," *Front. Mater.*, vol. 5, 2018, Accessed: Apr. 17, 2023. [Online]. Available: https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fmats.2018.00059

[3] C. Weber, F. Rustemeyer, and H. Dürr, "A Light-Driven Switch Based on Photochromic Dihydroindolizines," *Adv. Mater.*, vol. 10, no. 16, pp. 1348–1351, 1998, doi: 10.1002/(SICI)1521-4095(199811)10:16<1348::AID-ADMA1348>3.0.CO;2-5.

[4] N. M.-W. Wu, M. Ng, W. H. Lam, H.-L. Wong, and V. W.-W. Yam, "Photochromic Heterocycle-Fused Thieno[3,2-b]phosphole Oxides as Visible Light Switches without Sacrificing Photoswitching Efficiency," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 139, no. 42, pp. 15142–15150, Oct. 2017, doi: 10.1021/jacs.7b08333.

[5] M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, and F. R. Aussenegg, "Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles," *Opt Lett*, vol. 23, no. 17, pp. 1331–1333, Sep. 1998, doi: 10.1364/OL.23.001331.

[6] D. A. Genov, A. K. Sarychev, V. M. Shalaev, and A. Wei, "Resonant Field Enhancements from Metal Nanoparticle Arrays," *Nano Lett.*, vol. 4, no. 1, pp. 153–158, Jan. 2004, doi: 10.1021/nl0343710.

[7] S. Zou and G. C. Schatz, "Silver nanoparticle array structures that produce giant enhancements in electromagnetic fields," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 403, no. 1, pp. 62–67, 2005, doi: https://doi.org/10.1016/j.cplett.2004.12.107.

[8] P. Ghenuche, R. Quidant, and G. Badenes, "Cumulative plasmon field enhancement in finite metal particle chains," *Opt Lett*, vol. 30, no. 14, pp. 1882–1884, Jul. 2005, doi: 10.1364/OL.30.001882.

[9] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, "Cooling of gases by laser radiation," *Opt. Commun.*, vol. 13, no. 1, pp. 68–69, Jan. 1975, doi: 10.1016/0030-4018(75)90159-5.

[10] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, "Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, no. 1, pp. 48–51, Jul. 1985, doi: 10.1103/PhysRevLett.55.48.

[11] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, "Experimental Observation of Optically Trapped Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, no. 3, pp. 314–317, Jul. 1986, doi: 10.1103/PhysRevLett.57.314.

[12] A. I. Bishop, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Optical Microrheology Using Rotating Laser-Trapped Particles," *Phys Rev Lett*, vol. 92, no. 19, p. 198104, May 2004, doi: 10.1103/PhysRevLett.92.198104.

[13] Z. Yan, J. E. Jureller, J. Sweet, M. J. Guffey, M. Pelton, and N. F. Scherer, "Three-Dimensional Optical Trapping and Manipulation of Single Silver Nanowires," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 10, pp. 5155–5161, Oct. 2012, doi: 10.1021/nl302100n.

[14] Z. Yan, R. A. Shah, G. Chado, S. K. Gray, M. Pelton, and N. F. Scherer, "Guiding Spatial Arrangements of Silver Nanoparticles by Optical Binding Interactions in Shaped Light Fields," *ACS Nano*, vol. 7, no. 2, pp. 1790–1802, Feb. 2013, doi: 10.1021/nn3059407.

[15] Y. Bao, Z. Yan, and N. F. Scherer, "Optical Printing of Electrodynamically Coupled Metallic Nanoparticle Arrays," *J. Phys. Chem. C*, vol. 118, no. 33, pp. 19315–19321, Aug. 2014, doi: 10.1021/jp506443t.

[16] F. Nan and Z. Yan, "Sorting Metal Nanoparticles with Dynamic and Tunable Optical Driven Forces," *Nano Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 4500–4505, Jul. 2018, doi: 10.1021/acs.nanolett.8b01672.

[17] F. Nan and Z. Yan, "Creating Multifunctional Optofluidic Potential Wells for Nanoparticle Manipulation," *Nano Lett.*, vol. 18, no. 11, pp. 7400–7406, Nov. 2018, doi: 10.1021/acs.nanolett.8b03844.

[18] S. Albaladejo, J. J. Sáenz, and M. I. Marqués, "Plasmonic Nanoparticle Chain in a Light Field: A Resonant Optical Sail," *Nano Lett.*, vol. 11, no. 11, pp. 4597–4600, Nov. 2011, doi: 10.1021/nl201996t.

[19] J. Luis-Hita, J. J. Sáenz, and M. I. Marqués, "Arrested Dimer's Diffusion by Self-Induced Back-Action Optical Forces," *ACS Photonics*, vol. 3, no. 7, pp. 1286–1293, Jul. 2016, doi: 10.1021/acsphotonics.6b00259.

[20] A. Fresno-Hernández and M. I. Marqués, "Opto-mechanically generated resonant field enhancement," *Sci. Rep.*, vol. 12, no. 1, Art. no. 1, Oct. 2022, doi: 10.1038/s41598-022-22987-3.

Nonplanar partially coherent sources

Juan Carlos G. de SANDE[(1)], Massimo SANTARSIERO[(2)], Rosario MARTÍNEZ-HERRERO[(3)], Gemma PIQUERO[(3)], Olga KOROTKOVA[(4)], and Franco GORI[(2)]

1. ETSIS de Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, Campus Sur 28031 Madrid, Spain
2. Dipartimento di Ingegneria Industriale, Elettronica e Meccanica, Universitá Roma Tre, Via V. Volterra 62, 00146 Rome, Italy
3. Departamento de Óptica, Universidad Complutense de Madrid, Ciudad Universitaria, 28040 Madrid, Spain
4. Department of Physics, University of Miami, 1320 Campo Sano Drive, Coral Gables, FL, 33146, USA

Contact name: J. C. G. de Sande (juancarlos.gonzalez@upm.es).

