XIII Reunión Nacional de Óptica



Libro de Resúmenes

Evento Online

22, 23 y 24 de noviembre de 2021

Libro editado por la Sociedad Española de Óptica con ISBN-13 978-84-09-37622-3

SEDOPTICA
Área de Mujeres en Óptica y Fotónica

SEDOPTICA
SOCIEDAD ESPAÑOLA DE ÓPTICA

Patrocinadores

PLATINO

LASING

FYLA
WE LASER
THE NEW INDUSTRY

ORO

secpho

antares
instrumentación, S.L

AVANTES
solutions in spectroscopy

AQ instruments

COHERENT

Johnson&Johnson

PLATA

mtb
TECNOLOGÍA DE PRECISIÓN

iberoptics
sistemas ópticos

fotónica21
Plataforma Tecnológica Española de Fotónica

PHOTONLINES
20 YEARS
Soluciones ópticas

PI micos

GLS
Greenlight Solutions

BRONCE

AVIZOR
EYE CARE SOLUTIONS

innova
scientific

LIGHT CONVERSION

monocrom

lasertechnology
Láser - Fotónica - Fibra Óptica

Índice

Patrocinadores I

Mensaje de bienvenida IV

Comités VI
Comité organizador . . . VI
Comité científico general . . . VII
Comité científico de los simposios . . . VII

Programa X
Lunes 22 de noviembre . . . X
Martes 23 de noviembre . . . XIII
Miércoles 24 de noviembre . . . XIV
Sesión de pósteres . . . XVII

Conferencias plenarias 1
Recent Advances in Corneal Imaging
Prof. Jannick Rolland . . . 2
Scalable classical and quantum photonics: an optimized approach
Prof. Jelena Vuckovic . . . 3

Simposio de Técnicas de Imagen 4
Presentaciones orales . . . 5
Presentaciones en formato de póster . . . 25

Simposio de Nanofotónica 85
Presentaciones orales . . . 86
Presentaciones en formato de póster . . . 99

Simposio de Miscelánea I 131
Presentaciones orales . . . 132
Presentaciones en formato de póster . . . 152

Simposio de Ciencias de la Visión 191
Presentaciones orales . . . 192
Presentaciones en formato de póster . . . 220

Simposio de Óptica Cuántica y Óptica No Lineal 274
Presentaciones orales . . . 275
Presentaciones en formato de póster . . . 294

Simposio de Miscelánea II **344**
Presentaciones orales 345
Presentaciones en formato de póster 365

Eventos **405**
IV RNO Joven 406
Mesa redonda: «Tú a Barranquilla y yo a Barcelona: experiencias de movilidad científica en el ámbito iberoamericano» 409
Mesa redonda: «Capitanas de la ciencia, líderes a pesar del sistema» 411
Espacio de divulgación, enseñanza e historia de la óptica 413
Mesa redonda: «Encuentro iberoamericano de OPTICA chapters @RNO2021» 415
Premio RNO2021 417
Ceremonia de entrega de premios 418

Estadísticas **419**

Mensaje de bienvenida

Estimados compañeras y compañeros:

Os damos la bienvenida a la XIII Reunión Nacional de Óptica, RNO2021, el congreso emblemático de la Sociedad Española de Óptica (SEDOPTICA), que se celebra del 22 al 24 de noviembre de 2021 de manera virtual.

Como demuestra el éxito de las ediciones anteriores, la RNO es un foro excelente para comunicar los avances de la investigación, dar voz a los jóvenes que se inician en ella, homenajear a quienes destacan por sus aportaciones o trayectoria profesional, establecer nuevas colaboraciones y reforzar las ya existentes. La RNO es también la referencia de los buenos momentos que proporciona el encuentro con otros colegas.

Todas las reuniones tienen algo especial y esta edición será, sin duda, más especial si cabe por tener que prescindir de la presencialidad. Desde marzo de 2020 vivimos en todo el planeta una época difícil por causa de la pandemia de Covid19, un enorme problema que todavía no ha sido superado. La necesidad de reinventar las actividades ha afectado también a SEDOPTICA y a los congresos que organiza. Hoy podemos celebrar que, frente a numerosas dificultades, ha prevalecido el interés por la comunicación y el intercambio científico, un valioso legado de las ediciones anteriores.

En su decimotercera edición, la RNO acoge cinco simposios científicos en las áreas específicas de Ciencias de la Visión, Nanofotónica, Técnicas de la Imagen, Óptica Cuántica y Óptica No Lineal, y el área miscelánea que abarca Divulgación, Enseñanza e Historia de la Óptica, Mujer en Óptica y Fotónica, Color, Espectroscopía y Optoelectrónica. Cabe señalar el carácter internacional del simposio de visión que, con el nombre de *International Visual Science Symposium*, está organizado conjuntamente por OPTICA (antes OSA) y SEDOPTICA. La RNO Joven también celebra una nueva edición. Las conferencias plenarias, a cargo de dos científicas de gran prestigio internacional, abren paso a las sesiones habituales de comunicaciones, en las modalidades oral y póster. Los patrocinadores y las empresas del sector despliegan una exposición de productos y servicios que se extiende durante toda la RNO. El programa incluye tres mesas redondas: una sobre la movilidad científica en el ámbito iberoamericano; otra, acerca de la trayectoria profesional de las mujeres en la ciencia y, como tercera, un encuentro de representantes de capítulos estudiantiles de OPTICA/OSA de España e Iberoamérica. Se hará también entrega de diversos premios y reconocimientos, entre ellos, el premio RNO2021 que, con una importante dotación económica, se otorgará a quien, estando en su etapa predoctoral, presente un trabajo elegido por votación entre los asistentes. Finalmente, la RNO también da cabida a la asamblea general anual de SEDOPTICA y a las asambleas de diversos comités.

Las épocas difíciles son origen de oportunidades y, así, esta RNO aprovecha un formato accesible para llegar más lejos y facilitar la participación de la comunidad iberoamericana en Óptica y Fotónica. De esta forma, SEDOPTICA refuerza sus vínculos con las sociedades de aquellos países.

Desde el Área de Mujer Óptica y Fotónica, como organizadoras de esta edición de la RNO, queremos agradecer a la Junta de SEDOPTICA que nos confió este reto de, en un tiempo muy ajustado, organizar esta singular edición de la RNO. Agradecemos de manera especial a los colaboradores que se nos unieron por el camino, así como a los comités que organizan los simposios científicos, a los patrocinadores y promotores de premios, a las empresas colaboradoras... En definitiva, una larga lista de personas y empresas, detalladas en la documentación del congreso, sin cuya participación este evento no habría sido posible.

Se ha realizado un gran trabajo colaborativo, con ilusión y esfuerzo, para llegar hasta aquí y facilitar nuestra participación en la XIII RNO2021. Confiamos en que esta edición sea un éxito para la comunidad interesada en la ciencia y la tecnología de la luz y un estímulo para los que dan sus primeros pasos.

Nos faltarán los abrazos y el alboroto del reencuentro animado en torno al café, las actividades lúdicas compartidas y las visitas socioculturales. Los echaremos de menos, eso sí, pero será solo un aplazamiento y los conservaremos intactos para la próxima RNO.

Sagrario Millán García-Varela
Presidenta de SEDOPTICA

María Viñas Peña
Verónica González Fernández
Martina Delgado Pinar
Presidentas del Comité Organizador de la RNO2021

Comités

Comité organizador

Presidencia

María Viñas - *Harvard Medical School*

Verónica González - *Universidad Complutense de Madrid*

Martina Delgado - *Universitat de València*

Vocalías

Alba de las Heras - *Universidad de Salamanca*

Francesca Gallazzi - *Tampere University*

Mario García Lechuga - *Universidad Autónoma de Madrid*

Ana Isabel Gómez - *Universidade de Santiago Compostela*

Rosa Ana Pérez-Herrera - *Universidad Pública de Navarra*

Daniel Puerto - *Universitat d'Alacant*

Luis Alberto Sánchez - *Universitat de València*

Beatriz Santamaría - *Universidad Politécnica de Madrid*

María Baralida Tomás - *Universitat d'Alacant*

Comité científico general

Enrique Josua Fernández - *Universidad de Murcia*

María Viñas - *Harvard Medical School*

Meritxell Vilaseca - *Universitat Politècnica de Catalunya*

Esther Perales - *Universitat d'Alacant*

Inmaculada Pascual - *Universitat d'Alacant*

María Teresa Flores - *Universidade de Santiago de Compostela*

María Rosa López - *Universidad de Málaga*

María Vega Cañamares - *Instituto de Estructura de la Materia - CSIC*

Ramon Vilaseca - *Universitat Politècnica de Catalunya*

Eugenio Roldán - *Universitat de València*

Pablo Aitor Postigo - *Instituto de Micro y Nanotecnología - CSIC*

Lluis Marsall - *Universitat Rovira i Virgili*

José Antonio Lázaro - *Universitat Politècnica de Catalunya*

Alejandro Carballar - *Universidad de Sevilla*

Fernando Moreno - *Universidad de Cantabria*

Sebastián Jarabo - *Universidad de Zaragoza*

Comité científico de los simposios

Simposio de Ciencias de la Visión

Enrique Josua Fernández - *Universidad de Murcia*

María Viñas - *Harvard Medical School*

Carolina Ortiz - *Universidad de Granada*

Alessandra Carmichael - *Indiana University Bloomington*

Pablo Pérez-Merino - *Ghent University*

Sonia Ortiz - *Universidad de Granada*

Simposio de Nanofotónica

Pablo Aitor Postigo - *Instituto de Micro y Nanotecnología, CSIC*

Lluis Marsall - *Universitat Rovira i Virgili*

Sara Núñez - *Universidad de Vigo*

Simposio de Óptica Cuántica y Óptica No Lineal

Ramon Vilaseca - *Universitat Politècnica de Catalunya*

Eugenio Roldán - *Universitat de València*

Roberta Zambrini - *Instituto de Física Interdisciplinar y Sistemas Complejos*

Carlos Hernández - *Universidad de Salamanca*

Angel Paredes - *Universidad de Vigo*

Leticia Tarruell - *Instituto de Ciencias Fotónicas*

Miguel Angel Porras - *Universidad Politécnica de Madrid*

Alejandro Turpín - *University of Glasgow*

Verónica Ahufinger - *Universitat Autònoma de Barcelona*

Simposio de Técnicas de la Imagen

Inmaculada Pascual - *Universitat d'Alacant*

María Teresa Flores - *Universidade de Santiago de Compostela*

Olga María Conde - *Universidad de Cantabria*

Simposio de Miscelánea

Color

Meritxell Vilaseca - *Universitat Politècnica de Catalunya*

Esther Perales - *Universitat d'Alacant*

Espectroscopía

María Rosa López - *Universidad de Málaga*

María Vega Cañamares - *Instituto de Estructura de la Materia - CSIC*

Optoelectrónica

José Antonio Lázaro - *Universitat Politècnica de Catalunya*

Alejandro Carballar - *Universidad de Sevilla*

Enseñanza, Divulgación e Historia de la Óptica

Fernando Moreno - *Universidad de Cantabria*

Sebastián Jarabo - *Universidad de Zaragoza*

Área de Mujer en Óptica y Fotónica

María Viñas - *Harvard Medical School*

Verónica González - *Universidad Complutense de Madrid*

lunes 22 de noviembre

15:00 – 15:30 DISCURSO DE APERTURA — Sagrario Millán García-Varela (UPC), Verónica González Fernández (UCM)

SIMPOSIOS

	TÉCNICAS DE LA IMAGEN		NANOFOTÓNICA		MISCELÁNEA I (COLOR Y DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA)	
	Moderadores: Inmaculada Pascual (Universitat d'Alacant) y Mª Teresa Flores (Universidade de Santiago de Compostela) Patrocinado por: COHERENT		Moderadores: Pablo Aitor Postigo (Instituto de Micro y Nanotecnología, CSIC) y Sara Núñez (Universidade de Vigo)		Moderadores: Meritxell Vilaseca (Universitat Politècnica de Catalunya) y Fernando Moreno (Universidad de Cantabria) Patrocinado por: AQ instruments	
15:32 – 15:44	[#204] ACOUSTO-OPTIC HOLOGRAPHY FOR HIGH FIDELITY LASER PATTERN GENERATION D. Treptow, R. Bola, E. Martín Badosa and M. Montes Usategui				15:30 – 15:42	[#154] AUTOMATIC CLASSIFICATION OF MULTISPECTRAL EYE FUNDUS IMAGES USING DEEP LEARNING F.J. Burgos-Fernández, B. Ly, F. Díaz-Doutón, M. Vilaseca, J. Pujol and M. Sermesant
15:44 – 15:56	[#58] EFECTOS DE LA LUZ POLARIZADA RADIALMENTE SOBRE IMÁGENES DE MICROSCOPÍA DE SEGUNDO ARMÓNICO EN TEJIDOS FORMADOS POR COLÁGENO R.M. Martinez-Ojeda, C. Hernandez-García and J.M. Bueno	15:30 – 16:00	CHARLA INVITADA: **Prof. Nicholas Vamivakas** *University of Rochester* Spin-photon interface with a van der Waals heterostructure		15:42 – 15:54	[#120] MUC: MEDIDA DE UMBRALES CROMÁTICOS. APLICACIÓN INFORMÁTICA PARA EL AULA M.C. García-Domene, M.A. Díez-Ajenjo, M.J. Luque and D. de Fez
15:56 – 16:08	[#63] FAST ALGORITHM FOR CALCULATING THE POLARIZATION MATRIX OF A HIGHLY FOCUSED ELECTROMAGNETIC SCHELL-MODEL BEAM: THE LAGUERRE-GAUSS CASE M. Aviñoá, R. Martínez Herrero and A. Carnicer				15:54 – 16:06	[#165] ¿ES MEJOR SER DALTÓNICO PARA DETECTAR PATRONES DE CAMUFLAJE? A. Galdón, J. Hernández Andrés, L. Gómez Robledo, E. Valero, R. Huertas and M.Á. Martínez Domingo
16:08 – 16:20	[#80] MUELLER POLARIMETRIC IMAGING ANALYSIS OF VECTOR-BEAM GENERATING DEVICES G. López-Morales, M. Sánchez-López, Á. Lizana, I. Moreno and J. Campos	16:00 – 16:15	[#97] DEVELOPMENT OF A NOVEL BIOSENSOR TO DETECT SARS-COV-2 SPECIFIC ANTIBODIES IN DIFFERENT SAMPLE TYPES AND THEIR VALIDATION BY ELISA A.M. Martin Murillo, et al		16:06 – 16:18	[#66] ANÁLISIS DE GAMAS DE COLOR EN DISPOSITIVOS DE IMPRESIÓN GRÁFICA A.B. López-Baldomero, M. Rubiño, C. Ortiz and C. Salas

lunes 22 de noviembre

	TÉCNICAS DE LA IMAGEN		NANOFOTÓNICA		MISCELÁNEA I (COLOR Y DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA)
16:20–16:32	[#188] SPATIAL FREQUENCY DOMAIN IMAGING WITH A BUCKET DETECTOR A.J.M.Lenz, E. Ipus, L. Martínez-León, P. Clemente, V. Climent, J. Lancis and E. Tajahuerce	16:15 –16:30	[#117] DIRECT AND SENSITIVE COVID-19 SEROLOGY BASED ON A PLASMONIC BIOSENSOR O. Calvo-Lozano, M. Sierra, S. Maria, M.C. Estévez and L.M. Lechuga	16:18 –16:30	[#140] VISUAL VALIDATION OF AN ACCURATE 3D DIGITAL REPRODUCTION OF EFFECT COATINGS K. Huraibat, E. Perales, E. Kirchner, I. Van der Lans, A. Ferrero and J. Campos-Acosta
16:32–16:37	Debate y preguntas	16:30 –16:45	[#144] DISPERSIÓN RAMAN MEJORADA EN SUPERFICIE MEDIADA POR LA ADSORCIÓN DE NANOPARTÍCULAS METÁLICAS GENERADAS CON LÁSER SOBRE ÓXIDO DE GRAFENO S. Molina-Prados, A. Cros Stötter, G. Mínguez Vega and N. Garro Martínez	16:30 –16:42	[#34] EXPERIMENTO DE FOTOELASTICIDAD EN CASA Y. Mejía
16:37 -16:49	[#221] PERIPHERAL PHOTORECEPTORS IMAGING IN NON-ADAPTIVE OPTICS SS-OCT M.M. Bartuzel, A. Consejo, P. Stremplewski, M. Sylwestrzak and I. Gorczyńska	16:45 –17:00	[#198] IRRADIACIÓN LÁSER EN ESFEROIDES CELULARES MCF-7 Y U-87 P. Camarero, F. Sanz, M. Quintanilla and P. Haro	16:42 -16:54	[#104] VISUALIZACIÓN DE OPTOTIPOS DURANTE EL PROCESO DE REFRACCIÓN SUBJETIVA PARA COMPRENDER LAS RESPUESTAS DE LOS PACIENTES J. Arines
16:49-17:01	[#161] PERFILES ESPACIO-TEMPORALESDE TEMPERATURA LAGRIMAL MEDIANTE IMAGEN INFRARROJA: APLICACIÓN A OJO SECO A. López Raso, M. Romero Insúa and J.M. López Alonso	17:00 –17:15	[#146] FIBER BASED OPEN CAVITIES: A TUNABLE ALTERNATIVE FOR THE PEROVSKITE LASER DEVELOPMENT. J. Ortiga Fibla, I. Suarez Alvarez, J. Pascual M. Pastor and G. Muñoz Matutano	16:54 -17:06	[#138] UN TALLER DIVULGATIVO SOBRE ÓPTICA Y FOTÓNICA PARA ESTUDIANTES DE INSTITUTOS R. Vergazand B. García-Cámara
17:01 -17:13	[#215] AUTOENCODER COMPUESTO PARA LA DELINEACIÓN DE MÁRGENES QUIRÚRGICOS EN CIRUGÍA CONSERVADORA DE PECHO CON ASISTENCIA DEL CIRUJANO E IMAGEN SFDI A. Pardo, S. Streeter, B. Hunt, J.M. López-Higuera, B. Pogue and O. Conde	17:15 –17:30	[#94] DUV-LED LIGHT EXTRACTION EFFICIENCY ENHANCEMENT USING A PILLARS NANOSTRUCTURE E. Lopez-Fraguas, P. Manley, B. Garcia-Camara, S. Burger, R. Vergaz and C. Becker	17:06 -17:18	[#166] EFECTO SCHLIEREN: VISUALIZACIÓN DE PEQUEÑOS CAMBIOS EN EL ÍNDICE DE REFRACCIÓN D. González-Fernández, J. Monzón, E. Pascual, Í. de Loyola, P. Gila, P. Álvarez, V. M. González and D. Mateos

lunes 22 de noviembre

	TÉCNICAS DE LA IMAGEN	NANOFOTÓNICA	MISCELÁNEA I (COLOR Y DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA)
17:13– 17:25	[#174] CONSTRUCCIÓN DE UNA FOG-CHAMBER A PEQUEÑA ESCALA PARA EL ESTUDIO DE LA PROPAGACIÓN DE LUZ A TRAVÉS DE LA NIEBLA M. Ballesta-García and S. Royo		17:18 – 17:30 [#193] VINTAGE OPTICS: UTILIZACIÓN DE INSTRUMENTOS HISTÓRICOS PARA LA DOCENCIA DE LA ÓPTICA S. Vallmitjana and A. Marzoa
17:30 – 18:30	PÓSTERES		
18:30 - 19:30	CONFERENCIA PLENARIA (CIENCIAS DE LA VISIÓN / TÉCNICAS DE LA IMAGEN) **Recent Advances in Corneal Imaging** **Prof. Jannick Rolland** Brian J. Thompson Professor in Optical Engineering at the University of Rochester Patrocinado por: LASING Moderadora: María Viñas (Wellman Center for Photomedicine Harvard Medical School)		
19:30 - 20:30	ASAMBLEA CIENCIAS DE LA VISIÓN	ASAMBLEA TÉCNICAS DE LA IMAGEN	ASAMBLEA ÓPTICA CUÁNTICA Y ÓPTICA NO LINEAL QUONLOP ASAMBLEA NANOFOTÓNICA Comité de Nanofotónica ASAMBLEA COLOR Comité del Color
20:30 – 21:00	ASAMBLEA DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA		

martes 23 de noviembre

14:00 – 16:00	RNO JOVEN
16:00 – 17:00	MESA REDONDA **Jóvenes Investigadores Iberoamericanos "Tú a Barranquilla y yo a Barcelona"** Moderadora: Ana Isabel Gómez (Universidad de Santiago de Compostela)
17:00 – 18:00	PÓSTERES
18:00 – 19:00	MESA REDONDA **Mujeres en Óptica y Fotónica "Capitanas de la ciencia, líderes a pesar del sistema"** Moderadora: Rosa Ana Pérez-Herrera (Universidad Pública de Navarra)
19:00 – 20:00	CONFERENCIA PLENARIA (Óptica Cuántica y Óptica No Lineal / Nanofotónica) **Scalable classical and quantum photonics: an optimized approach** **Prof. Jelena Vuckovic** Jensen Huang Professor in Global Leadership, School of Engineering, Professor of Electrical Engineering and by courtesy of Applied Physics, Stanford University Moderadora: Martina Delgado (Universitat de València) Patrocinado por: FYLA WE LASER THE NEW INDUSTRY
20:00 – 20:45	ASAMBLEA Mujeres en Óptica y Fotónica 

miércoles 24 de noviembre

14:00-15:00 ESPACIO DEL COMITÉ DE DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA

SIMPOSIOS

CIENCIAS DE LA VISIÓN		ÓPTICA CUÁNTICA Y ÓPTICA NO LINEAL		MISCELÁNEAII (ESPECTROSCOPIA, OPTOELECTRÓNICA Y MUJER EN ÓPTICA Y FOTÓNICA)	
Moderadores: Enrique Josua Fernández (Universidad de Murcia) y María Viñas (Harvard Medical School) Patrocinado por: Johnson&Johnson		Moderadores: Roberta Zambrini (IFISC-CSIC y Universitat de les Illes Balears) y Ramón Vilaseca (Universitat Politècnica de Catalunya)		Moderadora: Mª Vega Cañamares (Instituto de Estructura de la Materia, CSIC) Patrocinado por: antares Instrumentación, S.L. AVANTES solutions in spectroscopy	
15:00 –15:08	[#186] MEASURING COLLAGEN ORGANIZATION WITH AN ORDER COEFFICENT: HOW THE CHANGES AT THE MICROSCOPIC LEVEL AFFECT THE MACROSCOPIC J.A. Germann, E. Martínez-Enríquez and S. Marcos	15:00 –15:12	[#53] DISPERSIVE WAVE EMISSION AT A FIXED WAVELENGTH THROUGH PARAMETER SCALING A. Crego, E. Conejero Jarque and J. San Roman	15:00 –15:12	[#105] DISCRIMINATIVE MEASUREMENT OF STRAIN AND TEMPERATURE VIA TRANSVERSE ACOUSTIC RESONANCES IN OPTICAL FIBERS L.A. Sánchez, A. Díez, J.L. Cruz and M. V. Andrés
15:08 –15:16	[#157] PLATFORM-INDEPENDENT DENSITOMETRY DISTRIBUTION ANALYSIS (DDA) FOR FORME FRUSTE KERATOCONUS DETECTION A. Consejo, M. Jiménez-García, I. Issarti and J.J. Rozema	15:12 –15:24	[#57] IMPROVING (DE)MULTIPLEXING OF OPTICAL MODES IN COUPLED WAVEGUIDES BY COMBINING STARK-CHIRPED RAPID-ADIABATIC-PASSAGE AND SUPERSYMMETRY D. Viedma, V. Ahufinger and J. Mompart	15:12 –15:24	[#107] LÁSER DE FIBRA ÓPTICA ASISTIDO POR UN REFLECTOR DE FIBRA MULTIMODO CON RETRODISPERSIÓN CONTROLADA ARTIFICIALMENTE P. Roldán-Varona, R.A. Pérez-Herrera, A. Sánchez-González, L. Rodríguez-Cobo, J.M. López-Higuera and M. López-Amo
15:16 –15:24	[#31] CHANGES IN VISUAL ACUITY AFTER INJECTION OF AUTOLOGOUS BONE-MARROW-DERIVED MONONUCLEAR STEM CELLS IN PATIENTS WITH RETINITIS PIGMENTOSA J.M. Bueno, A.V. García-Navarro and M.E. Rodríguez	15:24 –15:36	[#65] TOPOLOGY MEETS QUANTUM OPTICS: INDIVIDUAL AND COLLECTIVE EFFECTS A. González-Tudela	15:24 –15:36	[#122] HACES DE LUZ PARCIALMENTE COHERENTES CON CARACTERÍSTICAS NO CONVENCIONALES DE COHERENCIA R. Martínez-Herrero, J.C. González de Sande, G. Piquero, M. Santarsieroh and F. Gori
15:24 -15:32	[#56] THE IMPACT OF REFRACTION AND INTRAOCULAR PRESSURE ON THE RETINA AND CHOROID MORPHOLOGY IN YOUNG HEALTHY ADULTS D. Orenes-Salazar, E.J. Fernández, R.M. Martínez-Ojeda, F.J. Ávila, J.A. Villa-Carpes, J.M. Marín-Sánchez and J.M. Bueno	15:36 –15:48	[#74] ULTRAFAST TALBOT SPECTROSCOPY A. García-Cabrera, C. Hernández-García and L. Plaja	15:36 –15:48	[#123] LÁSERES DE FIBRA EN ANILLO ULTRALARGOS ASISTIDOS POR RAMAN EN EL RANGO DE FEMTOSEGUNDOS I. Cáceres Pablo, F. Gallazzi, C. Pulido, P. Corredera and J.D. Ania Castañón

miércoles 24 de noviembre

	CIENCIAS DE LA VISIÓN		ÓPTICA CUÁNTICA Y ÓPTICA NO LINEAL		MISCELÁNEAII (ESPECTROSCOPIA, OPTOELECTRÓNICA Y MUJER EN ÓPTICA Y FOTÓNICA)
15:32 – 15:40	[#32] VISUAL ADAPTATION TO SCATTERING INDUCED BY BANGERTER FILTERS IN MYOPES J.A. Villa-Carpes, J.M. Bueno, J.M. Marín-Sánchez and E.J. Fernández	15:48 – 16:00	[#99] LÁSER DE ND:KGW CON OSCILACIÓN MÚLTIPLE SINTONIZABLE M. Cuenca, H. Maestre, A.J. Torregrosa and J. Capmany	15:48 – 16:00	[#124] U-SHAPED OPTICAL FIBER REFRACTOMETER BASED ON RESONANT MODAL COUPLINGS C. Londero, M. Delgado-Pinar, C. Cuadrado-Laborde and M.V. Andrés
15:40 – 15:48	[#68] EFFECTS OF CANNABIS ON THE DYNAMICS OF THE ACCOMMODATIVE RESPONSE S. Ortiz-Peregrina, C. Ortiz, M. Casares-López, F. Martino and R.G. Anera	16:00 -16:12	[#113] EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDY OF SECOND AND THIRD HARMONIC GENERATION FROM GOLD NANOLAYERS L. Rodríguez, C. Cojocaru, M. Scalora, N. Akozbek, D. De Ceglia, M.A. Vincenti, R. Vilaseca and J. Trull	16:00 -16:12	[#128] HACES DE LUZ NO CONVENCIONALES COMO GENERADORES DE ESTADOS DE POLARIZACIÓN EN PARALELO PARA POLARIMETRÍA MUELLER J.C. Suárez-Bermejo, J.C. González de Sande, G. Piquero Sanz and M. Santarsiero
15:48 – 15:56	[#90] EFFECT OF THE POWER OF FOGGING LENSES AND THEIR TIME OF APPLICATION A Turull-Mallofre, M. Aldaba, C.E. García-Guerra, J. Goset and J. Pujol	16:12 – 16:24	[#175] HELICITY STATES OF LIGHT IN CLASSICAL AND QUANTUM COMMUNICATIONS J. Lasa-Alonso, J.J. Miguel Varga, M. Molezuelas-Ferreras, A. Garcia-Etxarri and G. Molina-Terriza	16:12 – 16:24	[#155] ALL-OPTICAL COHERENT PULSE COMPRESSION FOR LASER RANGING USING A FREQUENCY SHIFTING LOOP V. Billault, V. Durán, C.R. Fernández-Pousa, V. Crozatier and H. Guillet de Chatellus
15:56 - 16:00	descanso (4min)	16:24 – 16:36	[#200] MICRO-ROTORES COMO SENSORES ÓPTICOS REMOTOS E. Ortiz Rivero, D. Jaque and P. Haro-González	16:24 – 16:36	[#158] TIME-EXPANDED PHASE-SENSITIVE TIME-DOMAIN REFLECTOMETRY FOR KILOMETRE-RANGE DISTRIBUTED FIBRE SENSING M. Soriano-Amat, H.F. Martins, V. Durán, L. Costa, S. Martin-López, M. González-Herráez and M.R. Fernández-Ruiz
16:00 – 16:08	[#163] MODELLING THE FULL SHAPE OF THE CRYSTALLINE LENS E. Martínez-Enríquez, A. de Castro and S. Marcos	16:36 – 16:48	[#203] TIME-CRYSTALLINE ORDER IN VAN DER POL LATTICES D. Chen, G.J. de Valcárcel and C. Navarrete-Benlloch	16:36 – 16:48	[#206] FABRICACIÓN DE CANALES EN VIDRIO MEDIANTE ABLACIÓN POR PLASMA INDUCIDO POR LÁSER BAJO AGUA A.I. Gómez-Varela, R. Sánchez, B. Carnero, M.T. Flores-Arias and C. Bao-Varela
16:08 – 16:16	[#213] APPLICATIONS OF THE IMTOPSCANNER FOR THEINVESTIGATION OF OCULAR BIOMECHANICAL PARAMETERS J.S. Birkenfeld, et al	16:48 – 17:00	[#225] 15 FS ALL-FIBER SUPERCONTINUUM SOURCE AND ITS APPLICATION TO MULTIMODAL NONLINEAR MICROSCOPY A. Almagro-Ruiz, et al	16:48 – 17:00	[#180] TEMPERATURE DEPENDENCE OF WATER EXTINCTION IN THE BIOMEDICAL SPECTRAL WINDOWS: EFFECTS ON SEMICONDUCTOR NANOTHERMOMETERS T. Muñoz-Ortiz, et al

miércoles 24 de noviembre

	CIENCIAS DE LA VISIÓN
16:16 – 16:24	[#38] CATASTROPHE OPTICS THEORY UNVEILS THE LOCALIZED WAVE ABERRATION FEATURES THAT GENERATE GHOST IMAGES S. Barbero, A. Bradley, N. López-Gil, J. Rubinstein and L. Thibos
16:24 – 16:32	[#92] NEW OBJECTIVE METHOD TO MEASURE FUSIONAL VERGENCE C. Rovira-Gay, C. Mestre, M. Argiles and J. Pujol
16:32 – 16:40	[#208] IN VIVO ASSESSMENT OF MULTIFOCAL CONTACT LENS FITTING FROM OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY IMAGES OF THE ANTERIOR SEGMENT OF THE EYE A.M. González Ramos, S. Vedhakrishnan, S. Marcos Celestino and E. Martínez Enríquez
16:40 -16:48	[#224] NOVEL SOFT TORIC CONTACT LENS: PRISMATIC ABERRATION FREE OPTICAL ZONE – PROTOTYPE E. Durán-Prieto, J. Carballo-Álvarez and J.M. López-Alonso
16:48 – 16:56	[#232] VALIDATION OF EDOF IOL SIMULATIONS IN AN ADAPTIVE OPTICS VISUAL SIMULATOR C.M. Lago López, A. de Castro, L. Sawides, S. El Aissati, C. Benedí-García, M. Viñas, C. Dorronsoro and S. Marcos
16:56 – 17:00	Discusión general
17:00–18:00	ENCUENTRO IBEROAMERICANO OPTICA CHAPTERS @RNO2021 Moderador: Luis Alberto Sánchez (Universidad de València) OPTICA | Formerly OSA
18:00-19:00	ASAMBLEA SEDOPTICA SEDOPTICA SOCIEDAD ESPAÑOLA DE ÓPTICA
19:00-20:00	COMPETICIÓN PREMIOS RNO 2021 Patrocinado por: SEDOPTICA Área de Mujeres en Óptica y Fotónica secpho
20:00 –20:30	**ENTREGA DE PREMIOS Y CLAUSURA** Maestra de ceremonia: María Baralida Tomás (Univertitat d`Alacant) Socios de Honor SEDOPTICA (Rosario Martínez Herrero y Valentín Guadaño) Premio Justiniano Casas 7º edición (Comité Técnicas de la Imagen de SEDOPTICA) patrocinado por: LASING Premios Ramón Corbalán (Comité de Óptica Cuántica y Óptica No Lineal de SEDOPTCA y el Grupo Especializado correspondiente de la RSEF) patrocinado por: CLPU CENTRO DE LÁSERES PULSADOS | OPTICA | Formerly OSA Premio RNOJ patrocinado por: SEDOPTICA SOCIEDAD ESPAÑOLA DE ÓPTICA Premios «Light and Matter want to play with you (LIMA&U)» | patrocinado por: OPTICA | Formerly OSA Comité de Espectroscopía de SEDOPTICA YOUNG RESEARCHERS AWARD OPTICA/OSA -SEDOPTICA International Visual Sciences Symposium patrocinado por: OPTICA | Formerly OSA Advancing Optics and Photonics Worldwide; OPTICA | Formerly OSA Applications of Visual Science Technical Group; Comité de Ciencias de la Visión; SEDOPTICA Sociedad Española de Óptica
	ACTO DE CLAUSURA (Martina Delgado, Universitat de València)

lunes 22 de noviembre (17:30 18:30)
martes 23 de noviembre (17:00 18:00)

TÉCNICAS DE LA IMAGEN	
PÓSTER [#25]	EXPERIMENTAL ASPECTS OF CO-PHASED PROFILOMETRY
PÓSTER [#33]	POLARIMETRIC DATA-BASED ALGORITHM FOR BIOLOGICAL TISSUE RECOGNITION INFORMATION ON SUBMISSION
PÓSTER [#40]	SISTEMA DE ÓPTICA ADAPTATIVA PARA LA EVALUACIÓN DE LENTES INTRAOCULARES
PÓSTER [#41]	STUDY OF HEREDITARY SPHEROCYTOSIS BY CONFOCAL MICROSCOPY
PÓSTER [#44]	ANALYTICAL EVALUATION OF NORMALIZATION CRITERIA FOR THE DIFFRACTION EFFICIENCY OF BLAZED GRATINGS ON LCOS DEVICES
PÓSTER [#47]	3D OPTICAL METROLOGY FOR INDUSTRIAL APPLICATIONS INFORMATION ON SUBMISSION
PÓSTER [#48]	3D SKIN TUMOUR ANALYZER
PÓSTER [#49]	COMPARISON BETWEEN DIFFERENT OCT DEVICES AND OCT-A IMAGE ANALYSIS.
PÓSTER [#54]	TIME-STABLE HOLOGRAMS STORED IN HYDROGEL MATRIX
PÓSTER [#59]	VARIATION OF LOCAL TORTUOSITY INDICES DUE TO RESOLUTION CHANGES IN EYE FUNDUS IMAGES
PÓSTER [#82]	FULL CHARACTERIZATION OF THE PHYSICAL PARAMETERS OF A TWISTED-NEMATIC LIQUID-CRYSTAL MODULATOR THROUGH MUELLER MATRIX ANALYSIS
PÓSTER [#85]	ANÁLISIS DEL ERROR DE ATRAPAMIENTO DE PICO EN CORRELACIÓN SUBPÍXEL
PÓSTER [#86]	USO DE LA CORRELACIÓN CRUZADA NORMALIZADA PARA MEDIR LA EXPANSIÓN DE UNA ROCA ARENISCA
PÓSTER [#87]	ELONGACIÓN EN CUERDAS MEDIDA CON LA CORRELACIÓN CRUZADA NORMALIZADA
PÓSTER [#95]	DISCRIMINACIÓN HISTOLÓGICA MEDIANTE EL ANÁLISIS FRACTAL
PÓSTER [#108]	THERMAL EFFECTS DURING THE RECORDING OF HOLOGRAPHIC DIFFRACTION GRATINGS IN HPDLC
PÓSTER [#109]	CARACTERIZACIÓN DE LA LUZ EXTRAVIADA (STRAY LIGHT) EN CÁMARAS PARA MEDIDAS RADIOMÉTRICAS Y FOTOMÉTRICAS
PÓSTER [#114]	FUENTE LÁSER DE LUZ SUPERCONTINUA ESPECTRALMENTE PROGRAMABLE UTILIZANDO PANTALLAS DE CRISTAL LÍQUIDO
PÓSTER [#131]	MICROSCOPIA CON LUZ ESTRUCTURADA Y UN SOLO PIXEL CON SECCIONADO ÓPTICO
PÓSTER [#136]	DESARROLLO DE UNA APLICACIÓN PARA LA SIMULACIÓN DE LA PROPAGACIÓN ÓPTICA EN SITUACIONES DE TURBULENCIA ATMOSFÉRICA
PÓSTER [#139]	HIGH-PRECISION STABILIZATION OF COPPER ROTARY TARGET MOTION FOR APPLICATION IN A LASER-DRIVEN X-RAY SOURCE
PÓSTER [#145]	FULLY PROGRAMMABLE, MULTIMODAL, STRUCTURED ILLUMINATION PLATFORM FOR SUPER - RESOLUTION MICROSCOPY
PÓSTER [#167]	TECNOLOGÍAS ÓPTICAS DE AYUDA EN LA CONDUCCIÓN. MANEJO DE LA NIEBLA Y MEDIDA DE DISTANCIAS
PÓSTER [#170]	GIGA-VOXEL MULTIDIMENSIONAL IMAGING BY SINGLE -PIXEL DETECTION AND DATA FUSION
PÓSTER [#183]	OBTENCIÓN DEL GRADO DE MADUREZ DEL CAQUI “PERSIMÓN” MEDIANTE UNA TÉCNICA NO INVASIVA DE RETRODIFUSIÓN LÁSER
PÓSTER [#197]	ENCRIPTACIÓN DE DOBLE IMAGEN USANDO UN CORRELADOR DE TRANSFORMADA CONJUNTA NO LINEAL
PÓSTER [#202]	MULTIFRACTAL ANALYSIS APPLIED TO RETINAL FUNDUS IMAGES OF EYES WITH DIABETIC RETINOPATHY
PÓSTER [#210]	EVALUACIÓN DE FUGAS DE AEROSOLES EN MASCARILLAS SANITARIAS MEDIANTE UN SISTEMA ÓPTICO
PÓSTER [#214]	CARACTERIZACIÓN DE ZONAS RETINIANAS PATOLÓGICAS MEDIANTE DISTRIBUCIONES ESTADÍSTICAS DE COLOR Y DISTANCIA DE MAHALANOBIS
PÓSTER [#226]	ALGORITMO MIXTO PARA LA OBTENCIÓN DE MATRICES DE MUELLER A PARTIR DE MEDIDAS CON POLARÍMETROS DE COMPENSADOR DUAL ROTATORIO

lunes 22 de noviembre (17:30 18:30)
martes 23 de noviembre (17:00 18:00)

NANOFOTÓNICA	
PÓSTER [#28]	EMISSIVITY AND REFLECTIVITY MEASUREMENTS ON 99% BLACK NANONEEDLE COATINGS
PÓSTER [#37]	IN-PLANE EXCITATION OF ANAPOLE STATES IN SILICON DISKS
PÓSTER [#55]	APPLICATIONS AND LIMITATIONS OF EFFECTIVE MEDIUM THEORIES FOR OPTICAL STUDIES OF COMPOSITES
PÓSTER [#61]	HIGH PRODUCTIVITY IN COLLOID SYNTHESIS WITH FEMTOSECOND LASERS BY OVERCOMING NON-LINEAR EFFECTS
PÓSTER [#64]	LMR BASED PLANAR WAVEGUIDED BIOSENSOR AND ITS APPLICATION FOR IMMUNOGLOBULIN G ANTIGEN DETECTION
PÓSTER[#100]	SILICON NITRIDE PLATFORM FOR PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS: AN OPEN ACCESS FOUNDRY
PÓSTER[#116]	LOW-COST POINT-OF-CARE BIOSENSOR PLATFORM FOR ACTIVE TUBERCULOSIS DIAGNOSIS IN HUMAN URINE SAMPLES
PÓSTER[#141]	ANÁLISIS DE LA INTERACCIÓN ÓPTICA ENTRE DOS NANOESTRUCTURAS EN FUNCIÓN DE SU GEOMETRÍA
PÓSTER[#178]	DESIGN AND CHARACTERIZATION OF ONE DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTALS BASED ON NANOPOROUS ANODIC ALUMINA
PÓSTER[#182]	ORGANIC EXCITONIC CORE-SHELL NANOSTRUCTURES WITH PLASMON-LIKE PROPERTIES
PÓSTER[#187]	NONLINEAR AND NONLOCAL PLASMONIC RESPONSE OF CRYSTALLINE FEW-ATOM-THICK NOBLE METAL FILMS
PÓSTER[#192]	USING HIGHLY FOCUSED LIGHT WITH ANGULAR MOMENTUM TO CHARACTERIZE SMALL PARTICLES
PÓSTER[#209]	PHOTOCATALYTIC HYDROGEN GENERATION USING G -C3N4 P-N HOMOJUNCTION UNDER UV AND VISIBLE LIGHT
PÓSTER[#212]	COMPACT POLARIZING BEAM SPLITTER USING A METASURFACE
PÓSTER[#216]	RESPUESTA DE INTERFERENCIA POR ÍNDICE DE REFRACCIÓN Y DISPERSIÓN DE NANOPARTÍCULAS DE ORO PARA LA DETECCIÓN DE MOLÉCULAS OBJETIVO
PÓSTER[#222]	DESIGN AND SIMULATION OF AN OPTO-MECHANICAL HIGH-PRECISION TEMPERATURE SENSOR
PÓSTER[#229]	ESTUDIO Y OPTIMIZACIÓN DE NANOCALENTADORES PLASMÓNICOS
PÓSTER[#230]	ANÁLISIS DEL COMPORTAMIENTO ÓPTICO DE “PHASE-CHANGE MATERIALS” (PCM) PARA EL DISEÑO DE DISPOSITIVOS RECONFIGURABLES

MISCELÁNEA I (COLOR Y DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA)	
PÓSTER [#26]	EVALUACIÓN DE LA TRANSLUCIDEZ DE MATERIALES PROSTODÓNCICOS. ESTUDIO COMPARATIVO
PÓSTER [#43]	DETECCIÓN DEL PIOJO ROJO MEDIANTE ANÁLISIS ESPECTRAL Y ESPACIAL
PÓSTER[#103]	COMPARACIÓN DE LA LECTURA EN LIBRO O DISPOSITIVO ELECTRÓNICO EN TÉMINOS DE IRRADIANCIA MELANÓPICA E IRRADIANCIA EN EL RANGO DE LUZ AZUL DAÑINA
PÓSTER[#118]	CARACTERIZACIÓN COLORIMÉTRICA DE UN SISTEMA DE REALIDAD VIRTUAL
PÓSTER[#135]	DESARROLLO DE UN SISTEMA DE CAPTURA DE IMAGEN HIPERESPECTRAL CON RESOLUCIÓN DE 4K PARA ANÁLISIS DE LA OBRA DE ARTE DE DALÍ: “DOS FIGURAS”
PÓSTER[#153]	CODIFICACIÓN QR POR COLORES
PÓSTER[#160]	EVALUACIÓN DE DIFERENCIAS DE COLOR EN OBJETOS IMPRESOS CON IMPRESIÓN 3D
PÓSTER [#30]	3ª EDICIÓN DEL ACTO CENTRAL EN ESPAÑA DEL DÍA INTERNACIONAL DE LA LUZ: DIVULGACIÓN Y PARTICIPACIÓN EN TIEMPOS DE PANDEMIA
PÓSTER [#46]	FUNDAMENTOS DE ÓPTICA. CURSO INTRODUCTORIO
PÓSTER [#76]	LA DOCENCIA DE PSICOFÍSICA Y PERCEPCIÓN VISUAL EN LOS TIEMPOS DEL COVID
PÓSTER [#79]	NEW OPTICA STUDENT CHAPTER IN VALENCIA: PHOTONETS UV
PÓSTER [#88]	EL DÍA INTERNACIONAL DE LA LUZ EN ESPAÑA - TRES EDICIONES (Y UNA PANDEMIA)

lunes 22 de noviembre (17:30 18:30)
martes 23 de noviembre (17:00 18:00)