ABSTRACT:

Models for partially coherent spherical and cylindrical sources are analyzed. A decomposition into coherent modes of their cross spectral density is presented for both cases. The main characteristics of coherence are calculated both at the source surface and in propagation. From the general expression many examples with different characteristics can be derived. One interesting feature of partially coherent spherical sources is that if the superposition of modes is limited to spherical harmonic functions with the same value of their index l, the radiated field exhibits perfect radial coherence along any direction, while the angular coherence is only partial. On the other hand, the cylindrical sources are described by angularly modulated Hankel functions whose amplitudes are subject to a filtering effect during propagation.

Keywords: Coherence, Partial Coherence, Spherical Sources, Cylindrical Sources, Coherent Mode Decomposition, Coherent Modes.

1.- Introduction

Most studies on partially coherent sources consider planar sources [1, 2]. However, the Helmholz equation admits analytical solutions with separable variables in 11 coordinate systems [3], hence a great variety of nonplanar sources can be considered. Interest in curved sources comes from the development of optics in curved spaces [4-6] and is also due, in the case of spherical sources, to its connection with solar radiation [7, 8]. Here we present some relevant results recently obtained for two types of nonplanar sources, those with spherical or cylindrical symmetry [9, 10].

For these two types of sources, the cross spectral density (CSD) on their surface is expanded in terms of coherent modes. Afterwards, the corresponding CSD for the propagated field outside the source is obtained. Some characteristics of the CSD will be revealed through several examples.

Let us remind that from the CSD, $W(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2})$, the spectral density and the degree of coherence can be obtained as

$$I(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}), \qquad (1)$$

and

$$\mu(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}) = \frac{W(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2})}{\sqrt{W(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_1}) W(\mathbf{r_2}, \mathbf{r_2})}}, \qquad (2)$$

respectively.

2.- Spherical Sources

The CSD of a partially coherent spherical source can be expressed as the following expansion [9]

$$W_s(\vartheta_1, \varphi_1; \vartheta_2, \varphi_2) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} A_{lm} [Y_l^m(\vartheta_1, \varphi_1)]^* Y_l^m(\vartheta_2, \varphi_2), \quad (3)$$

where the asterisk indicates complex conjugate, (ϑ, φ) are the polar and azimuthal coordinates, respectively, of a given point outside the sphere, A_{lm} are non-negative coefficients, $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ denotes the spherical harmonic of indexes $l = 0, 1, 2 \ldots$ and $m = 0, \pm 1, \ldots \pm l$. These spherical harmonics allow us to obtain a solution of the propagation of the field simply by adding a radial factor given by the outgoing Hankel function of index l [11], $H_l(kr)$, k being the wavenumber and r the radial coordinate. Taking into account the relation of the spherical harmonics with the associated Legendre function P_l^m, the CSD out of the sphere can be written as

$$W(r_1, \vartheta_1, \varphi_1; r_2, \vartheta_2, \varphi_2) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} c_{lm}\, e^{im(\varphi_2 - \varphi_1)} \times P_l^m(\cos\vartheta_1) P_l^m(\cos\vartheta_2) \times \frac{[H_l(kr_1)]^* \cdot H_l(kr_2)}{|H_l(ka)|^2}. \quad (4)$$

Here, c_{lm} are non-negative coefficients related to A_{lm} and to the normalization factor of the spherical harmonics [9].

An interesting feature derived from Eq. (4) is the fact that the spectral density on the source surface does not depend on the azimuthal angle but, in general, varies with the polar angle. A simple example that corroborates this fact is shown in Fig. 1 (a), for which only two terms of the modal expansion are considered. The spectral density is constant at any latitude and symmetric with respect to the equator, which is a characteristic of these spherical sources. The absolute value of the degree of coherence for this simple case is constant along the polar coordinate ϑ [see Fig. 1(b)]. In this example, as $m = \pm 2$, the degree of coherence relative to a given point, presents period π along the azimuthal coordinate as it can be observed in Fig. 1(c).

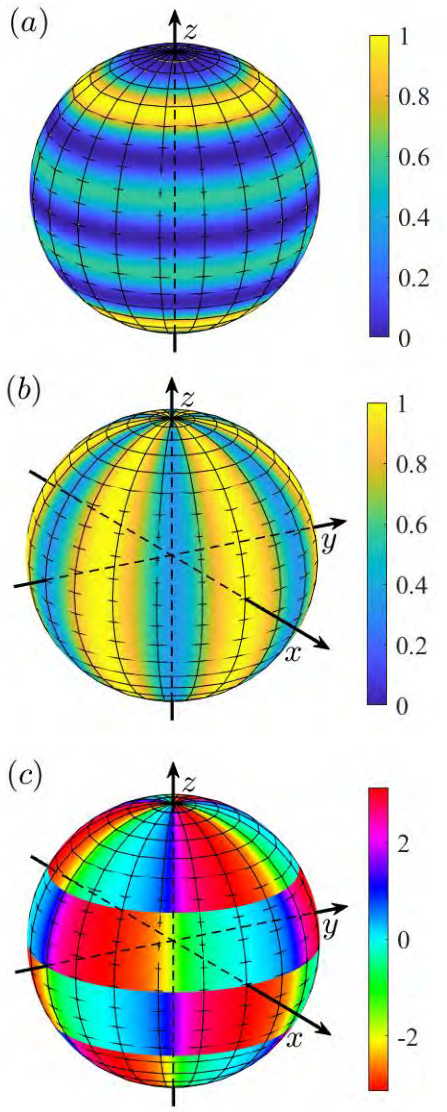


Fig. 1: (a) Spectral density on the surface of a spherical source given by Eq. (4) where all the coefficients are $c_{lm} = 0$, except $c_{6,2} = 1$, $c_{6,-2} = 0.5$, (b) absolute value and (c) phase of the corresponding degree of coherence with $\varphi_2 = 0$ and $\vartheta_2 = \pi/2$.

From Eq. (4) it can be observed that if only one value of index l is considered, there is a contribution of $2l + 1$ angular modes with the same radial dependence. Hence, a perfect radial coherence can be achieved while the angular coherence can be lower and lower as the number of angular modes increases. As an example of this fact, Fig. 2 shows the absolute value of the degree of coherence for the source given by Eq. (4) for the choice

$c_{lm} = f(m)\delta(l - l_0)$. The factor $f(m)$ has been chosen in such a way that all involved angular modes carry the same energy. It can be observed that for low values of l_0, there are two large regions of high coherence [see Fig. 2(a)]. As the value l_0 increases, these two regions become smaller and smaller and the coherence outside those regions becomes negligible.

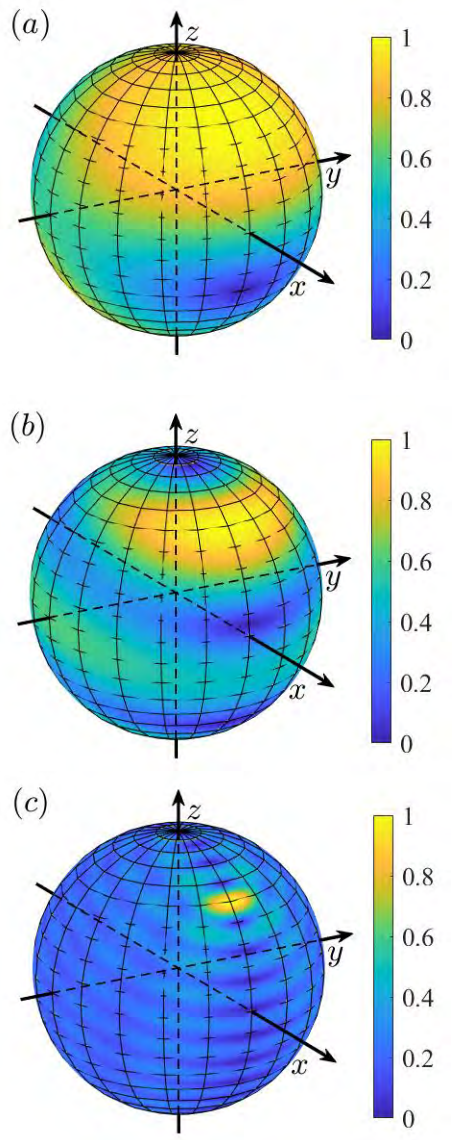


Fig. 2: Absolute value of the degree of coherence on the source surface, relative to the point with $\varphi_2 = 0$ and $\vartheta_2 = \pi/2$, when only terms with $l = l_0$ are present. (a) $l_0 = 1$; (b) $l_0 = 3$; (c) $l_0 = 15$.

Closed forms have been derived for several choices of the coefficients c_{lm} [9] and many different behaviors of degree of coherence can be found by varying these weights.

3.- Cylindrical sources

Let us assume an infinitely long cylinder of radius a radiating at a wavenumber k. Consider that it is aligned with the z axis and that the radiated field is independent of z. Using cylindrical coordinates, $(r, \varphi, z,)$, the electric field outside the cylinder, $(r \geq a)$, can be expressed as [10]

$$E(r,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \, e^{in\varphi} \frac{H_n(kr)}{H_n(ka)}, \qquad (5)$$

where c_n are the coefficients of the Fourier expansion of the field at the source surface. This field presents only one component parallel to the cylinder axis, so that it can be treated as a scalar source. The corresponding CSD is

$$W(r_1,\varphi_1;r_2,\varphi_2) = \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \langle c_n^* c_m \rangle \, e^{i(m\varphi_2 - n\varphi_1)} \times \frac{[H_n(kr_1)]^* \cdot H_m(kr_2)}{[H_n(ka)]^* \cdot H_m(ka)}. \qquad (6)$$

The contribution of modes of order $n > ka$ decreases much faster with propagation than that of the modes of lower order, resulting in a filtering effect of modes of orders higher than ka [10]. This fact can be observed in Fig. 3, where four different choices of the correlations $\langle c_n^* c_m \rangle$ have been selected.

When only low-order modes are involved, the evolution of the field in propagation does not affect the behavior of the degree of coherence. However, if modes with order higher than ka are included in the Eq. (6), there are fast oscillations of the degree of coherence on the source surface that disappear in the propagated field due to the mentioned filtering effect.

Extension to the three-dimensional case with non-zero radial and azimuthal components of the field has recently been analyzed [13].

4.- Conclusion

A description of partially coherent nonplanar sources has been presented for the cases of

spherical and cylindrical geometries. The propagation outside the source is expressed in terms of outgoing Hankel functions. A rich variety of sources can be found, depending on the choice of coefficient values, for both spherical and cylindrical sources. Here we have presented some of the most relevant characteristics of both types of sources. In the case of spherical sources, the spectral density is independent of the azimuthal coordinate. Cases are found where the radial coherence is complete while the angular coherence can be very poor. In the case of cylindrical sources, a rapid decay of the spectral density is observed in the vicinity of the source if modes of higher order than ka are involved. This results in a filtering effect.

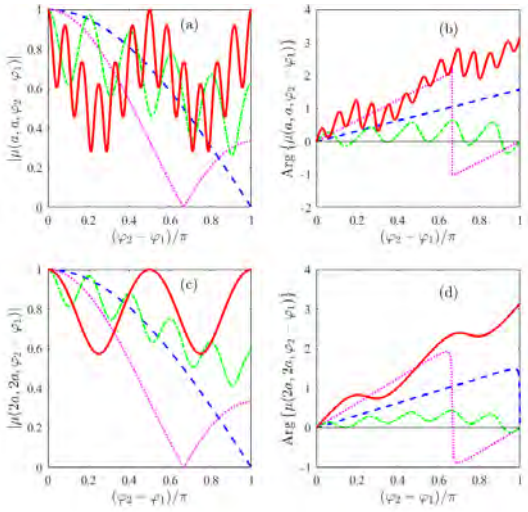


Fig. 3: (a)-(c) Absolute value and (b)-(d) phase of the degree of coherence of a source described by Eq. (6) with ka=10; (a)-(b) on the source surface; (c)-(d) after a propagation distance r=2a. Different color curves correspond to the following correlation coefficients choices: $\langle c_0^*, c_0\rangle = \langle c_1^*, c_1\rangle = 1$ *for blue curve;* $\langle c_0^*, c_0\rangle = \langle c_1^*, c_1\rangle = \langle c_2^*, c_2\rangle = 1$ *for magenta curve;* $\langle c_0^*, c_0\rangle = 1$, $\langle c_1^*, c_1\rangle = 0.3, \langle c_{10}^*, c_{10}\rangle = 0.3$ *for green curve; and* $\langle c_1^*, c_1\rangle = 1$, $\langle c_5^*, c_5\rangle = 0.3, \langle c_{25}^*, c_{25}\rangle = 0.3$ *for red curve. The remaining coefficients are set to zero.*

Acknowledgements: This work has been supported by Ministerio de Economía y Competitividad under project PID2019-104268 GB-C21.