MISCELÁNEA I (COLOR Y DIVULGACIÓN, ENSEÑANZA E HISTORIA DE LA ÓPTICA)	
PÓSTER [#91]	DIVULGANDO LA FOTÓNICA EN LA NOCHE EUROPEA DE LOS INVESTIGADORES E INVESTIGADORAS
PÓSTER[#112]	ENSEÑANZA DE PSICOFÍSICA CLÍNICA MEDIANTE EL DISEÑO DE TESTS: TEST DEL PUZZLE
PÓSTER[#152]	USC-OSA STUDENT CHAPTER AND USC-EPS YOUNG MINDS SECTION: OUR ACTIVITIES IN 2020 AND 2021
PÓSTER[#171]	PÍLDORAS DE AUTOAPRENDIZAJE DE ÓPTICA OFTÁLMICA
PÓSTER[#184]	EL SERVICIO DE ESPECTROSCOPÍA DE LA UNIVERSIDAD DE BARCELONA
PÓSTER[#190]	DESCUBRIENDO LA LUZ: ACERCANDO LA ÓPTICA A LA SOCIEDAD
PÓSTER[#201]	DIVULGACIÓN DE LA ÓPTICA EN TIEMPOS DE PANDEMIA: ACTIVIDADES ONLINE REALIZADAS POR LA OSAL STUDENT CHAPTER
PÓSTER[#218]	CONECTANDO A DISTANCIA CON LA CIENCIA: ADAPTACIÓN DE TALLERES DE ÓPTICA EN ÉPOCA DE PANDEMIA

CIENCIAS DE LA VISIÓN	
PÓSTER [#23]	OCULAR RESIDUAL ASTIGMATISM. DISCREPANCIES BETWEEN CORNEAL AND REFRACTIVE ASTIGMATISM IN THREE AGE GROUPS
PÓSTER [#24]	PREDICTION OF ABLATION DEPTH IN CUSTOMIZED TREATMENTS USING A MULTIPLE LINEAR REGRESSION MODEL
PÓSTER [#27]	VISUAL ACUITY IN PHAKIC AND PSEUDOPHAKIC EYES UNDER RGB LIGHT
PÓSTER [#50]	EXAMINATION OF THE CORNEAL ENDOTHELIUM USING IMAGING TECHNIQUES. RELEVANCE IN INVASIVE SURGERY
PÓSTER [#67]	EFFECTS OF CANNABIS ON VISUAL FUNCTION AND DRIVING PERFORMANCE
PÓSTER [#69]	OPTOPAD-CSF
PÓSTER [#75]	IMPLICACIONES DEL DETERIORO VISUAL TRAS CONSUMO DE ALCOHOL EN LA CONDUCCIÓN
PÓSTER [#83]	DETERMINATION OF INTRAOCULAR PRESSURE IN THE HOSPITAL ENVIRONMENT: COMPARISON BETWEEN INVASIVE AND NONINVASIVE METHODS
PÓSTER [#89]	ESTANDARIZACIÓN DE LA PRUEBA DE FERNING COMO APOYO DIAGNÓSTICO EN LA ENFERMEDAD DE OJO SECO
PÓSTER [#93]	IMPORTANCE OF VISUAL PERCEPTION AND CONTRAST SENSITIVITY IN PEOPLE EXPOSED TO NEUROTOXIC SUBSTANCES
PÓSTER[#102]	INFLUENCIA DE LAS ABERRACIONES DE ALTO ORDEN EN EL TEST DE LOS CILINDROS CRUZADOS DE JACKSON (CCJ)
PÓSTER[#121]	TEAR STABILITY EVALUATION IN AN EXTENDED AREA OF MEASURE BASED ON CORNEAL REFLEX DEGRADATION
PÓSTER[#125]	EFECTO DEL CANNABIS SOBRE LA VISIÓN DEL COLOR
PÓSTER[#126]	¿EL USO DE LENTES DE CONTACTO BLANDAS DE HIDROGEL DE SILICONA AFECTA A LA BIOMECÁNICA CORNEAL?
PÓSTER[#129]	ENDOTHELIAL CELL DENSITY AND CORNEAL EDEMA ONSET AFTER CATARACT SURGERY WITH LASER-ASSISTED FEMTOSECOND
PÓSTER[#130]	CORNEAL ASTIGMATISM CHANGES AFTER FEMTOSECOND LASER-ASSISTED CATARACT SURGERY
PÓSTER[#133]	INFLUENCE OF REFRACTIVE ERROR AND AXIAL LENGTH OVER SUBFOVEAL CHOROIDAL THICKNESS
PÓSTER[#148]	ESTIRANDO LA PROFUNDIDAD DE FOCO DE SOLUCIONES ÓPTICAS A LA PRESBICIA EN PRESENCIA DE ABERRACIÓN ESFÉRICA OCULAR
PÓSTER[#149]	MEJORA DE IMÁGENES RETINIANAS DEGRADADAS POR CATARATAS
PÓSTER[#172]	EFECTO EN LA ESTEREOPSIS DEL DETERIORO MONOCULAR INDUCIDO CON FILTROS

lunes 22 de noviembre (17:30 18:30)
martes 23 de noviembre (17:00 18:00)

CIENCIAS DE LA VISIÓN	
PÓSTER[#173]	EVALUATION OF THE KERATOMETRIC APPROACH THROUGH MACHINE LEARNING
PÓSTER[#176]	CONTEO AUTOMATIZADO DE AGREGADOS CELULARES EN PROCESOS DE UVEÍTIS MEDIANTE TOMOGRAFÍA DE COHERENCIA ÓPTICA.
PÓSTER[#179]	DISEÑO Y VALIDACIÓN DE UN TEST PEDIÁTRICO DE MEDIDA DE LA SENSIBILIDAD AL CONTRASTE PARA EL CANAL PARVOCELULAR
PÓSTER[#181]	EFFECT OF THE SPHERICAL ABERRATION ON A TRIFOCAL DIFFRACTIVE CORNEAL INLAY
PÓSTER[#199]	CLINICAL APPLICATIONS OF A WHOLE ANTERIOR SEGMENT AND RETINAL SS-OCT PROTOTYPE
PÓSTER[#219]	APPLICATIONS OF ADAPTIVE OPTICS VISUAL SIMULATORS
PÓSTER[#220]	EX-VIVO ENDOTHELIAL DEGENERATION WITH INCREASING IOP EVALUATED WITH SS -OCT
PÓSTER[#228]	COMPARACIÓN DE LA AGUDEZA VISUAL NATURAL Y MEDIANTE SIMULACIÓN DE VERGENCIAS PARA TRES POSICIONES DEL TEST

ÓPTICA CUÁNTICA Y ÓPTICA NO LINEAL	
PÓSTER [#29]	VIOLATION OF SEMICLASSICAL BELL INEQUALITIES
PÓSTER [#42]	PRESSURE GRADIENTS IN THE COMPRESSION OF FEW-CYCLE PULSES IN GAS-FILLED HOLLOW-CORE FIBERS
PÓSTER [#45]	ALL-POLARIZATION MAINTAINING THULIUM -DOPED PASSIVELY MODELOCKED FIBER LASER UNDER LONG AND SHORT CAVITY CONFIGURATIONS
PÓSTER [#70]	REACHING STRONG OPTOMECHANICAL COUPLING BETWEEN A SINGLE PHOTON AND A SINGLE ATOM
PÓSTER [#71]	STRUCTURING XUV VECTOR-VORTEX BEAMS VIA HIGH HARMONIC GENERATION
PÓSTER [#77]	AUTOCOMPENSATING MEASUREMENT -DEVICE-INDEPENDENT MULTICHANNEL QUANTUM KEY DISTRIBUTION IN MULTICORE OPTICAL FIBERS
PÓSTER [#78]	TOWARDS UNRAVELLING TOPOLOGICAL INVARIANTS THROUGH LIGHT-MATTER COUPLING IN TOPOLOGICAL PHOTONIC INSULATORS
PÓSTER [#96]	RECURRENCIAS NO LINEALES PARA VÓRTICES AUTOATRAPADOS EN UN MEDIO CON NO LINEALIDAD NO LOCAL
PÓSTER [#98]	MEASURING THE SECOND DEGREE OF COHERENCE FUNCTION TO CHARACTERIZE THE GENERATION OF PSEUDOTHERMAL LIGHT
PÓSTER [#119]	SOBRE LOS LÍMITES DEL CÁLCULO TEÓRICO DE LAS RESONANCIAS INELÁSTICAS POR CONFINAMIENTO INDUCIDO EN SISTEMAS DE ÁTOMOS ULTRAFRÍOS
PÓSTER [#127]	CARACTERIZACIÓN ESPACIOTEMPORAL DE VÓRTICES ÓPTICOS ULTRACORTOS
PÓSTER [#132]	CAVIDAD LÁSER DE FIBRA ÓPTICA MULTIBANDA BASADA EN REFLECTORES PSEUDOALEATORIOS CUASIDISTRIBUIDOS
PÓSTER [#143]	GENERACIÓN DE ARMÓNICOS DE ORDEN ELEVADO EN PRESENCIA DE CAMPOS MAGNÉTICOS ULTRAINTENSOS
PÓSTER [#147]	UNIVERSAL DETERMINISTIC QUANTUM OPERATIONS IN MICROWAVE QUANTUM LINKS
PÓSTER [#162]	ULTRA-FAST LORENZ-HAKEN LASER DYNAMICS IN NANOLASERS
PÓSTER [#164]	EMPLEO DE TÉCNICAS DE MEDIDA LÁSER Y FOTOMÉTRICAS PARA LA IDENTIFICACIÓN DE AEROSOLES ATMOSFÉRICOS EN EL CÍRCULO POLAR ÁRTICO
PÓSTER [#168]	INTERFEROMETRIC PHASE MEASUREMENTS VIA NONLINEAR TRANSIENT DETECTION IMAGING
PÓSTER [#169]	ULTRASTRONG WAVEGUIDE-QED WITH GIANT ATOMS
PÓSTER [#177]	USING SPATIO-TEMPORAL CORRELATIONS FOR TUNING THE BIPHOTON WAVEFUNCTION
PÓSTER [#185]	NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES OF IRON OXIDE NANOPARTICLES IN WATER SUSPENSION USING A CONTINUOUS WAVE LASER

lunes 22 de noviembre (17:30 18:30)
martes 23 de noviembre (17:00 18:00)

ÓPTICA CUÁNTICA Y ÓPTICA NO LINEAL	
PÓSTER [#191]	MÉTODO EXPERIMENTAL DE INTERFEROMETRÍA Y LENTE TÉRMICA PARA ESTUDIAR LA PROPAGACIÓN AXIAL DE CALOR EN MUESTRAS LÍQUIDAS
PÓSTER [#196]	A NEW POST-COMPRESSION SCHEME: NONLINEAR PROPAGATION IN MULTIPASS CELLS
PÓSTER [#205]	ASSESSING AND IMPROVING PRECISION IN ULTRAFAST LASER MATERIAL PROCESSING BY EXPLOITING NONLINEAR ABSORPTION
PÓSTER [#217]	SPATIOTEMPORAL OPTICAL VORTEX SOLITONS: SELF-TRAPPED TORNADOES OF LIGHT
PÓSTER [#223]	EFFECT OF DOPANT CONCENTRATION AND CALCINATION ATMOSPHERE ON THE STRUCTURAL, OPTICAL AND PHOTOCATALYTIC PROPERTIES OF BaAl2O4:Ta
PÓSTER [#227]	SIMULTANEOUS GENERATION OF FOUR -WAVE MIXING AND POLARIZATION MODULATION INSTABILITY IN MICROSTRUCTURED OPTICAL FIBERS
PÓSTER [#233]	ULTRABROADBAND X-WAVES: THE SHORTEST CARRIERS OF ORBITAL ANGULAR MOMENTUM

MISCELÁNEA II (ESPECTROSCOPÍA, MUJER EN ÓPTICA Y FOTÓNICA Y OPTOELECTRÓNICA)	
PÓSTER [#51]	SPATIALLY RESOLVED DETERMINATION OF THE ELECTRONIC DENSITY AND TEMPERATURE BY A VISIBLE SPECTRO-TOMOGRAPHY DIAGNOSTIC IN A LINEAR MAGNETIZED PLASMA
POSTER [#72]	MEDIDA DE LA COHERENCIA TEMPORAL DE DIODOS EMISORES DE LUZ POR MEDIO DE UN INTERFERÓMETRO DE MACH-ZEHNDER
PÓSTER [#134]	GRUPO ESPECIALIZADO DE “MUJERES EN FÍSICA” DE LA REAL SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FÍSICA
PÓSTER [#151]	SEDOPTICA-MOF: FOMENTANDO LA IGUALDAD DE GÉNERO
PÓSTER [#35]	LOW-COST MULTISPECTRAL IMAGING SYSTEM BASED ON MULTI-LED LIGHT SOURCE
PÓSTER [#36]	LOW COST MID-INFRARED DETECTION SYSTEM
PÓSTER [#60]	LIGHT MODULATION BY MEANS OF ELECTROCHEMICAL PROCESS GENERATED BY ITO COATED IN PLANAR WAVEGUIDES
PÓSTER [#62]	RETARDADOR ACROMÁTICO DE CUARTO DE ONDA EN FIBRA ÓPTICA ESTÁNDAR
PÓSTER [#73]	PLACA ZONAL DE FRESNEL BINARIA TRIFOCAL
PÓSTER [#81]	TUNABLE FOCAL PHOTOPOLYMER LENSES PRINTED FOR THE FIRST TIME BY LASER-INDUCED-FORWARD TRANSFER WITHOUT A SACRIFICIAL LAYER
PÓSTER [#111]	APLICACIÓN DE ÓXIDO DE GRAFENO A SENSORES PLASMÓNICOS BASADOS EN FIBRAS ESTRECHADAS DOBLEMENTE DEPOSITADAS
PÓSTER [#115]	RENDIMIENTO ÓPTICO DE DOES GRABADOS CON LÁSERES DE FEMTOSEGUNDOS
PÓSTER [#137]	INYECCIÓN DE LUZ EN MONOCROMADOR PARA INSTALACIÓN DE MEDIDA DE BSRDF Y BSSRDF
PÓSTER [#150]	TEST DE CALIDAD DE REDES DE DIFRACCIÓN DE AMPLITUD
PÓSTER [#156]	CARACTERIZACIÓN DE LOS EFECTOS DE LA ABLACIÓN LÁSER EN TEJIDO MUSCULAR BOVINO MEDIANTE ANÁLISIS ÓPTICO
PÓSTER [#189]	MODAL ANALYSIS BY A DOUBLE-PHASE CGH IMPLEMENTED IN A PHASE SLM
PÓSTER [#194]	ELECTRO-THERMO-PLASMONIC FLOW IN MICROFLUIDICS
PÓSTER [#195]	MEDIDA DE LA ATENUACIÓN EN GUÍAS DE ONDAS BASADAS EN HIDROGELES
PÓSTER [#207]	SUPERFICIAL MICROPATTERNING OF 3D PRINTING RESINS COMBINING LASER ABLATION AND STEREOLITHOGRAPHY TO MANUFACTURE MICROFLUIDIC MICROREACTORS
PÓSTER [#231]	REFRACTÓMETRO OPTIMIZADO PARA APLICACIONES BIOMÉDICAS BASADO EN FIBRAS DE PLÁSTICO PERFLUORADAS

Conferencias plenarias

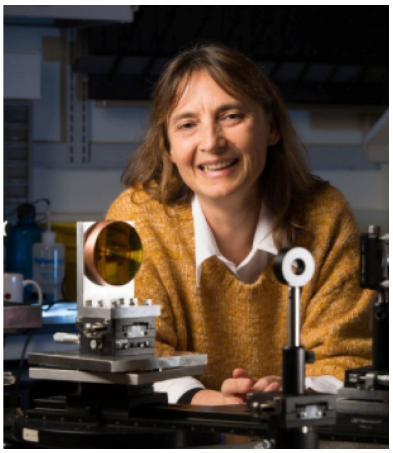
1

Recent Advances in Corneal Imaging

Prof. Jannick Rolland

Brian J. Thompson Professor in Optical Engineering at the University of Rochester

Non-invasive imaging of the cornea, the outermost window of our visual system, is of the highest interest since removing a sample for histologic evaluation would result in irreversible damage and vision loss. Gabor-domain optical coherence microscopy (GDOCM) achieves high lateral resolution in an mm^3 volume by incorporating concepts of Fourier-domain OCT (imaging depth of 2 to 3 mm) and confocal microscopy (micron-scale lateral resolution). We will review the idea behind GDOCM enabled by custom optical system design and demonstrate the capability to image the cornea in 3D over its full thickness with micrometer-scale resolution. Specifically, *ex-vivo* 3D imaging will be shown to assess donors' corneal endothelial layers targeted at pre and post-corneal transplantation. Furthermore, *in vivo* 3D imaging of corneal nerves in normal and diabetic mice will be demonstrated. Corneal nerve length may serve as a biomarker for the assessment of diabetic neuropathy. Pushing yet to another scale, the nanoscale, we will next discuss advances for *in vivo* simultaneous imaging of the aqueous and lipid layer of the tear film of the human eye, motivated by the need for non-invasive quantitative assessment and monitoring in dry eye disease. Finally, we will discuss the elastic characterization of the cornea using optical coherence elastography. Given that the stiffness of the cornea is the most significant biomechanical parameter affecting the corneal optical behavior, alterations of mechanical properties of the cornea, such as elasticity, produced by ocular diseases, interventions, or treatments have a direct impact on the visual quality.



Scalable classical and quantum photonics: an optimized approach

Prof. Jelena Vuckovic

Jensen Huang Professor in Global Leadership, School of Engineering, Professor of Electrical Engineering and by courtesy of Applied Physics, Stanford University

Classical and quantum photonics with superior properties can be implemented in a variety of old (silicon, silicon nitride) and new (silicon carbide, diamond) photonic materials by combining state of the art optimization and machine learning techniques (photonics inverse design) with new fabrication approaches. In addition to making photonics more robust to errors in fabrication and temperature, more compact, and more efficient, this approach is also crucial for enabling new photonics applications, such as on chip laser driven particle accelerators, and semiconductor quantum simulators.



Técnicas de la Imagen

COMITÉ DE TÉCNICAS DE LA IMAGEN

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Acousto-optic holography for high fidelity laser pattern generation

Dorian Treptow[1,2], Raúl Bola[1,2], Estela Martín-Badosa[1,2] and Mario Montes-Usategui[1,2]

[1] Optical Trapping Lab – Grup de Biofotònica (BiOpt), Departament de Física Aplicada, Universitat de Barcelona, Martí i Franquès 1, 08028 – Barcelona, Spain
[2] Institut de Nanociència i Nanotecnologia (IN²UB), 08028 Barcelona, Spain

Contact: dorian.treptow@ub.edu

Precisely shaped laser patterns come into play in a variety of optics applications and are commonly formed through amplitude masks or diffractive optical elements. In highly dynamic applications, which require to display a multitude of different laser patterns in quick succession, optoelectronic devices known as spatial light modulators (SLMs) are applied. SLMs allow to control the light modulation dynamically through electronic signals without the need to physically exchange the modulating optical element.

SLMs that modulate only the phase of light (phase-only) are extremely light efficient, and can also form well-defined intensity patterns through an optical Fourier transformation of displayed phase-only holograms. SLMs made of liquid crystal (LC) cells are widely used because they are intrinsic phase modulators, achieve very high light efficiencies, and modern devices have high pixel counts and resolution what allows them to address the needs of many applications[1].

But LC-SLMs also have considerable bottlenecks which limit their applicability. The modulation through liquid crystals is sensitive to temperature changes, so that LC-SLMs operate reliably only at moderate laser powers, and the liquid crystals respond rather slowly to an updated electrical signal, which limits their modulation speed to video rates. Besides efforts in advancing the LC technology, these inherent limitations could not be overcome so far.

We investigated an alternative approach for fast and high-power holographic light modulation based on acousto-optic deflectors (AODs)[2]. These devices are well-known for their excelling modulation speed in the kilohertz range and high optical power resilience, which is why they are commonly applied as laser beam deflectors and point scanners in e.g. microscopy, material processing and optical micromanipulation. In these applications, the beam deflection angle or the position of the scanning point is simply controlled through the frequency of the applied driving signal. Complexly modulated signals also allow a holographic light modulation with AODs. This is, however, not well-known and this feature was re-discovered in the past decades by different groups as alternative approaches for specific applications[3,4,5]. But surprisingly, the concept of a fully-fledged SLM based on AODs which serves as arbitrary pattern generator has not been established yet.

Nowadays, the interest in acousto-optic holography grows again, driven by the need for high-power and high-speed spatial light modulators[6,7,8,9,10]. In the pursue to implement a holographic acousto-optic light modulation (HALM) system for arbitrary pattern generation, we found that the difficulties of AOD holography, such as the volatility of the displayed holograms and the calculation of complexly modulated driving signals, also contain solutions to important obstacles of holographic pattern generation.



Figure 1: Artifact-free holographic reconstruction through acousto-optic deflectors. The experimentally reconstructed pattern (**a**) shows extremely high fidelity to the digital target pattern (**b**). Coherent artifacts (speckle noise), which are a common problem in holographic reconstructions, are efficiently eliminated by the continuous hologram motion. Also discretization effects are not present since the AODs are used as analogue (non-pixelated) modulators.

Coherent artefacts (speckle) are an ubiquitous problem in holographically reconstructed patterns[11,12]. Our mathematical and experimental results show that the constant motion of acousto-optic holograms effectively reduces speckle noise in reconstructed laser patterns through a phase averaging effect. That allows the reconstruction of laser patterns with exceptionally high quality. We also make use of the analogue AOD modulation by driving them with holographically modulated signals. That avoids pixelation effects such as replicas and global intensity modulations of the reconstructed pattern, which are typically observed when using the inherently pixelated LC-SLMs. These properties allow us to reconstruct virtually perfect intensity patterns holographically at high speed, which may have a myriad of applications.

1. G. Lazarev et al.; *Opt. Express*, **27**, 16206 (2019).
2. A. Korpel; *In Proc. IEEE*, **69**, 48 (1981).
3. A. Korpel, S. N. Lotsoff and R. L. Whitman; *In. Proc. IEEE*, **57**, 160 (1969).
4. J. Turunen, E. Tervonen and A.T. Friberg; *J. Appl. Phys.*, **67**, 49 (1990).
5. P. Paparao, S. A. Boothroyd, W. M. Robertson and J. Chrostowski; *Appl. Optics*, **33**, 2140 (1994).
6. T. Häfner et al.; *Appl. Phys. A*, **124**, 111 (2018).
7. D. Feldkhun, O. Tzang, K.H. Wagner and R. Piestun; *Optica*, **6**, 72 (2019).
8. R. Bola, D. Treptow, A. Marzoa, M. Montes-Usategui and E. Martín-Badosa; *Opt. Lett.*, **45**, 2938 (2020).
9. D. Treptow, R. Bola, E. Martín-Badosa and M. Montes-Usategui (in press); *Sci. Rep.*, (2021)
10. M. Montes-Usategui, R. Bola, E. Martín-Badosa and D. Treptow; *Patent*, WO2020007761A1 (2018).
11. H. Aagedal, M. Schmid, T. Beth, S. Teiwes and F. Wyrowski; *J. Mod. Optic.*, **43**, 1409 (1996).
12. V. Bianco et al.; *Light Sci. Appl.*, **7**, 48 (2018).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Efectos de la luz polarizada radialmente sobre imágenes de microscopía de segundo armónico en tejidos formados por colágeno

Rosa M. Martínez-Ojeda[1], Carlos Hernández-García[2] y Juan M. Bueno[1]

[1] Laboratorio de Óptica, Universidad de Murcia, Edif. 34, Campus de Espinardo, 30100, Murcia, España
[2] Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Plaza de los Caídos, s/n,37008, Salamanca, España

Contacto: rosamaria.martinez9@um.es

La microscopía de generación de segundo armónico (SHG del inglés *Second Harmonic Generation*) aporta ciertas ventajas sobre los métodos de microscopía óptica convencionales cuando se trata de la visualización de tejidos formados principalmente por colágeno tipo I. La más destacada es que no es necesario usar tinciones para observar la organización de las muestras. Otro aspecto importante de la microscopía SHG es la dependencia de la señal registrada con el estado de polarización del haz incidente que escanea la muestra[1]. Aunque los estados de polarización empleados habitualmente suelen ser espacialmente homogéneos (lineal, elíptico o circular), los estados de polarización espacialmente variables (radial entre otros) han mostrado su utilidad práctica en microscopía. En particular, debido a su capacidad para producir un punto focal muy reducido[2], la polarización radial mejora la resolución lateral en microscopía confocal[3]. En microscopía multifotónica se han realizado análisis teóricos que muestran un aumento en la resolución tanto en microscopía SHG como de tercer armónico (THG)[4]. También se ha encontrado una dependencia entre la estructura del tejido y la configuración experimental del microscopio[5], aunque los resultados son dispares. En ese sentido, el objetivo de este trabajo es analizar el comportamiento de la luz polarizada radialmente en microscopía SHG. Las imágenes adquiridas con iluminación polarizada radialmente se compararán con imágenes adquiridas con polarización circular. A diferencia de la luz polarizada lineal, la circular reduce la influencia de la orientación de las fibras en las muestras de colágeno.

El sistema experimental utilizado es un microscopio multifotónico compacto desarrollado en el Laboratorio de Óptica de la Universidad de Murcia[6] que permite el registro de imágenes SHG plano a plano en muestras gruesas. Gracias a una unidad de polarización adicional, es posible generar los estados con polarización circular y con radial. Mientras para la primera la unidad de polarización combina un polarizador lineal, una lámina de media onda ($\lambda/2$) y otra de cuarto de onda ($\lambda/4$), en la segunda se retira la $\lambda/4$ y se añade una lámina S-waveplate. Esta S-waveplate es un conversor de polarización nano-estructurado con unas características birrefringentes especiales que permite generar luz radial a partir de lineal[7,8].

El procesado de las imágenes se ha realizado usando códigos en Matlab™ desarrollados para estudiar las características de la imagen: intensidad total, calidad (SDQI[9] y acutancia[10]) y organización de las fibras (tensor de estructura[11]). Las muestras estudiadas son tejidos oculares compuestos fundamentalmente de colágeno (córnea y esclera) de diferentes modelos animales.

Los resultados muestran que las imágenes registradas con polarización radial tienen mayor intensidad (señal SHG) que las registradas con polarización circular (Figura 1). Además, existe una mejora en las diferentes métricas al comparar las imágenes SHG obtenidas con polarización radial con respecto a la circular. La mejora depende de cada muestra y varía entre un 35% y un 63% en el caso de la acutancia y 18% y 2.5x en el caso de la métrica SDQI. Este efecto se puede observar en diferentes profundidades dentro del tejido.

Por otro lado, las imágenes analizadas con el tensor de estructura muestran cierta variabilidad dependiendo del grado de organización de la muestra. Este hallazgo puede ser de gran importancia para el diagnóstico de patologías oculares que llevan asociados cambios de la orgnización del colágeno[12].

Los resultados obtenidos en este estudio indican que, gracias al uso de la polarización radial es posible mejorar la efectividad de la microscopía SHG. Aumentando tanto la resolución de la imagen, como la profundidad de foco en el caso de muestras de mayor grosor. El uso de polarización radial, por tanto, puede suponer una mejora en la eficiencia del diagnóstico de patologías que afectan al colágeno de los tejidos oculares como, por ejemplo, el queratocono.

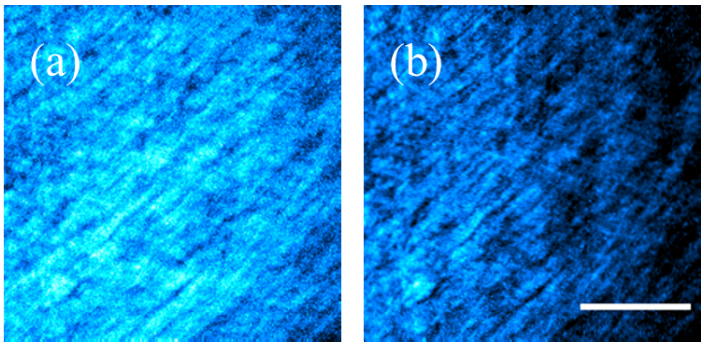


Figura 1: Imágenes SHG de una muestra de esclera de pollo registradas con polarización radial (a) y circular (b)

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación, Agencia Estatal de Investigación (PID2020-113919RB-I00).

[1]S. Roth and I. Freund; *Journal of Chemical Physics*, **70**, 1637 (1979).
[2]R. Dorn, S. Quabis and G. Leuchs; *Physical Review Letters*, **91**, 233901 (2003).
[3]Y. Kozawa, D. Matsunaga and S. Sato; *Optica*, **5**, 86 (2018).
[4]S. Yang and Q. Zhan; *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **10**, 125103 (2008).
[5]Y. Kozawa and S. Sato; *Optics Express*, **23**, 2076 (2015).
[6]F.J. Ávila, A. Gambín, P. Artal and J.M. Bueno; *Scientific Reports*, **9**, 10121 (2019).
[7]M. Beresna, M. Gecevičius, P.G. Kazansky, T. Gertus, *Applied Physics Letters*, 98(20), 201101 (2011).
[8]M. Beresna, M. Gecevičius, P.G. Kazansky, Optical Materials Express, 1(4), 783 (2011).
[9]M. Rakhshanfar and M.A. Amer; *Signal, Image and Video Processing*, **12**, 739 (2017).
[10]J.J. Hunter C.J. Cookson, M.L. Kisilak, J.M. Bueno and M.C.W. Campbell; *Journal of the Optical Society of America A*, **24**, 1284 (2007).
[11]F.J. Ávila and J. M. Bueno; *Applied Optics*, **54**, 9848 (2015).
[12]F.J. Ávila, P. Artal and J.M. Bueno, *Trans. Vis. Sci. Tech.* **8**, 51 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Fast algorithm for calculating the polarization matrix of a highly focused electromagnetic Schell-model beam: the Laguerre-Gauss case

Marcos Aviñoá[1], Rosario Martínez-Herrero[2] and Artur Carnicer[1]

[1] Wavefront Engineering Group, Faculty of Physics, Universitat de Barcelona (UB), Martí I Franquès 1, 08028 Barcelona, Spain

[2] Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Ciudad Universitara, 28040 Madrid, Spain

Contact: mperezavinoa@ub.edu

Electromagnetic diffraction in the coherent regime involves the computation of 2D Fourier Transforms[1], which using state of the art algorithm allows for a quick and systematic way of numerically compute them. When going to the partially coherent regime, however, these Fourier Transforms become 4D and memory requirements become a limitation in their calculation.

In this work we center our attention into electromagnetic Schell-model[2] beams near the focal region of a highly focusing optical system. We study the irradiance of their cartesian components as well as their polarization properties. Owing to the symmetry of such beams, it can be demonstrated that the 4D Fourier Transforms relating the Entrance Pupil of the highly focusing optical system and the focal plane can be reduced to a fixed set of 2D convolutions[3]. Therefore, memory requirements and computational complexity reduce to those similar to coherent propagation.

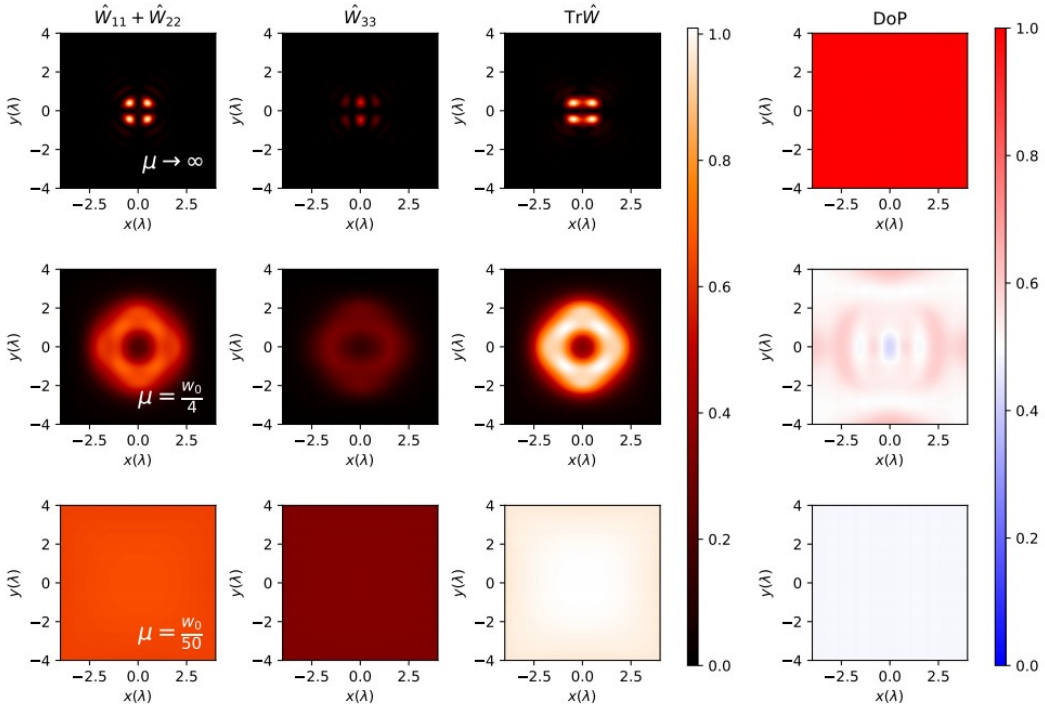


Figure 1: Irradiance distribution of a linearly polarized Hermite-Gauss beam with Laguerre-Gaussian degree of coherence at the focal plane of a Highly focusing optical system.

The developed algorithm is uploaded to https://github.com/kramos966/moleca. To demonstrate its precision and speed, we have computed the 2D irradiance distribution of a linearly polarized Hermite-Gauss beam with a Laguerre-Gauss degree of coherence, with a cross-spectral density matrix at the Entrance Pupil of the optical system of the form

$$\hat{\mathbf{W}}_i(\rho_1,\rho_2) = \hat{\tau}^{\dagger}(\rho_1)\hat{\mathbf{W}}_S(\rho_1-\rho_2)\hat{\tau}(\rho_2), \tag{1}$$

with

$$\hat{\mathbf{W}}_S(\rho_1-\rho_2) = \hat{\mathbf{P}}\mathrm{L}_n\left(\frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{2\mu^2}\right)\mathrm{e}^{-\frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{2\mu^2}}, \tag{2}$$

and

$$\hat{\tau} = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix}\mathrm{H}_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_0}\right)\mathrm{H}_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_0}\right)\mathrm{e}^{-\frac{\rho^2}{w_0}}, \tag{3}$$

where L_n and H_m are the nth and mth order Laguerre and Hermite polynomials respectively. The matrix P is given by

$$\hat{\mathbf{P}} = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix} \tag{4}$$

Throughout this work, we consider n = 5 and m = 1. Results are presented in Fig. 1. For the coherent case, first row, we observe the four lobes corresponding to the first order Hermite-Gauss beam in the transverse irradiance. Due to the high focusing of the beam, a comparably strong longitudinal component also appears. It can also be seen that the Degree of Polarization remains constant throughout the beam, as was to be expected. Reducing the coherence length of the beam, second row, the beam begins to acquire circular symmetry. The transverse and longitudinal irradiance become similar and the Degree of Polarization fluctuates in the plane. Finally, for the almost incoherent case last row, the beam fails to focalize in any meaningful way and the Degree of Polarization becomes almost equal to 0.5.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work is funded by Agencia Estatal de Investigación (PID2019-104268GB-C22 / AEI / 10.13039/501100011033, PID2019-104268GB-C21 / AEI / 10.13039/501100011033)

[1]M. Born and E. Wolf; *Cambridge University Press*, 7th Edition (2007)
[2]B.Richards and E. Wolf; *Proc. R. Soc. Lond. A*, **253**, 358 (1959).
[3]M. Aviñoá, R. Martínez-Herrero and A. Carnicer, *Opt. Express*, **29**, 26220 (2021)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Mueller polarimetric imaging analysis of vector-beam generating devices

Guadalupe López-Morales[1], María del Mar Sánchez-López[1], Ángel Lizana[2], Ignacio Moreno[1] and Juan Campos[2]

[1] Instituto de Bioingeniería, Universidad Miguel Hernández de Elche, Avda. Universidad s/n 03202 Elche, Spain
[3] Departamento de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra, Barcelona, Spain

Contact: gpelopezmorales12@gmail.com

Vector beams (VB) are light beams with spatially-variant state of polarization. Common examples, such as radially and azimuthally polarized beams, are prompting advances in microscopy, materials processing and optical communications. The VB's quality depends on the quality of the device that generates it. In this work, we examine by Mueller Matrix (MM) imaging analysis two commercial polarization devices employed to generate VBs: a segmented radial polarizer from CODIXX and a liquid-crystal *q*-plate from THORLABS. The polarization mechanism by which these devices generate VBs is polarizance and retardance, respectively.

Radial polarizers are patterned devices consisting of angular sectors made of linear polarizers, where the transmission axis is oriented in each sector along the corresponding radial direction. By illuminating it with either unpolarized light or with circularly polarized light the output beam is radially polarized. *Q*-plates are linear retarders with a distribution of the optical axis that follows q times the azimuthal angle θ. Q-plates convert input linearly polarized light into a VB of order $2q$ given by the device q-value. They are also widely used to manipulate vortex beams.

Radial polarizers and q-plates are usually analysed in terms of Jones matrices. Instead, we apply a MM approach and the Lu-Chipman decomposition to the MM in order to evaluate their relevant polarimetric parameters[1]. These are namely, the spatial distribution of the transmission axis and polarizance homogeneity of the radial polarizer; and the optical axis spatial distribution and retardance homogeneity of the q-plate. The Lu-Chipman decomposition describes an MM as the product of three matrices (diattenuation, retardance and depolarization matrices). Although our samples are ideally either a pure polarizing element (radial polarizer) or a pure retarder element (q-plate), we consider this general decomposition to avoid any apriorism.

We show experimental results and numerical simulations. The experimental MM is obtained at a 488 nm laser line with a customized imaging polarimeter that consists in a Liquid Crystal – Polarization State Generator (LC-PSG)[2] and a polarization camera with a movable quarter-wave plate (QWP) as Polarization State Analyzer (PSA). This polarimeter lowers the number of PSG-PSA configurations to 12 since the camera analyses simultaneously the four cardinal linear polarizations. Although our experimental setup is not the most optimal due to this movable QWP, the numerical and experimental results are consistent, as we can see in the figures below.

Figure 1 shows the numerical (a) and the experimental (b) MM of the radial polarizer. The 12 segments that comprise this CODIXX polarizer are clearly visible in element m_{02}. The experimental polarimetric parameters are shown in Figure 1c. Since it is a polarizing device, the diattenuation (D) and polarizance (P) parameters should be equal to 1; the depolarizance (Δ) and retardance (R) should be 0. The experimental results in Figure 1c match these expectations. The average polarizance on the whole surface and its standard deviation is P=0.944±0.013. Thus, the capability to polarize light is almost uniform. The spatial distribution of the transmission axis at each segment bears excellent agreement with the expected values.

Likewise, the numerical and experimental MM of the *q*-plate are shown in Figure 2. Both matrices are consistent and symmetry conditions between the MM elements hold. The number of

lobes in the MM elements depends on the order of the *q*-plate. Therefore, element m_{11} has four lobes since *q*=1. As shown in Figure 2c, the experimental diattenuation, polarizance and depolarizance are null, as it should occur in a retarder device. A spectral characterization of this *q*-plate indicated a retardance close to $3\pi/2$ at 488 nm wavelength. The experimental retardance in Figure 2c corroborates it, with a mean value of R=1.45π±0.05π. Thus, this plate shows good uniformity over its entire surface. The rotation of the optical axis goes continuously from 0 to 2π.

Although both elements, the radial polarizer and the q-plate, are useful to generate vector beams, they employ a different parameter. While the first one is based on diattenuation with an azimuthal orientation of the transmission axis, the q-plate is based on retardance with an azimuthal variation of the optical axis. The results confirm this situation.

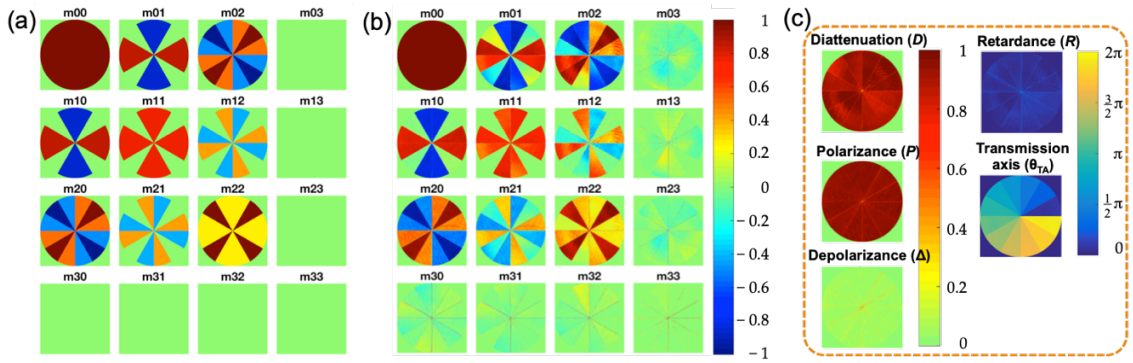


Figure 1: Normalized MM of the radial polarizer. (a) Ideal numerical MM, (b) experimental MM, and (c) experimental measure of diattenuation, polarizance, depolarizance, retardance and transmission axis.

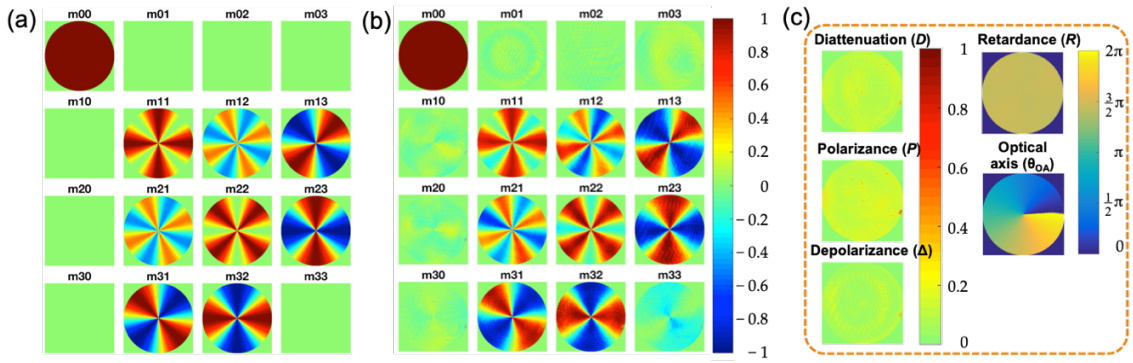


Figure 2: Normalized MM of the *q*-plate of *q*=1. (a) Ideal numerical MM, (b) experimental MM, and (c) experimental measure of diattenuation, polarizance, depolarizance, retardance and optical axis orientation.

As conclusion, we demonstrated MM image polarimetry as an additional tool for testing the quality of VB-generating devices, which can be helpful to manufacturers and users. Particularly, in testing new q-plate designs featuring arbitrary space-variant optical axes and space-variant retardance.

ACKNOWLEDGEMENTS: Generalitat Valenciana, Conselleria d'Educació, Investigació, Cultura i Esport (PROMETEO-2017-154) and Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (RTI2018-097107-B-C31 and RTI2018-097107-B-C33).

[1] G. López-Morales, M. M. Sánchez-López, Á. Lizana, I. Moreno and J. Campos, *Crystals*, **10**, 1155 (2020).
[2] G. López-Morales, M. M. Sánchez-López and I. Moreno, *Proc. SPIE*, **11351**, 11351P (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Spatial frequency domain imaging with a bucket detector

Armin J. M. Lenz[1], Erick Ipus[1], Lluís Martínez-León[1], Pere Clemente[2], Vicent Climent[1], Jesús Lancis[1], and Enrique Tajahuerce[1]

[1] GROC-UJI, Instituto de Nuevas Tecnologías de Imagen (INIT), Universitat Jaume I, 12071, Castelló, Spain
[2] Servei Central d'Instrumentació Científica (SCIC), Universitat Jaume I, 12071, Castelló, Spain

Contact: maxemili@uji.es

Spatial frequency domain imaging (SFDI) is a diffuse optical imaging (DOI) modality where the turbid media sample's optical properties (absorption and scattering parameters) are characterized by measurements in the spatial frequency domain[1,2]. The general procedure in this modality is to project sinusoidal light patterns at different spatial frequencies (at least 2), each one with three different spatial phase offsets (0, $2\pi/3$ and $4\pi/3$), onto the sample and to capture diffuse reflected light distribution with a camera. Multiple scattering and absorption will result in a decrease in the amplitude of the sinewave. The reflectance images captured by the camera are further digitally processed to obtain information about the spatial modulation transfer function (s-MTF) to spatially map the absorption and reduced scattering coefficients, μ_a and μ_s', respectively.

On the other hand, computational imaging based on structured light (usually referred to as single-pixel imaging, SPI) permits to use light sensors without pixelated structure[3]. The method is based on sampling the scene with a set of microstructured light patterns while a simple bucket detector, for instance a photodiode, records the light intensity transmitted, reflected, or diffused by the object. A common approach is to use light patterns codifying functions of a basis, such as Hadamard or Fourier. Images are computed numerically from the photocurrent signal by a simple basis transformation.