References

[1] L. MANDEL and E. WOLF, "*Optical Coherence and Quantum Optics"* (Cambridge University Press, 1995).

[2] Olga KOROTKOVA, "*Theoretical Statistical Optics"* (World Scientific, 2021).

[3] W. MILLER, *"Symmetry and Separation of Variables,"* (Addison-Wesley, 1977).

[4] C. XU, A. ABBAS, L.-G. WANG, S.-Y. ZHU, and M. S. ZUBAIRY, *"Wolf effect of partially coherent light fields in two-dimensional curved space,"* Phys. Rev. A 97, 063827 (2018).

[5] Z. SHAO and Z. WANG, *"Propagation and transformation of a light beam on a curved surface,"* Opt. Express 29, 8626–8634 (2021).

[6] V. H. SCHULTHEISS, S. BATZ, and U. PESCHEL, *"Light in curved two dimensional space,"* Adv. Physics: X 5, 1759451 (2020).

[7] G. S. AGARWAL, G. GBUR, and E. WOLF, *"Coherence properties of sunlight,"* Opt. Lett. 29, 459–461 (2004).

[8] S. DIVITT and L. NOVOTNY, *"Spatial coherence of sunlight and its implications for light management in photovoltaics,"* Optica 2, 95–103 (2015).

[9] J. C. G. DE SANDE, O. KOROTKOVA , R. MARTINEZ-HERRERO, M. SANTARSIERO, G. PIQUERO, A. V. FAILLA, and F. GORI, *"Partially coherent spherical sources with spherical harmonic modes,"* J. Opt. Soc. Am. A 39, C21-C28 (2022).

[10] Rosario MARTINEZ-HERRERO, Olga KOROTKOVA, M. SANTARSIERO, G. PIQUERO, J. C. G. DE SANDE, A. V. FAILLA, and F. GORI, "*Cylindrical partially coherent scalar sources,"* Opt. Lett. 47, 5224-5227 (2022).

[11] G. J. GBUR, "*Mathematical Methods for Optical Physics and Engineering*" (Cambridge University Press, New York, 2011).

[12] G. B. ARFKEN and H. J. WEBERR, *"Mathematical Methods for Physicists"* (Elsevier Academic Press, New York, 2005), sixth ed.

[13] M. SANTARSIERO, J. C. G. DE SANDE, O. KOROTKOVA, R. MARTINEZ-HERRERO, G. PIQUERO, and F. GORI, *"Three-dimensional polarization of fields radiated by partially coherent electromagnetic cylindrical sources,"* Opt. Lett. 48, 2476-2479 (2023).

Validación del modelo de índice efectivo como alternativa viable en el diseño de metasuperficies

Viability of the effective index model as a suitable method for metasurface design

Pablo A. SÁNCHEZ [(1)], Óscar ESTEBAN [(1)], Mahmoud H. ELSHORBAGY [(2)], Alexander CUADRADO [(3)], Javier ALDA [(4)]

1. Grupo de Ingeniería Fotónica, Escuela Politécnica Superior, Universidad de Alcalá, 28801 Alcalá de Henares.
2. Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Minia, 61519 El-Minya, Egipto
3. Escuela de Ciencias Experimentales y Tecnología, Universidad Rey Juan Carlos, 28933 Móstoles.
4. Grupo de Óptica Aplicada, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, C/ Arcos de Jalón 118, 28037 Madrid.

Persona de contacto: Óscar Esteban (oscar.esteban@uah.es).

RESUMEN:

Los revestimientos antirreflejantes nanoestructurados (ARC) son una alternativa para reducir la reflectancia en la superficie frontal de células solares. La evaluación precisa de esta reflectancia puede obtenerse mediante soluciones numéricas a las ecuaciones de Maxwell con herramientas de elementos finitos que generalmente requieren grandes recursos computacionales. Una alternativa es el empleo de un modelo semi-analítico que sustituya la metasuperficie por una capa homogénea con las mismas propiedades ópticas. En esta contribución comparamos los resultados de ambos modelos y establecemos los límites de aplicación para el caso de una metasuperficie antirreflejante basada en nanopartículas embebidas de una matriz conductora en la superficie frontal de una celda solar de película delgada de silicio.

Palabras clave: Metasuperficies, células solares, recubrimientos antirreflejantes

ABSTRACT:

Nanostructured anti-reflection coatings (ARC) are an alternative to reduce the reflectance on the front surface of solar cells. Accurate evaluation of this reflectance can be obtained by numerical solutions to Maxwell's equations with finite element tools that generally require large computational resources. An alternative is the use of a semi-analytical model that replaces the metasurface by a homogeneous layer with the same optical properties. In this contribution we compare the results of both models and establish the limits of application for the case of an anti-reflective metasurface based on nanoparticles embedded in a conductive matrix on the front surface of a silicon thin film solar cell.

Key words: Metasurfaces, solar cells, antireflective coatings.