Although SPI techniques have been previously applied to SFDI, they require to replace the detection optics by a single-pixel detector and a digital micromirror device (DMD) to display the spatial sampling patterns[1,4-6]. This results in need to use 2 DMDs (one for projecting the sinusoidal pattern and another one for sampling the space)[5] or to use a single DMD in the detection system while using a pre-printed sinusoidal patterned mask[6]. The first case results in a more expensive hardware configuration and the latter in a less flexible setup as only a single frequency sinusoidal pattern can be displayed.

In this contribution, we present a single-pixel spatial frequency domain imaging (SP-SFDI) system where a single DMD is used to modulate simultaneously the sinusoidal pattern for the spatial frequency sampling and the spatial sampling patterns to achieve spatial resolution. The detection system is therefore simplified to the point where it is replaced by an integrating sphere (IS) with a photodiode as a bucket detector. The characterization capabilities of this system are verified by imaging the absorption and reduced scattering coefficient of an inhomogeneous turbid media slab.

Experimental system

The experimental setup is shown schematically in Fig. 1(a). A broad beam from a collimated red LED (660nm) light source impinges onto a DMD. The DMD displays simultaneously the sinusoidal pattern while sampling the space with the set of sampling patterns. The spatial sampling patterns implemented on the DMD are circular 2-D scrambled Walsh-Hadamard basis functions. This approach resembles imaging with random patterns but with a deterministic base and with the advantages of a fast transform algorithm (e.g. fwht in MATLAB). The doubly modulated patterns are projected by a 4-f optical system into the turbid media sample located at the exit port of an IS. The light reflected from the sample is collected by the IS and an attached photodiode measures an

intensity signal for the set of sampling patterns. The digital processing step consists in the reconstruction of the intensity images, demodulation, reference sample calibration and interpolation using a LUT calculated with a hybrid model of Monte Carlo Method and diffusion theory.

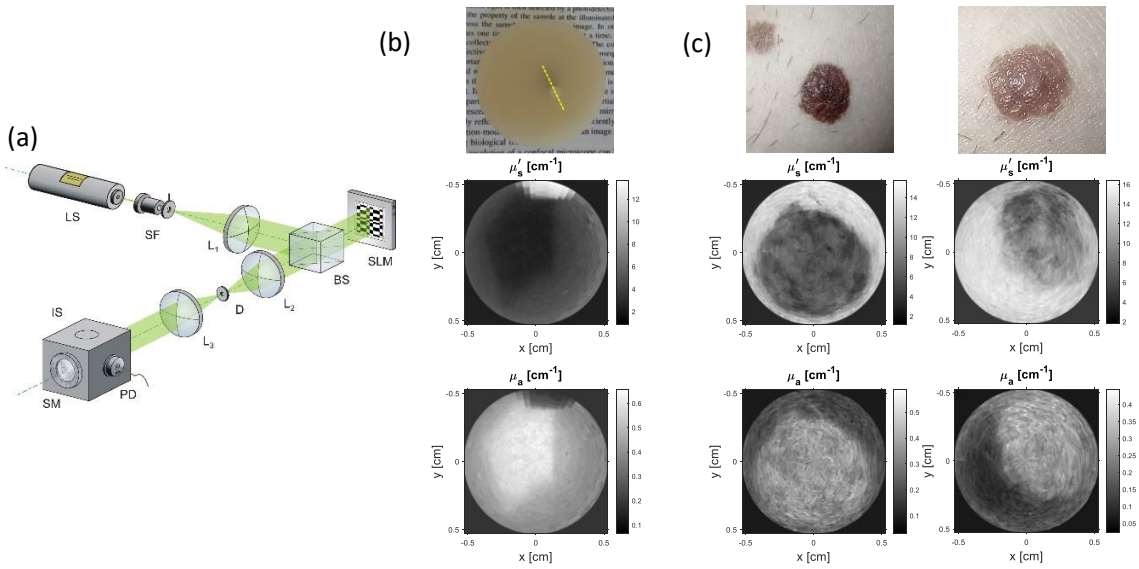


Figure 1: (a) Schematic of the experimental single-pixel SFDI setup. (b) Heterogeneous turbid media phantom with absorption and scattering inclusions (described in Ref. [8]) and maps of the reduced scattering coefficient (top) and the absorption coefficient (bottom). (c) Scattering and absorption maps of two moles of the forearm skin.

Results and conclusions

To validate the system, we characterized a slab of epoxy resin with TiO_2 nanoparticles as scattering agent. The optical properties of this sample were previously characterized with a DOI system based on the Kubelka-Munk model[7]. The obtained optical property maps shown in Fig. 1(b) show good agreement with the previously measured values. In a second set of measurements, we imaged several moles of the forearm. The corresponding results are shown in Fig. 2(c). In these measurements we applied compressive sensing (CS) strategies to reduce acquisition time and the amount of data. The reconstruction is performed by minimizing the TV-norm of the acquired images by using the Nesta algorithm for CS[8].

In conclusion, we have presented a single-pixel spatial frequency domain imaging (SP-SFDI) setup where a single DMD modulates both the sinusoidal pattern and the set of spatial sampling patterns, thus reducing hardware requirements (such as a camera or a second DMD).

ACKNOWLEDGEMENTS: A. J. M. Lenz acknowledges a grant from Generalitat Valenciana (ACIF/2019/019).

[1]J. P. Angelo et al.; *Journal of Biomedical Optics*, **24(7)**, 071602 (2018).
[2]S. Gioux, A- Mazhar, and D. J . Cuccia; *Journal of Biomedical Optics*, **27(7)**, 071613 (2019).
[3]M. P. Edgar, G. M. Gibson, and M. J. Padgett; *Nature Photonics*, **13(1)**, 13 (2019).
[4]B. O. L. Mellors et al.; *Journal of Biomedical Optics*, **25(11)**, 112904 (2020).
[5]S. Bélanguer et al.; *Journal of Biomedical Optics*, **15(1)**, 016006 (2010).
[6]M. Torabzadeh et al.; *Journal of Biomedical Optics*, **22(3)**, 030501 (2017).
[7]A. J. M. Lenz et al.; *Optics Letters*, **44(19)**, 4797 (2019).
[8]S. Becker, J. Bobin, E. Candes; *SIAM J. Imaging Sci.*, **4**, 1-39 (2011).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Peripheral photoreceptors imaging in non-adaptive optics SS-OCT

Maciej M. Bartuzel[1], Alejandra Consejo[2,3], Patrycjusz Stremplewski[1], Marcin Sylwestrzak[1] and Iwona Gorczyńska[1]

[1] Institute of Physics, Faculty or Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University in Toruń, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Poland
[2] Department of Applied Physics, University of Zaragoza, C/Pedro Cerbuna 12, 50009, Zaragoza, Spain
[3] Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224, Warsaw, Poland

Contact: maciej.bartuzel@umk.pl

Since its invention in 1991[1] optical coherence tomography (OCT) dominated tomographic imaging in ophthalmology. The interferometric nature of OCT allows to obtain high quality longitudinal cross-sections (B-scans) of the human retina as long as it resides within the OCT imaging depth. Since the axial resolution in the OCT corresponds to the coherence gate and is not strictly related to the confocal parameter, precise beam focusing is not so crucial as in other popular scanning methods, such as scanning laser ophthalmoscopy (SLO). On the other hand, the transverse resolution depends directly on the spot size. Therefore, the farther a particular retinal layer resides from the perfect focus position the worse it will be resolved in the transverse direction. This may especially affect the visibility of different retinal layers and their structures in transverse cross sectional images (C-scans). It is a common understanding that cellular-level imaging in ophthalmic OCT requires an application of adaptive optics (AO) techniques. However, it has been also observed that photoreceptor cells of the retina can be visualized in the peripheral (relative to the fovea) areas without AO.[2] The visibility of the photoreceptor cells in OCT images may depend on a number of factors related to the visual system of individual eyes, specifics of the OCT imaging system design but also to how well the imaging of the retina was performed. This includes precise focusing of the OCT scanning beam on the photoreceptors layer.

To demonstrate how defocus correction influences the visibility of the photoreceptor cells we have performed OCT retinal imaging in three healthy subjects with emmetropic vision (age 42, 44, 44 years). The study was approved by the Bioethics Committee of N. Copernicus University in Torun and adhered to the tenets of the Declaration of Helsinki. Informed consent was obtained from all study participants. The imaging was performed with a Fourier domain swept-source OCT operating at 1.6 MHz A-scan rate. Central wavelength of the system was $\lambda = 1060$ nm with a spectral bandwidth $\Delta\lambda = 72$ nm. The light power in the non-scanning beam, measured at the pupil plane was 1.8 mW, which is within the safe exposure limits.[3] 1% Tropicamide solution was applied topically before each imaging session to induce cycloplegia and dilate the pupil. Position of the subjects' eyes were aligned with the imaging system using a fully-automated custom-made chinrest. A calibrated LCD screen was used to display the fixation target and guide the subject's gaze 6.5° in the nasal direction and 3° in the superior direction. The field of view was 5°× 5° with 800 B-scans and 800 A-scans. The position of the focus in the retina was changed by de-collimation of the beam entering the eye. It was achieved by shifting the collimating lens of the OCT system. The reference ("zero") position of the collimating lens was set subjectively by the operator who was maximizing the signal strength of the photoreceptor layer visible in B-scans displayed in real-time. Starting from this position the defocus was changed automatically with a stepper motor by ±420 µm in 28 µm increments. 3D OCT data sets were acquired 6 times for each defocus step.

To determine the position of the photoreceptor layer each cubic dataset was analysed C-scan by C-scan. For each C-scan a 2D power spectrum was calculated and radially averaged. At the height of photoreceptors there is a distinct signal at ~125 [1/mm] spatial frequencies (see Fig. 1),

which corresponds well to 8 µm photoreceptors spacing in this area of the retina.[4] Five consecutive C-scans in the region where the signal was strongest were averaged and taken for further analysis of the photoreceptor's visibility. This procedure was repeated at each setting of the system defocus. To quantify the visibility of photoreceptors we used image contrast metric. A ROI of 200 px × 200 px was taken in the upper left corner of each C-scan. Results of such analysis in one of the subjects together with example ROIs and their contrast values are shown in Fig. 1. In the presented case the photoreceptors were clearly resolved –56 µm from the initial position set by the operator. In this position contrast was also the highest. For contrast values close to 0.5 the photoreceptors were practically invisible. For the contrast to decrease to 0.5 the focal position needed to be shifted roughly ±140 µm from the initial maximum contrast position.

To summarize, in our experiment we have analysed how correction of the eye defocus influences the visibility of photoreceptor cells in Fourier domain swept-source OCT at 1.6 MHz imaging rate. We observed that correct focusing of the OCT beam may allow for visualization of the photoreceptor cells in the peripheral retina without application of the adaptive optics techniques. We have analysed what amount of defocus error of the OCT imaging system leads to complete loss of the photoreceptor cells visibility.

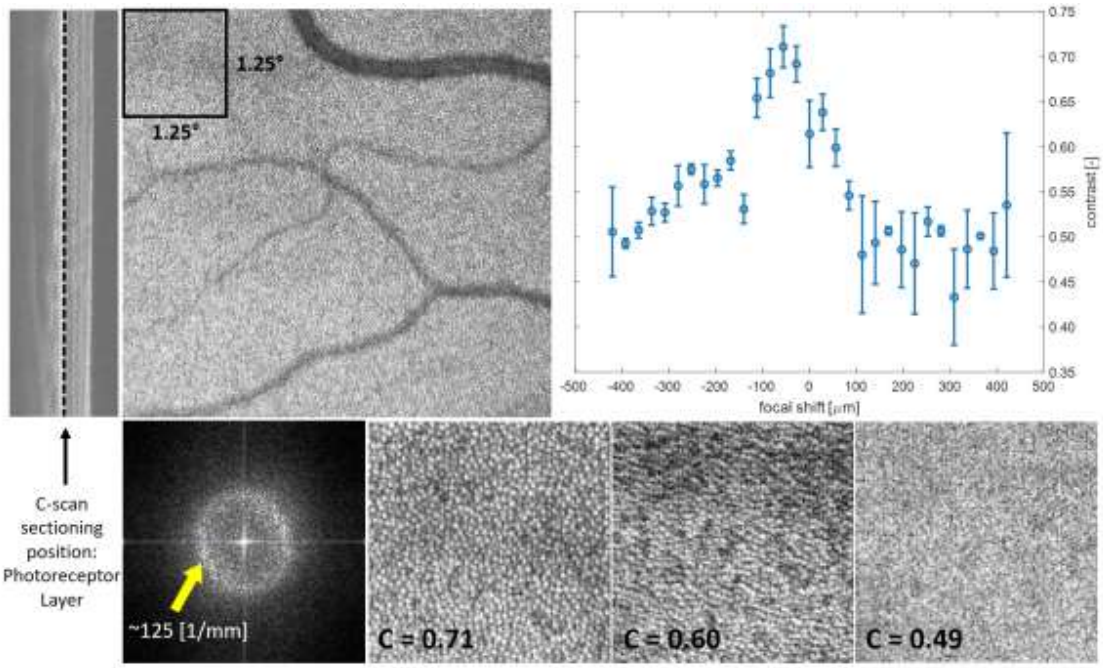


Figure 1: Visibility of the peripheral photoreceptors in OCT C-scans depends on the precise focusing of the scanning beam when no adaptive optics is used.

ACKNOWLEDGEMENTS: This research was supported by National Science Centre, Poland, grant No. 2018/31/B/ST7/03138. A. Consejo received support from Universidad de Zaragoza, Fundación Bancaria Ibercaja, Fundación CAI (CB 4/21)

[1]D. Huang et al.; *Science*, **254.5035,** 1178 (1991).
[2]B. Potsaid, et al.; *Optics Express*, **16(19)**, 15149 (2008).
[3]F.C. Delori, R.H. Webb and D.H. Sliney; *JOSA A*, **24(5)**, 1250 (2007).
[4]L. Sawides, A. de Castro and S.A. Burns; *Vision Research*, **132**, 34 (2017).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Perfiles espacio-temporales de temperatura lagrimal mediante imagen infrarroja: Aplicación a ojo seco

Alicia López Raso[1], Mercedes Romero Insúa[2] y José Manuel López Alonso[3]

[1,3] Dpto.Óptica, Facultad de Óptica y Optometría Univ. Complutense de Madrid, C/ Arcos de Jalón 118, 28037 Madrid, España.
[2] VioBio, Inst.Óptica Daza de Valdés, Serrano 121, 28006 Madrid, España
Contacto: aliclo03@ucm.es

Resumen e introducción: La lágrima es una película humedecida que protege la superficie ocular. Consta de tres capas formadas por mucinas, agua y lípidos. Una alteración en la capa lipídica (la más externa) podría alterar la evaporación de la lágrima y dar lugar a enfermedades como el síndrome de ojo seco[1]. En este estudio se ha captado con una cámara infrarroja la posición, el desplazamiento y la temperatura de la lágrima a lo largo de la superficie ocular tras el parpadeo, comparando los resultados entre sujetos con diferente condición de ojo seco y estableciendo diferencias entre ellos.

Descripción, métodos y materiales: El sistema desarrollado para tomar las medidas necesarias de temperatura y patrones lagrimales se representa en la figura 1. Se realizó un montaje experimental de una cámara infrarroja A300 de Inframetrics, situada sobre unos posicionadores XYZ y con un objetivo de aproximación acoplado para enfocar a distancias próximas. El sujeto apoyaba su barbilla sobre una mentonera. La distancia de trabajo desde el ojo hasta la cámara era de 79 milímetros. Finalmente, tras calibrar y validar la cámara con imágenes de la superficie ocular, las imágenes tomadas se enviaban a un ordenador, y por medio del programa Matlab se generaban vídeos de la temperatura del ojo[2] (Figura 1 izq). Para comparar entre sujetos, también se tomaron tiempos de rotura lagrimal (NIBUT) con un topógrafo (Figura 1 dcha). Se estudiaron sujetos con alteraciones patológicas y tiempos de rotura lagrimal cortos (ojo seco) frente a sujetos sin esta patología y tiempos de ruptura mayores.

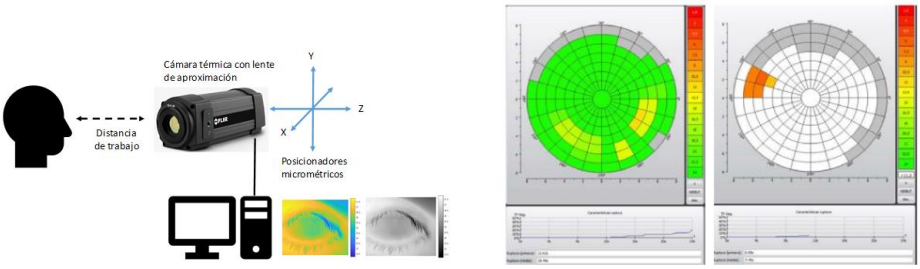


Figura 1: Vista del montaje experimental (izquierda) y diagrama NIBUT para dos observadores (dcha) con un buen tiempo de ruptura (19.49 seg, diagrama en verde) y afectado de ojo seco (3.49, diagrama en naranja).

Resultados, discusión y conclusiones. Con estas medidas, se quiso averiguar cómo variaba la temperatura de la superficie ocular con el tiempo. Para ello, se pide a los sujetos que intenten mantener el ojo abierto el máximo tiempo posible, se toman los vídeos, se cargan en MATLAB y se estudia la variación de temperatura en el centro de la córnea. Los resultados aparecen en la figura 2 para dos sujetos con y sin ojo seco. En los sujetos con ojo seco, la capa lipídica desaparece pronto y la consiguiente evaporación provoca una rápida disminución de la temperatura ocular. En los sujetos sanos, en cambio, tras un descenso rápido tras el parpadeo, la capa lipídica se extiende uniformemente por la superficie ocular y mantiene más constante la temperatura en el tiempo, frenando la evaporación y aumentado el NIBUT (ver figura 2).

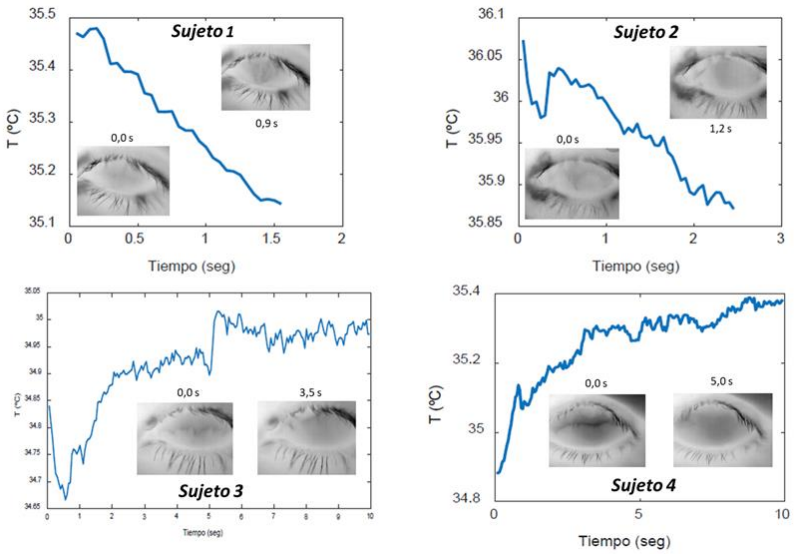


Figura 2. Variación de la temperatura lagrimal con respecto al tiempo para sujetos con ojo seco (Sujetos 1 y 2) y sanos (Sujetos 3 y 4). En estos últimos, la capa de lípidos se aprecia como una franja negra en las imágenes infrarrojas y se extiende uniformemente por la superficie ocular. En los sujetos de ojo seco, los lípidos no son tan visibles y uniformes, produciendo una rápida evaporación y disminución de temperatura.

Finalmente, se estudia la variación de la temperatura en el centro de la córnea, en los ejes vertical y horizontal y con un diagrama 3D en función de la dirección vertical y horizontal (Figura 3). Se observa una disminución mayor de la temperatura en la zona central de la córnea que en las zonas circundantes para todos los sujetos[3]. De nuevo se ve que los sujetos sanos tienen perfiles más estables tanto en el tiempo como en el espacio mientras que en los ojos secos la temperatura varía más. La termografía infrarroja es de utilidad en el estudio y gradación del ojo seco y su influencia sobre el mapa espacio temporal de la temperatura lagrimal y ocular.

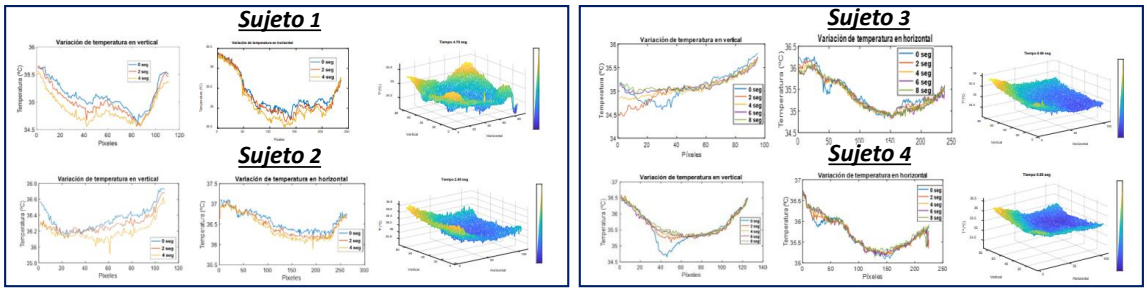


Figura 3. Perfiles de temperatura de parpadeos en los sujetos con ojo seco (izquierda) y con ojo sano (derecha)

[1] C. Aydemir. *The Effect of Polar Lipids on Tear Film Dynamics. Society of Mathematical Biology*, 73: 1171–1201 (2011).
[2]Alicia López Raso, José Manuel López Alonso. *Temas actuales de optometría, SIYO 2020*, capítulo XX (2020).
[3]T. Jen-Hong. *Infrared thermography on ocular surface temperature: A review. Infrared Physics & Technology*, vol. 5, 97–108 (2009).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Autoencoder compuesto para la delineación de márgenes quirúrgicos en cirugía conservadora de pecho con asistencia del cirujano e imagen SFDI

A. Pardo[1], S. S. Streeter[2], B. Hunt[2], B. W. Maloney[2], J. M. López-Higuera[1,3,4], B. W. Pogue[2], y O. M. Conde[1,3,4]

[1] Grupo de Ingeniería Fotónica, TEISA, Univ. de Cantabria (Avda. Los Castros S/N, 39006 Santander, España).
[2] Thayer School of Engineering, Dartmouth College (14 Engineering Dr, Hanover, NH 03755, USA).
[3] Instituto de Investigación Sanitaria Valdecilla (IDIVAL) (Calle Cardenal Herrera Oria, 39011, Santander, España)
[4] CIBER-BBN, (C. de Melchor Fernández Almagro, 3, 28029 Madrid, España)

Contacto: arturo.pardo@unican.es, olga.conde@unican.es

Resumen. Esta contribución describe un método para compensar la variabilidad interpaciente en la delineación de tumores de cáncer de mama medidos con imagen modulada, a partir de una red neuronal híbrida clasificador/autoencoder que analiza y estudia la información local del paciente bajo estudio durante la intervención, apoyándose en las indicaciones del cirujano, y mejorando la precisión en clasificación del estado del arte, potencialmente facilitando el uso de SFDI en este ámbito clínico.

1. Introducción. En el caso de la cirugía conservadora de pecho (*Breast Conserving Surgery,* BCS), la calidad de la intervención se mide mediante la presencia de márgenes quirúrgicos (tejido sano que rodea el tumor extraído). El uso de técnicas de aprendizaje profundo en imagen en el dominio de las frecuencias espaciales (*Spatial Frequency Domain Imaging*, SFDI, también conocido por *imagen modulada*) demuestran un contraste mejorado en comparación con la imagen hiperespectral; sin embargo, estas técnicas son altamente sensibles a la variabilidad interpaciente y requieren de una considerable cantidad de datos de entrenamiento, impidiendo su uso práctico en un escenario clínico[1-3]. Este problema requiere una solución capaz de procesar datos con gran variabilidad interpaciente, con una cantidad negligible de datos etiquetados.

2. Materiales y métodos. Los clasificadores basados en redes neuronales necesitan grandes cantidades de datos etiquetados, los cuales deben ser suficientes como para generalizar el problema de interés. En caso contrario, como es esperable en *datasets* que presenten gran variabilidad interpaciente, existirá un *gap* o distancia de generalización entre los datos de entrenamiento y los datos de un espécimen nuevo bajo examen, lo cual puede tener consecuencias negativas para la correcta evaluación de la imagen adquirida[1--4]. Para compensar este problema, se considera una red neuronal híbrida, que conecta un autoencoder con un clasificador (Figura 1.d). Esta estructura en forma de Y procesa tanto los datos etiquetados como los no etiquetados: los datos sin etiqueta pasan por el autoencoder (en azul), mientras que los datos etiquetados pasan por el autoencoder y clasificador (en verde). La función de coste híbrida obliga al cuello de botella (*z*) a producir una representación que relacione los datos etiquetados y los no etiquetados en un espacio de dimensionalidad reducida que se puede representar, y que debe asimismo condensar y preservar la información de esparcimiento (i.e., la firma espectral de todos los píxeles de la imagen) para que la rama clasificadora pueda hacer su trabajo. Es relevante denotar que la red debe converger en una ventana de tiempo de entre 5 y 10 minutos, un margen de tiempo clínicamente válido para cualquier procedimiento de evaluación de márgenes quirúrgicos en cirugía BCS. Los especímenes de cáncer de mama fueron extraídos en el *Dartmouth Hitchcock Medical Center* (DHMC) en Lebanon, New Hampshire. Las muestras resecadas se cortan en lonchas gruesas de 5 mm y se fijan entre dos planchas de metacrilato

transparente en el rango visible. Las imágenes SFDI se adquirieron en cuatro frecuencias espaciales (0, 0.15, 0.61, 1 mm^{-1}) y cuatro longitudes de onda (490, 550, 600, y 700 nm) para cada espécimen. El número total de casos es 70.

3. Resultados. El estado del arte anterior de precisión en validación cruzada *leave-one-out* era del orden del 75%[4]. Otros análisis de los autores demostraron que el uso de información del paciente para clasificar mejoraba hasta el orden del 90% (88% analizando únicamente espectros, 91% si se introduce información textural) en validación cruzada a cinco pliegues[1]. Aunque dichos resultados se comentarán durante la presentación, en esta contribución simulamos un escenario en el que el cirujano introduciría del orden de entre 1 y 10 píxeles de referencia por cada subtipo de tejido presente en la muestra, como si estuviese evaluando el tumor extraído durante la intervención. Utilizando la base de datos SFDI disponible, se emplean las regiones de interés (ROI) validadas por un histopatólogo como referencia de datos etiquetados, de los cuales se seleccionan puntos de forma aleatoria, simulando la decisión del cirujano (Fig. 1.a). A continuación, la red es entrenada en un rango de entre 5 y 10 minutos. Tras su convergencia, el modelo facilita dos representaciones: una *visualización del cuello de botella* (Fig. 1b), y un mapa de clasificación o *pseudo-labeling* que trata de ajustar la imagen completa a los datos etiquetados (Fig. 1.c).

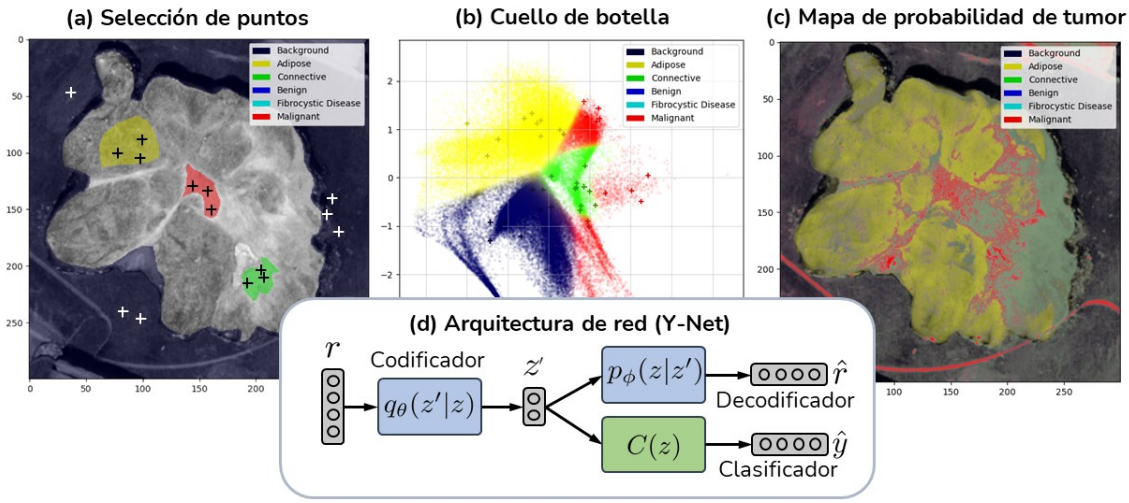


Figura 1. Resumen de la técnica propuesta. El cirujano introduce puntos de referencia de regiones en las que tiene certeza (a). Como salida, la red da un mapa de la información comprendida en la imagen (b) y un mapa de probabilidad de tumor (c). Los puntos marcados con una cruz son los indicados por el cirujano. (d) Arquitectura de la red neuronal empleada.

AGRADECIMIENTOS: El trabajo realizado en este artículo ha sido financiado parcialmente por los proyectos R01 CA192803 y F31 CA196308 (National Cancer Institute, US National Institutes of Health), FIS2010-19860 (Ministerio de Ciencia e Innovación), TEC2016-76021-C2-2-R y PID2019-107270RB-C21 (Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades), PID2019-107270RB-C21/AEI/10.13039/501100011033 (Agencia Estatal de Investigación), DTS17-00055 (Ministerio de Economía, Industria y Competitividad e Instituto de Salud Carlos III), INNVAL16/02 y INNVAL18/23 (IDIVAL), FPU16/05705 (Ministerio de Educación, Cultura y Deportes), así como fondos FEDER.

[1]A. Pardo, S. S. Streeter, B. W. Maloney *et al.*, *IEEE Transactions on Medical Imaging*, **40**(6), 1687 (2021).
[2]B. W. Maloney, S. S. Streeter, D. M. McClatchy *et al.*, *Journal of Biomedical Optics*, **24**(9), 096002 (2019).
[3]S. S. Streeter, B. W. Maloney, D. M. McClatchy, *et al.*, *Journal of Biomedical Optics* **24**(9), 096003 (2019).
[4]A. Pardo, S. S. Streeter, B. W. Maloney *et al., Proceedings of SPIE,* 11253, 112530K (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Construcción de una *fog-chamber* a pequeña escala para el estudio de la propagación de luz a través de la niebla

Maria Ballesta-Garcia y Santiago Royo

CD6, Universitat Politècnica de Catalunya, Rambla Sant Nebridi 10, E08222, Terrassa, España

Contacto: maria.ballesta.garcia@upc.edu

Introducción. Para estudiar la propagación de la luz a través de un medio turbio se usan modelos computacionales conjuntamente con experimentos realizados en *set-ups* experimentales que reproducen las condiciones ambientales deseadas. Cuando este medio es la niebla, además de los experimentos realizados al aire libre en días de niebla, las pruebas experimentales en laboratorio se caracterizan por realizarse en un medio encapsulado con características similares a la niebla real, monitorizando y controlando sus propiedades. Este tipo de configuraciones experimentales son conocidas como *fog-chambers* (o cámaras de niebla). Actualmente, con el creciente interés de las aplicaciones de visión a través de niebla (en campos como el transporte o la seguridad), adquiere relevancia la necesidad de disponer de este tipo de *set-ups*. Es notable la existencia de infraestructuras a gran escala de última generación que reproducen las condiciones adversas en la carretera para las pruebas de automóviles[1], aunque no son la única opción disponible. Cada vez más se están diseñando y utilizando *fog-chambers* de construcción propia, más modestas y simples, que permiten al investigador probar a pequeña escala sus hipótesis o diseños ópticos antes de acceder a una infraestructura mayor. En el CD6, hemos construido una *fog-chamber* a pequeña escala, que permite reproducir, caracterizar y controlar los niveles de transmitancia de la niebla y sus efectos en diferentes tipos de imágenes.

Materiales y métodos. Nuestra cámara de niebla consiste en una caja de 300x300x900 mm con estructura de aluminio cubierta por paneles de metacrilato negro. Su esquema se presenta en la figura 1(izda.) y la fotografía del sistema en la figura 1(dcha.).

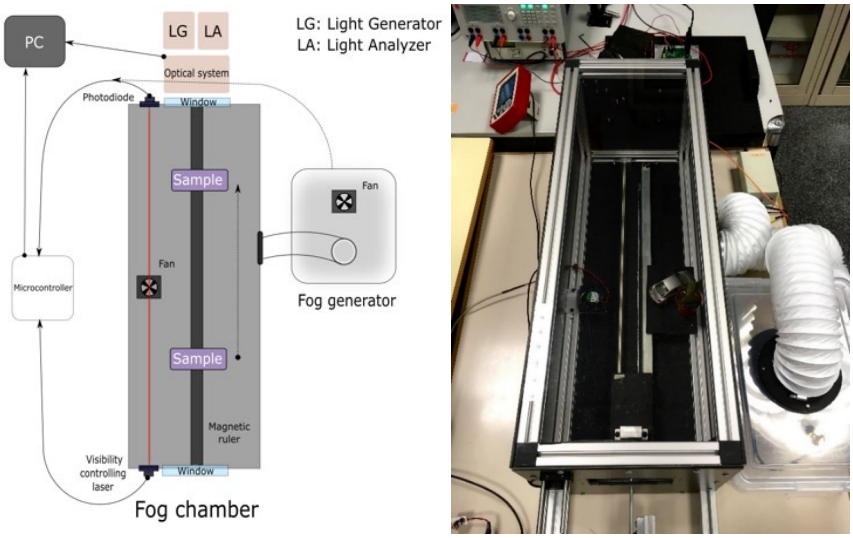


Figura 1: *Fog-chamber* a pequeña escala. Configuración experimental utilizada para realizar los experimentos: (izda.) Esquemas; (dcha.) Imagen del cámara de niebla

Uno de los extremos de la caja tiene un orificio en el que se colocan los sistemas ópticos de iluminación y detección en un mismo plano geométrico. El extremo opuesto también puede ser usado con el mismo fin. En la parte superior de la cámara se ha habilitado un fotodiodo alineado con una fuente láser colimada de 635 nm que sirve para calibrar en todo momento el nivel de niebla en la cámara a través de la transmitancia óptica medida experimentalmente. Para generar niebla, se sumerge en agua un humidificador equipado con cinco transductores ultrasónicos en un recipiente externo. Los transductores oscilan a alta frecuencia (1700 ± 40 KHz) para crear gotas de pocas micras de diámetro[2] que al desprenderse y acumularse generan niebla fría[3]. Una vez generada la niebla en el recipiente externo, esta se inyecta en la cámara de niebla a través de un orificio en su costado mediante un ventilador. El procedimiento de generación de niebla es similar al descrito por G. Satat et al.[4] Por sus características, la niebla que entra en nuestra *fog-chamber* tiende a acumularse en el fondo en capas. Se utiliza un ventilador adicional dentro de la caja para distribuir uniformemente la niebla acumulada. Una vez que llegamos a la transmitancia deseada más baja (alrededor de 1E-4%), se detiene la inyección de niebla. La disipación de la niebla se produce poco a poco de forma natural ya que la caja no es hermética.

Resultados. Como resultado hemos conseguido construir y poner en marcha una *fog-chamber* a pequeña escala capaz de reproducir condiciones de niebla para el estudio de la propagación de luz en medios turbios. Esta cámara de niebla se ha utilizado para comparar modos de imagen polarimétricos y de intensidad mediante el uso del contraste de imagen de distintos materiales[5]. En la Fig. 2 se presenta un ejemplo de las imágenes tomadas dentro de la fog-chamber para los modos de imagen: intensidad (INT), grado de polarización lineal (DOLP), co-polarización lineal (CO) y cross-polarización lineal (CROSS), a dos transmitancias del medio. Se espera que la *fog-chamber* se utilice también en el estudio de la propagación de la luz en medios turbios para la avaluación del rendimiento de diferentes sensores en desarrollo.

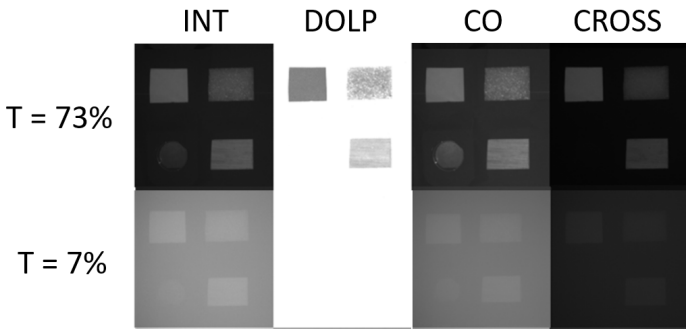


Figura 2: *Imágenes de las muestras para los diferentes modos de imagen descritos bajo diferentes transmitancias de niebla, dispuestas en filas. T = 73% (arriba) corresponde a poca niebla, mientras que T = 7% (abajo) corresponde a la presencia de niebla densa*

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido realizado con el soporte de la Secretaria d'Universitats i Recerca de la Generalitat de Catalunya y del Fondo Social Europeo, en el margen de la beca FI con núm. de expediente 2020FI_B1 00185. Los autores agradecemos también el soporte del MICINN a través del proyecto PID2020-119484RB-I00.

[1]M. Colomb et al.; *Atmospheric Research*, **87**, 242 (2008).
[2]S. Kooij et al.; *Sci. Rep.*, **9**, 6128 (2019).
[3]C. Rodes et al.; *Aerosol Sci. Technol.*, **13**, 220 (1990).
[4]G. Satat et al.; In Proceedings of *IEEE ICCP*, 1 (2018).
[5]M. Ballesta-Garcia et al.; *Atmosphere*, **12**, 813 (2021).

RNO 2021 conectamos 22-24Nov

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre

Simulation of Digital Holograms by Propagating Dirichlet Boundary Conditions

Ignacio Molina de la Peña[1], María Luisa Calvo[1] and Ramón F. Álvarez-Estrada[2]

[1] Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense, 28040 Madrid, Spain.
[2]. Departamento de Física Teórica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense, 28040 Madrid, Spain

Contact: imolinap@fis.ucm.es

1. Neutron Optics

Neutron optics is the branch of physics that deals with neutron particles, the description of neutron beams propagation and scattering in media. Its behaviour (i.e.: reflection, refraction, scattering and diffraction) may be well characterized by exploiting the similarities with physical optics [1]. In this context, we explored the possible development of neutron waveguides, similar to those optical fibres used with light. In that case, elements as Ti seemed to be suitable materials due to their attractive potential allowing the formation of propagation modes in the waveguide.

We pursued the characterization of these waveguides to estimate the achievement of propagation modes, their efficiency, critical angle and other relevant parameters.

Since thermal neutrons possess a wavelength of $\lambda = 1.8$ Å, and the actual technology enables to manufacture fibres of diameter (aperture) of the order of 1000 Å, it implies demand and consumption of high computational loads and memory to correctly characterize the neutron behaviour in the waveguide. This holds, for example, as in classical Finite Differences Methods (FDM).

By exploiting the Green's theorem and Green's propagator, we made use of Balian and Bloch's description via the use of Dirichlet boundary conditions[2] to develop a meshless algorithm that makes uses of advantages of Fast Fourier Transform (FFT).

In [3], we demonstrate that the definition of certain auxiliary functions $\mu_i(x_i)$, in those boundaries where Dirichlet conditions are imposed, characterize correctly the neutron waveguides. We also set the analytical conditions that these auxiliary functions must obey to solve the system. The scattering field is defined as:

$$\varphi(\boldsymbol{x}) = \varphi_{in}(\boldsymbol{x}) + \sum_{i=1}^{n} \int_{\partial\Omega_i} d\Omega_i \left.\frac{\partial G(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_i'})}{\partial \boldsymbol{n_i}}\right|_{\boldsymbol{x_i'}\in\partial\Omega_i} \mu_i(\boldsymbol{x_i'}) \tag{1}$$

$$\mu_j(\boldsymbol{x_j'}) = -\varphi_{in}(\boldsymbol{x}) - \sum_{\substack{i=1 \\ i\neq j}}^{n} \int_{\partial\Omega_i} d\Omega_i \left.\frac{\partial G(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_i'})}{\partial \boldsymbol{n_i}}\right|_{\boldsymbol{x_i'}\in\partial\Omega_i} \mu_i(\boldsymbol{x_i'}) \tag{2}$$

Where $\varphi(\boldsymbol{x})$ is the neutron wavefunction that solves the equation, $\varphi_{in}(\boldsymbol{x})$ is the initial incident neutron beam, $\mu_i(\boldsymbol{x_i'})$ is each of the auxiliary function defined in each of the boundaries $\partial\Omega_i, i = 1 \dots n$ and $G(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x'}) = -\iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2\boldsymbol{K'}}{(2\pi)^2} \frac{exp[i\boldsymbol{K'}(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x'})]}{E+i\varepsilon-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{K'}^2}$ is the Green's function associated to the propagation (in 2D in this case). The implementation of this algorithm proved to be computationally reliable and cost-effective [4].

2. Holographic plate simulations

Sínce it deals with the scalar wave propagation after reflection and diffraction on boundaries obeying Dirichlet conditions, it is straightforward to use this formulation to simulate holograms. Here, we apply the algorithm twice; once for simulating the recording process and once for propagating the wave diffracted from the digital plate to obtain the reconstruction.

In the first step (recording), we set a (solid 2D) object that obeys Dirichlet boundary conditions and define the corresponding auxiliary function $\mu_i(x_i)$ from the incident (plane), $\varphi_{in}(x)$ wave by using Eq (2) and propagate that function backwards to the virtual holographic plate, where we record its interaction with the incident wave. The complex pattern obtained sets its transmission function; $T(x) = |\varphi(x)|^2$, where $\varphi(x)$ is obtained from Eq.(1).
On a second step (reading), we define a new auxiliary function $\mu(x) = \varphi_{in}(x,) \cdot T(x)$ and propagate its result in free space using Eq.(2). An on-axis Gabor's reflection hologram is obtained, then.
The method has proven to be robust and efficient to simulate a variety of transmission functions, such as, objects of arbitrary geometry (Fig. 1), large compared to wavelength (various magnitude order), Fresnel Zone Plates (Fig.2a) and focusing devices (Fig.2b).

3. Results

We show various results of computer simulations including a full recorded reflection hologram of a 30 Å plate (Fig.1), a Fresnel Zone plate with focus at $z = 4000$Å (Figure 2a) and multiple focal spots zone plates (Figure 2b).

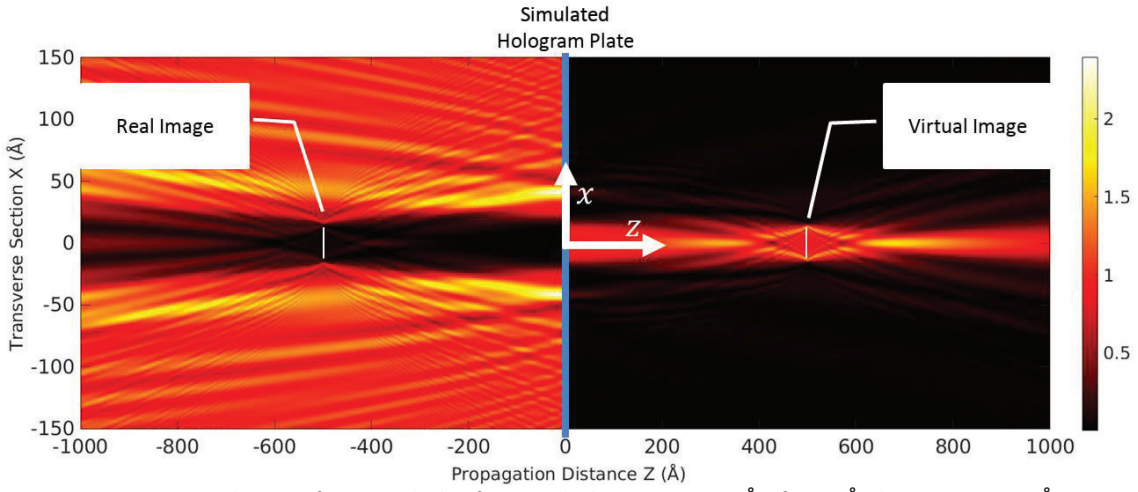


Figure 1: Simulation of a recorded reflection hologram at *z*=0 Å of a 30 Å plate at *z*=±500 Å.

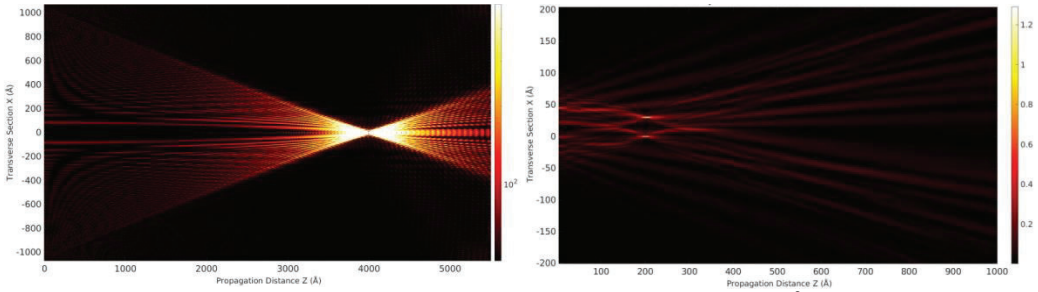


Figure 2: Simulation of different focusing devices;left) FZP, focus at *z*=+4000 Å. Right) holographic plate with 2 focus points at *z*=+200 Å, one on-axis and one off-axis.