1.- Introducción

El uso intensivo de energías fósiles está en el origen de una crisis climática que puede desencadenar perturbaciones naturales, sociales y económicas. naturales, sociales y económicos [1], lo que ha provocado un creciente interés en el desarrollo de formas sostenibles de energía. De entre las opciones disponibles actualmente, la energía solar fotovoltaica es una de las más utilizadas, puesto que es ac-

tualmente una tecnología madura distribuida de manera extensiva a nivel comercial. Sin embargo, para alcanzar el nivel de eficiencia que le permita competir con las energías fósiles, es todavía necesario reducir sustancialmente el precio de coste por watio generado.

Una de las opciones para conseguir este objetivo, es el empleo de células solares de película delgada, bien posicionada en cuanto a reducción de costes, tanto de fabricación como de relación coste/W. Sin embargo, este tipo de células presenta una baja eficiencia por cuanto la capa activa tiene un espesor reducido y una alta reflectancia como consecuencia del efecto combinado de las diferentes interfaces de la estructura, así como del efecto de la película metálica que sirve como contacto posterior y que se encuentra próxima a la superficie anterior de la propia célula [2,3].

Una de las estrategias utilizadas para mejorar la eficiencia es la de reducir la reflectancia de la superficie de entrada, algo que se puede conseguir mediante el texturizado de dicha superficie. Sin embargo, las técnicas habituales no son válidas en el rango de las células de película delgada, por lo que una opción que se está empleando de manera reciente, es el uso de nanopartículas (NPs) distribuidas superficialmente de manera ordenada (metasuperficies) o aleatoria.

Un diseño óptimo de estas metasuperficies antirreflejantes requiere un cuidadoso modelado antes de pasar a la fase de fabricación. El método más ampliamente utilizado es el resolver las ecuaciones de Maxwell mediante herramientas de elementos finitos, que en general requiere de unos altos costes computacionales. Una alternativa que facilita el proceso supone emplear un modelo de índice efectivo para reproducir una capa delgada con propiedades ópticas equivalentes a las de la metasuperficie física, y que puede utilizarse tanto para distribuciones ordenadas como aleatorias de NPs en una matriz. En este trabajo, se compara la reflectancia estimada por el modelo de onda completa y la obtenida mediante la aplicación de las ecuaciones de Fresnel con el modelo equivalente, definiendo los límites de aplicación a partir de las correcciones realizadas sobre el modelo de índice efectivo.

2.- Recubrimiento antirreflejante nanoastructurado: metasuperficie

La estructura básica de un recubrimiento antirreflejante nanoestructurado basado en la inclusión de una distribución ordenada de NPs en una matriz, es la que se muestra en la Fig. 1, donde aparece un modelo simplificado de célula solar. La evaluación de su comportamiento puede realizarse a partir de su reflectancia, que debe minimizarse para obtener un resultado óptimo, al tiempo que se mantiene una absorción reducida en el propio recubrimiento y la transmitancia hacia la capa activa de la célula se ajusta a la banda de absorción de ésta.

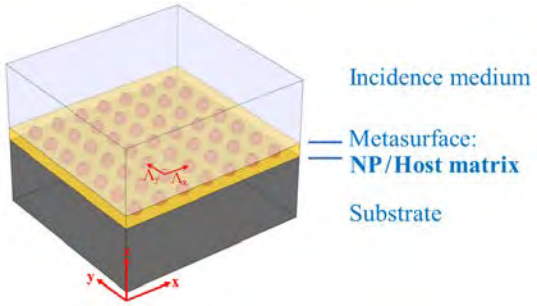


Fig. 1: Representación de un recubrimiento antirreflejante basado en una distribución 2D nanoestructurada entre dos medios homogéneos semi-infinitos.

Las propiedades ópticas de esta metasuperficie, que son las responsables de su reflectancia, absortancia y transmitancia, dependen de las propiedades ópticas de los materiales que la forma, tanto de las NPs como de la matriz que las contiene, así como del tamaño y forma de las NPs y su distribución superficial.

3.-Modelo de índice efectivo

Como criterio de evaluación del comportamiento antirreflejante de una metasuperficie podemos emplear su reflectancia. En el caso de aplicación a células solares, esta reflectancia se considera bajo incidencia normal a la superficie. Este valor se emplea como criterio de comparación, y representa la función a minimizar en un proceso de optimización.

A la hora de evaluar la reflectancia, hay que considerar no solamente su módulo, sino también su distribución espectral, de forma que pueda ajustarse el valor al rango espec-

tral de interés (definido por la banda de absorción del medio activo de la célula).
Existen dos opciones para abordar este cálculo. La primera se basa en obtener una solución numérica de las ecuaciones de Maxwell en la estructura mediante técnicas de elementos finitos. Aunque este método proporciona resultados precisos, en el caso de metasuperfices requiere la definición de una celda unidad como la representada en la Fig. 2, y el empleo de condiciones de contorno periódicas. Si esa celda es de pequeño tamaño, como es el caso de metasuperficies basadas en distribuciones 2D de NPs, el número de ecuaciones a resolver es elevado, lo que significa un elevado coste computacional de tiempo de cálculo o de ambos.

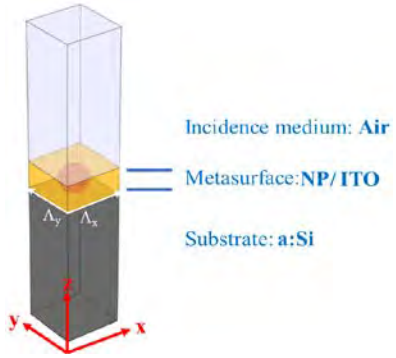


Fig. 2 Celda unidad de una metasuperficie formada por una red cuadrada de NPs esféricas.

La otra opción implica emplear una aproximación analítica en que la metasuperficie se sustituye por una capa homogénea con propiedades ópticas equivalentes, tal y como se muestra en la Fig. 3. De esta forma es posible emplear un método matricial para determinar la reflectancia espectral a partir de las ecuaciones de Fresnel. Esta aproximación resulta de aplicación tanto a distribuciones aleatorias, empleando el modelo de índice efectivo de Maxwell-Garnett, como a distribuciones ordenadas. En este último caso, el método es el de la Aproximación Dipolar Discreta (DDA) [4], en el que cada NP se representa mediante un dipolo eléctrico que interacciona con los próximos en la red.
En este modelo se tienen en cuenta las propiedades ópticas de las NPs, que dependen de su forma, tamaño y material, y de la la matriz. El resultado es una capa equivalente homogénea con un índice de refracción complejo efectivo $n_{eff} = n\text{-}i\kappa$. En ambos casos, el modelo es aplicable a medios 'diluidos', esto es, aquellos con una distribución espacial de NPs reducida en comparación a la superficie total.

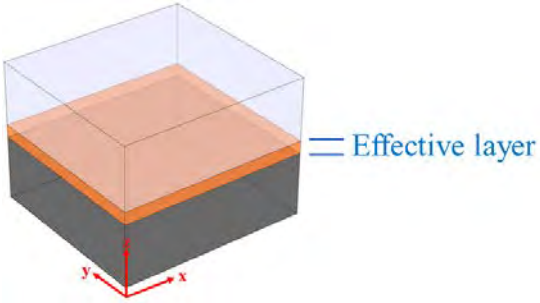


Fig. 3 Modelo de índice efectivo equivalente de la metasuperficie.

4.-Comparación de reflectancia mediante modelos numérico y analítico

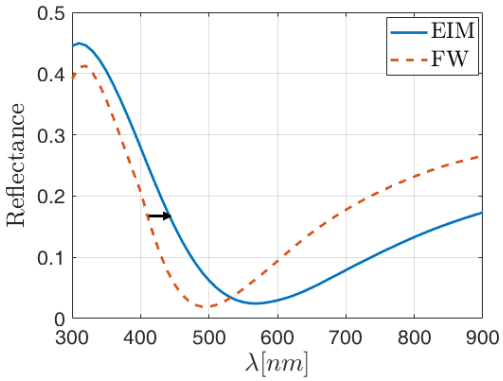
Para determinar la validez del modelo analítico frente al numérico, se ha evaluado la reflectancia por los dos métodos anteriormente mencionados en el caso de una distribución cuadrada de NPs esféricas como la representada en la Fig. 1. Esta distribución hace que el resultado no dependa de la polarización de la radiación incidente.
La metasuperficie está formada por una matriz de Óxido de Indio y Zinc (ITO) en la que se incluyen NPs de diferente naturaleza (dieléctricas y metálicas) y tamaño, con diferentes parámetros de red Λ proporcionales al radio de las NPs ρ_{NP}. Y está limitada en su parte superior e inferior por medios homogéneos semi-infinitos- Aire en la parte superior y silicio amorfo (a:Si) en la inferior.

4.1.- Metasuperficie con NPs dieléctricas

Una primera prueba de concepto se realizó con NPs de SiO_2 de 30nm de radio, embebidas en la matriz de ITO, con un parámetro de red $\Lambda=8\rho_{NP}$. La reflectancia obtenida mediante los métodos numérico (FW) y analítico (EIM) es la que se muestra en la Fig. 4. Como puede apreciarse, el comportamiento cualitativo es semejante, pero existe un desplazamiento hacia longitudes de onda mayores en el caso del modelo analítico. Esto es debido a que dicho modelo solamente pro-

porciona el índice de refracción efectivo de la capa equivalente (n_{eff}), pero no proporciona información acerca del espesor efectivo de dicha capa [5]. Es posible corregir este efecto buscando el valor de espesor efectivo d_{eff} que minimiza la diferencia entre ambas soluciones. Para ello, pueden adoptarse dos criterios: el espesor efectivo que ajusta la longitud de onda del mínimo de reflectancia, o el que ajusta el valor de reflectancia integrado.

Fig. 4 Reflectancia obtenida con el modelo numérico (línea roja discontinua), y analítico (línea azul sólida). Un desplazamiento espectral marcado por una flecha es apreciable.



En cualquier caso, el espesor efectivo se espera que sea proporcional al espesor físico de la capa equivalente, definido por el diámetro de la NP. Esta constante de proporcionalidad Γ es diferente según el criterio adoptado. Por simplicidad, en nuestro caso se ha empleado el valor medio de ambos, y con ello se obtiene los resultados presentados en la Fig. 5, donde se observa un mejor acuerdo entre ambos modelos cuando el factor de proporcionalidad Γ=0.83, de forma que la diferencia máxima en la reflectancia espectral es inferior al 5%.

Este comportamiento, incluyendo el factor de corrección de espesor, se mantiene constante cuando el parámetro de red es menor, superando el límite de medio diluido, establecido en la literatura alrededor del 9% ($\Lambda=6\rho_{NP}$), siendo válido hasta valores de densidad superficial de hasta el 20% aproximadamente ($\Lambda=4\rho_{NP}$). Y es también válido cuando cambia el material de la NP, o cuando se incrementa el radio de la NP más allá de lo que se considera como tal (diámetro inferior a 100 nm). Aunque en este caso, el espesor de la capa hace que la reflectancia muestre un patrón interferencial con un ligero incremento en la diferencia máxima para ciertas longitudes de onda.

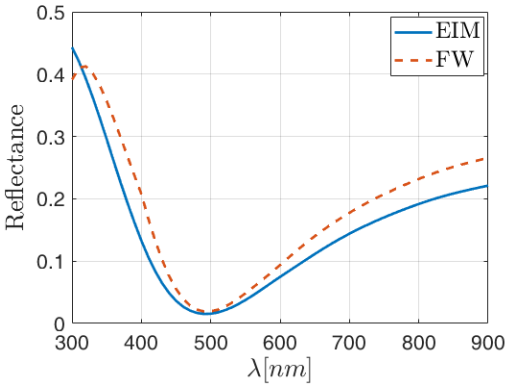


Fig. 5 Reflectancia calculada mediante los dos modelos tras un ajuste de espesor efectivo de Γ=0.83

4.2.- Metasuperficie con NPs metálicas

El comportamiento cuando se emplean NPs metálicas es ligeramente diferente. De la misma forma que en el caso de NPs dieléctricas, es necesario corregir el valor de espesor efectivo de la capa equivalente, aunque en este caso con una constante de proporcionalidad de Γ=0.85. Una prueba realizada con NPs de oro de 30 nm de radio distribuidas con un parámetro de red $\Lambda=8\rho_{NP}$ proporciona los resultados representados en la Fig. 6. De nuevo, el comportamiento cualitativo muestra un buen ajuste, con una diferencia máxima inferior al 10% en el rango del ultravioleta.