ACKNOWLEDGEMENTS:
We acknowledge financial support from Universidad Complutense de Madrid (FECI-EU-17-06) and Ministry of Science and Innovation (Project PGC2018-094684-B-C21), Spain.

[1] Alvarez-Estrada, R.F. Calvo, M.L., *Neutron optics: fundamentals, in*: Calvo, M.L. and Alvarez-Estrada, R.F.,(editors). *Advances in neutron optics:fundamentals and applications in materials science and biomedicine*, CRC Press,Boca Raton (FL), 2019.
[2] Balian, R. Bloch, C., *Ann. Phys. (N.Y.)*. **60:2,** 401 (1970).
[3] Molina de la Peña, I. Calvo, M.L., Álvarez-Estrada R.F., *J. Mod. Opt.* **67:10**, 899 (2020).
[4] Molina de la Peña, I. Calvo, M.L., Álvarez-Estrada R.F., *App. Math. Mod.* (In publising)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Experimental Aspects of Co-phased Fringe-projection Profilometry

Moises Padilla, Manuel Servin and Guillermo Garnica

Centro de Investigaciones en Optica, A.C., Loma del Bosque 115, Lomas del Campestre, C.P. 37150, León, Gto., México

Contact: mservin@cio.mx

Fringe projection profilometry (FPP) is a mature technique for measuring the shape of tridimensional (3D) solids. However, increasing the sensitivity angle on the conventional single-projector single-camera setup translates in information loss around steep slopes and/or discontinuities, due to self-occluding shadows. Co-phased profilometry was proposed to cope with said shadows using a symmetric two-projectors single-camera setup[1,2]. As shown in Fig. 1, the self-occluding shadows are generally cast over different regions of the surface under study, thus the phase information unavailable using the left-side projector is complemented using the right-side one, and vice-versa.

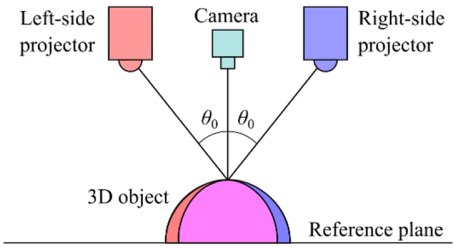


Figure 1. Schematic of the two-projectors one-camera setup for co-phased profilometry. The system's sensitivity and the amount of self-occluding shadows depend on θ_0 .

Phase shifting is highly recommended to preserve fine details of the surface under study. Therefore, our phase-shifted fringe patterns can be modeled as

$$I_n^L = a_L + b_L \cos(n\omega_0 + u_0 x + \varphi),$$
$$I_n^R = a_R + b_R \cos(n\omega_0 - u_0 x - \varphi). \qquad (1)$$

The labels *L* and *R* stand for left and right. a and b are the background and fringes' contrast, respectively. The temporal index is $n \in \{0,...,N-1\}$, with a temporal carrier frequency $\omega_0 = 2\pi / N$ for the *N*-step least-squares phase-shifting algorithm (LS-PSA)[3]. The spatial carrier $u_0 x$ can be calibrated by measuring a reference plane. Finally, the modulated phase is given by $\varphi = (u_0 \tan\theta_0) s(x,y)$, being $s(x,y)$ the surface's profile.

These sequences of phase-shifted fringe patterns are demodulated as follows (henceforward, the spatial dependency in $\{I, a, b, \varphi\}$ will be omitted for ease of notation):

$$Z_L = \frac{b_L}{2} e^{i\varphi} = e^{-iu_0 x} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in\omega_0} I_n^L,$$
$$Z_R = \frac{b_R}{2} e^{i\varphi} = e^{-iu_0 x} \sum_{n=0}^{N-1} e^{in\omega_0} I_n^R. \qquad (2)$$

Both analytic signals contain the same phase map and complementary fringes' contrast. Thus, these can be merged (or co-phased) simply as

$$Z = Z_L + Z_R = \frac{1}{2}(b_L + b_R) e^{i\varphi}. \qquad (3)$$

The searched phase map is computed as $\varphi_W = \arg(Z)$. Being this a wrapped estimation, $b = \mathrm{abs}(Z)$ can be used for quality-guided two-dimensional (2D) phase unwrapping[4,5]. Equations (1)-(3) show that co-phased profilometry is conceptually straightforward. In practice, however, aligning the experimental setup can be quite challenging. Particularly, it is common to observe a global piston and some fringe rotation between the left-side and right-side phases: $b_R \to b_R \exp(i\psi_0 + iv_0 y)$. Nevertheless, high-quality results are achievable by adding a digital pre-processing routine. One straightforward approach analyzes sub-regions of the area of interest, preferably around the maximum-contrast point (where both wrapped phases have good quality). Here, their horizontal, vertical, and "temporal" first-order differences are computed: for instance, $\varphi(x) - \varphi(x-1) = W[\varphi_W(x) - \varphi_W(x-1)]$, being $W(x) = \arg[\exp(ix)]$. Finally, their spatial averages provide all necessary parameters $\{u_0, v_0, \psi_0\}$ for compensation in the complex plane. Figure 2 shows an experimental result with slightly rotated phases and a significant piston (see the rightmost column), which were corrected by the proposed algorithm.

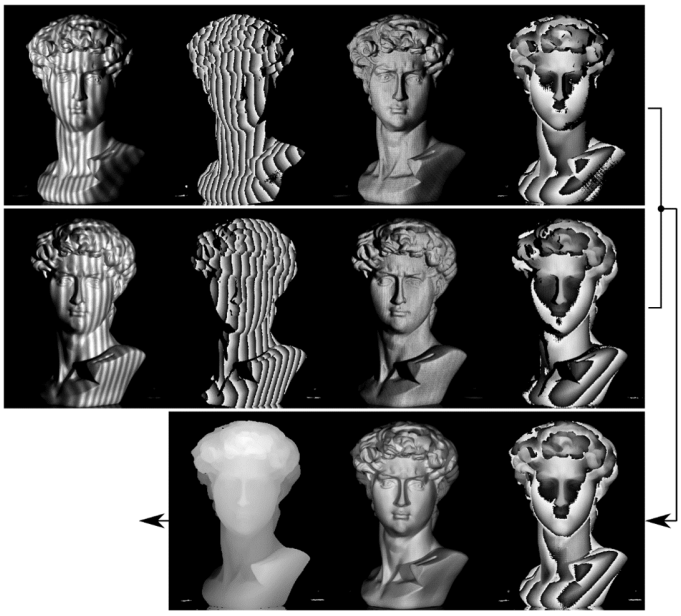


Figure 2. Main stages of co-phased profilometry for the digitization of a 3D figurine. The arrows indicate the processing order. (First and second row) one out of four phase-shifted input fringes, estimated phases and fringes' contrast, wrapped phase minus the spatial carrier; (third row) phase and amplitude of the analytic sum, and final unwrapped phase.

Our experimental results shows that the pre-processing routine is a robust approach for the fine-tune of the co-phased profilometer and to improve the quality of the estimated phase.

ACKNOWLEDGEMENTS: The authors thank the Mexican National Council for Science and Technology (CONACYT) for the general financial support.

[1] M. Servin, G. Garnica, and J.M. Padilla, *Latin America Optics and Photonics Conference*, **LTh2B.2** (2014)
[2] M. Servin, G. Garnica, and J.M. Padilla, *arXiv*:1412.0049 [physics.optics] (2014)
[3] J.H. Bruning, D.R. Herriott, J.E. Gallagher, D.P. Rosenfeld, A.D. White, and D.J. Brangaccio, "Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses," Applied Optics **13**(11), 2693–2703 (1974).
[4] M. Servin, J.A. Quiroga, and J.M. Padilla, *Fringe Pattern Analysis for Optical Metrology: Theory Algorithms and Applications* (WILEY-VCH, 2014).
[5] D.C. Ghiglia and M.D. Pritt, *Two-Dimensional Phase Unwrapping: Theory, Algorithms, and Software* (WILEY, 1998)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Polarimetric data-based algorithm for biological tissue recognition

Carla Rodríguez[1], Albert Van Eeckhout[1], Laia Ferrer[1], Enrique García-Caurel[2], Emilio González-Arnay[3,4], Juan Campos[1] and Angel Lizana[1]

[1] Grup d'Òptica, Physics Department, Universitat Autònoma de Barcelona (08193, Bellaterra, Spain)
[2] LPICM, CNRS, Ecole Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris (91120, Palaiseau, Paris)
[3]Departamento de Anatomía, Histología y Neurociencia, Universidad Autónoma de Madrid (28049, Madrid, Spain)
[4]Servicio de Anatomía Patológica, Hospital Universitario de Canarias (38320, Santa Cruz de Tenerife, Spain)

carla.rodriguez@uab.cat

Polarimetry constitutes an optics field whose non-invasive techniques (based on the description of polarized light-matter interactions) are useful tools for the analysis and characterization of biological samples which, in turn, can be of interest for biomedical purposes[1]. Biological tissues can be optically understood as turbid media characterized by their constitutive ultra-structures (different cell types, local organization, etc.) which present a non-uniform distribution of polarization properties, behave as strongly light scatterers and present a certain degree of anisotropy[2]. The optical response of polarized light-matter interaction can be fully characterized by using the so-called Mueller-Stokes (M-S) formalism[3], which describes the polarimetric properties of samples and light beams by means of Mueller matrices (**MM**s) and Stokes vectors (**S**). Unlike other formalisms[3], M-S can be applied when dealing with fully polarized light but it is also valid for depolarization content characterization. **MM**s encode the polarimetric information of samples in a complex way so that the extraction of sensitive polarimetric parameters requires specific and non-trivial choice matrix decompositions according to the different analytic purposes[3]. Furthermore, contrary to the traditional assumption that depolarization is a non-desired effect that tend to screen some polarimetric properties, it constitutes a source of useful information for biological samples inspection as they serve to unveil different tissue characteristics[1]. The theoretical description of depolarization content is extended by introducing the so-called Indices of Polarimetric Purity[4] (IPPs). IPPs are obtained from combinations of the covariance matrix **H**(**M**) eigenvalues[4], and they define three real and invariant magnitudes (labeled as P_1, P_2 and P_3) which behave as depolarizing indicators. Importantly, they contain complete and detailed information of the capability of samples to induce randomness on input polarization states (complementary to the depolarization index[3] P_Δ, which only provides an estimation of the overall depolarization of **MM**s). Furthermore, any depolarizer system can be synthetized as the incoherent sum of four (or less) non-depolarizing elements, and the IPPs are the statistical weights of the summation elements[4]. Consequently, we can discriminate the different depolarization origins within a tissue by simply identifying their corresponding IPPs, thus, they arising as discriminatory indicators. In the current study, we perform the complete polarimetric analysis (this means, the measure of experimental **MM** and its posterior matrix decomposition[3] for polarimetric indicators extraction) of 157 ex-vivo chicken samples -corresponding to 23 bones, 34 tendons, 50 muscles and 50 myotendinous junctions -. Throughout this, we demonstrate an algorithm capable to recognize, in a single and dynamic measurement, whether an input **MM** of a random sample belongs (or not) with a certain probability, to one of the four given tissue categories. To do so, **MM**s measurements were performed by using a complete image Mueller polarimeter[1] at scattering configuration and illuminating with three different wavelengths covering the visible range: 625 nm, 530 nm and 470 nm. By directly retrieving basic Mueller metrics (polarizance, *P*, and diattenuation, *D*), performing Lu-Chipman decomposition[3] for retardance parameters and computing depolarization indicators[3,4] (P_Δ and

IPPs), we chose to test the discrimination potential of 9 polarimetric indicators: P_Δ, P_1, P_2, P_3, P, R, D, δ, and Ψ (corresponding to depolarization index, IPPs, polarizance, global retardance, diattenuation, linear retardance and optical rotation, respectively). They were obtained from the averaged values of a homogeneous region of interest of 150×150 pixels from the complete image of tissue's experimental **MM** (512×512 pixels, correlated to an area of 1.1×1.1 cm^2). By means of SPSS software we conducted, to the 27 predictor variables (9 metrics measured at three different wavelengths), an exploratory univariant statistical analysis[2] of the different polarimetric data distributions profile which concluded that treated data follows non-parametric distributions. Consequently, we performed a factor analysis of the whole data matrix with Principal Components (PC) extraction[2]. The first 10 components (labeled from C_1 to C_{10}) define the most adequate basis for the binary logistic regression[2] model construction: they explain more than 90% of the original metrics variance and provide a convergent solution for the predictor functions. By fitting to a sigmoid (logistic) function the array of the 10 selected principal components' values for the 157 chicken samples, we performed consistent approaches throughout multiple steps[2] to remove the components until only the most significant ones remain on the equations. The four obtained probabilistic functions, exhibited in Eq. (1), output a real number between 0 and 1 associated with the probability of the sample to belong to a particular tissue category, being the unit a fully match recognition. The dichotomic decision to categorize a specific tissue is set by a threshold value given by the corresponding Youden's index[2] of each constructed function (which is, in turn, a specific probability value extracted from the analysis of ROC curves[2]).

$$P_{Mus}=\left[1+e^{-(-2.183C_1+1.535C_4-1.280C_5-1.077C_8+0.629C_9-1.879)}\right]^{-1},\ P_{Ten}=\left[1+e^{-(-2.213C_1-2.358C_4+1.625C_5+1.257C_6+1.059C_8-3.128)}\right]^{-1},$$
$$P_{Myo}=\left[1+e^{-(0.900C_1-0.573C_9+0.589C_{10}-0.934)}\right]^{-1}\ \textit{and}\ P_{Bone}=\left[1+e^{-(1.018C_1+0.715C_2+0.621C_4-1.452C_6-1.437C_7-0.688C_{10}-3.132)}\right]^{-1}. \quad (1)$$

The potential and efficiency of the constructed predictive model are given in terms of sensitivity and specificity values[2], being respectively: 86.0% and 88.8% ($\boldsymbol{P}_{Mus}$, muscle), 85.3% and 93.5% ($\boldsymbol{P}_{Ten}$, tendon), 82.0% and 71.0% ($\boldsymbol{P}_{Myo}$, myotendinous junction) and 82.6% and 80.6% ($\boldsymbol{P}_{Bone}$). To show the potential of the method to be used for tissue discrimination imaging techniques, we encoded an algorithm that computes the four logistic functions for each pixel of the sample's measured **MM**. As an example, Figure 1 shows the outcome of the algorithm when applied to a chicken tendon sample. The model outputs which is the probability, in a range between 0 (painted in black) and 1 (white), of each pixel of the image to be recognized as a particular tissue and consequently fills it with the corresponding gray level. When analyzing the outcome images, a good discriminating potential is demonstrated: largest probability values (Fig. 1c) are found when the type-of-tissue function and the sample match, while remaining ones output low values.

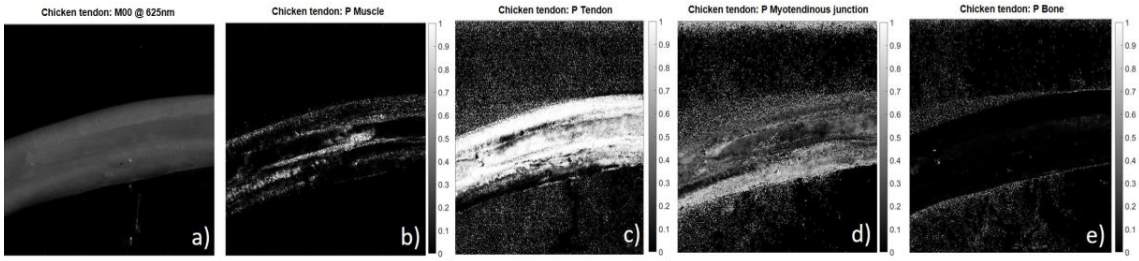


Figure 1: (a) Intensity image (M00) and probability image outcome when applying the four logistic functions (b) $\boldsymbol{P}_{Muscle}$, (c) $\boldsymbol{P}_{Tendon}$, (d) $\boldsymbol{P}_{Myotendinous\ junction}$ and (e) $\boldsymbol{P}_{Bone}$ on an arbitrary chicken tendon sample.

[1]A. Van Eeckhout et al.; *Journal of Biophotonics*, **11** (2017).
[2]C. Rodríguez et al.; *Biomedical Optics Express*, **12**, 4852 (2021).
[3]J.J. Gil and R. Ossikovski; *Polarized Light and the Mueller Matrix Approach*, CRC Press, Boca Raton (2016).
[4]I. San José and J.J. Gil; *Optics Communications*, **284**, 38 (2011).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Sistema de óptica adaptativa para la evaluación de lentes intraoculares

Juan Antonio Azor, Fidel Vega y María Sagrario Millán

Grupo de Óptica Aplicada y Procesado de Imagen, Departamento de Óptica y Optometría,
Universitat Politécnica de Catalunya-BARCELONATECH (C/ Violinista Vellsolà 37, 08222, Terrassa, España)

Contacto: juan.antonio.azor@upc.edu

Este trabajo presenta la caracterización de un dispositivo óptico para la evaluación objetiva in vitro de una lente intraocular (LIO). El dispositivo (Figura 1) contiene un modelo de ojo fisiológico formado por una córnea artificial acoplada a una cubeta con solución salina donde se sitúa la LIO. La pupila se regula con diafragmas de diferente diámetro situados entre la córnea y la LIO. Además, el montaje dispone de un sistema de óptica adaptativa para controlar las aberraciones. Los elementos principales de este sistema son un espejo de superficie deformable (ED) asociado en bucle a un sensor Hartmann-Shack (HS). Un haz de luz colimado procedente del test objeto se refleja en el espejo, y a continuación se separa en dos brazos mediante un cubo divisor de haz (DH): en el brazo principal el haz incidirá sobre la córnea artificial, mientras el brazo secundario se dirige al sensor HS como parte del bucle de óptica adaptativa. La imagen final formada por la LIO se amplía con un objetivo de microscopio 10X y se registra gracias a un fotómetro matricial con sensibilidad espectral V(λ) similar a la del observador patrón[1].
El sistema de iluminación se diseñó de acuerdo con la normativa ISO estándar[2]. Consiste en un diodo LED cuasi-monocromático verde (longitud de onda λ=530 nm) que ilumina un test objeto.

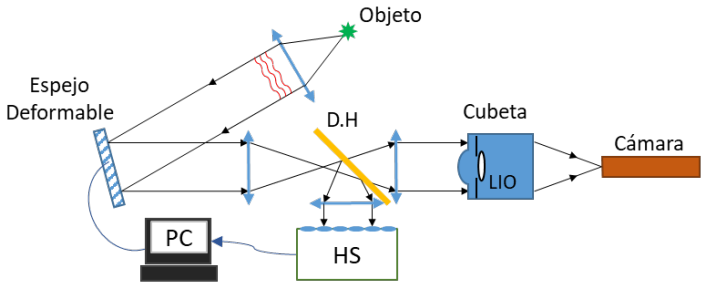


Figura 1: Esquema simplificado de la distribución de los elementos principales del montaje final.

El bucle de óptica adaptativa[3] está formado por un sensor Hartmann-Shack *HASO4 VIS* y un espejo deformable *Mirao 52e*. El sensor HS registra el frente de onda reflejado por el espejo deformable. Un software específico permite enviar una señal al espejo, que varía la posición de sus 52 actuadores, deformando su superficie reflectante de 15 mm de diámetro para conseguir que el frente de onda reflejado cumpla con los parámetros deseados. De este modo, se puede tanto compensar como introducir de manera controlada las aberraciones que se deseen. Cada actuador modifica su posición gracias a la variación de voltaje comprendida en ±1 V. El plano de la superficie del espejo deformable debe estar conjugado, simultáneamente, con la matriz de microlentes del sensor HS y con la pupila de entrada del modelo de ojo. Con el fin de reproducir más fielmente las frecuencias espaciales altas, se ha limitado el área utilizada del espejo deformable a 11.89 mm de diámetro[4].
Para garantizar que mediante el bucle de óptica adaptativa se genera un frente de ondas (que incidirá sobre la córnea del ojo modelo) con el patrón de aberraciones deseado, se llevaron a cabo una serie de pruebas preliminares, tanto en la medida de aberraciones inducidas como en el comportamiento lineal del espejo deformable y rango dinámico (evaluando así las

especificaciones técnicas). Esto se llevó a cabo sustituyendo el modelo de ojo por un segundo sensor Hartmann-Shack (HSv), cuyas medidas sirvieron como verificación. La matriz de microlentes del HSv se conjugó ópticamente con el plano del espejo deformable. La figura 2 muestra un esquema simplificado de esta fase del montaje.

Para obtener un frente de onda plano, el espejo debe corregir las aberraciones residuales del frente de onda colimado detectadas por el HS del bucle. Para las aberraciones de mayor interés en este trabajo (desenfoque Z[2,0]; astigmatismo a 45º Z[2,-2] y 0º Z[2,2]; coma a 90º Z[3,-1] y 0º Z[3,1]; y aberración esférica Z[4,0]), el sensor HSv indicó, una vez corregido el frente de ondas con el bucle de óptica adaptativa, una desviación inferior a 0.01 µm respecto a un frente de onda plano ideal.

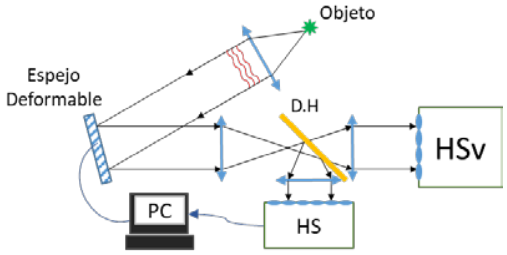


Figura 2: Esquema del montaje del bucle de óptica adaptativa.

Se observó un comportamiento no lineal en el espejo deformable, por lo que fue necesario introducir funciones LUT (Look-Up-Table), de actualización de valores, para lograr una respuesta lineal del espejo en el control de las aberraciones. Esta corrección permitió asegurar la linealidad del espejo deformable, con un margen de error <2%. También se pudo comprobar que el rango dinámico del espejo para cada una de las aberraciones se corresponde con los valores proporcionados por el fabricante. Una vez comprobada la repetitividad de las medidas, se sustituyó el sensor HSv por el modelo de ojo fisiológico para la caracterización de LIOs de diferentes diseños.

Conclusiones

La caracterización del sistema de óptica adaptativa proporciona un control exhaustivo de las diferentes aberraciones que inciden sobre el modelo de ojo con la LIO. Esto permitirá simular de forma fiable diferentes ametropías oculares y/o variaciones en la aberración corneal. El objetivo de este control de las aberraciones es mejorar las correlaciones entre los resultados con diferentes métricas de calidad óptica (MTF, halos, eficiencia energética), medidas en banco, y los resultados clínicos postoperatorios de agudeza visual[5,6].

AGRADECIMIENTO: Ministerio de Ciencia e Innovación del gobierno de España (ref. PID2020-114582RB-I00).

Referencias

[1]G. Wyszecki and W.S. Stiles, *Color Science: Concepts and methods, quantitative data and formulae* (1982).
[2]ISO Standard 11979-2 (2014) *Ophthalmic implants -Intraocular lenses-Part 2: optical properties and test methods*, Int. Organ. Stand. Geneva, Switzerland.
[3]A. Roorda; *J. Vis.,* **9,** 1 (2011).
[4]E.J. Fernández, L. Vabre, B. Hermann, A. Unterhuber, B. Povazay and W. Drexler; *Opt. Express,* **14,** 8900 (2006).
[5]F. Vega, M.S. Millán, N. Garzón, I. Altemir, F. Poyales and J.M. Larrosa; *Biomed. Opt. Express*, **9,** 4893 (2018.).
[6]J. Armengol, N. Garzón, F. Vega, I. Altemir and M.S. Millán; *Biomed. Opt. Express,* **11,** 2818 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Study of Hereditary Spherocytosis by Confocal Microscopy

Laura Rey-Barroso[1], Mónica Roldán[2], Francisco J. Burgos-Fernández[1], Susanna Gassiot[3], Anna Ruiz Llobet[4], Ignacio Isola[3] and Meritxell Vilaseca[1]

[1] Centre for Sensors, Instruments and Systems Development, Universitat Politècnica de Catalunya, Rambla de Sant Nebridi 11, 08222, Terrassa, Spain
[2] Unit of Confocal Microscopy, Service of Pathological Anatomy / Institute of Pediatric Research, Hospital Sant Joan de Déu, Passeig Sant Joan de Déu 2, 08950, Esplugues de Llobregat, Spain
[3] Laboratory of Hematology, Service of Laboratory Diagnosis / Institute of Pediatric Research, Hospital Sant Joan de Déu, Passeig Sant Joan de Déu 2, 08950, Esplugues de Llobregat, Spain
[4] Service of Pediatric Hematology, Hospital Sant Joan de Déu, Passeig Sant Joan de Déu 2, 08950, Esplugues de Llobregat, Spain

Contact: laura.rey.barroso@upc.edu

In hereditary spherocytosis (HS), there are structural defects in the membrane of red blood cells (RBCs) caused by mutations in at least five known genes that code for membrane proteins. The malfunction of such proteins results in RBCs to take abnormal shapes, usually with a characteristic spherical form and a reduced deformability[1]. Those cells are called spherocytes and are too stiff to circulate through capillaries, so they are destructed in the spleen. This constant destruction is responsible for the signs and symptoms of HS which vary in severity: people with the mild form (20-30% prevalence) may be asymptomatic; moderate HS (60-70% prevalence) suffer from anemia, jaundice, splenomegaly, and gallstones; the moderate/severe form (10% prevalence) have all of the aforementioned but anemia becomes severe; in the severe form (3-5% prevalence) anemia is life-threatening, requiring regular blood transfusions. Usually, the diagnosis of HS is based upon identifying the abnormal RBCs by their round shape and darker color under a conventional optical microscope; the darker color is caused by a greater amount of hemoglobin on a smaller cell volume. It is also based on indices of a blood test such as the mean corpuscular hemoglobin concentration (MCHC) which is usually elevated, and/or other more complex and expensive studies of membrane proteins. Alternatively, authors have imaged RBCs by means of confocal laser scanning microscopy (CLSM), to obtain three-dimensional (3D) images with spectral information. Spectral information may arise from autofluorescence or fluorescence by staining different cellular components. To observe functionality related to a specific membrane protein, inmunolabels which are antibodies with attached fluorochromes might be used, but RBCs need to be fixed and will not be observed alive; thus, shape might be disrupted. On the other hand, to observe solely the shape, fluorescent dyes that have some kind of affinity for cellular components can be used to uniformly color the membrane. With these kind of fluorescent probes, cells can be observed alive and the shape of the membrane is perfectly preserved. In this context, and following our previous study in patients with thalassemia[2], we have analyzed the RBCs of healthy and HS patients by means of CLSM, in the attempt of stablishing simpler protocols of diagnosis. The samples of pediatric patients with HS were labeled as $HS_{1\text{-}6}$ and the progenitors that were also included in the study were labeled as HS_{P1} and HS_{P2}; healthy children used as control subjects were labeled as $HS_{C1\text{-}3}$. RBC indices (Table 1) for each sample were obtained within 2 hours after blood collection. The hyperchromic cell count (%HPR) is an estimate of the number of spherocytes.

Samples were loaded into cell culture dishes with cell-adhesion to prevent cellular movement. The cell membrane and nuclei were stained respectively with fluorescent color dyes CellMask™ Deep

Red with a fluorescent red emission at 666 nm, and Hoechst 33342, which is a fluorescent staining with blue emission wavelength at 461 nm (Thermo Fisher Scientific Inc., Waltham, MA USA). The samples were analyzed under a Leica TCS SP8 CLSM (Leica Microsystems GmbH, Mannheim, Germany). Hoechst 33342 DNA label was excited with a blue diode (405 nm) and detected in the 420–470 nm range. The CellMask™ dye was excited with a white laser (633 nm) and detected in the 645–775 nm range.

HS severity	Hb (g/dL)	MCV (fl)	MCHC (pg)	%RETI	%HPR	%MICRO
Severe	7.2	70.5	34.8	15.28	8.7	29.6
Moderate	11.4	88	34.9	9.03	9.2	2
Mild	14.5 ± 1.50	82.8 ± 8.35	36.0 ± 0.81	3.3 ± 1.49	9.5 ± 7.59	3.9 ± 5.11
Control	13.7 ± 0.71	85.4 ± 4.87	34.1 ± 0.57	1.9 ± 0.21	0.7 ± 0.61	1.0 ± 0.67

Table 1: Mean ± standard deviation of severe (HS_1), moderate (HS_6), mild (HS_2, $HS_{4\text{-}6}$, $HS_{P1\text{-}2}$) and control ($HS_{C1\text{-}3}$) subjects for hemoglobin (Hb), medium corpuscular volume (MCV), medium corpuscular hemoglobin (MCHC), percentage of reticulocytes (RETI), hyperchromic (HPR) and microcytic cells (MICRO).

An image acquisition sequence xyλz was used to acquire the 3D stacks of the fluorescence distribution to evaluate the number of spherocytes in the blood samples (Fig. 1). CellMask™ dye stained uniformly the cell membrane in red and permitted the precise assessment of all cellular types. Healthy RBCs presented a characteristic biconcave shape and a central pallor region, while spherocytes appeared smaller and rounder. Neutrophils were identified for its bright blue stained nuclei as a consequence of the Hoechst 33342 dye. The spherocytes observed in Fig. 1 were related to the hyperchromic cell count for each subject. Unlike conventional optical microscopy, confocal spectral microscopy allows the precise and unequivocal 3D assessment of cell shape.

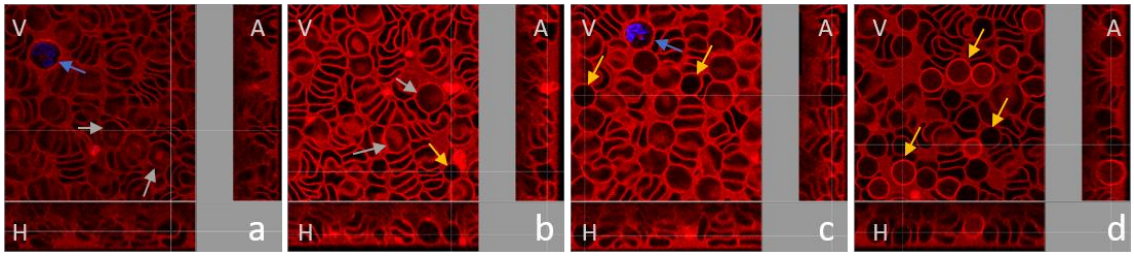


Figure 1: Confocal spectral images for (a) HS_{C2} (%HPR = 0.4), (b) HS_4 (%HPR = 5.3), (c) HS_6 (%HPR = 9.2) and (d) HS_{P2} (%HPR = 22.9). Spherocytes are labelled with yellow arrows and normal RBCs with grey arrows; neutrophils are the cells with blue nuclei (blue arrows).

ACKNOWLEDGEMENTS: This project has been funded by the Agencia Estatal de Investigación (AEI) (PID2020-112527RB-I00 / AEI / 10.13039/501100011033)

[1]S. Eber and S. Lux; *Seminars in hematology*, **41**, 118 (2004).
[2]L. Rey-Barroso et al.; *Sensors*, **20**, 4039 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Analytical evaluation of normalization criteria for the diffraction efficiency of blazed gratings on LCoS devices

A. Márquez[1,2,*], F. J. Martínez-Guardiola[1,2], J. Francés[1,2], C. Neipp[1,2], E. M. Calzado[1,2], D. Puerto[1,2], M. L. Álvarez[1,2], S. Gallego[1,2], A. Beléndez[1,2]

[1]Dept. de Física, Ing. de Sistemas y T. Señal, Univ. de Alicante, P.O. Box 99, E-03080, Alicante, Spain
[2]I.U. Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías U. de Alicante, P.O. Box 99, E-03080, Alicante, Spain
*E-mail: andres.marquez@ua.es

Through analytical expressions, three experimental-based normalizations are evaluated for the diffraction efficiency of blazed gratings on LCoS devices. We find that non-inclusion of the fill factor, usually the case, leads to wrong conclusions.

1. Introduction

Parallel-aligned liquid-crystal on silicon (PA-LCoS) microdisplays are used in many modern photonics applications[1,2], and in particular in programmable diffractive optics[3,4]. In this paper we focus on the application of LCoS microdisplays to beam steering[3], which is typically done by displaying blazed gratings. Most of LCoS devices exhibit absorbent interpixel gaps, thus their fill factor is smaller than one[4]. We show that this modifies not only the global efficiency of the LCoS but it also affects the general expressions for the diffracted field by the programmable phase element. The latter is not usually considered; thus, it may lead to a bad assessment of the results in experiments.

In Fig. 1 we show the diagram for a multilevel blazed grating on the LCoS microdisplay: d is the pixel pitch, W is the width of the clear aperture of the pixel, M is the number of levels for the blazed grating, N is the total number of pixels across the whole grating aperture, c_r is a constant factor which incorporates the losses due to reflection in the interfaces, residual absorption in the different layers of the LCoS structure and non-unit reflectance of the pixel mirror electrodes. The fill factor is usually defined in areal terms as $(W/d)^2$. Recently, we developed original analytical expressions for the diffracted field spatial profile and for the diffraction efficiency at the different orders, combining the fill factor and the flicker together with phase depth ϕ_0 and the number of quantization levels[4].

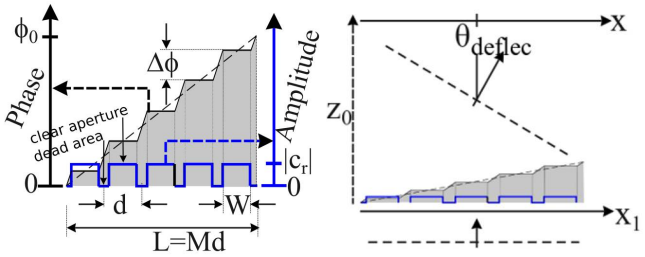


Figure 1: Diagram of the multilevel blazed grating and the parameters involved (from [4]).

To make the expressions operative it is necessary to normalize them according to the experimental procedure followed in the measurements. Three different normalizations are possible[4]. We consider unit incident intensity, i.e. unit amplitude of the incident electric field. Normalization 1 considers the total incident power over the illuminated area of the grating and produces $P_{norm1}=(Nd)^4$. Normalization 2 considers the power diffracted to the zero diffraction order when no image is addressed onto the pixelated device: $P_{norm2}=|c_r|^2(NW)^4$. And normalization 3

considers the total diffracted power, i.e. the addition of the power at all the diffraction orders: $P_{norm3} = |c_r|^2 N^4 (Wd)^2$. The corresponding normalized expressions for the diffraction efficiency for each diffracted order n of the blazed grating,

$$\eta_{norm1}(n) = |c_r|^2 \left(\frac{1}{Md}\right)^2 \left(\frac{W}{d}\right)^2 \left|\frac{\sin\left(\pi n \frac{W}{Md}\right)}{\pi n \frac{1}{Md}}\right|^2 \left|\frac{\sin\left(\frac{1}{2}(\phi_0 - 2\pi n)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2M}(\phi_0 - 2\pi n)\right)}\right|^2 \quad (1)$$

$$\eta_{norm2}(n) = \left(\frac{1}{MW}\right)^2 \left|\frac{\sin\left(\pi n \frac{W}{Md}\right)}{\pi n \frac{1}{Md}}\right|^2 \left|\frac{\sin\left(\frac{1}{2}(\phi_0 - 2\pi n)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2M}(\phi_0 - 2\pi n)\right)}\right|^2 \quad (2)$$

$$\eta_{norm3}(n) = \left(\frac{1}{Md}\right)^2 \left|\frac{\sin\left(\pi n \frac{W}{Md}\right)}{\pi n \frac{1}{Md}}\right|^2 \left|\frac{\sin\left(\frac{1}{2}(\phi_0 - 2\pi n)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2M}(\phi_0 - 2\pi n)\right)}\right|^2 . \quad (3)$$

In Fig. 2(a)-(c) we show respectively for normalization 1, 2 and 3 the diffracted intensity to the first order $n = 1$ as a function of the number of quantization levels and for three different values of W. We see, especially for normalizations 1 and 3, the deviation in the predicted results when the fill factor is smaller than one.

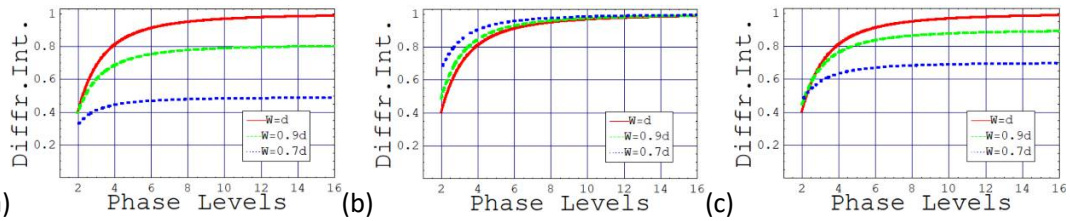


Figure 2: For normalizations 1, 2 and 3 respectively in (a), (b) and (c), intensity diffracted to the first grating order n=1 as a function of M : phase-depth of 2π radians and no flicker. In the legend, the three values for the pixel aperture W. (from [4])

2. Conclusions

Applying the diffraction integral we recently obtained the diffracted field for blazed gratings displayed onto pixelated devices[4]. In most of the literature dealing with LCoS devices, the conventional expressions used are the ones that were derived for micro-optics where no fill factor parameter is needed. We have demonstrated that for the three experimental-based normalizations it is necessary to include the fill factor to produce the correct results.

ACKNOWLEDGEMENTS:
Ministerio de Ciencia e Innovación (Spain) (FIS2017-82919-R (MINECO/AEI/FEDER, UE)); Generalitat Valenciana (Spain) (IDIFEDER/2021/014, potential FEDER funding); Universidad de Alicante (Spain) (UATALENTO18-10).

[1]G. Lazarev, P.-J. Chen, J. Strauss, N. Fontaine, A. Forbes, Opt. Express **27**, 16206–16249 (2019).

[2]A. Márquez, A. Lizana, Appl. Sci. **9**, 3049 (2019).

[3]L. Wu, X. Wang, C. Xiong, Z. Huang, Q. Tan, M. Li, Opt. Eng. **55**(11), 116115 (2016)

[4]A. Márquez, F. J. Martínez-Guardiola, J. Francés, M. G. Ramírez, E. M. Calzado, M. Morales-Vidal, S. Gallego, I. Pascual, Opt. Eng. **59**(4), 041208 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

3D optical metrology for industrial applications

Miguel Ares[1], Isidre Rivero and Sara Peña

[1] Centre de Desenvolupament de Sensors, Instrumentació i Sistemes (CD6), Universitat Politècnica de Catalunya (UPC), Rambla Sant Nebridi 10, 08222, Terrassa, Spain

Contact: miguel.ares@upc.edu

Optical 3D scanning systems for measuring surfaces or objects with no contact have become very useful for a wide range of industrial applications[1, 2, 3]. Since 2007 in the CD6 centre we have an active research line in the development of optical 3D scanning systems and methods based on structured-light techniques. Those techniques project a light pattern over a surface and, from the deformation of the pattern, the 3D topography is obtained by means of triangulation. We work close to the industry, developing functional prototypes that we transfer to the industry to solve real applications. In this paper, we present different industrial applications in which we have worked in the last few years.

Evaluation of the effectiveness of creams in the cosmetic industry:
After the development of a new cream with claims of combatting the inevitable signs of ageing and before launching it into the market, the manufacturer makes in vivo studies to experimentally test its performance. Examples are those creams claimed to reduce crow's feet. The industry makes in vivo tests in volunteers to measure how is the reduction of crow's feet after the application of the cosmetic product. In our research group we have developed a prototype for scanning in 3D the crow's feet using a small field-of-view at high resolution, which is currently used by a cosmetic company. Figure 1 shows examples of 3D measurements of crow's feet of two volunteers.

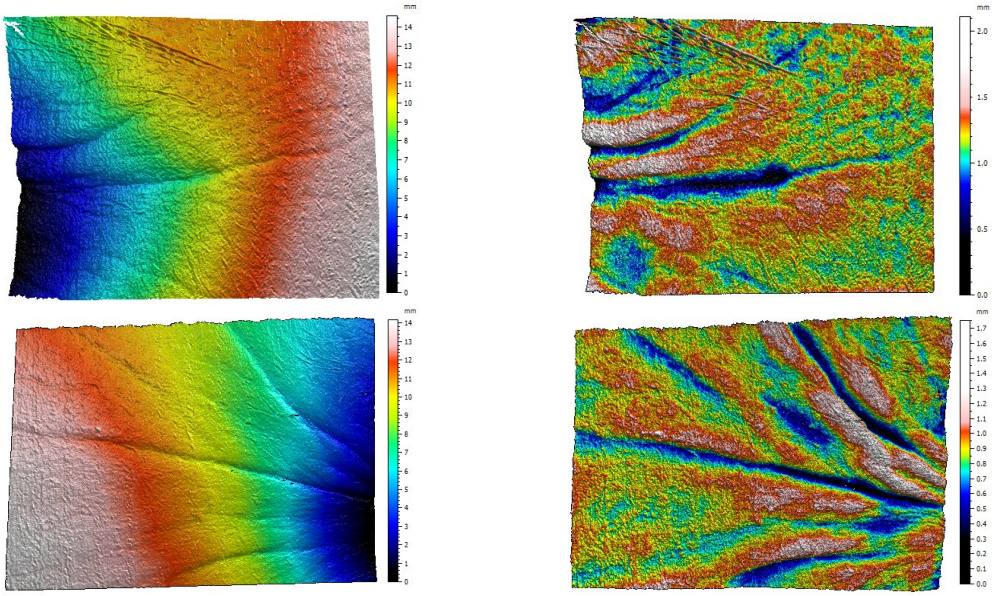


Figure 1: In vivo 3D measurements of crow's feet of two volunteers (top and bottom). Left images are original 3D measurements and right images with shape removed.

Application to wear detection in car tires:
Tire condition assessment is typically performed by visual inspection or using a simple mechanical gauge to assess tire profile depth. These procedures are manual and not precise. In order to get a precise quantification of tire´s wear, we have developed in our research group a 3D scanning system of tire`s surface. Light patterns are projected and deformed on the tire according to its depth profile, as shows figure 2a. Figure 2b presents the 3D scanned area of a tire which has a significant wear in the outermost band (highlighted in orange) and also a circular cut possibly caused by a nail (highlighted in blue).



(a) (b)

Figure 2: 3D scanning of tire's surface

Application to the diagnosis of skin cancer lesions:
Conventional diagnosis of skin cancer relies upon visual inspection of the lesion following the ABCDE rule or by dermoscopy. However, due to the complexity of the lesions, these gold standard methods still fail in a significant percentage of cases. New technologies to improve results are investigated. In our research group we have experimented with a technology based on scanning in 3D the lesion, and thus extracting a set of morphological parameters that go further beyond the classical morphological parameters included in the ABCDE rule. Figure 3 shows the 3D scanning prototype released in 2021 and an example of a skin lesion scanned. The work is currently in progress and our final aim is the discrimination of malignant skin lesions from benign lesions using 3D-based morphological parameters within a deep learning system (i.e. neural networks).

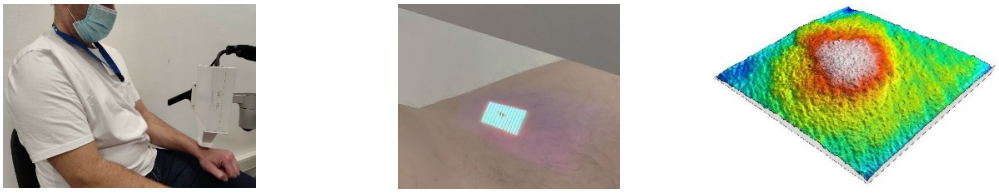


Figure 3: 3D scanning prototype for skin cancer and example of a lesion scanned

ACKNOWLEDGEMENTS: Research developed within the project 2019PROD00035 with the support of the Secretaria d'Universitats i Recerca del Departament d'Empresa i Coneixement de la Generalitat de Catalunya. This project has been co-funded by the European Union through the European Regional Development Fund (ERDF). Research also developed within projects AEI-010500-2018-149 and AEI-010500-2017-255 funded by the Ministerio de Industria, Energía y Turismo.

[1]S. Logozzo, E. M.Zanetti, G.Franceschini, A. Kilpelä and A. Mäkynen; *Optics and Lasers in Engineering*, **54**, 203 (2014).
[2]D. Hong, H. Lee, M. Y. Kim, H. Cho and J. Moon; *Appl.Opt.*, **48 (21)**, 4158 (2009).
[3]G. Sansoni and F. Docchio; *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement*, **54 (1)**, 359 (2005).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

3D skin tumour analyzer

Miguel Ares[1], Sara Peña and Isidre Rivero

[1] Centre de Desenvolupament de Sensors, Instrumentació i Sistemes (CD6), Universitat Politècnica de Catalunya (UPC), Rambla Sant Nebridi 10, 08222, Terrassa, Spain

Contact: miguel.ares@upc.edu

Skin cancer is one of the most common type of cancer in white populations[1,2]. The first step of the clinical workflow for the skin cancer care is the diagnosis of the lesion. The accuracy of the diagnosis has a key importance because it has a big impact both on the survival rate and on the care costs. Gold standard methods like visual inspection following the ABCDE rule or dermoscopy still fail in a significant percentage of cases, and therefore new technologies are investigated to help doctors in the diagnosis of skin cancer. One of the potential technologies is based on structured-light 3D scanning. The hyphotesis is: if conventional visual inspection is based on ABCDE rule that has morphological information involved (A: asymmetry, B: border irregularity and D: diameter), what about going further beyond and inspect the shape of the lesion in 3D with high resolution?. This is the origin of our research. For this objective, we have developed a customized 3D scanner based on structured-light technique. The optimised prototype has been called 3DSTAR (3D Skin Tumour AnalyzeR) and is presented in figure number 1.

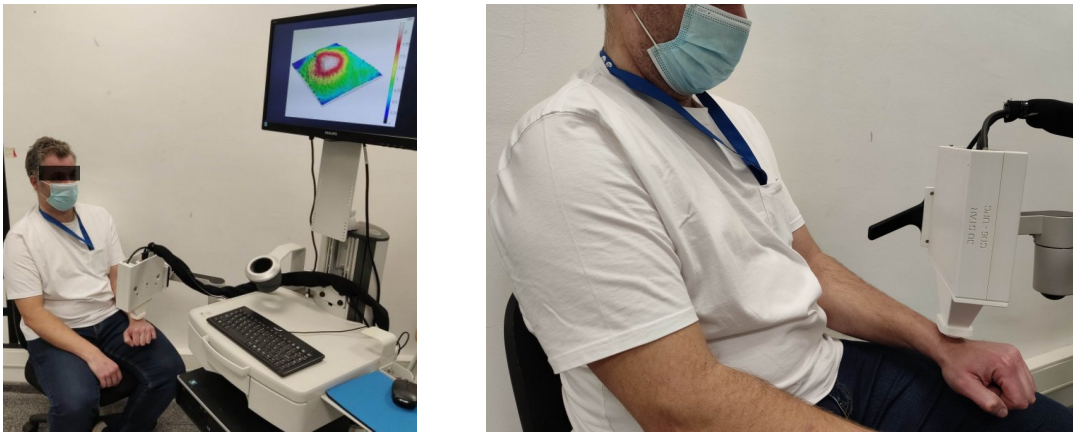


Figure 1: STAR prototype

The prototype has been designed for imaging skin lesions with size up to 2 cm of diameter. It provides a resolution of 15µm and an acquisition time of 2 s per lesion plus around 1 minute for processing. The scanning head is attached to a telescopic arm for maximizing the stability when operating in a clinical room. The head is significantly lighter, more compact and with easier to clean surfaces compared to the first version of the prototype[3].

By projecting a set of fringe patterns over the lesion, then processing the images to get the phase maps, and finally triangulating with the system previously calibrated, the 3D data of the lesion is obtained, as shown in figure 2.

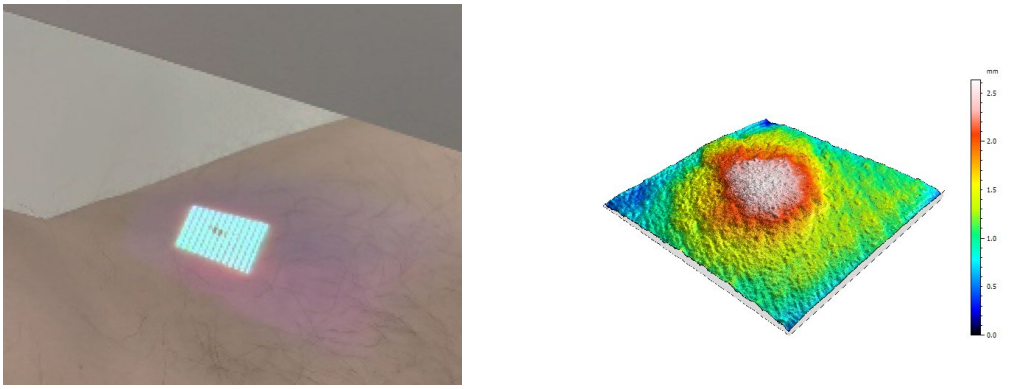


Figure 2: Fringe pattern projected over the skin lesion (left) and 3D topography obtained (right)

Different morphological parameters can be calculated from the 3D topography of the lesion, like the perimeter, area, volume, area/perimeter, volume/area, volume/perimeter, maximum height, mean height, maximum height of the mean profile (in vertical and horizontal), mean height of the mean profile (in vertical and horizontal), energy, entropy and 3rd moment. As an example, figure 3 shows the maximum and mean height of the mean profile in vertical direction.

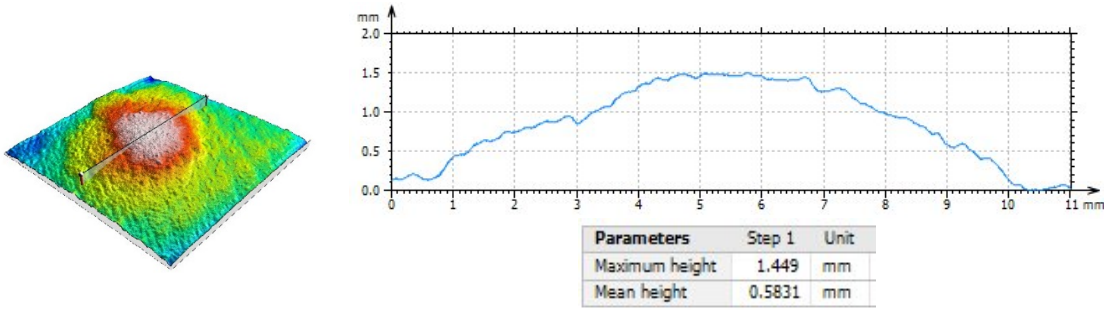


Figure 3: Example of a couple of morphological parameters calculated from the 3D topography

Further research will investigate the discrimination of malignant skin lesions from benign lesions using these morphological parameters within a deep learning system (i.e. neural networks). This work is expected to be carried out in the Q4 of this year.

ACKNOWLEDGEMENTS: Research developed within the project 2019PROD00035 with the support of the Secretaria d'Universitats i Recerca del Departament d'Empresa i Coneixement de la Generalitat de Catalunya. This project has been co-funded by the European Union through the European Regional Development Fund (ERDF).

[1]Z. Apalla, D. Nashan, R.B. Weller and X. Castellsagué; *Dermatol Ther (Heidelb)*, **7(Suppl 1)**, 5 (2017).
[2]U. Leiter, T. Eigentler, and C. Garbe; *Adv Exp Med Biol.*, **810**, 120 (2014).
[3]L. Rey-Barroso, F. J. Burgos-Fernández, M. Ares, S. Royo, S. Puig, J. Malvehy, G.Pellacani, D. Espinar, N. Sicilia and M. Vilaseca, *Biomedical Optics Express*, **10 (7)**, 3404 (2019).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Comparison between different OCT devices and OCT-A image analysis.

Maria Luisa De La Cruz Fiestas, Marta Estalrich Soliveres

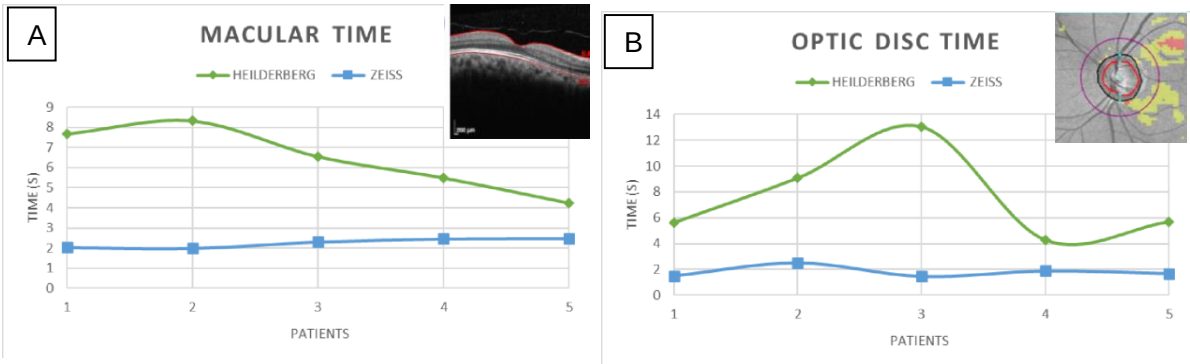
Facultad de Óptica y Optometría de Terrassa, Universidad Politécnica de Cataluña, Calle del Violinista Vellsola, 37, 08222 Terrassa, Barcelona

Contact: mariacruzfiestas@gmail.com , martaesua@gmail.com

Purpose: The purpose of this poster is to compare applications of different OCT (Heildelberg and Cirrus), the scan time and image analysis that each offers. This comparison is important to clarify the advantages and disadvantages of conventional instruments compared to the new generation.

Methodology: All patients previously signed the informed consent. 5 patients were included in the study: 2 eyes with diabetic retinopathy (DR), 8 healthy eyes of which 4 belong to patients under 33 years of age and 4 belong to patients over 55 years of age. For the Heidelberg Engineering-OCT scan all patients were under the effect of tropicamide. The participants were examined on both instruments. The scans on both instruments were performed by one grader (Optometrist) and the capture time was measured by another grader (Optometrist) with the same instrument (iPhone 7). The images obtained were evaluated by two ophthalmologists (retinologist and glaucomatologist).

Results: The macula capture time interval (Figure 1 A) obtained in Heidelberg was 4.25 to 8.33 seconds, in the best conditions under the effect of tropicamide and taking the best time. The macula capture time interval obtained in Cirrus HD was 1.99 to 2.49 seconds, under the best conditions without pupil dilation. The optic disc capture time interval (Figure 1 B) obtained in Heidelberg was 4.29 to 13.03 seconds (ART mode in 100 frames). The optic disc capture time interval obtained in Cirrus HD was 1.45 to 2.53 seconds. The autofluorescence capture time interval (Figure 1 C) obtained in Heidelberg, under the effect of tropicamide, was similar in all patients, being higher in patient 3 with diabetic retinopathy (difference of 2.89 seconds). The OCT-Angiography (OCT-A) capture time interval (Figure 1 D) in Cirrus HD, in the absence of dilating ocular topicals, 3x3 mode was 5.58 to 10.92 seconds and in 12x12 mode it was 11.5 to > 60 seconds.



RNO 2021 conectamos 22-24Nov
XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

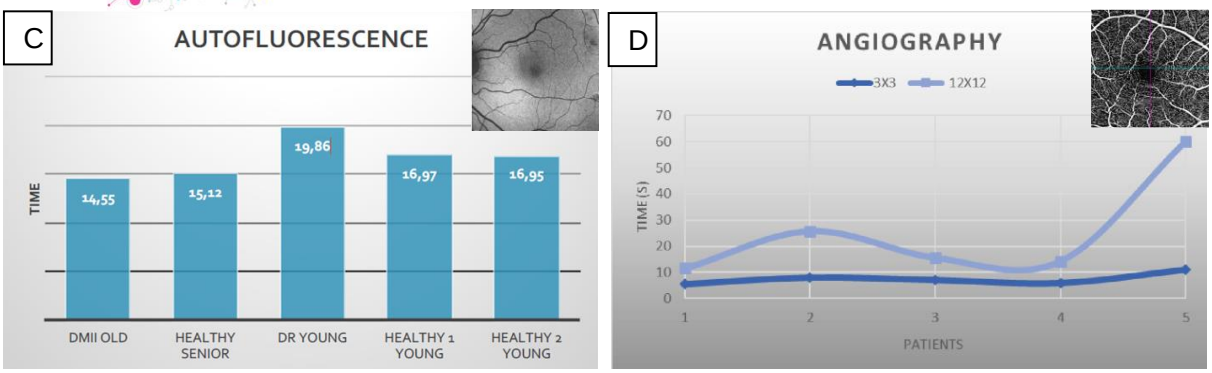


Figure 1: Graph with image capture times using OCT Heidelberg Engineering and Zeiss - Cirrus HD. Study types A: macula, B: optic disc, C: autofluorescence and D: OCT-A.

Conclusions: The capture time of macula and papila obtained in Heidelberg was greater in all cases, the captures performed with this instrument were under the effect of tropicamide; the macula and papilla capture time obtained in Cirrus HD was shorter even without the effect of tropicamide and in pupils smaller than 3 mm. The Heidelberg OCT offers the option to capture autofluorescence, an important test to assess atrophic areas of the retina, in the presence of ocular Nevus and optic nerve drusen. The Cirrus HD provides OCT-A at different depths of the plexus, important in AMD, DR, visualisation of neovessels, subtle and deep microvascular abnormalities.

OCT / A- APPLICATIONS TO VASCULAR DISEASES [1-3]	
Age-related macular degeneration (AMD)	Elucidate the presence of choroidal neovascularization (CNV).
Diabetic retinopathy (DR)	Delimitation of the foveal avascular zone (FAZ) in diabetic eyes and detection of subtle microvascular abnormalities.
Arterial and venous occlusion	Detection of subtle microvascular abnormalities in eyes with vascular occlusion.
Glaucoma	Optic disc perfusion in glaucomatous eyes is notable as well on OCT-A.

Table 1: Summary diagram of the applications of OCT-A in vascular diseases.

ACKNOWLEDGMENT: Dra. María Sagrario Millán Garcia, Dr. Gabriel Londoño, Dra. Indira Aristeguieta, Facultad de Óptica y Optometría - UPC, Valles Ophthalmology Research, Oftalmología Médica y Quirúrgica, Hospital General de Catalunya and Hospital Sagrat Cor.

Bibliography.

[1]T.E. De Carlo and A. Romano; *International Journal Retina and Vitreous*, **1**, 5 (2015).
[2]R. Ranjan et al.; *Clinical Studies & Medical Case Reports Special Report.* **3**, 3 (2020).
[3]R. Mastropasqua et al.; *Translational Vision Science and Technology*, **9**, 1 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Time-stable holograms stored in hydrogel matrix

Kheloud Berramdane[1], Manuel G, Ramirez[1], Maria Isabel Lucío[2], Marta Morales-Vidal[1], Inmaculada Pascual[1,3]

[1] I.U. Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, P.O.Box 99, E-03080 Alicante, Spain
[2] Instituto Interuniversitario de Investigación de Reconocimiento Molecular y Desarrollo Tecnológico (IDM), Universitat Politècnica de Val`encia, Universitat de València, Camino de Vera s/n, 46022 Valencia, Spain
[3] Dept. de Óptica Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante, P.O.Box 99, E-03080 Alicante, Spain

Contact: bk3@alu.ua.es

Storing holograms in hydrogel matrices and its temporal stability is real challenge when the material is immersed in aqueous medium. Hydrogels are 3D polymer networks capable of undergoing reversible volume changes. Since they can be synthesized to be sensitive to a range of relevant analytes[1], one of the most important applications of this type of system are holographic sensors. These sensors have great potential to be used in different areas such as environmental detection, veterinary testing, pharmaceutical bioassays, and medical diagnosis[2]. Therefore, a key factor in the manufacture of holographic sensors is to develop and optimize hydrogel matrices in which stable holograms can be stored over time and in aqueous media where analytes are present.

Unslanted transmission volume phase holographic grating with a periodof 0.830 µm have been stored in hydrogel matrices based on acrylamide (AA) and *N*,*N*' methylenebisacrylamide (MBA) to study diffraction efficiency (*DE*) and stability when the material is washed and immersed in PBST (buffer solution with pH of 7.5). For this, solutions containing monomer (AA), crosslinker (MBA) and photoinitiator system (triethanolamine and yellowish eosin) in DMSO:H_2O were deposited over the hydrogel matrices and then exposure with laser of wavelength 532 nm. The holograms were reconstructed using a laser of wavelength 633 nm immediately after of the exposing stage (W0 in the Fig.1). PBST was used to wash the hydrogel in order to remove the component that not react. Six changes of the PBST solutions were realized. Every two changes, the holograms were reconstructed (W2, W4 and W6 in Fig.1). After the 6 wash solution changes, the holograms were stored in PBST and refrigerator. After 1 hour, the holograms were reconstructed again (1 h PBST in Fig.1). In order to analyse the stability of the holograms, a reconstruction was carried out after that the holograms were immersed in PBST for 4 days (4 days PBST in Fig.1). An angular shift between 3.3° and 3.7° was observed in Fig.1 when the hydrogel was washed due to the period changed since a swelling process occurs. The *DE* reach the maximum around 38% after 6 washing steps (w6) as we can see in Fig.1.

The maximum diffraction efficiency (DE_{max}) and angular shift as a function of the washing step are shown in Fig.2. Within the experimental errors, the DE_{max} and the angular shift remain stable from the fourth washing stage (W4) with PBST. These results are promising and allow us to have a stable hydrogel matrix for holographic stored. Next step will be to incorporate the analyte recognition groups for future biosensing studies.

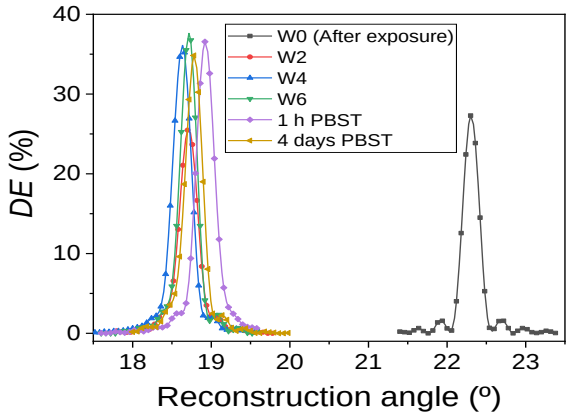


Figure 1: Diffraction efficiency as a function of the angle at reconstruction for a hydrogel matrix with mol AA/mol MBA ratio of 22.62 at: after exposure (W0, black square), after two washing steps (red square), after four washing steps (blue triangle), after six washing steps (green triangle), after hour day immersed in PBST (violet rhombus) and after 4 days immersed in PBST (gold triangle).

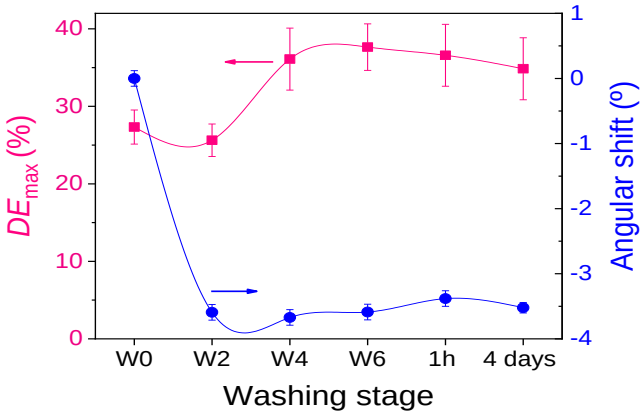


Figure 2: Maximum diffraction efficiency and angular shift as a function of the washing step.

Acknowledgment

Thanks to the government of Algeria for the scholarship offered to develop my thesis in the Holography and Optical Processing Group of the University of Alicante, to the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación under project PID2019-106601RB-I00, to Generalitat Valenciana (Spain) CDIAGENT/2018/024, to IDIFEDER/2021/014 (potencial FEDER funding)

---

[1]A.K. Yetisen, H. But L. R. Volpatti, I. Pavlichenko, M. Humar, S. J.J. Kwok, H. Koo, K.S. Kim, I. Naydenova, A. Khademhosseini, S. K. Hahn, S. H. Yun, *Biotechnology Advances* **34,** 250 (2016)

[2]M. Zawadzka, T. Mikulchyk, D. Cody, S. Martin, A. Yetisen, J. Hurtado, H. Butt, E. Mihaylova, H. Awala, S. Mintova, S. Hyun Yun, I. Naydenova, Springer Series in Materials Science **229**, 315 (2016)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Variation of local tortuosity indices with eye fundus image resolution

Natalia Ramirez, Miquel Ralló y María S. Millán

Grupo de Óptica Aplicada y Procesado de Imagen, Universitat Politécnica de Catalunya-BarcelonaTECH

Contact: natalia.ramirezcano@gmail.com

Introduction and purpose: The calculation of tortuosity indices for a retinal vessel displayed on a digital eye fundus image requires a parametrization of the curve drawn by the vessel. As vessel descriptors, they should be constant under resolution changes, but it needs to be studied and evaluated for each index. We analyse how a change in the fundus image resolution affects the local tortuosity indices of retinal vessels.

Method: We used a vessel line extracted from a real eye fundus image and, in addition, a set of discrete sine curves that mimic vessels. Lacking an exact parametrization of the vessel line, we obtained it from the image coordinates ($x_v(t)$, $y_v(t)$) of the sequence of pixels resulting from the binarization, skeletonization and smoothing of the segmented vessel, with $0 \le t \le N$, being N the number of pixels of the vessel1. A 1D mean filter of 3 pixels was used to smooth the vessel coordinates before parametrization. The discrete sine curves were exactly parametrized according to Eq.1 by $(x_s(t), y_s(t)) = (3 \cdot A \cdot t/5 \cdot N_s, y(3 \cdot A \cdot t/5 \cdot N_s))$, with $0 \le t \le N_s$ being N_s the number of pixels of each sine plot. To assess the parametrization effect, a second parametrization -named "by pixel"- of each sine curve was obtained following the same method as for the vessel. The Nyquist frequency equals ¼ cycles/pixel and the finest sine curve (Fig. 1d, 100x100p) was 6 times the Nyquist frequency. We considered five input images of 800x800 pixel size (Figure 1): four binary images with simulated vessels and one colour eye fundus image. Three resized versions of each image (400x400, 200x200, 100x100) were used to evaluate the impact of resolution on local tortuosity indices. The resized versions of the fundus image (Fig. 1e) were obtained through sequential bicubic interpolations.

$$y(t) = \frac{A}{3} sin\left(\frac{\omega \cdot 10 \cdot \pi \cdot t}{3 \cdot A}\right) \qquad \omega = 1{,}1.5{,}2{,}2.5 \qquad A = 100{,}200{,}400{,}800 \qquad (1)$$

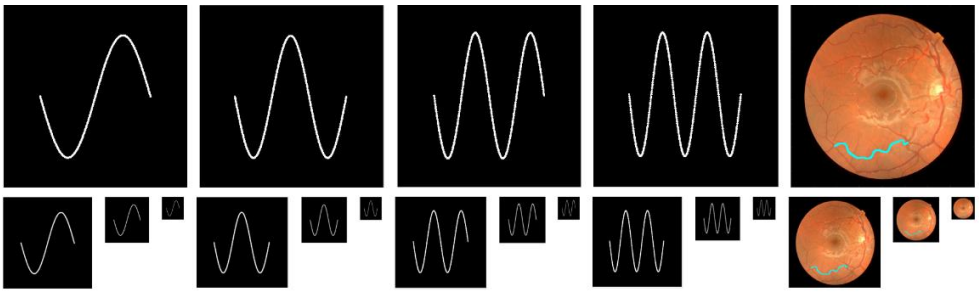


Figure 1. Input images at four resolutions (A=100,200,400,800): (a)-(d) Binary images displaying the sine curves. (e) Eye fundus image showing the selected vessel (highlighted in cyan).

Geometrical parameters and tortuosity indices were calculated according to the formulas[2,3] listed in Table 1. To compute the line integrals and curvature $\kappa(t)$ we needed the first and second derivatives $x_v'(t)$, $x_v''(t)$, $y_v'(t)$, $y_v''(t)$. Direct calculation of these derivatives as differences between consecutive points is unstable due to the discretization of the curve. Although pre-smoothing is often proposed to overcome this issue, it can alter the geometry of the curve if it is excessive. We estimated the derivatives by a weighted least squares method[4] using the second order Taylor

expansion of $x_v(t)$ and $y_v(t)$. Thus, for each point $(x_v(t_0), y_v(t_0))$ on the curve we use the second-order Taylor expansion at that point to obtain 10 equations for points located on the curve at t = {±1d, …, ±Md}, with M=5 and d=4 for the 800x800 image version, involving the first and second derivatives at t_0. This equation system is solved with weights equal to the inverse of the square root of the distance in pixels. For the resized figures we use scaled d values. The procedure was repeated for the two parametrizations of the sine curves.

Endpoints distance	$D = \sqrt{(x(N)-x(1))^2 + (y(N)-y(1))^2}$	**DF**	L/D	**T4**	TK/L
Curve length	$L = \int_C 1\, ds$	**T1**	(L/D)-1	**T5**	TSK/L
Total curvature	$TK = \int_C \lvert\kappa\rvert\, ds$	**T2**	TK	**T6**	TK/D
Total squared curvature	$TSK = \int_C \kappa^2\, ds$	**T3**	TSK	**T7**	TSK/D

Table 1. Geometric parameters and tortuosity indices formulas[2,3]

Results: Table 2 shows the tortuosity indices for the sine curves by resolution (A=100, 400) and frequencies (ω =1, 1.5, 2, 2.5). Values obtained from the exact parametrization are shown on white background and those obtained from the parametrization by pixel[1] on grey background. Tortuosity increases with frequency for all indices. The tortuosity values of the vessel are in Table 3.

A	ω	DF		T1		T2		T3 (x10^{-1})		T4 (x10^{-3})		T5 (x10^{-4})		T6 (x10^{-2})		T7 (x10^{-4})	
400x400	1	2.50	2.48	1.50	1.48	5.17	5.17	2.38	2.38	8.61	8.84	3.96	4.07	2.15	2.19	9.90	10.1
	1.5	3.54	3.52	2.54	2.52	8.29	8.29	8.12	8.12	9.76	9.95	9.56	9.74	3.46	3.50	33.8	34.3
	2	4.61	4.58	3.61	3.58	11.4	11.4	19.3	19.3	10.3	10.5	17.5	17.7	4.76	4.80	80.6	81.1
	2.5	5.69	5.66	4.69	4.66	14.6	14.6	37.8	37.8	10.7	10.8	27.7	28.0	6.07	6.12	158	159
100x100	1	2.46	2.26	1.46	1.26	5.16	5.14	9.42	9.42	35.5	39.4	64.7	72.3	8.73	8.92	159	164
	1.5	3.51	3.41	2.51	2.41	8.29	8.28	32.2	32.2	39.3	42.4	153	165	13.8	14.4	537	561
	2	4.57	4.33	3.57	3.33	11.4	11.4	76.6	76.6	41.7	44.1	279	296	19.1	19.1	1277	1283
	2.5	5.64	5.52	4.64	4.52	14.6	14.6	150	150	43.0	45.1	443	464	24.3	24.9	2499	2563

Table 2. Tortuosity indices for the sine curves. Exact (white) and pixel parametrization (gray).

Resolution	Arc Length	DF	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7
800x800	389.7	1.2605	0.2605	9.4580	0.3842	0.0243	0.0010	0.0306	0.0012
400x400	192.9	1.2520	0.2520	9.0007	0.6959	0.0467	0.0036	0.0584	0.0045
200x200	94.82	1.2311	0.2311	8.2657	1.1788	0.0872	0.0124	0.1073	0.0153
100x100	47.94	1.2288	0.2288	8.1448	2.3858	0.1699	0.0498	0.2088	0.0612

Table 3. Tortuosity indices for the vessel selected in the fundus image by resolutions.

Analysis and conclusions: In the case of the sine curves, the effects of the parametrization by pixel[1] on the tortuosity values are almost negligible for all the frequencies, resolutions, and set of indices considered. Only small differences appear between the values obtained with the exact and by pixel parametrizations. The highest differences correspond to the smallest resolutions, hence suitable resolutions should be used to minimize this effect. Only DF, T1 and T2 indices are independent from image resolution. T3, T4 and T6 values are inversely proportional to the A pixel size change. Finally, T5 and T7 are inversely proportional to the square of such scale change. Small fluctuations are possibly due to geometrical features lost with the decreased resolution. Tortuosity indices for the vessel display the same behaviour. DF, T1 and T2 seem to be the best choice to describe the tortuosity of vessels.

References

[1]M. Ralló, M.S. Millán; Opt Pura Apl, 50, 359 (2017).
[2]A.A. Kalitzeos, G.Y. Lip, R. Heitmar; Exp Eye Res, 106, 40 (2013).
[3]W.E. Hart et al.; Int J Med Inform, 53, 239 (1999).
[4]T. Lewiner et al.; Proc. 17th Brazil Symp Computer Graph & Image Proc. Curitiba Brazil, 250 (2004)

ACKNOWLEDGEMENTS: PID2020-114582RB-I00/ AEI / 10.13039/501100011033

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Full characterization of the physical parameters of a twisted-nematic liquid-crystal modulator through Mueller matrix analysis

Esther Nabadda[1], Guadalupe López-Morales[1], David Marco[1], María M. Sánchez-López[1,2] and 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, Óptica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain

Contact: enabadda@umh.es

Twisted-nematic liquid crystals (TN-LC) are a well-established display technology. They are linear retarders where the LC director (typically the extraordinary axis) rotates from the input to the output surface an angle known as the twist angle, and whose effective retardance is tuned via an applied voltage. In this work, we extend the standard Jones matrix microscopic physical models [1,2], to the corresponding Mueller matrix (MM), and compare the results with its experimental measurement to obtain a full characterization of the parameters of the modulator. According to [1,2], the Jones matrix of an ideal pure retarder TN-LC modulator aligned along the x-axis, reads

$$\mathbf{M_{TNLC}} = e^{-i\beta}\mathbf{R}(-\alpha)\cdot\begin{bmatrix} X-iY & Z \\ -Z & X+iY \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

where α is the twist angle and $\beta = \pi t(n_{ef}-n_o)/\lambda$, where t is the thickness of the LC layer, λ is the wavelength, and n_o and n_{ef} are the LC ordinary and extraordinary refractive indices, this last dependent on the applied voltage and causing the optical modulation. $\mathbf{R}(\cdot)$ is the 2×2 rotation matrix and X, Y, Z are three functions that depend on α and β and fulfill the condition $X^2+Y^2+Z^2=1$. The corresponding MM is given by

$$\mathbf{\tilde{m}}_{\mathrm{TNLC}} = \begin{bmatrix} \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) & 0 \\ -\sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix} 1-2Z^2 & 2XZ & -2YZ \\ -2XZ & 2X^2-1 & -2XY \\ -2YZ & 2XY & 1-2Y^2 \end{bmatrix}, \qquad (2)$$

where $\mathbf{\tilde{m}}_{\mathrm{TNLC}}$ is the 3×3 right-down submatrix of the MM (whose first row and first column elements are zero except $m_{00}=1$). Figure 1 illustrates the variation of the MM elements m_{ij} when the standard Lu and Saleh model [1] is adopted, where $\alpha = +\pi/2$, $X=\cos\gamma$, $Y=(\beta/\gamma)\sin\gamma$, $Z=(\alpha/\gamma)\sin\gamma$, and $\gamma=\sqrt{\alpha^2+\beta^2}$. The optical modulation depends only on β, and for $\beta = 0.866\pi$ the TN-LC modulator operates as a pure polarization rotator.

We tested a single cell TN-LC modulator (Jenoptic, model ALM), driven by a 2 kHz square DC balanced electrical signal with Vpp that changes from zero to 11 volts. A MM characterization was performed by using standard polarimetric methods [3]. The Lu-Chipmann decomposition is applied to evaluate diattenuation and depolarizance values, which are below 0.15 and 0.005 respectively. The comparison of the experimental MM and the MM based on a physical model (Eq. (2)), allows us to propose a procedure [4] for the complete characterization of the physical parameters of the modulator, which can be used with a single wavelength, solves ambiguities observed in previous approaches, and only requires intensity. As an example, Fig. 2(a) illustrates the experimental evolution of the TN-LC modulator polarization eigenstates, and Fig. 2(b) compares the experimental transmission for an arbitrary configuration with the predictions of the MM and those of a simplified approach that assumes the device as a pure retarder element.

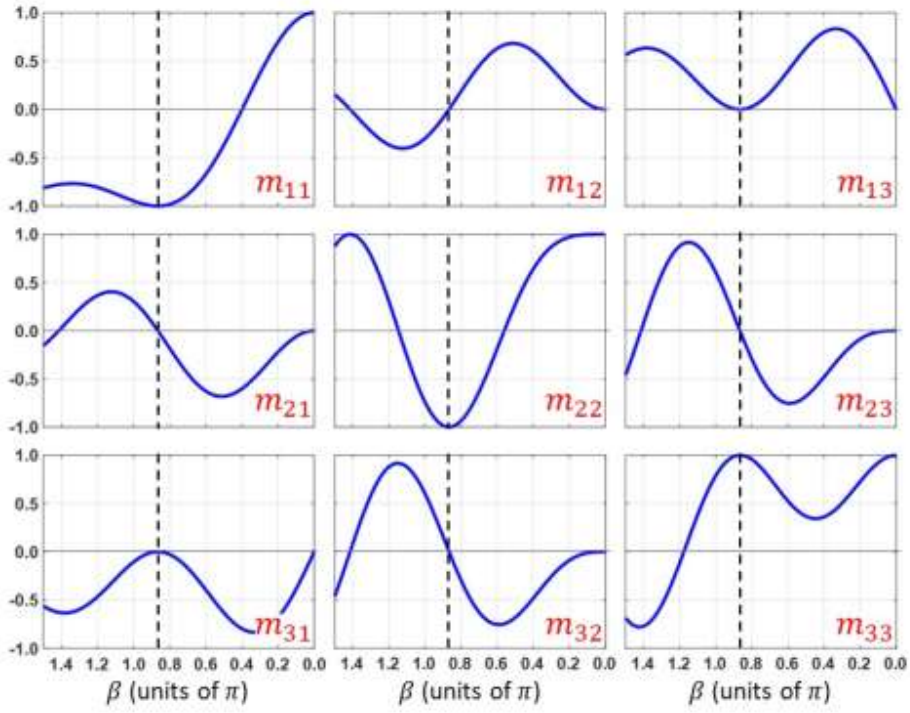


Fig. 1. (a) Evolution of the m_{ij} elements of the Mueller submatrix with respect to β for a TN-LC cell with $\alpha = +\pi/2$ in the Lu and Saleh model [1]. A pure polarization rotator is found at $\beta = 0.866\pi$ (marked with a vertical line).

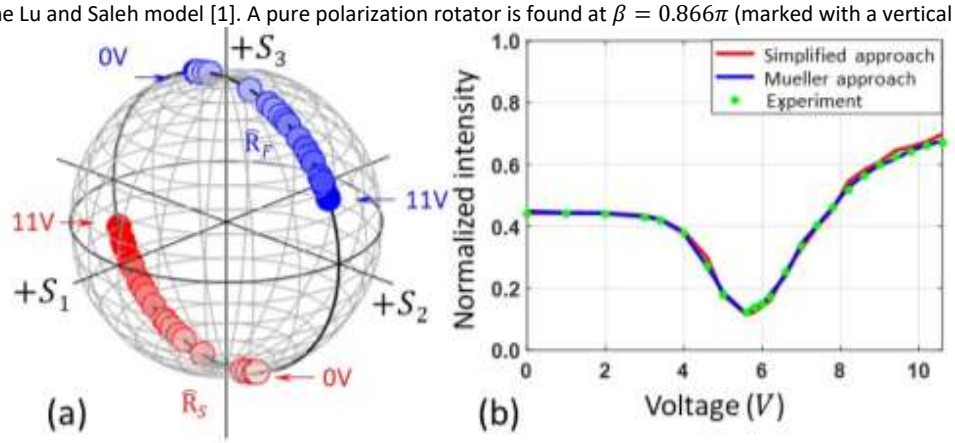


Fig. 2. (a) Experimental evolution of polarization eigenstates of the TN-LC modulator. (b) Comparison of the experimental intensity transmission and the predictions of the Mueller approach and the simplified approach.

In conclusion, we provide a complete polarimetric review of the TN-LC cell considering the Jones matrix microscopic models and extended them to the MM formalism to provide a procedure for the complete characterization of the device. A simplified version of the technique is also proposed assuming that the cell is a pure retarder component.

ACKNOWLEDGEMENTS: Conselleria d'Educació, Investigació, Cultura i Esport; Generalitat Valenciana (PROMETEO-2017-154 and GRISOLIAP/2020/004); and Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) (RTI2018).

[1] K. Lu and B. E. A. Saleh, *Opt. Eng.* 29(3), 240-246 (1990).
[2] A. Marquez, J. Campos, M.J. Yzuel, I. Moreno, J. A. Davis, C. Iemmi, A. Moreno and A. Robert, *Opt. Eng.* 39(12), 3301-3307 (2000).
[3] G López-Morales, M. M. Sánchez-López, A. Lizana, I. Moreno and J. Campos, *Crystals* 10(12), 1155 (2020)
[4] E. Nabadda, G. López-Morales, D. Marco, M. M. Sánchez-López and I. Moreno, submitted *Opt. Laser Technol.* (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Análisis del error de atrapamiento de pico en correlación subpíxel

María-Baralida Tomás[1], David Mas[1] y Belén Ferrer[1]

[1] Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, P.O. Box 99 (03080 Alicante, España)

Contacto: maria.baralida@ua.es

Una de las técnicas más utilizadas para obtener resolución subpíxel en tareas de localización y seguimiento es la correlación cruzada refinada mediante interpolación de la función de la correlación en un entorno local alrededor del pico[1]. Aunque la técnica proporciona resultados precisos, la localización mejorada del pico suele estar desviada hacia la posición entera más cercana a la posición real del máximo. A este error se le llama bloqueo de pico o peak-locking[2]. Aunque este efecto pueda parecer insignificante, en medidas de gran precisión puede llegar a limitar la aplicación del método.

Para explicar el origen del peak-locking, consideremos una escena con bajo ruido que contiene una diana y una imagen problema que contiene una versión desplazada del objeto. Cuanto más finos sean los detalles del objeto, más estrecho será el pico de correlación, ya que habrá un número reducido de muestras que ajusten la función interpolante. Por lo tanto, el máximo puede tener un peso excesivo en el ajuste y arrastrar el máximo recalculado. En consecuencia, se introduce un sesgo hacia el número entero más cercano correspondiente a la posición máxima original.

Se puede tomar un entorno más grande alrededor del pico de correlación y, por lo tanto, un mayor número de muestras para ajustar con el fin de compensar el peso excesivo del máximo, pero esto eventualmente incluiría información de posiciones no correlacionadas y, por lo tanto, distorsionaría el resultado final. Además, dado que el número de muestras aún no es muy alto, el pico máximo o cualquier pico secundario en la vecindad también desequilibrará el ajuste y atraerá el máximo ajustado hacia él.

De acuerdo con esto, las funciones de ajuste que sólo consideran la zona del pico (las cuadráticas) pueden mostrar un buen ajuste con un enorno pequeño, pero se verían afectadas por el efecto de bloqueo de pico. Las funciones extensas que consideren el pico y la zona de alrededor (ajustes Gaussianos) compensarían este efecto pero necesitarían un entorno más grande. Entre ambas situaciones, las funciones de ajuste local tipo splines, proporcionan resultados razonables en todos los tamaños de vecindad, pero debido a su adaptabilidad, el ajuste también está sesgado hacia el pico máximo y, por lo tanto, también se ve afectado por el efecto de bloqueo de pico.

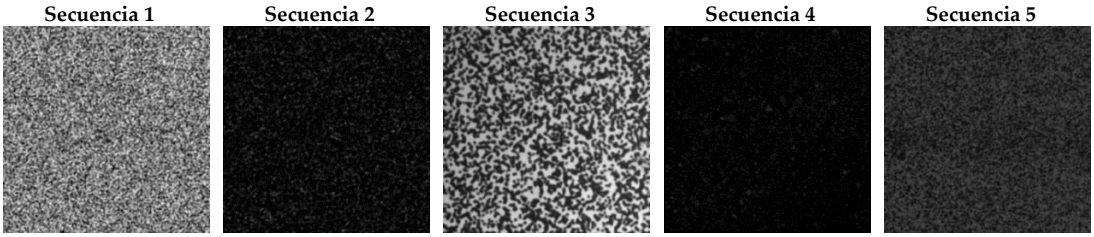


Figura 1: Primera imagen de las secuencias utilizadas con sus especificaciones.

Con el fin de analizar la influencia de las funciones interpolantes y el tamaño del entorno hemos tomado 5 secuencias de la base de datos de imágenes de la Society for Experimental Dynamics[3]. Dichas secuencias muestran imágenes de texturas sintéticas de pseudospeckle con desplazamientos subpíxel con ruido y contraste controlado. En la figura 1 se muestra la primera imagen de las escenas utilizadas, así como sus especificaciones.

Para ilustrar la adaptabilidad de cada función de ajuste a la superficie del pico, hemos representado en la figura 2 el pico de correlación correspondiente a un desplazamiento de 0.4 px para la Secuencia 1 con vecindarios de 3×3 y 11×11 y sin desenfoque. Aunque las curvas pueden tener una amplia variabilidad de un fotograma a otro y para diferentes secuencias, sirven para ilustrar el punto aquí explicado.

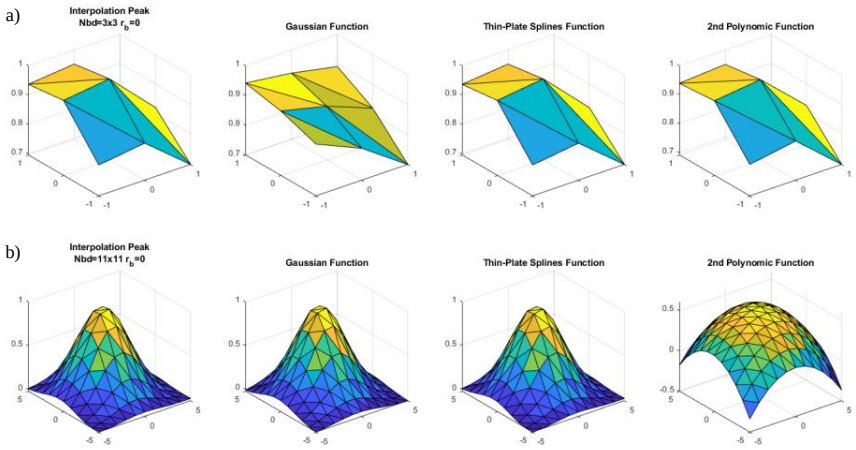


Figura 2: Pico de correlación para la Secuencia 1 con un desplazamiento de 0.4 px con vecindarios de **a**) 3×3 y **b**) 11×11. Para cada vecindario se muestra el pico de correlación y la superficie reconstruida utilizando las funciones de ajuste especificadas sobre cada gráfica.

Se observa que con vecindarios pequeños, la función gaussiana no puede adaptarse a la forma del área local alrededor del máximo, mientras que la polinómica se ajusta correctamente a ella. En el caso de la vecindad más grande, la función gaussiana puede reproducir el cambio de curvatura mientras que la cuadrática solo reproduce una cúpula paraboloidal. Como dijimos, la función spline puede adaptarse a ambas situaciones. En el artículo completo[4] se encuentra el desarrollo acerca de la influencia de los diferentes factores en el error del bloqueo de pico.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido cofinanciado por la Generalitat Valenciana y el Fondo Social Europeo a través de la subvención para la contratación de personal investigador de carácter predoctoral, ACIF/2018/211.

[1]H. Schreirer, J.J. Orteu and M.A. Sutton; *Springer US*; **Image correlation for shape, motion and deformation measurements** (2009).
[2]J. Nogueira, et al.; *Experiments in Fluids*, **51**, 785 (2011).
[3]Society for Experimental Mechanics; Challenge Dataset 1.0: 2D-DIC, https://sem.org/2ddic.
[4]M.B. Tomás, B. Ferrer and D. Mas; *Sensors*, **20**, 6596 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Uso de la correlación cruzada normalizada para medir la expansión de una roca arenisca

María-Baralida Tomás[1], Belén Ferrer[1] y David Mas[1]

[1] Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, P.O. Box 99 (03080 Alicante, España)

Contacto: maria.baralida@ua.es

La correlación cruzada normalizada es una técnica utilizada para determinar si dos imágenes tienen una coincidencia alta y en qué punto ocurre dicha similitud[1]. Este método puede utilizarse para determinar la posición o el desplazamiento de un objeto dentro de una escena con una precisión subpíxel. Para ello se combina la correlación cruzada (cuya precisión por definición es de 1 píxel) junto con una interpolación de la función de correlación en un entorno local alrededor del pico que mejora la precisión del método utilizado.

En las rocas areniscas se produce una dilatación al aumentar la humedad ya que algunas de las partículas que la componen incrementan su tamaño debido a que son materiales porosos por los que puede penetrar el agua por capilaridad[2]. El estudio de esta dilatación es de fundamental importancia para la prevención y el estudio de daños en edificios históricos situados en zonas de gran humedad ambiental o inundables[3].