Y de nuevo, este resultado se mantiene cuando se incrementa la densidad superficial al reducir el parámetro de red a $\Lambda=6\rho_{NP}$.

Sin embargo, cuando ese parámetro de red es menor de $5\rho_{NP}$, comienzan a aparecer efectos cuadrupolares que no son considerados en el modelo simple DDA. Si representamos en este caso la reflectancia obtenida por ambos métodos para el caso de NPs de plata del mismo radio que las de oro anteriores ($\rho_{NP}=30nm$), pero con un parámetro de red $\Lambda=4\rho_{NP}$, el resultado que se obtiene es el que se muestra en la Fig. 7. Como puede verse, existe una discrepancia clara en el rango de longitudes de onda intermedio, aun realizando la corrección de espesor efectivo. Este efecto es compatible con el *scattering* de NPs de Ag embebidas en ITO analizadas median-

te el modelo de Mie, y puede incluirse en el modelo de índice efectivo añadiendo términos de interacción cuadrupolar entre NPs en la red.

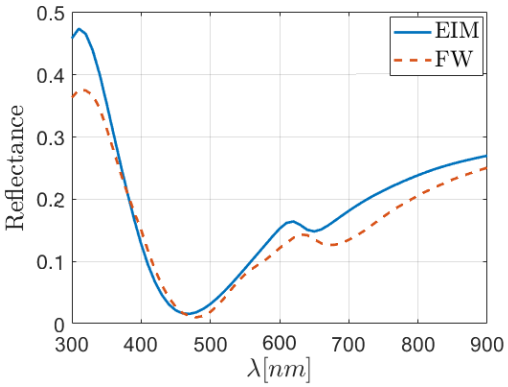


Fig. 6 Reflectancia de una metasuperficie basada en NPs de Au de 30 nm de radio, embebidas en ITO, con parámetro de red $\Lambda=8\rho_{NP}$ y con un factor de corrección de espesor efectivo $\Gamma=0.85$.

En cualquier caso, el resultado numérico apunta a la limitación en cuanto a la densidad superficial de la distribución de NPs metálicas, por cuanto la reflectancia global aumenta, y por tanto disminuye la absorción de radiación por parte de la capa activa de la célula solar.

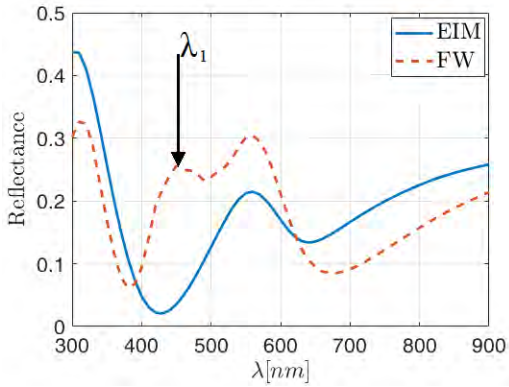


Fig. 7 Reflectancia comparada entre modelo analítico con espesor efectivo corregido (línea azul sólida) y modelo numérico (línea roja discontinua) para el caso de NPs de Ag de 30nm de radio embebidas en una matriz de ITO con un parámetro de red $\Lambda=4\rho_{NP}$ y con un factor de corrección de espesor efectivo $\Gamma=0.85$.

5.- Conclusiones

En este trabajo se ha validado la aproximación analítica para reemplazar una metasuperficie antirreflejante por su equivalente homogéneo definido por su índice y espesor efectivo. Este modelo analítico ofrece resultados comparables a los proporcionados por un método numérico basado en elementos finitos para cualquier parámetro de red en el caso de emplear NPs dieléctricas embebidas en una matriz, y para parámetros de red mayores a cinco veces el radio de las NPs en el caso de que éstas sean metálicas. Un parámetro de red inferior supone tener que considerar términos multipolares de orden superior.
Adicionalmente, el hecho de contar con una capa equivalente permite el empleo de los valores de índice y espesor efectivo como parámetros de entrada en otras herramientas de cálculo del rendimiento eléctrico de células solares, en los que solamente se permite el uso de capas homogéneas.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por los proyectos NERA (ref. RTI2018-101037-B-I00) y NANOROOMS (ref. PID2019- 105918GB-I00) del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, por fondos AEI/FEDER, y por el programa SINFOTON2-CM (ref. S2018/NMT-4326) de la Comunidad de Madrid/FEDER.

Referencias

[1] D. WALLACE-WELLS, "*The uninhabitable earth: Life after warming*" (Tim Duggan Books, 2020).

[2] K. CHOPRA, P. PAULSON, V. DUTTA, "*Thin-film solar cells: an overview*", Prog. Photovoltaics: Res. applications 12, 69–92, 2004.

[3] T. MATSUI, H. SAI, A. BIDIVILLE, H.J. HSU, K. MATSUBARA, "*Progress and limitations of thin-film silicon solar cells*", Sol. Energy 170, 486–498, 2018.

[4] A. MOROZ, "*Depolarization field of spheroidal particles*". JOSA B 26, 517–527, 2009.

[5] D. SIKDAR, I.D. RUKHLENKO, W. CHENG, M. PREMARATNE, "*Tunable broadband optical responses of substrate-supported metal-dielectric-metal nanospheres*", Plasmonics 9, 659–672, 2014.