En este estudio, se ha instalado una muestra de roca arenisca de tamaño 11×11×30 mm^3 compuesta por cuarzo y feldespato dentro de una cabina de iluminación y se ha sumergido parcialmente en agua (hasta 1/3 de su altura). A continuación, se ha tomado una imagen de la parte superior de la roca cada 5 minutos durante 3 horas para poder caracterizar el proceso de expansión de la roca utilizando el método de la correlación cruzada. La cámara utilizada para capturar las imágenes ha sido de la marca Basler, el modelo acA4600-10uc a color con sensor CMOS de 6.5×4.5 mm^4.

Para poder medir la expansión de la roca, hemos realizado la correlación cruzada normalizada en 6 puntos diferentes (figura 1). Al restar los resultados de las regiones de interés (ROI) que se encuentran en la misma línea horizontal o vertical, se obtienen las expansiones horizontales y verticales de la roca en la secuencia medida (figura 2).

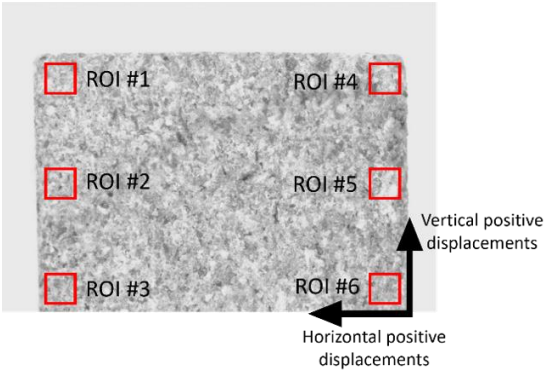


Figura 1: Muestra de la roca analizada con las 6 regiones de interés (ROI) donde se ha realizado la correlación cruzada normalizada.

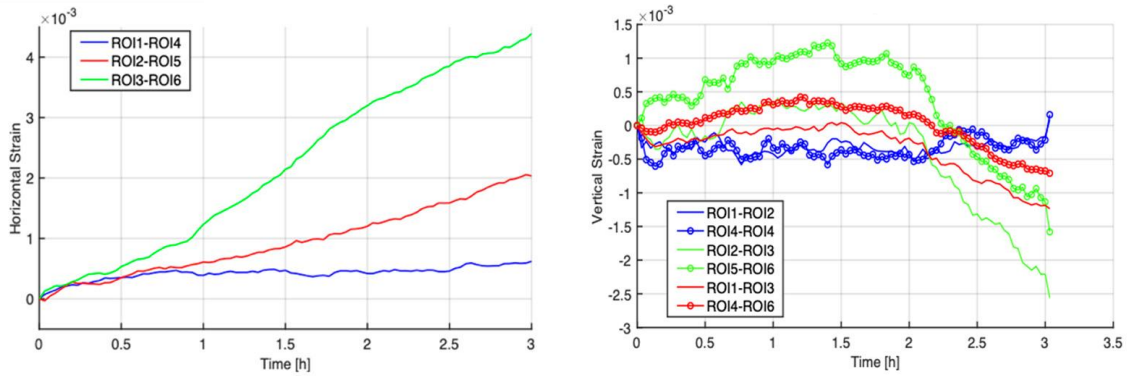


Figura 2: Expansión en horizontal (izquierda) y en vertical (derecha) de la roca al hidratarse.

Las gráficas demuestran que se produce una ligera expansión en dirección vertical, siendo mayor en las ROIs más cercanas a la superficie del agua que en las zonas más alejadas. Tras un máximo de expansión se produce una ligera contracción que puede ser debida a un efecto microscópico de las partículas o a una deriva del sensor no controlada. La expansión horizontal es mucho más clara, siendo esta mayor también cuanto más cerca estén las ROIs de la superficie.

La ventaja de los métodos de imagen frente a los métodos tradicionales con palpadores es que permiten obtener información local del fenómeno y caracterizar diferentes partes de la roca, en lugar de obtener una medida global. Además, con métodos subpíxel y un objetivo adecuado es posible utilizar muestras de material muy pequeñas e incluso del propio edificio bajo estudio, mientras con métodos mecánicos es necesario estudiar muestras de varios centímetros.

Se pueden consultar más resultados del estudio con más muestras de la misma roca en el artículo completo[5].

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido cofinanciado por la Generalitat Valenciana y el Fondo Social Europeo a través de la subvención para la contratación de personal investigador de carácter predoctoral, ACIF/2018/211. Belén Ferrer y María-Baralida Tomás también agradecen el apoyo de la Generalitat Valenciana a través del Proyecto GV/2020/077.

[1]P. Lava; *10th International Conference on Advances in Experimental Mechanics*, **Image Correlation & Material Identification**, Edinburgh UK (2015).
[2]E. Colas, et al.; *Applied Clay Science*, **52**, 245 (2011).
[3]C. Di Bendetto, et al.; *Engineering Geology*, **193**, 310 (2015).
[4]Basler Product Documentation; *acA4600-10uc*, https://docs.baslerweb.com/aca4600-10uc.
[5]B. Ferrer, MB. Tomás, D. Mas; *Applied Sciences*, **11**, 2495 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Elongación en cuerdas medida con la correlación cruzada normalizada

Belén Ferrer[1] y María-Baralida Tomás[1]

[1] Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, P.O. Box 99 (03080 Alicante, España)

Contacto: belen.ferrer@ua.es

La medida de la elongación en cuerdas supone un reto cuando los extremos no se sujetan con mordazas, sino a través del rozamiento con bolardos. En estos casos hay que marcar dos puntos fijos en la cuerda y medir su posición durante un ensayo a tracción. Para ello se emplean dos técnicas, o bien el uso de sensores de desplazamiento inductivo[1] o bien técnicas basadas en la imagen[2]. Entre las técnicas basadas en la imagen más utilizadas se encuentra la correlación entre imágenes; en este trabajo se ha utilizado la correlación cruzada normalizada. Esta técnica nos permite comparar dos imágenes y determinar su grado de similitud, así como la posición en la que ocurre esa máxima semejanza[3]. Su uso es común para conocer la posición o el desplazamiento de un objeto en una escena con una precisión subpíxel.

Puesto que la correlación cruzada tiene una precisión de 1 píxel, se ha de combinar con una interpolación del pico de correlación para mejorar la precisión del método. Sin embargo, esta interpolación introduce el denominado error de peak-locking[4] que consiste en un desplazamiento de la posición del pico hacia el entero más cercano, debido a que dentro de cada píxel no es conocida la posición exacta del pico.

A lo largo de los años, se han utilizado distintos métodos de interpolación del pico de correlación[5,6] y, en un estudio reciente, se han comparado tres de los métodos más utilizados para obtener unos parámetros que consigan minimizar el peak-locking[7].

En la cuerda analizada se han utilizado banderillas sujetas a un alfiler para marcar los puntos a seguir en la cuerda. El uso del alfiler permite los desplazamientos diferenciales entre las fibras de la cuerda en el punto de medida durante el ensayo a tracción sin que se pierda la posición de la marca. Los alfileres se han situado a una distancia de 20 cm entre ellos (figura 1) y se ha realizado el ensayo a tracción en tres ciclos, llegando hasta rotura al final del tercer ciclo. La elongación medida, junto con las tensiones aplicadas durante el ensayo, permite obtener el módulo de elasticidad, que es una característica mecánica fundamental en cualquier material. La correlación se ha realizado mediante el seguimiento de cada una de las banderillas. Se tuvo la precaución de dar una forma diferente a cada una de ellas para evitar errores de localización. Cada banderilla se ha correlacionado por separado utilizando el programa ImageJ[8] que realiza un ajuste bilinear para el cálculo del desplazamiento con precisión subpíxel. Al restar los datos de las correlaciones de ambas banderillas, obtenemos la elongación que se produce en la cuerda con el paso del tiempo (figura 2).

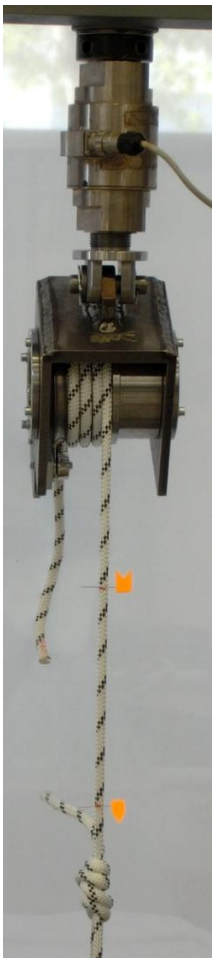


Figura 1: Muestra de la cuerda con banderillas para medir su elongación.

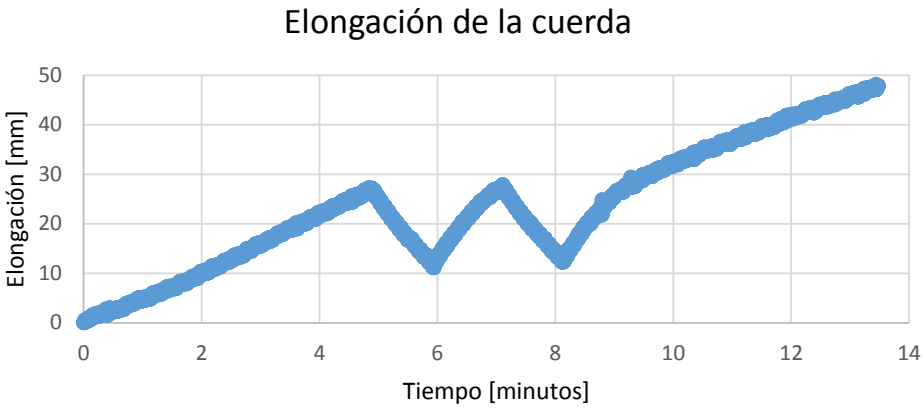


Figura 2: Elongación en la cuerda calculada como la resta de las correlaciones de ambas banderillas.

Se pueden observar claramente los tres ciclos de elongación y que, a pesar de que la fuerza empleada para estirar la cuerda en el primer y segundo ciclo ha sido la misma, los valores de elongación total son ligeramente mayores en el segundo ciclo con respecto al primero debido a que la cuerda es elástica pero pierde cierta elasticidad con cada estiramiento que se le aplica.

La correlación entre imágenes, junto con el uso de software libre[8] permite la medida de la elongación de una manera sencilla y económica y por tanto al alcance de cualquier persona interesada en obtener esa medida tanto en cuerdas como en otros elementos similares como hilos o cables de acero.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido cofinanciado por la Generalitat Valenciana y el Fondo Social Europeo a través de la subvención para la contratación de personal investigador de carácter predoctoral, ACIF/2018/211. Belén Ferrer y María-Baralida Tomás también agradecen el apoyo de la Generalitat Valenciana a través del Proyecto GV/2020/077.

[1]D.A. Martin, et al.; *Experimental Techniques*, **40**, 367 (2016).
[2]S. Falconer, E. Nordgard-Hansen and G. Grasmo; *Applied Ocena Research*, **102**, 102248 (2020).
[3]P. Lava; *10th International Conference on Advances in Experimental Mechanics*, **Image Correlation & Material Identification**, Edinburgh UK (2015).
[4]J. Nogueira, et al.; *Experiments in Fluids*, **51**, 785 (2011).
[5]H. Nobach and M. Honkanen; *Experiments in Fluids*, **38**, 511 (2005).
[6]D. Michaelis, DR. Neal and B. Wieneke; *Measurement Science and Technology*, **27**, 104005 (2016).
[7]MB. Tomás, B. Ferrer and D. Mas; *Sensors*, **20**, 6596 (2020).
[8]C.A. Schneider, W.S. Rasband and K.W. Eliceiri; *Nature Methods*, **9**, 671 (2012).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Discriminación histológica mediante el análisis fractal

José Luis Ganoza Quintana[1], Félix Fanjul Vélez[1] y José Luis Arce Diego[1]

[1]Grupo de Ingeniería Biomédica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria, Av. de los Castros 46, 39005 Santander (Cantabria), España.

Contacto: fanjulf@unican.es, arcedj@unican.es

La histopatología es el principal estándar para el diagnóstico de enfermedades. Los métodos actuales se basan en la observación microscópica directa de cortes de tejidos por parte del patólogo. La biopsia convencional está especialmente indicada para la discriminación del tejido tumoral, incluso en etapas tempranas. El procedimiento presenta varias limitaciones, entre ellas, las producidas por los dispositivos para el procesamiento de tejidos, retrasos en el diagnóstico provocados por el cribado manual o errores provocados por el sesgo del patólogo[1].

La histología digital contribuye a la automatización del procedimiento y a un mejor diagnóstico mediante parámetros más objetivos. Uno de estos parámetros es la dimensión fractal de imágenes histológicas obtenidas mediante microscopía de contraste de fase.

En el modelado de la propagación de un haz óptico a través de tejidos biológicos, donde los tejidos biológicos se modelan como medios turbulentos, por tanto, la densidad espectral de potencia espacial se puede modelar por medio de la siguiente ecuación[2],

$$\Phi(\kappa) = \frac{4\pi\sigma_n^2 L_0^2 (m-1)}{(1+\kappa^2 L_0^2)^m} \quad (1)$$

Donde σ_n^2 es la varianza del índice de refracción del tejido biológico, L_0 es la escala exterior del tejido biológico y m es la pendiente de la densidad espectral de potencia, que tiene la siguiente relación con la dimensión fractal d_f del tejido biológico, $d_f = 4 - m$.

La noción de dimensión es fundamental para la geometría fractal. Las dimensiones fractales extienden la noción familiar de que una línea recta o una curva suave es unidimensional, una superficie es bidimensional, etc. Aproximadamente, una dimensión indica, de alguna manera, cuánto espacio ocupa un conjunto cerca de cada uno de sus puntos.

El método del contaje de cajas consiste en una cuadrícula con cajas de tamaño ε superpuesta a una imagen, el número de cajas que contienen cualquier parte de la figura se registra como $N(\varepsilon)$. El procedimiento se repite para diferentes tamaños de ε, y la dimensión fractal d_f es[3],

$$d_f = -\frac{\log[N(\varepsilon)]}{\log(\varepsilon)} \quad (2)$$

El algoritmo de la dimensión de la manta es el más utilizado para calcular la dimensión fractal en las imágenes en escala de grises. Se trata de una variación del algoritmo de contaje de cajas. Consiste en calcular el área de la superficie. Cada píxel forma un triángulo con dos píxeles contiguos. Como cada píxel tiene elevación, el área de cada triángulo es diferente. La suma de todas las áreas triangulares es la superficie total. Mediante este algoritmo de la dimensión de la manta, se han obtenido las dimensiones fractales de imágenes histológicas, obtenidas mediante la microscopía del contraste de fase, de muestras de tejidos de los órganos de hígado, colon y riñón, tanto sanos como tumorales, para las magnificaciones de 10x, 20x y 40x.

Se han obtenido las medias y desviaciones estándar de las dimensiones fractales de los grupos clasificados por el tipo de órgano al que pertenece el tejido, las magnificaciones y el estado del tejido, bien si es sano o tumoral, tal como se muestra en la Figura 1. Se ha realizado el análisis ANOVA para contrastar las diferencias en la dimensión fractal, entre grupos de tejidos sanos

tumorales del mismo órgano y magnificación. Tal como se observa en la Figura 2, donde se observa una mayor diferenciación es entre los tejidos sano y tumoral del mismo órgano a una magnificación de 10x, debido a que se presentan valores de F altos y p valores bajos del análisis ANOVA. Se puede construir un clasificador de tejidos sanos y tumorales con esta información[4].

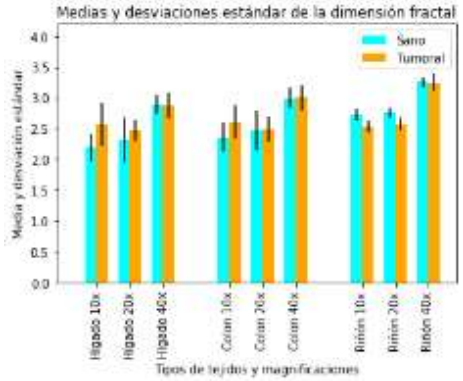


Figura 1: Media y desviación estándar de la dimensión fractal en tejidos de hígado, colon y riñón, tanto sano y tumoral, para las magnificaciones de 10x, 20x y 40x.

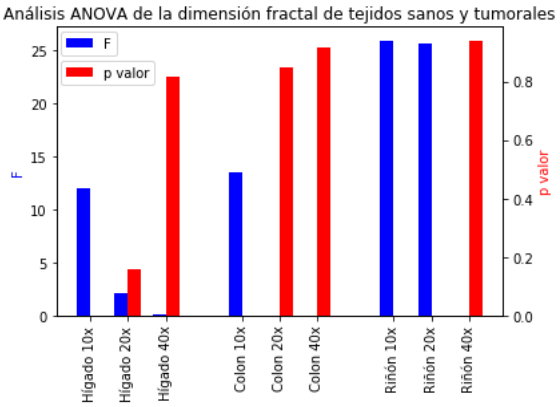


Figura 2: Análisis ANOVA de la dimensión fractal en tejidos de hígado, colon y riñón, tanto sano y tumoral, para las magnificaciones de 10x, 20x y 40x

AGRADECIMIENTOS:
Este Trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto del Plan Nacional de I+D+i "Modificación mediante alta presión de las propiedades plasmónicas y luminiscentes de nanopartículas de metales y óxidos desnudas y recubiertas" (PGC2018-101464-B-I00), del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, cofinanciado con fondos FEDER y por la Fundación San Cándido.

[1]Gerand J. Tortora; Bryan H. Derrickson. Principles of Anatomy and Physiology; 15th ed.; Wiley, 2018.
[2]J. M. Schmitt, G. Kumar, Turbulent nature of refractive-index variations in biological tissue, OSA Publishing, Optics Letters, Vol. 21, Issue 16, pp. 1310 (1996).
[3]J.W. Baish; R.K. Jain. Fractals and Cancer. Cancer Res. 2000, 60, 3683–3688.
[4]F. Fanjul-Vélez;S. Pampín-Suárez; J. L. Arce-Diego. Application of Classification Algorithms to Diffuse Reflectance Spectroscopy Measurements for Ex Vivo Characterization of Biological Tissues. Entropy 2020, 22, 736, doi:10.3390/e22070736.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Thermal effects during the recording of holographic diffraction gratings in HPDLC

Wafaa MILOUA[1]*, Marta MORALES[1], Manuel GUTIERREZ[2], Manuel ORTUÑO[1, 2], Inmaculada PASCUAL[1,3]

1Instituto Universitario de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías, Universidad de Alicante, P.O. Box 99, E-03080, Alicante, Spain
2Departamento de Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal, Universidad de Alicante, P.O. Box 99, E-03080, Alicante, Spain
3Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante, P.O. Box 99, E-03080, Alicante, Spain

Contact: wafaamiloua42@gmail.com

Abstract:

Optical holography is a method that can record the complete characteristics of a light wave. Therefore, it is possible to record three-dimensional images of an object. Holographic image differs from photographic image as it has perspective and depth and can be viewed from various angles[1]Photopolymers have been far studied as holographic recording media yielding excellent results. Particularly, holographic polymer dispersed liquid crystals (HPDLCs) are expected to be the most promising materials in tunable holographic devices. HPDLC's has unique properties due to the incorporation of liquid crystals as materials susceptible to change their refractive index.

They are made by holographic recording in a photopolymerization induced phase separation process (PIPS) in which the liquid crystal molecules diffuse to dark zones in the diffraction grating where they can be oriented by means of an electric field[2]. The orientation of the liquid crystal produces a refractive index variation, which changes the diffraction efficiency.

Therefore, the grating develops a dynamic behaviour that may be modified by means of an electronic device. In this manner, it is possible to make dynamic devices such as tunable-focus lenses, sensors, phase modulators, or prism gratings[3]

In this work, we discuss the influence of the temperature on the recording of a hologram in HPDLC samples. We use a standard holographic setup with two symmetric beams from 532 nm solid-state laser, and one beam for the reconstruction of the hologram from a He-Ne laser.

During the experimental work, we noticed that some samples still colorless to the naked eye before and after laser exposure (sample 1).whereas other samples become opaque (white color) during laser exposure (sample 2). Figures 1 and 2 show the samples. The white color in sample 2 is due to the rearrangement of liquid crystal molecules during the recording process.

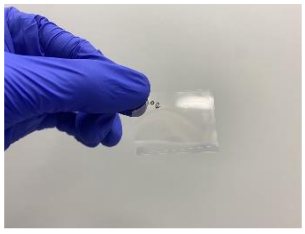


Figure1: sample 1 (513-17 AB)

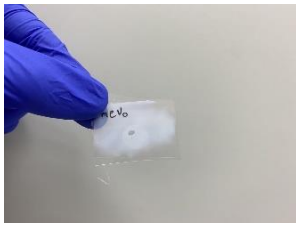


Figure2: sample2 (mev0)

Figure 3 shows the transmission efficiency (TE) versus energy exposure (E) for two samples of HPDLC. Sample 2 was obtained while a decrease in ambient temperature was taking place.

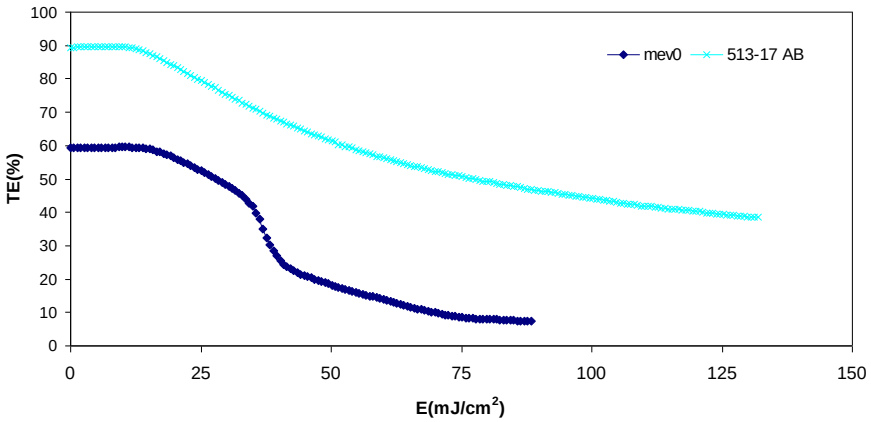


Figure3 :Transmission efficiency versus energy during the recording of the diffraction grating

Results: Sample 1 is colorless to the naked eye before and after laser exposure whereas sample 2 becomes opaque (white color) during laser exposure. At the start of recording the sample 1 (513-17 AB) has a high transmission efficiency TE= 90% and the sample 2 (mev0) has a relative low value (60%). This is related to the high light diffusion of sample 2 (energy losses). During the recording, TE= [39-90]% for sample 1 and TE=[7-60]% for sample 2. The last one needs less energy (88 vs 132 mJ/cm^2) to obtain a similar decrease of the TE. These results are related to the rearrangement of liquid crystal molecules during the recording process. For sample 2, a localized decrease in ambient temperature below 23 ºC induces the formation of ordered structures within the material due to the association of liquid crystal molecules. Therefore, the energy losses due to light diffusion are very high for sample 2.

Conclusion: An adequate ambient temperature is one of the most important factors that affects the holographic recording in a hologram. In our study, the low temperature a visible ordered structures within the material (white color), due to the rearrangement of liquid crystal molecules during the recording process.

References:

1. Samui AB;Holographic Recording Medium, 74-94,(2008).

2. Riquelme M, Ortuñoa M,Márqueza A, Gallegoa S, Pascuala I, c, Augusto Beléndeza B; A dynamic beam splitter using polymer dispersed liquid crystals materials. 8498:1-11, (2012)

3. Ortuño M, Riquelme M, Gallego S, Márquez A, Pascual I, Beléndez A;Overmodulation Control in the Optimization of a H-PDLC Device with Ethyl Eosin as Dye,(2013)

ACKNOWLEDGEMENTS:
Ministerio de Ciencia e Innovación (Spain) under project PID2019-106601RB-I00,
Generalitat Valenciana (Spain) under project DIFEDER/2021/014 (potencial FEDER funding)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Caracterización de la luz extraviada (*stray light*) en cámaras para medidas radiométricas y fotométricas

Ángela Mª Sáez[1], Alejandro Ferrero[2] y Pablo Santafé[2]

[1] Departamento de Óptica, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, C/ Arcos del Jalón 118, 28037 Madrid, España
[2] Grupo de Medidas de Radiación Óptica, Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas (IO-CSIC), C/Serrano 144, 28006, Madrid, España

Contacto: saezangela.av@gmail.com

Actualmente, es imprescindible el uso de cámaras bien calibradas en radiometría y fotometría para la evaluación de fuentes luminosas o entornos de iluminación complejos. Las propiedades de las cámaras basadas en detectores matriciales (CCD o CMOS) presentan una cierta complejidad a la que se asocian fuentes de error adicionales. Para una correcta evaluación de la incertidumbre de medida es necesario corregir o cuantificar dichos errores, entre ellos la luz extraviada o *stray light*.

La CIE define la luz extraviada como "la luz que llega al detector desde direcciones distintas de la trayectoria deseada desde la fuente hasta el detector, por ejemplo, la luz dispersada por las paredes, los techos o los componentes ópticos del sistema de medida"[1]. El efecto del límite de difracción, la luz procedente de objetos desenfocados (a otras distancias y dentro del campo de visión del detector), las interreflexiones entre la lente objetivo y el sensor matricial, la luz proveniente del exterior o la contaminación de las superficies ópticas son algunos de los orígenes de esta luz extraviada. El objetivo de este estudio es estimar, y si es posible reducir, dicha luz extraviada para una cámara con sensor matricial CMOS y objetivo para distintos tipos de imagen.

Se estudia la luz extraviada de cuatro objetos luminosos de diferentes diámetros que se corresponden con los *spots* producidos por un sistema de iluminación Köhler sobre una superficie blanca y difusora. Sus diámetros son 1.2 mm, 3.6 mm, 18 mm y 30 mm. Para la estimación de la luz extraviada, se han propuesto y empleado tres métodos de evaluación diferentes y cada uno de ellos permite definir un descriptor diferente:

- El primero es el más sencillo y se basa en la relación que existe entre la respuesta de los píxeles no irradiados por la imagen y la respuesta de los píxeles irradiados por ésta. No depende del número F y asume que la luz extraviada se reparte uniformemente por toda la imagen. Los siguientes métodos son más complejos.
- El segundo, al igual que el tercer método, se basa en la hipótesis de que cuando se modifica el sistema óptico de captación de imagen, la distribución espacial de la luz extraviada cambia. Así, la información espacialmente correlacionada entre las distintas imágenes es propia del objeto luminoso a medir, mientras que la no correlacionada se debe a la luz extraviada[2]. Se calcula con la comparación píxel a píxel de la imagen promediada, también píxel a píxel, a distintos valores de número F con las imágenes individuales.
- El tercer descriptor se basa en el análisis de los componentes principales[3,4] de varias imágenes a distintos número F y el posterior filtrado del componente que presenta la distribución espacial a medir.

Se ha desarrollado una relación matemática que permite estimar el impacto de esta luz en la medida con cualquier otra configuración y objetos, relacionando los descriptores mencionados con la proporción de píxeles irradiados y una cantidad N_T proporcional al flujo radiante colectado por la cámara, en unidades de cuentas por segundo. El resultado de esta función puede observarse en la Figura 1, donde se representa la cantidad de luz extraviada de los tres descriptores (S) en función de la proporción de píxeles iluminados, en porcentaje y del flujo radiante colectado (en el eje de abscisas). Se ha observado un claro aumento de la luz extraviada a medida que aumenta el diámetro de los cuatro objetos luminosos, pero, sin embargo, una independencia de N_T. Los distintos valores de N_T para un mismo objeto se obtienen cambiando el número F.

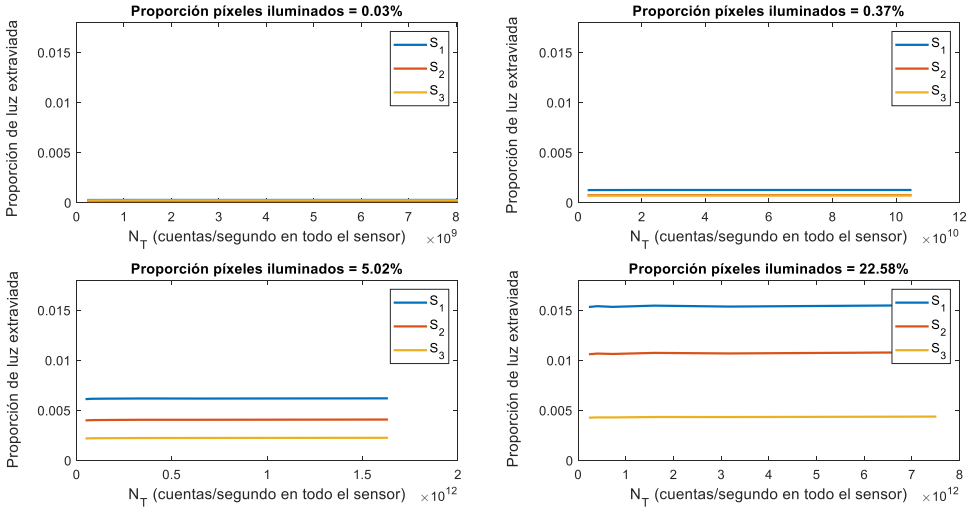


Figura 1: Proporción de luz extraviada para cada descriptor S en función de la proporción de píxeles iluminados y del flujo radiante colectado. De izquierda a derecha y de arriba abajo, los diámetros correspondientes de cada objeto luminoso son 1.2 mm, 3.6 mm, 18 mm y 30 mm, respectivamente.

Concluimos que se han propuesto y empleado tres métodos para la caracterización de la luz extraviada, y se ha definido un descriptor para cada uno; que se ha calculado el valor de cada descriptor para distintos objetos luminosos y números F del objetivo de la cámara; que se han comparado entre sí los valores de estos descriptores, observando un aumento de la luz extraviada a medida que aumenta el diámetro de los cuatro objetos luminosos, es decir, la proporción de píxeles iluminados; y, por último, que se han obtenido relaciones matemáticas entre los descriptores de los objetos luminosos y los descriptores de la luz extraviada, que permitirían estimar el impacto de la luz extraviada para la medida de una distribución de radiancia arbitraria.

AGRADECIMIENTOS:

Los autores agradecen a la Comunidad de Madrid, por su programa número S2018/NMT-4326-SINFOTON2-C.

[1]CIE, International Lighting Vocabulary (ILV), definición 17-25-116.
[2] RF. Rykowski and DF. Kreysar; *US Patent*, 6, 975, 775 (2005).
[3]A. Ferrero, JM. López, J. Campos and A. Sperling; *Metrologia*, **51**, 316 (2014).
[4]JM. López, J. Alda and E. Bernabéu; *Applied optics*, **41**, 320 (2002).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Fuente láser de luz supercontinua espectralmente programable utilizando pantallas de cristal líquido

Pascuala García-Martínez[1], Ignacio Moreno[2], María del Mar Sánchez-López[2], Jordi Gomis[2], Pedro Martínez[2] y Aarón Cofré[2]

[1] Departamento de Óptica. Facultat de Física. Universitat de València, 46100 Burjassot, Spain
[2] Instituto de Bioingeniería, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain

Contacto: pascuala.garcia@uv.es

Este trabajo presenta un sistema óptico para controlar espectralmente una fuente láser de luz supercontinua (SC), utilizando moduladores de luz espacial (SLM) de cristal líquido sobre silicio (LCoS), proporcionando un espectro programable que abarca el rango 450-1600nm[1]. Esta capacidad para controlar a voluntad amplios espectros en láseres SC puede ser extremadamente útil para aplicaciones de formación de imágenes biológicas, así como simuladores solares.

El sistema propuesto se muestra en la figura 1. La luz de un láser SC es en primer lugar polarizada por un polarizador lineal Glan-Taylor. Luego, se dirige a un divisor de haz no polarizante (BS) que separa la luz en dos brazos, uno para modular el rango visible (VIS) y otro para modular el rango infrarrojo cercano (NIR), respectivamente. En cada brazo se usa una red de difracción y una lente convergente acromática para dispersar el haz y proyectar el haz dispersado en la pantalla del LCoS-SLM. Se usan dos LCoS de alineamiento paralelo de Hamamatsu, modelos X10468-01 y X10468-08, diseñados para VIS y NIR, respectivamente. La polarización de entrada se escoge a 45° con respecto a la dirección del director de cristal líquido de los SLM.

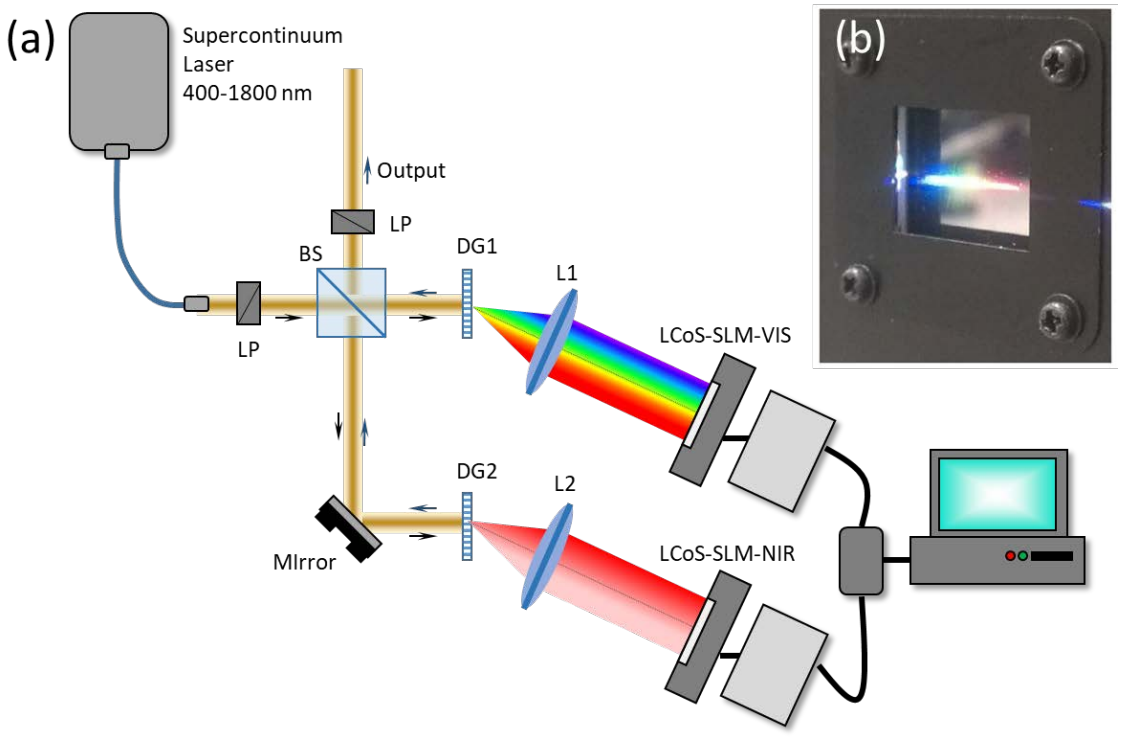


Figura 1: (a) Esquema del generador de espectros VIS-NIR; LP: polarizador lineal, BS: divisor de haz, DG: red de difracción, L: lente convergente. (b) Imagen del haz dispersado proyectado en el VIS-LCoS-SLM.

Los haces reflejados se modulan en su estado de polarización por los SLM, que actúan como retardadores lineales pixelados cuyo retardo en cada píxel se controla desde un ordenador[2]. En el camino inverso la lente y la red recombinan de nuevo todas las componentes espectrales en el primer orden de difracción, y el BS fusiona los dos haces VIS y NIR nuevamente en un solo haz de salida, donde se coloca un segundo polarizador lineal Glan-Taylor, también orientado a 45°, que transforma los cambios de polarización en modulación de irradiancia, generando así un espectro deseado a la salida. La figura 2 muestra algunos resultados de los espectros obtenidos[1]. En 2(a) se muestran distintas bandas espectrales estrechas seleccionadas a voluntad. En 2(b) se reproduce el espectro AM1.5, a modo de un simulador solar. En las figuras mostramos superpuesta la curva $i_1(\lambda)$ que corresponde a la máxima posible irradiancia de salida, que reproduce aproximadamente el espectro del láser SC de entrada. En este espectro observamos el pico en 1064 nm corresponde al láser de bombeo del SC y el gap en 800-900nm corresponde al espectro fuera del área activa de los dos SLM.

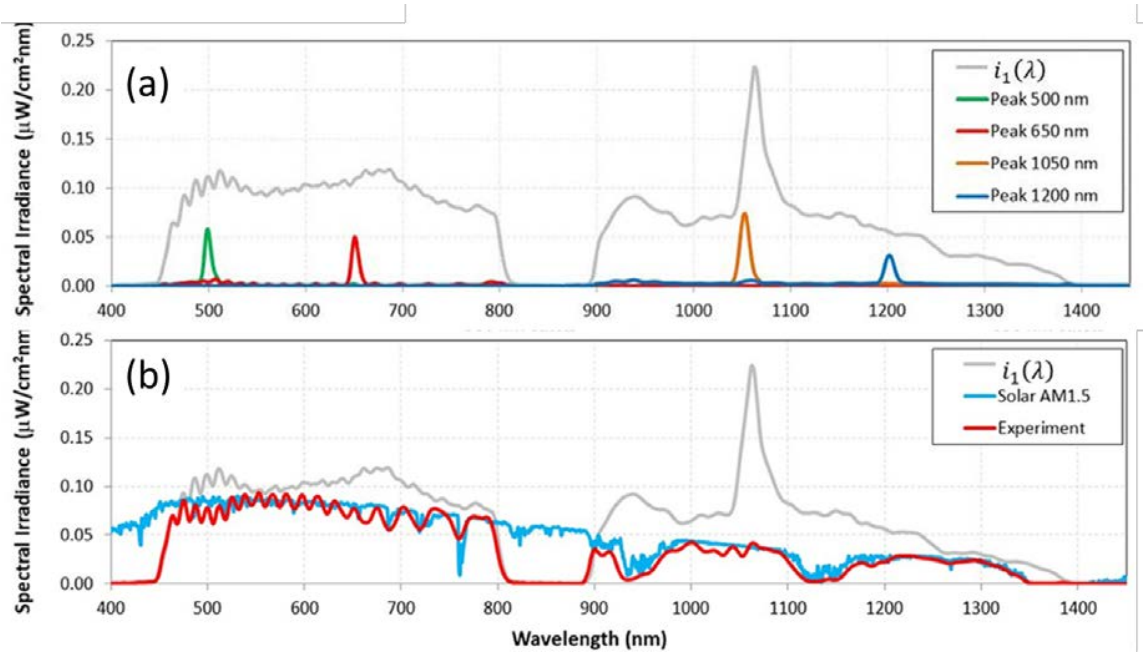


Figura 2: (a) Resultado experimental para bandas estrechas centradas en 500, 650, 1050 y 1200 nm. (b) Comparación del espectro solar AM1.5 con su reproducción experimental en el láser supercontinuo.

En resumen, se ha realizado un sistema óptico capaz de filtrar de forma selectiva el espectro de un láser SC y recombinar el haz de salida. A pesar de que el sistema presenta fuertes pérdidas, la generación y modificación a voluntad del espectro de la luz del láser SC puede ser particularmente interesante en sistemas de microscopía para aplicación en muestras biológicas.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado por la Generalitat Valenciana, Conselleria d'Educació, Investigació, Cultura i Esport (PROMETEO-2017-154) y por el Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, España (RTI2018-097107-B-C33).

[1] P. García-Martínez, I. Moreno, MM. Sánchez-López, J. Gomis, P. Martínez and A. Cofré; *Front. Phys.* 9:651147 (2021).
[2] C. Rosales-Guzmán and A. Forbes; *SPIE Press* (2017) http://dx.doi.org/10.1117/3.2281295

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Microscopia con luz estructurada y un solo pixel con seccionado óptico

Luis Ordoñez, Erick Ipus, Armin J. M. Lenz, Marc Martí-Sabaté,
Jesús Lancis y Enrique Tajahuerce

GROC-UJI, Instituto de Nuevas Tecnologías de Imagen (INIT), Universitat Jaume I, 12071, Castelló, España

Contacto: lordonez@uji.es, ipus@uji.es

Durante los últimos años, la microscopía óptica ha vivido una auténtica revolución con el desarrollo de nuevas tecnologías que permiten obtener imágenes del mundo microscópico con gran resolución y nitidez, empleando múltiples parámetros ópticos, tales como la fase óptica, el espectro, o la polarización, consiguiendo velocidades de captura elevadas y una alta capacidad de penetración en medios turbios[1]. Dentro de este abanico de tecnologías, la microscopía con luz estructurada se basa en la proyección de patrones de luz sobre la muestra[2]. En este trabajo describimos la implementación de varios métodos de microscopía con luz estructurada basados en acoplar un modulador espacial de luz de microespejos (DMD, acrónimo de la expresión *digital micromirror device*) a un microscopio invertido comercial. Esta configuración es muy versátil y permite realizar microscopía convencional y de fluorescencia con cámara digital, así como emplear iluminación estructurada para su aplicación en SIM (*structured illumination microscopy*) o en técnicas de imagen con sensores de un solo pixel (SPI, *single-pixel imaging*).

La técnica SIM permite obtener imágenes con seccionado óptico e incrementar la resolución del microscopio[3,4]. Para aplicar la técnica de seccionado óptico, con la ayuda del DMD se proyecta secuencialmente sobre el objeto un número reducido de patrones periódicos de franjas luminosas de alta frecuencia espacial y diferente fase. Mediante la detección con una cámara digital y la aplicación de técnicas de desplazamiento de fase, se consigue aislar las zonas del objeto en foco, aquellas donde las franjas tienen alto contraste.

Por otra parte, en la modalidad de SPI la escena se muestrea con una secuencia de patrones de luz estructurada y la luz reflejada o transmitida por la muestra se detecta en un simple detector puntual.[5] Este tipo de microscopios ha demostrado su utilidad, entre otras aplicaciones, para obtener imágenes en el espectro infrarrojo. En este caso empleamos el DMD para proyectar una secuencia de patrones luminosos que codifican funciones de Walsh-Hadamard (WH) y un simple fotodiodo como detector de la intensidad reflejada, o generada por fluorescencia, en la muestra.

Por último, la combinación de SIM y SPI permite añadir seccionado óptico a los métodos de imagen con iluminación estructurada y detección de un solo pixel. La idea está inspirada en un sistema de perfilometría 3D con detección de un solo píxel[6]. Para desarrollar el microscopio basta añadir una red de alta frecuencia espacial en el plano de salida del sistema SPI, conjugado con el plano imagen del objeto, antes de integrar la luz en el fotodiodo. Los experimentos realizados muestran una capacidad de seccionado similar a la de la técnica SIM convencional.

Dispositivo Experimental

El esquema de montaje experimental se presenta en la figura 1(a). Una fuente de iluminación (F) genera un haz de luz blanca que ilumina el DMD. El modulador espacial codifica la secuencia de patrones de luz estructurada que permitirá muestrear el objeto. Un sistema de imagen compuesto por dos lentes (L1 y L2) de igual focal (f=150 mm) proyecta los patrones luminosos sobre el diafragma de campo del microscopio. Una lente de tubo (LT) y el objetivo de microscopio (OM) proyectan la imagen final de los patrones microestructurados sobre la muestra. La luz reflejada por la muestra es recolectada de nuevo por el OM y, con ayuda de un divisor de haz o

espejo dicroico (ED) y una lente de tubo adicional (LC), es proyectada sobre el detector, ya sea una cámara CMOS (Hamamatsu Orca-Flash 4.0) o un fotodiodo de un solo pixel (Thorlabs PDA100A2), dependiendo de la aplicación. Tanto la cámara como el fotodiodo están convenientemente sincronizados con el DMD. Para aplicaciones de fluorescencia, se emplean los filtros de excitación (FEx) y emisión (FEm). Para la aplicación de SIM con un solo pixel, se emplea una red binaria de amplitud (R) de 150 líneas/mm, localizada en un plano conjugado del diafragma de campo, antes de la detección de la luz con el fotodiodo.