DATOS GENERALES

Evento:
OPTOEL2023

Fechas:
14 al 16 de junio de 2023

Sede:
E. T. S. de Ingeniería de la Universidad de Sevilla
C/ Camino de los Descubrimientos, s/n
41092 Sevilla

Asistencia prevista:
En torno a 150 asistentes

Web del Congreso:
www.optoel2023.es

Email de contacto:
optoel2023@us.es

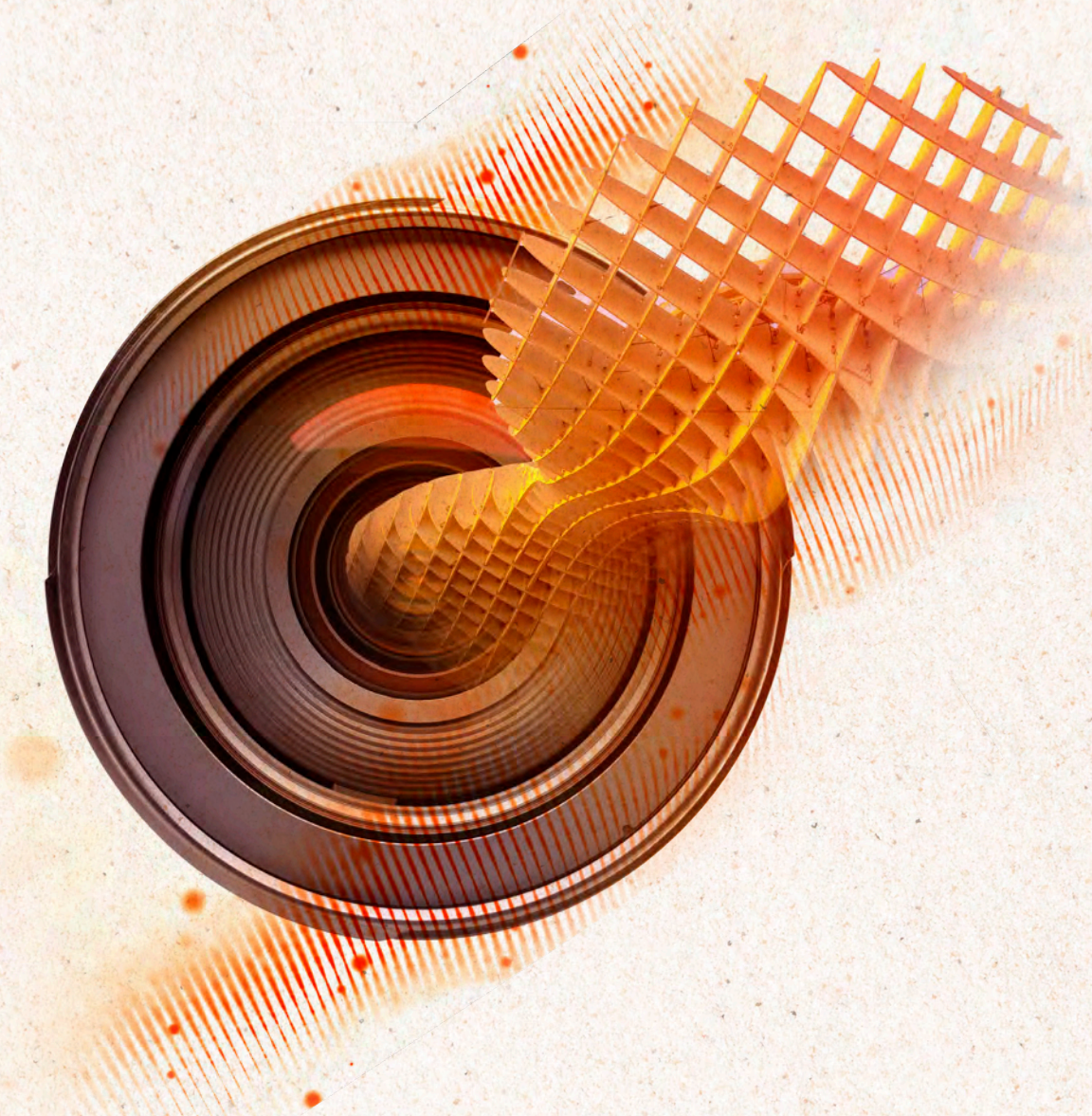
Secretaría técnica:
M.I.C.E. Sur - Congresos
sevillacongresos@viajeseci.es
Tel.: (+34) 954 506 625

VIAJES El Corte Inglés
CONGRESOS

Secretaría científica:

Organiza:

Con la colaboración de:



OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

La XIII edición de la Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL) se ha celebrado en Sevilla, durante los días del 15 al 16 de junio de 2023, con el propósito de explorar los últimos desarrollos en el campo de la fotónica y la optoelectrónica realizados en España.

Durante estos tres días, se ha tenido la oportunidad de intercambiar ideas y aprender sobre los últimos avances científicos e industriales en este ámbito de investigación.

La reunión ha contado con presentaciones invitadas, exhibiciones y charlas técnicas por parte de las empresas participantes, así como sesiones de pósteres para las comunicaciones recibidas por parte de la comunidad científica. En esta edición, además, se ha seguido el lema «Conectando la Academia y la Industria», y se ha contado con novedades como la celebración de un Foro de Innovación, en el que se ha pretendido fomentar la colaboración academia-industria, generando consorcios para proyectos que resuelvan retos específicos de la industria; y un Foro de Talento, donde se ha promovido una dinámica feria de empleo para conectar ofertas de la industria con candidaturas de talento emergente por parte de las universidades.

El Libro de Actas OPTOEL2023 recoge todas las contribuciones científico-técnicas presentadas en el evento, así como una síntesis del programa llevado a cabo, las empresas e instituciones participantes, y los Premios a a los mejores trabajos en las diferentes áreas temáticas de la reunión con el objeto de promover la investigación de calidad.

Es importante destacar la participación de los patrocinadores, expositores y colaboradores ya que sin su valiosa contribución, este evento no hubiera sido posible.



OPTOEL 2023

XIII REUNION OPTOELECTRONICA

SEVILLA 14 · 16 JUNIO

CONTACTO:
OPTOEL2023@US.ES

EDITORIAL UNIVERSIDAD DE SEVILLA

Escuela Técnica Superior de INGENIERÍA DE SEVILLA