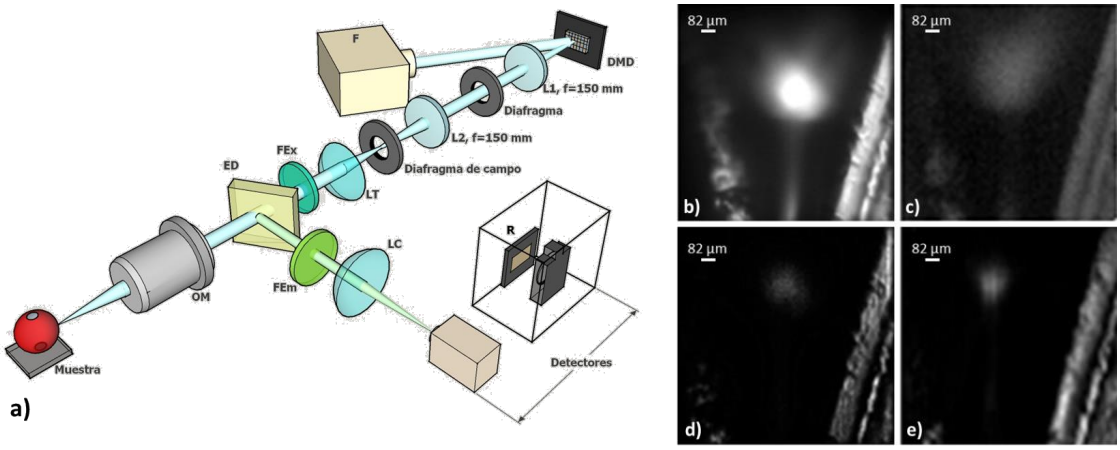


Figura 1: a) Esquema del montaje experimental implementado e imágenes de las fibras de algodón obtenidas mediante b) iluminación uniforme y cámara digital, c) luz estructurada y detector de un solo pixel, d) SIM convencional con cámara digital y e) SIM con detección integrada.

Resultados experimentales y conclusiones

Los resultados obtenidos en una prueba de concepto de los distintos modos de operación del microscopio se presentan en la figura 1. En todos los casos se ha empleado una muestra de fibras de algodón, un objetivo 50X (Nikon Eclipse Ti) y no se hace uso de fluorescencia. La Fig. 1(b) es una imagen de la muestra de 96x96 píxeles obtenida mediante microscopia convencional. La Fig. 1(c) es una imagen de la misma zona de la muestra de 64x64 pixeles obtenida mediante la técnica SPI proyectando 4096 patrones WH. En ambas imágenes se observan tanto zonas enfocadas como desenfocadas de las fibras. La aplicación de la metodología SIM permite obtener seccionado óptico, eliminando las zonas fuera de foco, tanto para el caso de microscopía convencional como para la técnica de SPI, como se observa en las Figs. 1(d) y (e), respectivamente.

En conclusión, hemos diseñado una metodología para implementar técnicas con luz estructurada de tipo SIM y SPI, así como la combinación de ambas, en un microscopio comercial, desarrollando de este modo un dispositivo muy flexible. La combinación de las técnicas SIM y SPI, empleando luz estructurada y detección integrada, nos ha permitido obtener imágenes con seccionado óptico y una calidad similar a la proporcionada por la técnica SIM convencional con detector pixelado.

[1]Jerome M.; *Introduction to Optical Microscopy*; Cambridge University Press (2019).
[2]Rubinsztein-Dunlop H. et al.; J. Opt. 19 013001 (2017).
[3]Dan D., Lei M., Yao B., Wan W., Winterhalder M., Zumbusch A., Qi Y., Xia L., Yan S., Yang Y., Gao P., Ye T., Zhao W.; *Sci. Rep.,* **3**, 1116, (2013).
[4]Wilson T., Neil M.A., Juskaitis R.; *J Microsc*. **191**, 116, (1998).
[5]Edgar, M.P., Gibson, G.M. & Padgett, M.J.; *Nature Photon*, **13**, 13 (2019).
[6]Zhang Z., Zhong J.; *Opt Lett*., **41,** 2497, (2016).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

"Desarrollo de una aplicación para la simulación de la propagación óptica en situaciones de turbulencia atmosférica"

Ferran Salazar[1,*], Antonio Marzoa[1,2] y Joan Bas[3]

1. Departament de Física, Escola d'Enginyeria de Telecomunicacions i Aeroespacial de Castelldefels (EETAC), Universitat Politècnica de Catalunya, C/ d'Esteve Terradas, 7, 08860, Castelldefels, España

2. SENER Aeroespacial, S.A., Parc de l'Alba, C/ Creu Casas i Sicart, 86-87, 08290, Cerdanyola del Vallès, España

3. Department of Array and Multi-Sensor Processing, Centre Tecnològic de Telecomunicacions de Catalunya (CTTC/CERCA), Av. Karl Friederich Gauss, 7, 08860, Castelldefels, España

*ferran.salazar@gmail.com

Un problema clásico en el ámbito de las comunicaciones ópticas es el efecto de la turbulencia atmosférica en la propagación del canal óptico. Los distintos parámetros atmosféricos, así como su variabilidad, hacen que se trate de un problema complejo, el cual debe ser atacado habitualmente mediante simulaciones[1]. Afortunadamente, existen múltiples herramientas computacionales para ello, así como una extensa metodología y bibliografía respecto a la correcta modelización de la atmósfera para distintas aplicaciones ópticas.

A partir de estas herramientas, y de la literatura existente, en la Escola d'Enginyeria de Telecomunicacions i Aeroespacial de Castelldefels (EETAC), de la Universitat Politècnica de Catalunya (UPC), junto con la colaboración del Centre Tecnològic de Telecomunicacions de Catalunya (CTTC), estamos trabajando en el desarrollo de una aplicación escrita en MATLAB® que permita la simulación de la propagación atmosférica[2], contemplando cualquier escenario y situación atmosférica, así como la distinta fenomenología meteorológica (inversiones térmicas, presencia de nubes, etc.). El objetivo final de este trabajo consiste en obtener una aplicación completamente funcional, que permita al usuario poder modelizar una determinada situación meteorológica y condiciones atmosféricas *al gusto*. Para ello, se está desarrollando un código que aglutina distintos modelos atmosféricos, junto con la teoría de Kolmogorov y la teoría escalar de la difracción.

Las principales áreas de interés de aplicación de este proyecto son en el ámbito de las comunicaciones ópticas satelitales del CTTC[3] (e.g, mejora de la eficiencia espectral de enlaces backhauling de satélites ópticos donde la modulación y código de una señal 5G/6G son seleccionados según propagación meteorológica existente), las aplicaciones astronómicas[4] de la óptica adaptativa y el uso de la aplicación final como herramienta educativa en los estudios de ingeniería Aeroespacial, de Aeronavegación y Telecomunicaciones en la EETAC.

En esta comunicación se resumen las bases teóricas de la metodología utilizada, así como el estado actual del proyecto y los primeros resultados, de los cuales puede verse un ejemplo en la Figura 1.

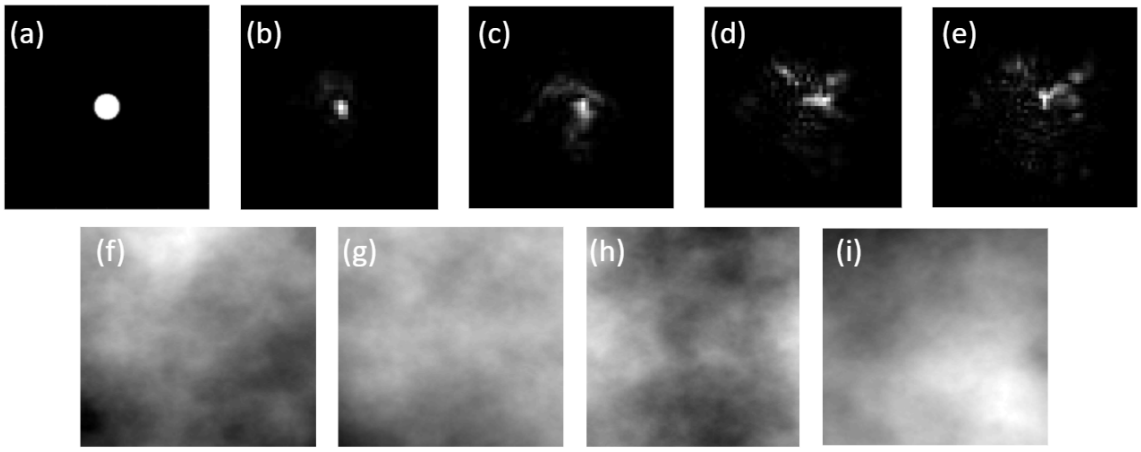


Figura 1: La subfigura (a) representa un foco luminoso circular cuyo campo electromagnético se propaga a través de la atmósfera. La evolución de dicha propagación debida a distintas capas turbulentas (subfiguras (f)-(i)) se ilustra en las subfiguras (b)-(e).

Agradecimientos: Este trabajo ha sido posible gracias al Ministerio de Ciencia e Innovación, Gobierno de España, mediante el proyecto IRENE (PID2020-115323RB-C31 / AEI / 10.13039/501100011033).

[1]D. Voelz, *Computational Fourier Optics: A Matlab tutorial*, SPIE Press (2011).
[2]J. D. Schmidt, *Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB*, SPIE Press (2010).
[3]J. Bas, A. A. Dowhuszko, *On the Use of NB-IoT over GEO Satellite Systems with Time-Packed Optical Feeder Links for Over-the-Air Firmware/Software Updates of Machine-Type Terminals*, Sensors, **21** (12), 3952 (2021).
[4]R. J. Noll, *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*, J. Opt. Soc. Am., **66** (3), 211 (1975).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

High-precision stabilization of copper rotary target motion for application in a laser-driven x-ray source

Andrew Coathup[1], Ramiro Contreras Martínez[1], Juan Peñas[1], Camilo Ruíz[2] and Jose Benlliure[1]

[1] IGFAE, Universidade de Santiago de Compostela, 15782 Santiago de Compostela, Spain
[2] Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas y Dpto. de Didáctica de la Matemática y de las Ciencias Experimentales, Universidad de Salamanca, Patio de Escuelas s/n, Salamanca, Spain

Contact: j.benlliure@usc.es

X-ray sources based on laser-plasma interaction have a very promising range of applications due to their small source size and high fluence[1]. To generate such x-rays, high-energy ultrashort laser pulses are tightly focused onto the surface of a target material, where they reach intensities greater than 10^{17} W/cm^2 and ionize the target material. At these intensities, the target material at the laser pulse impact position needs to be replenished prior to each subsequent laser pulse. Moreover, to achieve a high average power x-ray source, the repetition rate of the low-energy laser pulses (1mJ) needs to be high (1 kHz). Therefore, a situation is created where the target material needs to be very quickly replenished in-between subsequent laser pulses. As a solution, we use a fast-rotating copper target that provides fresh copper target material between laser pulses.

For this X-ray source to be useful, it is important that it be stable for long operation times. Therefore, the position of the target surface with respect to the laser focus needs to be very stable and well positioned within the Rayleigh length (~13µm), as both the X-ray spectrum and fluence depend strongly on the pulse intensity at the target surface[2]. This presents a complicated technical problem as factors such as the wobble in the rotational motion of the target and small curvatures in the target material are significant enough to exceed the Rayleigh length of the laser by at least an order of magnitude, and therefore move the target surface out of the focus.

In this paper we present a laser-driven x-ray source set-up at the Laser Laboratory for Acceleration and Applications (L2A2) at USC. The set-up uses a copper plate mounted on a motorized stage with 3 degrees of freedom (1 rotational and 2 linear). The stage both rotates continuously to replenish target material, while simultaneously correcting the position of the target surface so that it coincides with the focus of the laser. The correction is achieved by measuring a map of the target surface and then correcting for deviations along the focal axis with one of the linear stages. The stability of the focal correction has been verified using an optoNCDT 1320 sensor and has been shown to reduce the standard deviation of the target surface motion to 6.2µm, which falls within the 13µm Rayleigh length of the laser pulse, ensuring the stability of the x-ray source.

The stabilization of this source will allow us to exploit its unique properties (ultrafast and small source size) for applications in phase contrast imaging, as well as to perform systematic studies about the physics of the laser plasma acceleration mechanism.

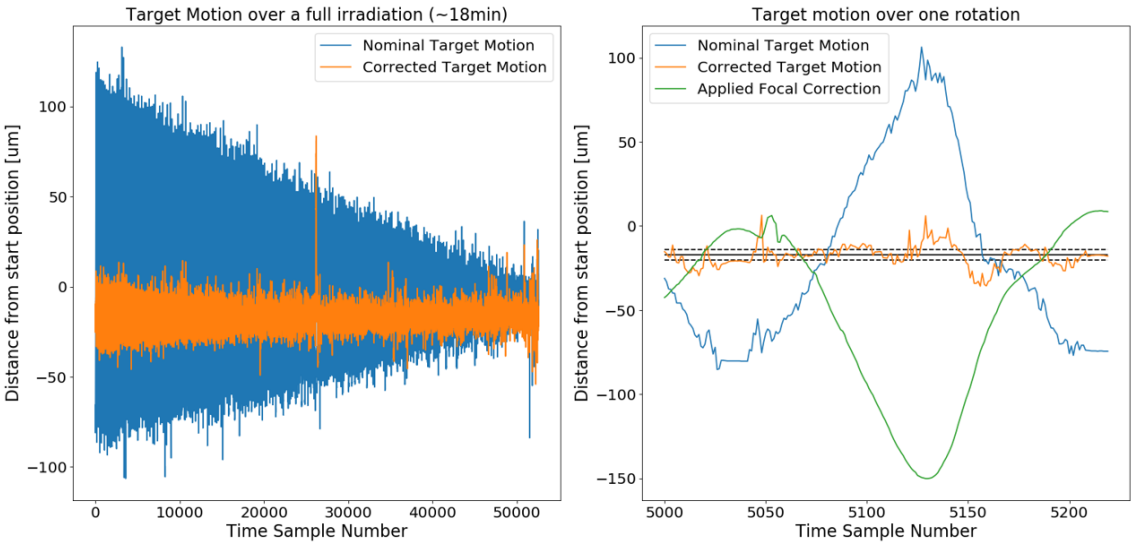


Figure 1: (Left) The variation in the target surface motion without correction (blue) and with correction (orange). The standard deviation of the uncorrected motion is 37.5µm whereas the standard deviation of the corrected motion is 6.2µm. (Right) Target surface motion over a single rotation of the target. The timing of the applied focal correction is critical to stabilize the target motion. The dashed black lines show the standard deviation of the corrected motion about the mean position (solid line).

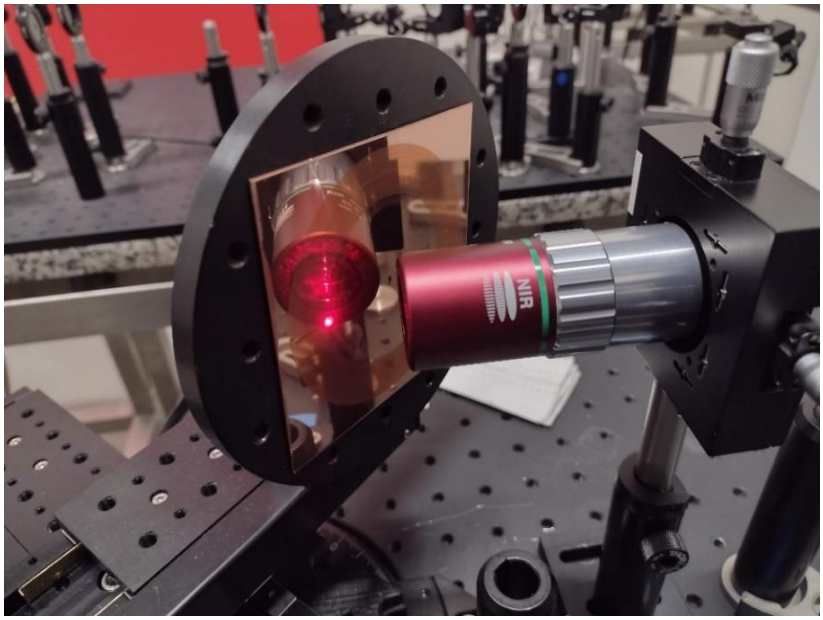


Figure 2: Picture of the copper target mounted on a rotary stage. The microscope objective is seen on the right side of the image. The high-intensity laser pulses emerge from the microscope objective and ionize the copper target material producing x-ray radiation.

[1] J. C. Kieffer, S. Fourmaux, and A. Krol; *In 19th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications*, **10226**, 1022612 (2017)
[2] L. Martín, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, J. Penas, and C. Ruiz; *High Power Laser Science and Engineering*, **8** (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Fully programmable, multimodal, structured illumination platform for super-resolution microscopy

Raúl Bola[1], Eric Cañas[1], Felipe Lumbreras Ruiz[2], Estela Martín-Badosa[1] and Mario Montes-Usategui[1]

[1]Biophotonics Group, Applied Physics Department, University of Barcelona
[2] Computer Vision Center and Computer Science Department, Autonomous University of Barcelona

Contact: raul.bola@ub.edu

Confocal fluorescence microscopy, a concept invented over 60 years ago, has become the cornerstone for sample visualization in life science applications and the standard tool for optical sectioning. However, as in any imaging technique, there is always a massive compromise between different image quality indicators, such as frame rate, resolution, signal-to-noise ratio (SNR), field of view, or photodamage, forcing the end-users to prioritize one of these parameters to the detriment of the others. Such compromise is inherent to the technology used to both excite the sample and filter the out-of-focus light, and results in an over-specification in the microscopes catalog[1], each of them satisfying a very niche need. The obvious solution to this comes in the form of a Programmable Array Microscope (PAM), a single system that can adapt internally to be optimum for each experiment, combining the capabilities of many existing confocal microscopes into the same device. Even though the concept looks simple, its implementation has not yet been possible because of the lack of a fast and efficient enough light modulator.

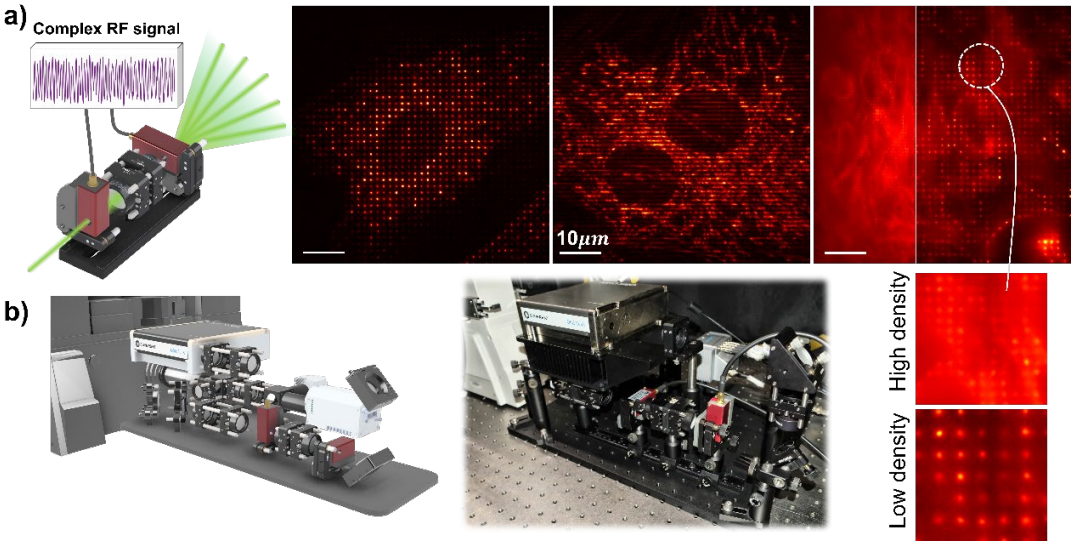


Figure 1: a) fluorescence emission images showing different excitation modes. Increasing the pattern periodicity allows light to penetrate deeper into the sample (right). b) 3D render and picture of the SCREAM prototype optical setup.

In this work, we present the development of the first successful PAM prototype, under the name of SCREAM or Super-flexible Confocal micRoscope through Enhanced Acousto-optic Modulation. We designed the SCREAM system as an accessory or attachment to any inverted microscope and allows the implementation of multiple imaging modalities within the same optical path. The system can be understood as a “microscopy computer” where the user can program both the excitation patterns/scanning schemes and the detection system. For the excitation part, SCREAM uses

a set of Acousto-Optic Deflectors (AODs) but treated in a different way: by synthesizing and sending complex radio-frequency signals to the AOD cell, we can fully control the laser wavefront and generate arbitrary excitation patterns the same way a spatial light modulator does, but 10^3 times faster. Then, for the detection system SCREAM, uses a custom designed CMOS camera whose sensor that can be selectively read with the same pattern geometries, increasing the effective frame rate (>20 kHz). With these two key elements, the prototype is capable of multiple imaging modes, even being able to parallelize STED/RESOLFT microscopy.

In a typical experiment, the sample is scanned with a multi-foci pattern, obtaining a set of multiple exposures (one for each pattern position). Then, a custom reconstruction software takes care of the image formation. This work presents computational solutions to enhance both the optical sectioning and lateral resolution. Regarding optical sectioning, multiple algorithms[2], have been specifically designed to remove the out-of-focus light. The filtering methods are implemented in real time (>50 fps) and show much better sectioning than a regular pinhole, providing the SCREAM system with super-sectioning capabilities (2x improvement in axial resolution). When it comes to lateral super-resolution, we opted for a Deep Learning (DL) approach, a trained neural network we name "AiryNet". The DL model has been trained using synthetic images and further fine-tuned with experimental SIM and SMLM data. Even though AiryNet has been optimized with simulated data, the network is able to generalize to the more complex structures found in real samples, extracting super-resolution information from the raw data coming out from the SCREAM system down to 80-90 nm in biological samples, supposing a 3x improvement over the diffraction limit.

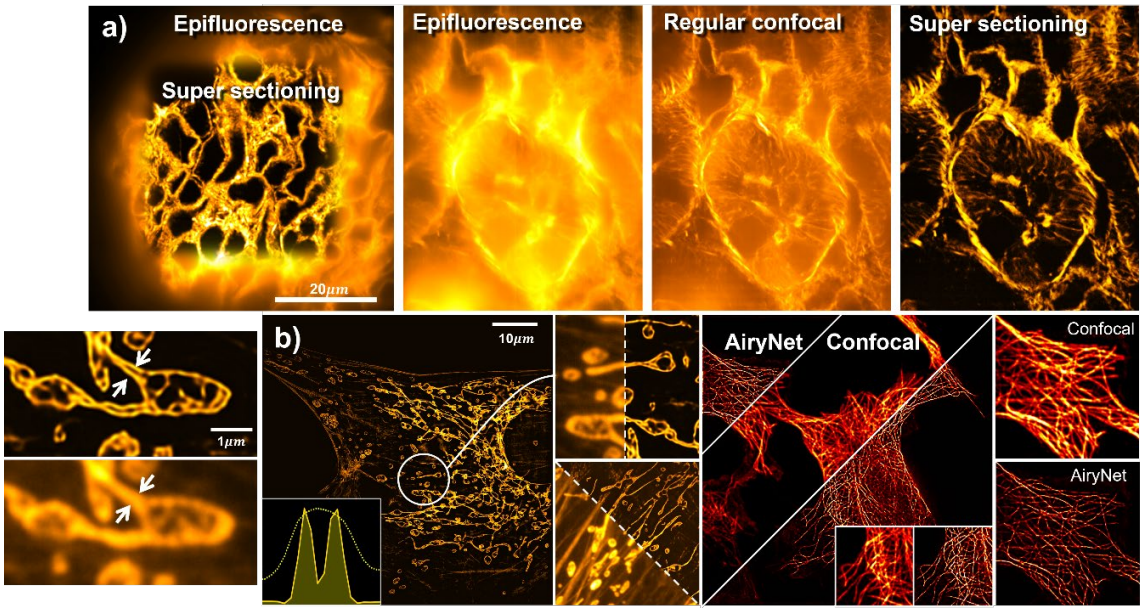


Figure 2: a) Confocal reconstructions obtained with the SCREAM system (actin network, mouse kidney 16-µm section) and custom algorithms. b) Super-resolution reconstructions obtained with the SCREAM illuminator and AiryNet. (Mitochondria and α-tubulin in U2OS cells).

ACKNOWLEDGEMENTS: We acknowledge CaixaImpulse (CI19-00033), AGAUR (PROD-00129), ATTRACT (SCORED-ID-691) and TIN2017-89723-P projects.

[1]Lemon WC and McDole K; Curr. Op. in Cell Biol., **66**, 34 (2020).
[2]M. A. A. Neil, R. Juškaitis, and T. Wilson; Opt. Lett., **22**, 1905 (1997).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Tecnologías ópticas de ayuda en la conducción. Manejo de la niebla y medida de distancias

Jaime Quintana Benito[1], Juan Carlos Martínez Anón[2] y Daniel Vázquez Molini[3]

[1] Grupo de investigación iluminación y color, departamento de óptica, facultad de Óptica y optometría, Universidad complutense de Madrid (C. de Arcos de Jalón, 118, 28037 Madrid)

Contacto: jquint01@ucm.es

Explorar la posibilidad de medir distancias mediante la propagación de haces, teniendo en cuenta la propiedad de absorción de los gases que componen la atmosfera terrestre, en concreto el oxígeno pues este presenta una concentración estable.

El desarrollo de un modelo de propagación de la luz retro-reflejada en ambientes con niebla, de manera que se pueda simular, estudiar y analizar la luz difusa que produce un deslumbramiento de velo en el observador de la escena. Dicho modelo debe tener en cuenta las condiciones de la composición, el tipo de niebla, el escenario en el que esta se encuentra y las características espectrales de intensidad y dirección de la luminaria empleada.

Para el desarrollo de estos dos aspectos se va a emplear la ley de Lambert-Beer (1729) (1), ley que permite relacionar las características del medio, difusión y absorción con una variación de la intensidad en función de la distancia recorrida.

$$I=I_0 \exp(-dK_{ext}) \qquad (1)$$

donde *I* corresponde a la intensidad medida en la posición d con respecto al origen del sistema I_0 y K_{ext} corresponde con el coeficiente de extinción del medio.

Para explorar la capacidad de medir distancias mediante la propiedad de absorción de los gases, se emplea la banda de absorción del oxígeno figura 1, pues este gas presenta en condiciones estándar una concentración en torno al 21% de manera estable.

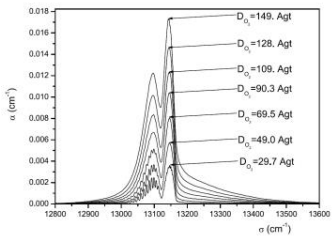


Figura 1: Banda de absorción del oxigeno comprendida entre os 735 nm y los780 nm[1]

Conociendo las características del medio y determinado el coeficiente de absorción, y comparando las intensidades de dos señales las expresiones fotométricas del problema (haz emitido desde una fuente que recorre el medio hasta alcanzar una superficie que lo refleja en sentido contrario hasta alcanzar un sensor) quedan reducido a un cociente $O=exp(-2\ \alpha_a\ d\ )$ donde O es el cociente de las señales detectadas por el sensor, α_a corresponde al coeficiente de absorción del medio y d es la distancia recorrida por el haz. A partir de esta expresión se puede determinar la precisión de este método a la hora de determinar una distancia.

Sensibilidad sensor	Coeficiente de absorción (m^{-1})	Incertidumbre distancia (m)
1%	0.00056	5
0.1%	0.00056	0.5

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Tabla 1: Error cometido en la medida de la distancia para un determinando coeficiente de absorción, suponiendo que la sensibilidad de la medida del sensor esta comprendida entre el 1% y el 0,1%

Con relación al modelo de propagación de haces en ambientes con niebla. Se estudia la función de fase[2] generada por partículas de agua de distintos diámetros a las que inciden haces con distintas longitudes de onda. Mediante un procesamiento de los datos obtenidos a través del software Mieplot[3], empleando Matlab[4] se llega a la conclusión a que las condiciones de concentración y tamaño de partícula que componen la niebla para el problema a estudiar no son relevantes, por lo que realizando un calculo medio de las mismas se puede estimar las características generales de dicha niebla.

Se desarrolla un modelo que permite estudiar una escena inmersa en niebla. Dicha escena se va a iluminar empleando dos tipos de luminarias, la primera ilumina toda la escena por completo, mientras que la segunda ilumina la superficie a estudiar obviando el resto de la escena, con el objetivo de que al emplear la luminaria que orienta el haz a la superficie produzca una mejora de contraste al percibirlo Figura 2, Tabla 2.

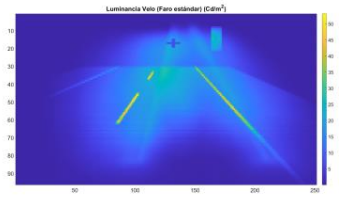


Figura 2: Proyección de la simulación con respecto a un observador

	Faro estándar	Faros optimizados
$L_{Superficie}$ (W/m^2)	21.86	3.15
L_{Fondo} (W/m^2)	6.97	0.40
Contraste	2.13	6.86

Tabla 2: Valores de radiancia del fondo de la escena y de la superficie y los valores del contraste según la fracción del contrate de weber.

H. Tran. C. Boulet, and J.-M. Hatmann. Line mixing and collision-induced absorption by oxygen in the band: Laboratory measurements, model, and tolos for atmospheric spectra computation. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 111(D15), 2006.[1]

Akira Ishimaru. Electromagnetic wave propagation, radiation, and scattering: from fundamentals to application. John Wiley and Sons, 2017.[2]

Philip Laven. Mieplot, May 2014[3]

Matlab 2019b.. The mathworks. Inc., Natick, Nassaachusetts, United States, 2020.[4]

AGRADECIMIENTOS:

Seguridad de vehículos para una movilidad inteligente, sostenible, segura e integradora. Acronimo : SEGVAUTO 4.0-, REDES 2018, S2018/EMT-4362 por financiar el proyecto de investigación.

[1]Jaime Quintana Benito

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Giga-voxel multidimensional imaging by single-pixel detection and data fusion

Armin J. M. Lenz[1], Fernando Soldevila[2], Alberto Ghezzi[3,5], Andrea Farina[4], Cosimo D'Andrea[3,5], and Enrique Tajahuerce[1]

[1]GROC-UJI, Instituto de Nuevas Tecnologías de Imagen (INIT), Universitat Jaume I, 12071, Castelló, Spain
[2]Laboratoire Kastler Brossel, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Collège de France, France
[3]Politecnico di Milano, Dipartimento di Fisica, Milano, Italy
[4]Consiglio Nazionale delle Ricerche, Istituto di Fotonica e Nanotecnologie, Milano, Italy
[5]Istituto Italiano di Tecnologia, Center for Nano Science and Technology, Milano, Italy

Contact: maxemili@uji.es, soltfern@gmail.com

Optical systems capable of processing big amounts of data are required not only for obtaining high-resolution images, but also for measuring additional physical properties of light, such as polarization, wavelength, and time-resolved fluorescence lifetimes[1]. Single-pixel (SP) imaging systems have been proposed as a way to tackle this challenge. SP cameras operate with a single bucket detector and a spatial light modulator (SLM) that samples the scene by using coded masks. In this way, simple but extremely specialized detectors can be used, which allow to build efficient multidimensional systems[2–4]. Image recovery in SP systems is well suited to compressive sensing or machine learning[5]. However, SP systems are sequential in nature, and thus are bounded by a trade-off between spatial resolution and frame-rate. On the other hand, data fusion (DF) techniques aim to combine any number of individual datasets into one single dataset that provides richer information than any one of the starting datasets. The main field of application of DF has been remote sensing. With the same spirit, there has been a recent spark of interest on DF in the life sciences as a way of merging information from different imaging modalities[6].

In this contribution, we present a technique that combines both the SP and DF imaging techniques to capture high spatial resolution, multispectral, and time-resolved fluorescence images[7]. The system relies on the combined use of three different sensors: two SP cameras capturing multispectral and time-resolved information, and a conventional 2D array detector capturing high spatial resolution images (see Fig. 1(a)). Data fusion techniques are introduced to combine the individual 2D/3D projections acquired in parallel by each sensor in the final 4D hypercube. The fusion procedure is done by solving a regularization problem.

Optical system and computational model

A scheme of the experimental implementation is shown in Fig. 1(b). A pulsed laser source illuminates the fluorescent sample under study. A CCD camera acquires an image of the sample. In parallel, a relay system images the sample onto a digital micromirror device (DMD). The DMD sequentially codifies the structured binary masks for SP image acquisition. In one reflection of the DMD a time-resolved detector measures the temporal evolution of the fluorescence emission. In the other direction, a diffractive grating combined with a detector array measure the different spectral components. The signal from each detector can be used to recover a low spatial resolution multispectral or time-resolved image by a simple multiplexing procedure.

A forward model is used to represent the acquisition of projections of the 4D hypercube over several dimensions and formulate a minimization problem. We minimize simultaneously the difference between the measurements obtained with the CCD camera and the projection of the 4D hypercube over the 2D space; the difference between the time-resolved SP measurements and the projection of the 4D hypercube over a low-resolution 3D space; and the difference between the SP multispectral measurements and the projection of the 4D hypercube over a low spatial resolution 3D space. Regularization parameters are used to tune the weight of each penalty function. To minimize we use an iterative gradient descent procedure.

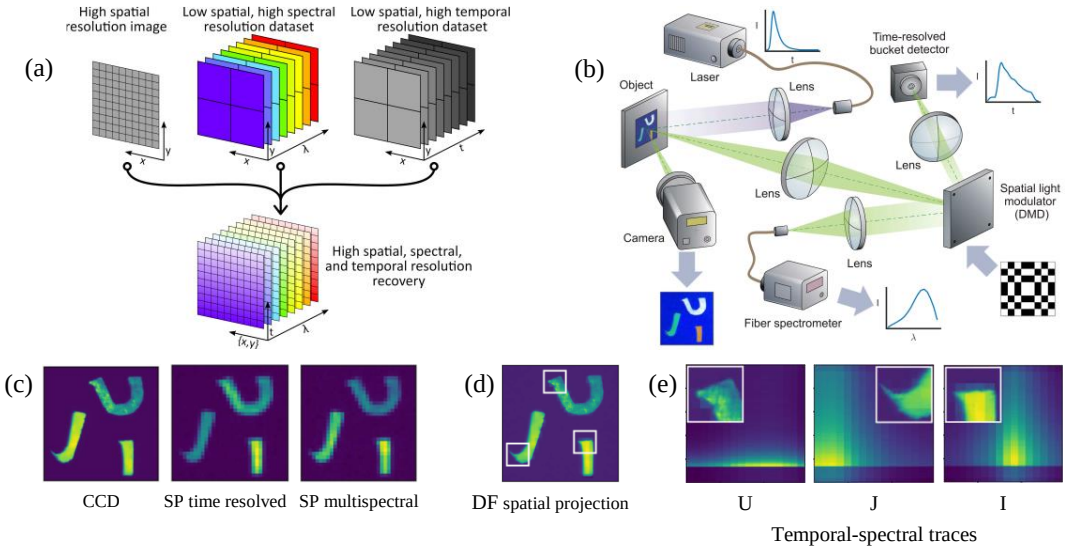


Fig. 1. (a) Spatio-temporal-spectral data fusion framework. (b) Optical implementation of the system. (c) Measured datasets. (d) Spatial projection of the DF recovered 4D hypercube. (e) Temporal-spectral traces for the different shapes present on the sample. Adapted from Ref. 7.

Experimental results and conclusions

The sample is a 2D object with three different fluorophores distributed in different areas. We acquired a monochromatic image with 132×132 pixels with the CCD camera. The multispectral SP camera obtained a 32×32×16 datacube (32×32 pixels with 16 spectral channels). The time-resolved SP camera is based on a Hybrid-PMT connected to a time-correlated single-photon counting (TCSPC) board, which is capable of providing time-of-flight histograms on a temporal window of about 25 ns. The overall data provided by the SP camera is a 32×32×64 datacube (32×32 pixels with 64 time intervals). Fig. 1 (c) shows the spatial projection of the measured datasets obtained by the three sensors. Experimental results are shown in Fig. 1(d) and (c). Fig 1(d) shows the spatial projection of the DF recovered 4D hypercube while Fig. 1(e) shows temporal-spectral traces for the different shapes present on the sample (labeled U, J, and I).

In conclusion, we have introduced a novel DF-inspired multidimensional SP imaging system that can be used to identify different fluorophore species by their spectral and temporal signatures. The system utilizes a conventional CCD camera and two SP detectors. We have introduced a DF recovery algorithm based on the minimization of a cost function that takes into account all the measurement processes. In this way, it is possible to obtain high quality results in a fast manner while measuring a very small fraction of the information contained by the sample.

ACKNOWLEDGEMENTS

We acknowledge support from Laserlab-Europe (Grant 654148, Horizon 2020), project CUSBO002482.

[1]A. Orth, M. J. Tomaszewski, R. N. Ghosh, and E. Schonbrun, Optica 2, 654 (2015).
[2]M. P. Edgar, G. M. Gibson, and M. J. Padgett, Nat. Photonics (2018).
[3]F. Rousset, N. Ducros, F. Peyrin, G. Valentini, C. D'Andrea, and A. Farina, Opt. Express 26, 10550 (2018).
[4]F. Soldevila, V. Durán, P. Clemente, J. Lancis, and E. Tajahuerce, Optica 5, 164 (2018).
[5]M. F. Duarte, et al., IEEE Signal Process. Mag. 25, 83–91 (2008).
[6]B. Khaleghi, A. Khamis, F. O. Karray, and S. N. Razavi, Inf. Fusion 14, 28 (2013).
[7] F. Soldevila, A. J. M. Lenz,A. Ghezzi, A. Farina, C. D'Andrea, E. Tajahuerce, Opt. Lett. 17, 4312 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Obtención del grado de madurez del caqui "Persimón" mediante una técnica no invasiva de retrodifusión láser

Raquel Ara García, Fernando Blesa[1], Francisco José Torcal-Milla[2]

[1] Departamento de Física Aplicada, Facultad de Veterinaria, Universidad de Zaragoza, C/ Miguel Servet 177, 50013, Zaragoza (España)
[2] Departamento de Física Aplicada, Escuela de Ingeniería y Arquitectura, Universidad de Zaragoza, C/ María de Luna 3, 50018, Zaragoza (España)

Contacto: fjtorcal@unizar.es

El origen del caqui se remonta al siglo VIII en China, donde se inicia su cultivo. Siglos después se expande hacia occidente, llegando a España en 1870[1]. El caqui pertenece a la familia botánica Ebenáceas, género Diospyros, el cual cuenta con más de 300 especies adaptadas tanto al clima tropical y subtropical como al templado. De entre todos los parámetros que caracterizan un fruto, la madurez es uno de los parámetros fundamentales, ya que su grado posibilita alcanzar los estándares de calidad requerida por el mercado. Los índices de maduración permiten conocer el grado de madurez de los frutos, así como facilitar la decisión de iniciar o retrasar la recolección de los mismos. Para ser considerado un buen índice de madurez, este debe de ser sencillo de determinar, barato, fácilmente realizable e idóneo científicamente para cada fruta. La firmeza puede indicar el grado de madurez del fruto y se puede medir, bien mediante métodos destructivos, empleando un penetrómetro, o bien mediante métodos no destructivos, como técnicas acústicas, técnicas ópticas basadas en imágenes o técnicas ópticas basadas en retrodifusión láser, entre otros[2-4]. En este trabajo se lleva a cabo la comparación de los resultados de firmeza obtenidos para el caqui "Persimón" mediante una técnica no invasiva (análisis del haz retrodifundido por el caqui al iluminarlo con un haz láser) y una técnica invasiva (penetrómetro manual). El experimento se ha realizado sobre una muestra de 50 caquis de la citada variedad. Para la obtención de la intensidad retrodifundida por el fruto se dispone de un dispositivo experimental consistente en un revolver de láseres colimados de diferentes longitudes de onda, un soporte donde colocar el fruto y una cámara digital con un objetivo fotográfico acoplado para capturar la intensidad retrodifundida, Figura 1a. Los láseres usados han sido de 670 nm y 785 nm de longitud de onda y su elección ha sido debida a que en esa banda de longitudes de onda se produce absorción ligada a pigmentación y a modos de vibración del agua presente en el fruto.

El proceso de medida consiste en iluminar el fruto con el láser y recoger la intensidad retrodifundida, Figura 1b. A continuación, se analiza la imagen ajustando el perfil de intensidad, $i(r)$, de simetría rotacional, a una función Lorentziana modificada del tipo[5]

$$i(r) = a + \frac{b}{1+\left(r/c\right)^{d}}, \qquad 1$$

donde *r* es la distancia radial al pico, *a* es el valor asintótico de la intensidad luminosa en infinito, *b* es el valor máximo de la intensidad de la luz estimada en el centro de la imagen, *c* es la anchura total de la dispersión a la mitad del valor máximo ("Full Width at Half Maximum", FWHM) y *d* está relacionado con la pendiente[5], Figura 2a. El ajuste se ha realizado usando imageJ para cada una de las medidas de retrodifusión obteniendo la intensidad en función de la distancia al centro por integración de la imagen en secciones anulares concéntricas de igual área, Figura 1c. Una vez se obtienen los parámetros de la Lorentziana para cada uno de los caquis, se realiza una regresión lineal múltiple con la firmeza, tomando dichos parámetros como variables independientes de la regresión[5]. Para comprobar la bondad del ajuste, se representa la firmeza obtenida por el método

destructivo en el eje y, mientras que en el eje x se representa la firmeza pronosticada a partir de las medidas no invasivas hechas con los láseres, de una forma similar a lo realizado por Peng y Lu[5].

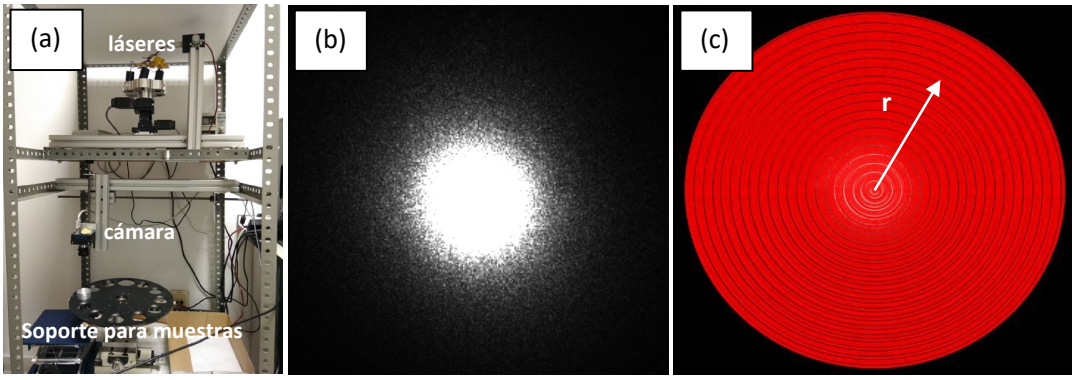


Figura 1: (a) Dispositivo experimental utilizado para la captura de la retrodifusión láser, (b) ejemplo de imagen de retrodifusión láser producida por un caqui, (c) círculos concéntricos de igual área usados para obtener $i(r)$.

La Figura 2b muestra un ejemplo de regresión lineal de los datos medidos frente a los pronosticados/estimados. Tal y como se puede observar, el coeficiente R^2 se sitúa en torno al 0,7, lo que nos indica que es posible emplear el método no invasivo propuesto como método para la medida de la firmeza y, por lo tanto, el grado de madurez del caqui "Persimón". Este rango de valores de R^2 es el habitual en estudios similares[5]. Además, este método permitiría incluirlo en un proceso en línea sin necesidad de destruir ningún fruto y permitiendo determinar la madurez de forma casi instantánea, dependiendo del equipo utilizado (<1 s para un equipo de gama media).

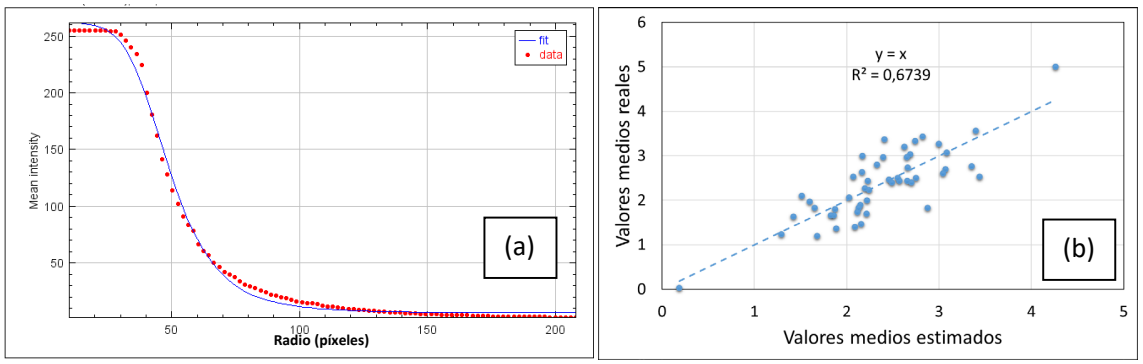


Figura 2: (a) Lorentziana obtenida a partir de la Figura 1(b) (los parámetros de ajuste son: $a = 5{,}85527$, $b = 255{,}86326$, $c = 49{,}03827$, $d = 5{,}31640$ y $R^2 = 0{,}99668$), (b) valores de firmeza reales frente a estimados.

AGRADECIMIENTOS: Los autores desean agradecer a Ignacio Negueruela sus comentarios acerca de este trabajo. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Gobierno de Aragón – Fondo Social Europeo, Grupo de Tecnología Óptica Láser (E44_20R).

[1]M. Agustí; Fruticultura, **634**, Ed. Mundi-Prensa (2010).
[2]S. Munera, *et al.*; *LWT-Food Science and Technology*, **77**, 41 (2017).
[3]W.J. Plocharski *et al.*; *International agrophysics*, **14**, 311 (2000).
[4]Y.C. Yung *et al.*; *Nondestructive Food Evaluation: Techniques to Analyze Properties and Quality*, 243 (2001).
[5]Y. Peng and R. Lu; *Transactions of the ASABE*, **49(1)**, 259 (2006).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Encriptación de doble imagen usando un correlador de transformada conjunta no lineal

Ronal Perez[1], María Sagrario Millán[2], Elisabet Pérez-Cabré[2], Juan M. Vilardy[1] y Cesar O. Torres[3]

[1] Grupo GIFES, Facultad de Ciencias Básicas y Aplicadas, Universidad de La Guajira, Riohacha, Colombia
[2] Grupo de Óptica Aplicada y Procesado de Imagen, Facultad de Óptica y Optometría, Universitat Politècnica de Catalunya, 08222 Terrassa (Barcelona), España
[1] Grupo de Óptica e Informática, Facultad de Ciencias Básicas y de la Educación, Universidad Popular del Cesar, Valledupar, Colombia

Contacto: rperez@uniguajira.edu.co

En trabajos previos se presentó la encriptación de una sola imagen empleando un correlador de transformada conjunta (Joint Transform Correllator, JTC) no lineal[1]. El presente trabajo se enfoca en un desarrollo inicial con el fin de extender los sistemas de encriptación de una sola imagen basados en un JTC a sistemas de encriptación no lineal que sean capaces de encriptar simultáneamente más de una imagen. Inicialmente, se presenta el desarrollo de un sistema de encriptación y desencriptación de doble imagen usando un JTC no lineal en el dominio de Fourier con cuatro máscaras de fase aleatorias (Random Phase Masks, RPMs). En principio, estas dos imágenes a encriptar podrían tener relación entre sí, pero también podrían ser independientes. Por ejemplo, las imágenes a encriptar podrían ser imágenes biométricas por pares, como las imágenes de las retinas de un ser humano o dos huellas digitales de un mismo individuo.

El sistema de encriptación y desencriptación está basado en la técnica de codificación por doble máscara de fase (Double Random Phase Encoding, DRPE)[2], la cual es una técnica óptica para la encriptación de imagen que fue implementada inicialmente mediante un sistema holográfico basado en procesador óptico 4f[3]. Posteriormente, el DRPE se implementó ópticamente utilizando una arquitectura JTC[4]. La implementación óptica del DRPE utilizando un JTC es preferible debido a que permite aliviar el estricto requisito de alineación de la configuración del sistema holográfico dado por el procesador óptico 4f y además la imagen encriptada obtenida en la arquitectura JTC es una distribución de valor real y la RPM utilizada como clave o llave en el proceso de encriptación es exactamente la misma que se utilizará en el proceso de desencriptación.

El plano de entrada del sistema de encriptación de doble imagen está compuesto por cuatro distribuciones de datos contiguas espacialmente, sin distancia de separación y no superpuestas. La primera distribución de datos está compuesta por la primera imagen a encriptar codificada en fase que se multiplica o superpone sobre la primera RPM. Esta primera distribución de datos del plano de entrada del JTC puede ser ubicada sobre el primer cuadrante de dicho plano de entrada del JTC. La segunda distribución de datos del plano de entrada del JTC es el producto dado por la segunda imagen a encriptar codificada en fase y la segunda RPM. La segunda distribución de datos se encuentra ubicada en el cuarto cuadrante del plano de entrada del JTC. La tercera y cuarta distribución de datos del plano de entrada del JTC están dadas por la tercera y cuarta RPM, respectivamente. Las ubicaciones de la tercera y cuarta distribución de datos se encuentran sobre el segundo y tercer cuadrante del plano de entrada del JTC, respectivamente. La intensidad de la transformada de Fourier óptica de este plano de entrada del JTC produce el espectro de potencia conjunta (Joint Power Spectrum, JPS). Este JPS es modificado mediante dos operaciones no

lineales con el fin de obtener la imagen encriptada. Esta imagen encriptada es de valor real debido a que todas las distribuciones de datos involucradas en las dos operaciones no lineales aplicadas al JPS están dadas por distribuciones de intensidades ópticas. Las llaves del sistema de encriptación son las cuatro RPMs.

Para el proceso de descifrado se emplean un procesador óptico 4f junto con la imagen encriptada y las cuatro llaves RPMs. En el plano de entrada del procesador 4f se ubican la tercera y cuarta llave RPM no superpuestas sobre el segundo y tercer cuadrante de dicho plano de entrada. En el plano de Fourier se ubica centrada la imagen encriptada. Por lo tanto, la imagen encriptada se multiplica por el resultado de la transformada de Fourier óptica de la suma de la tercera y cuarta llave RPM no superpuestas ubicada en el plano de entrada del procesador 4f. Al producto obtenido en el plano de Fourier, se le aplica nuevamente una transformada de Fourier óptica y el resultado de esta última transformación óptica se multiplica por el complejo conjugado de la suma de la primera y segunda llave RPM no superpuestas ubicadas en el primer y cuarto cuadrante del plano de salida del sistema de desencriptación. Finalmente, las dos imágenes descifradas se encuentran codificadas en fase sobre el primer y cuarto cuadrante del plano de salida del sistema de desencriptación. Las dos imágenes descifradas son copias de las dos imágenes previamente usadas en el plano de entrada del sistema de encriptación basado en un JTC no lineal, siempre que las cuatro llaves RPM usadas en el sistema de desencriptación sean idénticas a las cuatro llaves RPM usadas en el sistema de encriptación.

Finalmente, el funcionamiento y desempeño del sistema propuesto de encriptación y desencriptación de doble imagen basado en un JTC no lineal fueron validados mediante simulaciones computacionales.

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen a la Universidad de La Guajira y a la Universitat Politècnica de Catalunya por su soporte académico y económico.

[1]M. S. Millán, E. Pérez-Cabré and J. M Vilardy; Nonlinear techniques for secure optical encryption and multifactor authentication. In *Advanced Secure Optical Image Processing for Communications*; A. Al Falou, Ed.; IOP Publishing, pp. 8-1 (2018).
[2]P. Réfrégier and B Javidi; *Opt. Lett.* **20**, 767 (1995).
[3]J. W. Goodman; *Introduction to Fourier Optics*; McGraw-Hill, (1996).
[4]T. Nomura and B. Javidi; *Opt. Eng.* **39**, 2031 (2000).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Multifractal analysis applied to retinal fundus images of eyes with diabetic retinopathy

Ouafa Sijilmassi

Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, C/ Arcos de Jalón Nº118, 28037, Madrid, España

o.sijilmassi@ucm.es

Among adults aged 20-74, diabetic retinopathy (DR) is the leading cause of vision loss. This disease is the result of microvascular retinal changes triggered by diabetes. Lesions associated with DR include microaneurysms, haemorrhages, hard exudates, and soft exudates[1]. Nowadays, digital retinal fundus images are used as a diagnostic tool for the detection of several ocular diseases. The purpose of this study was to analyse retinal vascular in eyes with DR using multifractal analysis (MA). For this reason, three parameters (Fractal Dimension (FD), lacunarity (Λ), and divergence) were studied. FD, estimated by box-counting, is a measure of the complexity and irregularity of an object[2]. Lacunarity measures heterogeneity to complement the FD in describing complexity. It uses pixel masses instead of box counts. The higher the Lacunarity, the more heterogeneous the structure and vice versa. Finally, divergence assesses the structural complexity and irregularity of the structures, i.e., provide information on the heterogeneity. For an overview, interested readers are referred to[3]. In this work, it has been used 36 fundus images belonging to healthy subjects (n=18) and patients with DR (n=18). All images were obtained from a publicly available database[4]. The size of the fundus images is 576×720 pixels. For each image, a blood vessel segmentation algorithm using mathematical morphology was applied[5]. Morphological pre-processing was used to emphasize vessels (see Fig. 1). Then, the thresholding of this image was used to provide a segmented vascular mask. The fractal analyses of the segmented images were performed using the ImageJ software ver. 1.53m together with the FracLac plug-in. Finally, the statistical processing of the results obtained with ImageJ software was done using IBM SPSS version 28 statistical software. T-student statistics were used for the two independent groups. A statistically significant difference was established when p-value was below 0.05.

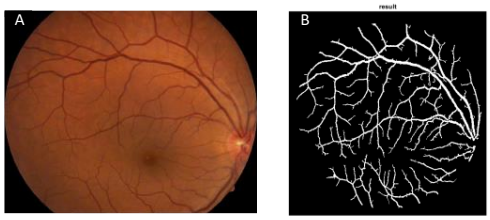


Figure 1: A, Original image. B, Segmented image

Table 1: Results of the mean values for each variable. The asterisk indicates significant differences at the 0.05 level.

	Fractal Dimension	Lacunarity	Divergence
Healthy	1.60±0.01*	0.38±0.01*	73.60±3.80*
Diabetic	1.63±0.01*	0.40±0.01*	77.40±4.50*

The retinal FD is a measure of vasculature branching pattern complexity. As can be seen in Table 1 and Fig. 2, the preliminary t-student test indicates that the mean FD for diabetic patients was significantly higher (1.63, $p < 0.05$) compared to the mean FD for the healthy group (1.60, $p < 0.05$).

To compare the spatial pattern diversity of the retinal vascular network of the healthy group to the Diabetic group with RD, a lacunarity calculation was performed. The results show that the vascular trees of diabetic retinae have higher lacunarity, which means they are more heterogeneous. Finally, the divergence analysis showed that retinal vascular network of the Diabetic group had the highest inhomogeneity. These results can also be observed in Fig. 2. In this figure, an ellipsoid function of Matlab to fit the measurements (FD, Lacunarity, and Divergence) to an ellipsoid surface, was used. It represents the FD, lacunarity, and divergence mean values along with their uncertainty intervals using the shape of ellipsoids in space. As can be seen, the differences between the diabetic group and the control group are evident.

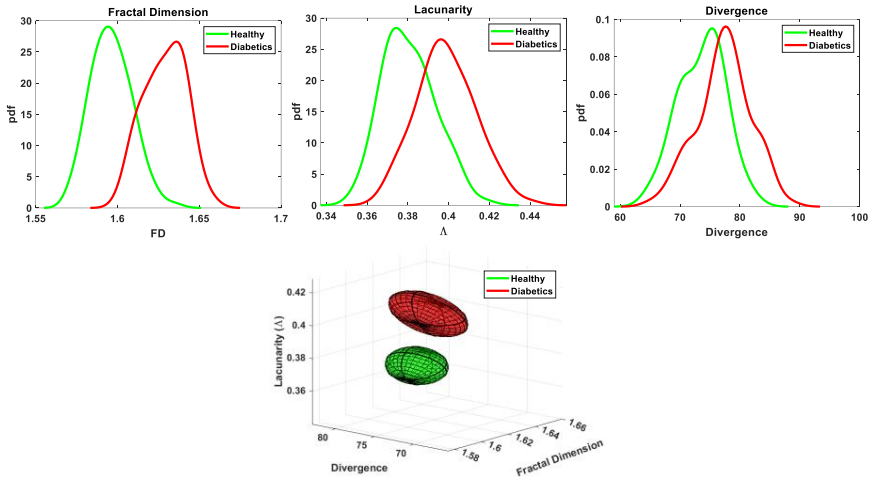


Figure 2: Graphic representation of the probability distribution function (pdf) and graphical representation as ellipsoids of the FD, lacunarity, and Divergence.

These results suggest that diabetes causes changes in the retinal vasculature complexity. Changes to the retinal vessel network in diabetic patients with DR have been previously reported. Several studies have shown increased retinal vascular FD in diabetic patients, with increasing odds of DR[6]. This study uses a combination of an existing blood vessel segmentation algorithm and MA to compare the effects of DR on spatial patterns of the retinal vascular network. This study has established that there is a significant difference between the branching pattern of the retinal vascular network of diabetic patients and healthy subjects.

REFERENCES:

1. Wong, T., Cheung, C., Larsen, M. et al. Diabetic retinopathy. Nat Rev Dis Primers 2016; 2, 16012
2. Losa GA, Ristanović D, Ristanović D, Zaletel I, Beltraminelli S. From fractal geometry to fractal analysis. Applied Mathematics 2016;7:346-354.
3. Sijilmassi O, López Alonso J-M, Del Río Sevilla A, Barrio Asensio MdC. Multifractal analysis of embryonic eye structures from female mice with dietary folic acid deficiency. Part I: Fractal dimension, lacunarity, divergence, and multifractal spectrum. Chaos, Solitons & Fractals 2020;138:109885.
4. Hajeb Mohammad Alipour S, Rabbani H, Akhlaghi MR. Diabetic retinopathy grading by digital curvelet transform. Computational and mathematical methods in medicine 2012;2012.
5. Ashkan abbasi (2021). Blood vessel segmentation in retinal images using mathematical morphology (https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/52940-blood-vessel-segmentation-in-retinal-images-using-mathematical-morphology), MATLAB Central File Exchange. Retrieved September, 2021.
6. Cheung N, Donaghue KC, Liew G, et al. Quantitative assessment of early diabetic retinopathy using fractal analysis. Diabetes care 2009;32:106-110.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Evaluación de fugas de aerosoles en mascarillas sanitarias mediante un sistema óptico

Alba Martin de la Torre[1], Verónica Mieites[1,2], José A. Gutiérrez[1,2], Arturo Pardo[1,2], Francisco J. Madruga[1,2,3], Jaime Viera[4], Carmelo Morales[4], José M. López-Higuera[1,2,3], Olga M. Conde[1,2,3]

[1] Grupo de Ingeniería Fotónica, TEISA, Universidad de Cantabria, Avenida Los Castros S/N, 39006, Cantabria, España.
[2] Instituto de Investigación Sanitaria Valdecilla (IDIVAL), 39011 Santander, Cantabria, España.
[3] Biomedical Research Networking Center—Bioengineering, Biomaterials, and Nanomedicine (CIBER-BBN), Madrid, España.
[4] Servicio de Otorrinolaringología. Hospital Universitario Marqués de Valdecilla, Santander, Spain.

Contacto: olga.conde@unican.es

Resumen: Se propone un sistema de visualización de fugas de aerosoles en mascarillas sanitarias basado en proyección láser con el objetivo de evaluar la eficiencia de ajuste de la mascarilla y la influencia de la morfología facial del usuario. Los resultados se validan con sistemas basados en contadores de partículas ópticos y de condensación.

1. Introducción. La transmisión de virus por aerosoles se produce a través de pequeñas gotas suspendidas en el ambiente y transportadas por corrientes de aire. La eficacia de una mascarilla empeora con la aparición de fugas en el perímetro de esta, lo que implica fenómenos de flujo complejos[1]. Las concentraciones de partículas de aerosol dependen de las condiciones de ajuste[2] y este, a su vez, de la morfología facial del usuario[3]. Los procedimientos de validación actuales requieren elevados tiempos de homologación, por lo que se necesita desarrollar técnicas que permitan evaluar las condiciones de filtración de manera rápida y visual. Existen diferentes técnicas para la visualización de aerosoles como son la fluorescencia[4], el efecto oscuro con *shadowgraphy*[5] y la proyección láser[6].

2. Materiales y métodos. En este trabajo se ha utilizado un láser verde (532nm) con rango de potencia hasta 500mW. La fuente láser se conecta a dos *bundles* de fibra que se acoplan a proyectores de línea enfrentados a lentes cilíndricas y que generan simultáneamente dos planos de luz, en direcciones vertical y horizontal. Como método de captura se utilizan cámaras de *smartphone* de altas prestaciones. Se utiliza un generador de aerosoles poli dispersivo, con capacidad de control de flujo de emisión, que produce partículas en rango aerosol con un diámetro de valor medio de 0.04µm. Este generador se conecta con un tubo flexible a la cabeza de un maniquí de RCP (Reanimación CardioPulmonar), al que se le acoplan diferentes suplementos para emular las variaciones en morfología facial de los usuarios (nariz, mentón y pómulos). Se evalúa y cuantifica la presencia de fugas de aerosoles por desajuste en los modelos de mascarilla: FFP2, quirúrgica e higiénica reutilizable. La cuantificación del área de la nube aerosoles expulsado se valida frente a la cuantificación de partículas con contadores OPC (*Optical Particle Counter*) y frente a medidas de estanqueidad con contadores CPC (*Condensation Particle Counter*).

3. Procesado de imagen. Para la visualización y segmentación de la nube de aerosoles expulsados se emplea un método de contraste diferencial de imagen con respecto a una imagen de referencia en ausencia de aerosoles. La segmentación y cuantificación del área de aerosoles emplea una umbralización adaptativa basada en Otsu[7]. Posteriormente, se propone una técnica de superposición de canal alfa sobre las imágenes calibradas para realzar la visualización de la nube. Finalmente, un algoritmo de flujo óptico basado en el método de Lucas-Kanade[8] permite identificar la dirección y velocidad de propagación de la nube de aerosoles.

4. Resultados. La figura 1 muestra la capacidad de visualización de la filtración de los diferentes tipos de mascarilla ante condiciones de flujo máximo y mínimo de aerosoles inyectados. Se verifica que un incremento del flujo conlleva una mayor emisión de aerosoles, y que la mascarilla higiénica reutilizable es la que presenta un peor factor de ajuste. Por otro lado, la figura 2 muestra los efectos de cambios de morfología facial en la fuga de aerosoles, siendo más significativos en el caso de la morfología nasal. Finalmente, la figura 3 muestra la evolución de la dispersión espacio-temporal de la nube de aerosoles empleando el método de flujo óptico propuesto, y confirmando que el punto crítico de ajuste es la región nasal.

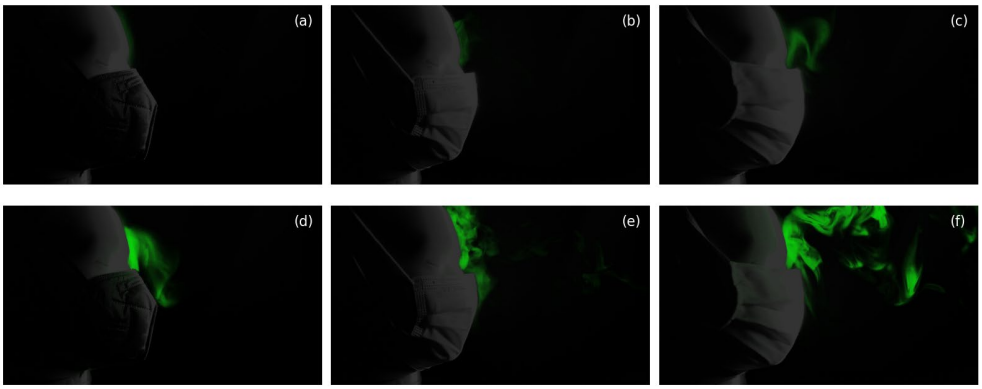


Figura 1: Fugas de aerosoles en mascarillas en condiciones de flujo mínimo (1a-1c) y de flujo máximo (1d-1f). Tipos de mascarillas: (1a-1d) FPP2; (1b-1e) quirúrgica; (1c-1f) higiénica reutilizable.

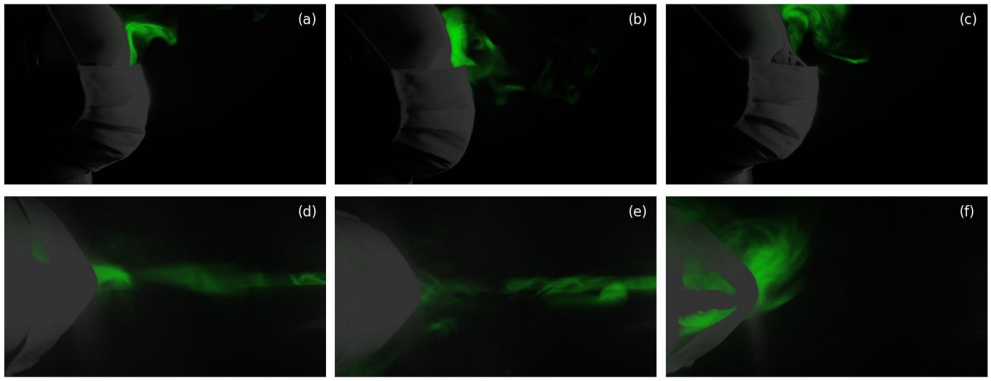


Figura 2: Variación de fugas de aerosoles en mascarillas higiénicas ante cambios en la morfología facial para plano vertical (2a-2c) y horizontal (2d-2f): pómulos (2a,2d); mentón (2b, 2e); nariz (2c, 2f).

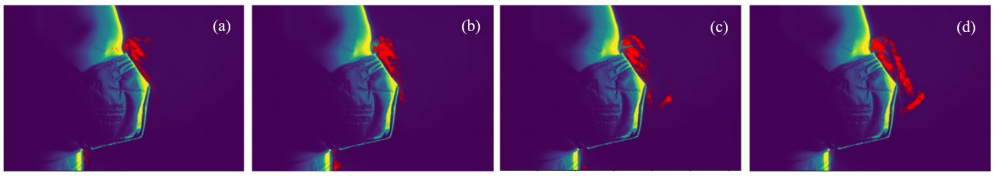


Figura 3: Variación del flujo óptico en la nube de aerosoles en mascarilla FPP2: (3a) t= 0.62s; (3b) t=1.25s; (3c) t=1.87s; (3d) t=2.49s.

5. Conclusiones. El sistema óptico desarrollado permite visualizar el aumento de fugas de aerosoles, localizar su procedencia y su distribución espacial y temporal ante la utilización de diferentes tipos de mascarillas. Se verifica que la mascarilla FFP2 ofrece el mejor ajuste frente a fugas y, la mascarilla higiénica reutilizable, el peor. Los cambios en rasgos morfológicos faciales afectan al factor de ajuste disminuyéndolo en todos ellos.

Agradecimientos: Trabajo cofinanciado por los proyectos INNVAL 20/07 (VALIDAMASK) financiado por la Fundación Instituto de Investigación Valdecilla (IDIVAL) y DISFOS (PID2019-107270RB-C21 financiado por MCIN/AEI/10.13039/501100011033).

[1]R. Mittal, R. Ni and J.H. Seo; *Journal of Fluid Mechanics*, **894**, F2 (2020).
[2]C.D. Cappa, S. Asadi, S. Barreda, A.S Wexler, N.M. Bouvier and W.D. Ristenpart; *Sci Rep*, **11**, 12110 (2021).
[3]R.K. Oestenstad and A. A. Bartoucci; *Journal of Occupational and Environmental Hygiene*, 7, 332, (2010).
[4]S. Schulz-Stübner, J. Henker, J. Braun and R. Kosa, **42**, 370 (2021).
[5]L. Bourouiba, E. Dehandschoewercker and J.W.M Bush; **745**, 537 (2014).
[6]V. Arumuru, J. Pasa and S. S. Samantaray; *Physics of Fluids*, **32**, 115129 (2020).
[7]N. Otsu; *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics*, **9**, 62 (1979).
[8]B.D Lucas and T. Kanade; *Proceedings of the 7th International Joint Conference on Artificial Intelligence,* 121 (1981).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Caracterización de zonas retinianas patológicas mediante distribuciones estadísticas de color y distancia de Mahalanobis

Asmae Igalla[1], José Manuel López Alonso[1]

[1] Dpto.Óptica, Facultad de Óptica y Optometría Univ. Complutense de Madrid, C/ Arcos de Jalón 118, 28037 Madrid, España.
Contacto: asmaeiga@ucm.es

Resumen e introducción: El uso de imágenes RGB del fondo de ojo (retina) permite no sólo visualizar las características morfológicas (vascularización, tamaño papilar, etc)[1], sino su color, codificado en los canales Rojo (R), Verde (G) y Azul (B) de la imagen. En el presente trabajo se usa la distribución estadística de la distancia de Mahalanobis, en cada punto de la imagen, de un conjunto de retinas sanas, para caracterizar regiones con valores anómalos de esta distancia en retinas patológicas (Glaucoma y Retinopatía Diabética).

Materiales y métodos: Se parte de un conjunto de imágenes de retina de sujetos sanos [2] de 2336 x 3504 puntos, a las que se aplica un factor de remuestreo de 0.25 para aumentar la velocidad del método. Cada uno de los puntos p de la imagen *"f"* se representa mediante un vector de punto $V_f(p) = [p_R\ p_G\ p_B]^T$, siendo $p_i, i = R, G, B$, el valor del pixel *p* en el canal *i* de la imagen. Se define la distancia de Mahalanobis[3] $D_f^2(p) = \left(V_f(p) - V(p)\right)^T S^{-1}(p)\left(V_f(p) - V(p)\right)$, siendo $V(p)$ el vector medio a través de todas las imágenes *f* y *S* la matriz de covarianzas entre los canales R G B para los valores del pixel "p" a lo largo de las imágenes *f*. Esta distancia mide la separación del valor medio en unidades de la desviación estándar de la distribución, en función de la dirección en el espacio R,G,B al ser en este caso una distribución multivariante (tres canales de color). A continuación, se calcula la función de distribución de probabilidad de $D_f^2(p)$, $pdf(D_f^2)$ y se calcula su valor medio a través de las imágenes de ojos sanos para obtener una $pdf(D^2)$. Si tomamos ahora una imagen patológica, podemos medir la distancia de Mahalanobis de cada punto p de la imagen patológica, $V_{pato}(p)$, respecto del punto medio de los ojos sanos, como $D_{pato}^2(p)$, siendo $D_{pato}^2(p) = \left(V_{pato}(p) - V(p)\right)^T S^{-1}(p)\left(V_{pato}(p) - V(p)\right)$. Valores altos de esas distancias con una probabilidad muy baja, según $pdf(D^2)$, marcan puntos anómalos de color patológicos en la imagen. El uso de la distancia de Mahalanobis para detectar eventos anómalos ya se ha comprobado también en otros contextos de distribuciones multivariantes de parámetros[4].

Resultados y discusión: La figura 1 muestra la $pdf(D^2)$ y la $cdf(D^2)$ media de los ojos considerados sanos. Esto nos da umbral para la distancia de Mahalanobis considerando un valor por encima del 95% de probabilidad acumulada para considerar un color como anómalo.

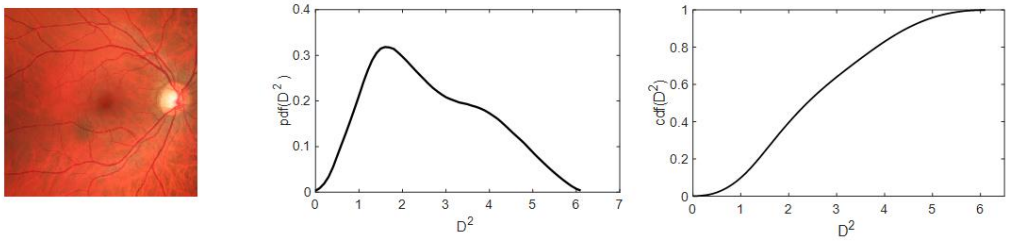


Figura 1. Vista de color de una de las imágenes de ojo sano utilizadas (izq), $pdf(D^2)$ media en ojos sanos (centro) y *cdf* asociada (dcha). Una probabilidad menor de 0.5 (95% en el rango normal) daría un umbral para D^2 en torno a 5.

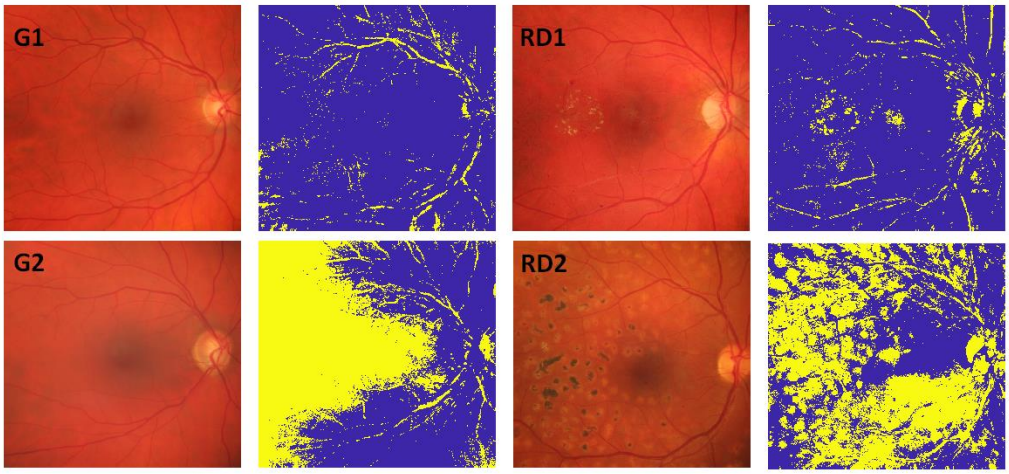


Figura 2. Resultados del método para dos retinas de glaucoma (G1 leve, G2 avanzado) y dos de retinopatía diabética (RD1 leve, RD2 avanzada). Se muestra la imagen RGB de cada una junto con una máscara que señala en amarillo lo puntos cuya $D^2_{pato}(p)$ se considera anómalo (color patológico).

Valores de $D^2_{pato}(p)$ por encima del umbral (para una retina patológica) marcarían un color "anómalo" en esa zona respecto a los ojos sanos. En la figura 2 se muestra el resultado del método para dos cuatro retinas patológicas, dos de glaucoma (leve y avanzado) y dos de retinopatía diabética (leve y avanzada). Los puntos cuyo color es anómalo respecto al color de los ojos sanos en ese mismo punto están marcados en amarillo en las imágenes al lado de cada retina. En el caso del glaucoma se altera el color de los vasos así como una parte importante del fondo en caso de glaucoma avanzado (podría deberse a la apoptosis de las células ganglionares de la retina). En el caso de la retinopatía diabética se ve también afectado el sistema vascular (con una mayor tendencia de vasos pequeños), así como son claramente identificados los exudados. En el caso de la retinopatía diabética avanzada (figura 2, RD2) el método permite incluso cuantificar el tamaño y forma de los exudados que se distinguen claramente respecto del fondo.

Conclusiones: Se ha desarrollado un método de detección de color anómalo en imágenes RGB de retina a través de la medida de la distribución de probabilidad de la distancia de Mahalanobis de la distribución de color RGB, comparando retinas sanas y patológicas. Con ello se identifican zonas de color anómalas. En el caso de glaucoma y retinopatía diabética puede establecerse un paralelismo entre los cambios de color respecto a ojos sanos con el nivel bajo o avanzado de la patología. Además, el valor de D^2_{pato} en esos puntos de color anómalos nos daría una escala para cuantificar el nivel de avance de la patología.

Referencias

[1] Martins, C., Veras, R., Ramalho, G., Medeiros, F., & Ushizima, D. "Automatic microaneurysm detection and characterization through digital color fundus images" (No. LBNL-2856E). *Lawrence Berkeley National Lab. (LBNL)*, Berkeley, CA (United States) (2008).

[2]Budai A, Bock R, Maier A, Hornegger J, & Michelson G. "Robust Vessel Segmentation in Fundus Images". *International journal of biomedical imaging*, 154860-11 (2013).

[3]Murray R. Spiegel, *Estadística Segunda Edición*, Schaum, McGraw-Hill, Madrid, (1991).

[4]José M. López-Alonso, Javier Alda, "Bad pixel identification by means of principal components analysis", *Optical Engineering*, 41(9) 2152-2157, (2002).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Algoritmo Mixto para la Obtención de Matrices de Mueller a partir de Medidas con Polarímetros de Compensador Dual Rotatorio

Saúl A. Rosales[1], Andrea Fernández-Perez[1], José María Saiz[1], Dolores Ortiz[1], Francisco González[1], Fernando Moreno[1]

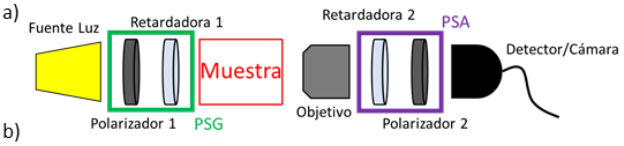
[1] Grupo de óptica, Facultad de ciencias, Universidad de Cantabria, Avenida de los Castros, 48, Santander (39005)

Contacto: rosalessa@unican.es

Los polarímetros basados en Compensador Dual Rotatorio (CDRP) constan de un generador de polarización (PSG) y un analizador de polarización (PSA), ambos compuestos por un polarizador y una lámina de retardo que gira con el tiempo. Cada lámina gira a una velocidad diferente a medida que un detector mide la luz transmitida. Como consecuencia, el PSA y el PSG se encuentran en estados diferentes y por tanto la transmisión detectada se ve modulada generando lo que se conoce como ciclo de Fourier[1,2] (ver figura 1).

Típicamente, para obtener los parámetros que describen las imperfecciones del PSG y PSA, se recurren a expresiones analíticas que predicen el ciclo de Fourier que se observa en los experimentos cuando la muestra estudiada es el vacío (matriz identidad). Esta medida es la que se conoce como medida de calibrado. Las expresiones de los calibrados consideran imperfecciones como desalineamientos de los ejes de transmisión, transmitancias distintas a la unidad y desfases de las láminas no ideales (ligeramente distintos del cuarto o media onda). Sean cuales sean las hipótesis, estas ecuaciones tienen un cierto grado de complejidad, pero a niveles asumibles[1,2]. Este método, aunque no es el más preciso resulta robusto, sencillo y directo de implementar frente al recientemente propuesto: eigenvalue calibration method, ECG, cuyas matemáticas deben ser adaptadas al tipo de polarímetro en cuestión[3,4]

a)



b)

Parámetro	Valor	Parámetro	Valor
Ángulo polarizador 1	-0.104	Transmitancia eje 1	0.945
Ángulo polarizador 2	0.282	Transmitancia eje 2	0.950
Ángulo retardadora 1	0	Desfase retardadora 1	1.500
Ángulo retardadora 2	-0.065	Desfase retardadora 2	1.518

c)

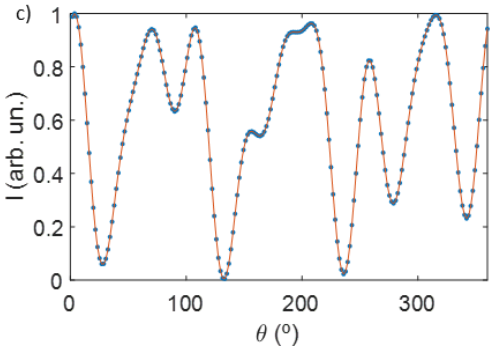


Figura 1. (a) Esquema de un CDRP. **(b)** Resumen de valores de los parámetros que modelizan los elementos del polarímetro en ausencia de objetivo. **(c)** Comparación experimento (puntos)-teoría (línea) del ciclo de Fourier obtenido en nuestro polarímetro usando los valores de la tabla.

Cuando se considera en las expresiones del ciclo de Fourier que existe una matriz de Mueller distinta a la identidad entre el PSG y el PSA las expresiones adquieren una complejidad elevada[1,2,6], ralentizando implementaciones prácticas de un CDRP. Es en esta parte donde proponemos usar un algoritmo sencillo y bien conocido que no requiere ninguna expresión analítica. Tan solo requiere un tratamiento matricial directo de las intensidades medidas y las

matrices del PSG y PSA que están bien definidas por medio de los resultados del calibrado[5]. En nuestro caso, con ayuda de las ecuaciones de calibrado del ciclo de Fourier[1,2,6] combinamos el formalismo basado en ciclo de Fourier del calibrado con el método matricial basado en pseudoinversas[5] para obtener matrices de Mueller. Con esto se junta la simpleza del calibrado a partir del ciclo de Fourier con la simpleza del formalismo de pseudoinversas para obtener matrices de Mueller de muestras arbitrarias.

En este trabajo se va a demostrar la utilidad de este método mixto para implementaciones rápidas de polarímetros sin necesidad de manejar engorrosas ecuaciones. Para ello, primero evaluamos el modelo multiparamétrico que mejor describe el ciclo de Fourier del vacío. Luego confirmamos que con un calibrado suficientemente preciso se puede obviar el modelo multiparamétrico para la medida de muestras y usar directamente el método de las pseudoinversas para hallar la matriz de Mueller de dicha muestra.

[1]D. B. Chenault, J.L. Pezzaniti and R.A. Chipman; *SPIE*, **1746**, 231 (1992).
[2] J.M. Sanz (tesis doctoral), Polarimetría de sistemas difusores con microestructuras: efectos de difusión múltiple. (2010).
[3] C. Macías-Romero and P. Török; J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public, **7**, 12004 (2012).
[4] S. Sheng, X. Chen, C. Chen, J. Zhuang, C. Wang, H. Gu and S. Liu; Opt. Lett., **46**, 4618 (2021).
[5] J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault and J. A. Shaw, Applied Optics, **45**, 5453 (2006)
[6] Y. Quéau, F. Leporcq, A. Alfalou. Optics Letters, **43**, 4941

Nanofotónica



XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Spin-photon interface with a van der Waals heterostructure

Nick Vamivakas [1,2,3,4]

[1] The Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA
[2] Center for Coherence and Quantum Optics, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA
[3] Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA
[4] Materials Science, University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA

Contact: nick.vamivakas@rochester.edu

Devices that seamlessly interface localized spins with photons are a fundamental building block for future quantum technology – with applications ranging from quantum memories to quantum sensors. Recently, semiconducting 2D atomically thin materials have been shown to support the generation of quantum light. In this talk I will describe work by our group that is focused on utilizing these same materials in van der Waals heterostructures as a spin-photon interface. Approaches relying on both electrostatic doping and bandstructure engineering will be described.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Development of a novel biosensor to detect SARS-CoV-2 specific antibodies in different sample types and their validation by ELISA

A.M.M. Murillo [1,2], J. Tomé-Amat [3], Y. Ramírez [1,2], M. Garrido-Arandia [3], L.G. Valle [1,4], G. Hernandez-Ramírez [3], L. Tramarin [1,4,5], P. Herreros [1,4,5], B. Santamaría [1,4,6], A. Díaz-Perales [3,4], M. Holgado [3,4,5]

[1] Biophotonics Group, Center for Biomedical Technology (CTB), Universidad Politécnica de Madrid, Parque Científico y Tecnológico de la UPM, Campus de Montegancedo, 28223, Pozuelo de Alarcón, Madrid, Spain
[2] BioOptical Detection SL, Centro de Empresas, Campus Montegancedo, 28223, Pozuelo de Alarcón, Madrid, Spain
[3] Center for Plant Biotechnology and Genomics (CBGP), Universidad Politécnica de Madrid, Parque Científico y Tecnológico de la UPM. Campus de Montegancedo. 28223, Pozuelo de Alarcón, Madrid, Spain
[4] Group of Organ and Tissue on-a-chip and In-Vitro Detection, Health Research Institute of the Hospital Clínico San Carlos, IdISSC. C/ Profesor Martín Lagos s/n, 4ª Planta Sur 28040, Madrid, Spain
[5] Department of Applied Physics and Materials Engineering, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales, Universidad Politécnica de Madrid, C/José Gutiérrez Abascal, 2, 28006, Madrid, Spain
[6] Department of Mechanics, Chemestry and Industrial Engineering, Escuela Técnica Superior de Ingenieros y Diseño Industrial, Universidad Politécnica de Madrid, Roda de Valencia 3, 28012, Madrid, Spain

Contacto: email: ana.martin@ctb.upm.es

Severe acute respiratory syndrome coronavirus 2 (SARS-CoV-2) caused the pandemic that started in 2020 and resulted in millions of infections worldwide. Therefore, there was a demand for a rapid and effective diagnostic system. The work presented here is a collaboration to the situation by proposing a new in vitro diagnostic system based on biophotonic sensing cells (BICELLs) [1-3] in which we immobilize the recombinant virus protein (Figure 1). This new system aims to be able to detect specific antibodies against the virus protein using the interferometric optical detection method (IODM) [4,5], which allows us to have a high screening capacity and the desired detection limits. These experiments allowed us to demonstrate the ability to detect total Ig and the different titers of specific antibodies (IgG, IgM, and IgA) in serum (Figure 2A) and saliva, without signal amplification or the use of reporter molecules.

Finally, the results obtained with our technology were compared with those obtained by ELISA, as previously reported for other molecules[6], observing a significant correlation between the two techniques (see Figure 2B).

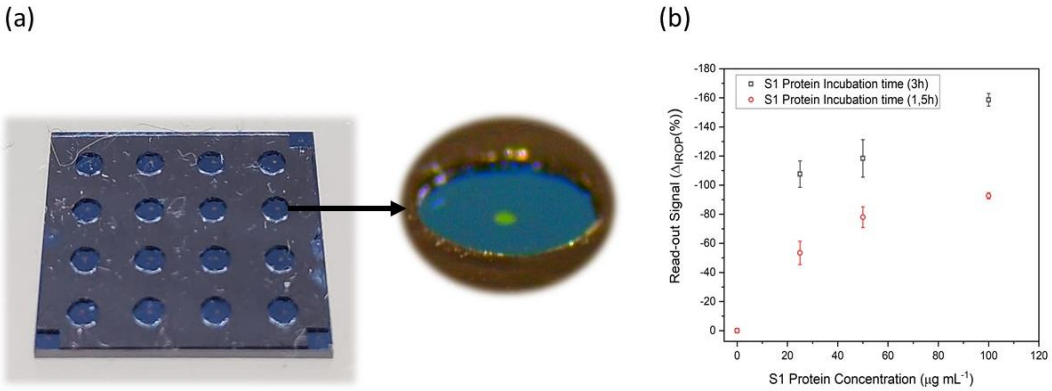


Figure 1.). (A) Biokits used in the experiments containing 16 BICELLs of 200µm. At right there is a detail of one of these BICELLs. (B) Sensing recognition curve for 200 µm BICELLs. Calibration curve of the concentration of immobilized virus protein vs ΔIROP (%) measurement after incubation at different times.

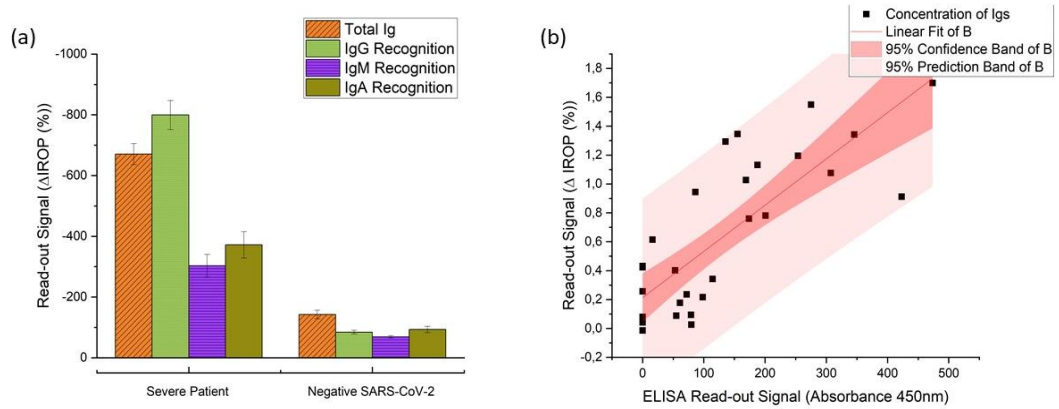


Figure 2. (a) Measurement of total Ig and specific immunoglobulins (IgG, IgM, and IgA) for a severe patient and a SARS-CoV-2 negative case are shown. (b) Linear fitting between the absorbance at 450nm obtained and ΔIROP (%) measurement.

[1]M. Holgado et al.; *Sensors,* **14** (2014).
[2]A. Lavín et al.; *Sensors and Actuators B Chemical,* **176,** 753, (2013).
[3]F.J. Sanza et al.; *Biosensors and Bioelectronics,* **26,** 4842, (2011).
[4]M.V. Maigler et al.; *IEEE,* 1, (2018).
[5]M. Holgado et al.; *Sensors and actuators,* **236,** 765, (2016).
[6]M. Laguna et al.; *Sensors,* **20,** (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Direct and sensitive COVID-19 serology based on a plasmonic biosensor

Olalla Calvo-Lozano, Miquel Sierra, Maria Soler, M.-Carmen Estévez and Laura M. Lechuga

[1] Nanobiosensors and Bioanalytical Applications Group (NanoB2A), Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology (ICN2), CSIC, CIBER-BBN and BIST, Campus UAB, 08193 Bellaterra, Barcelona, Spain

Contact: olalla.calvo@icn2.cat

Serological tests are essential for the control and management of COVID-19 pandemic, not only for current and historical diagnostics but especially for surveillance, epidemiological, and acquired immunity studies. Clinical COVID-19 serology is routinely performed by enzymatic or chemiluminescence immunoassays (i.e., ELISA or CLIA), which provide good sensitivities at the expense of relatively long turnaround times and specialized laboratory settings. Rapid serological tests, based on lateral flow assays, have also been developed and widely commercialized, but they suffer from limited reliability due to relatively low sensitivity and specificity. We have developed and validated a direct serological biosensor assay employing proprietary technology based on Surface Plasmon Resonance (SPR). The biosensor offers a rapid -less than 15 min- identification and quantification of SARS-CoV-2 antibodies directly in clinical samples, without the need of any signal amplification. The plasmonic biosensor device employs a multi-antigen sensor biochip, combining the two main viral antigens (RBD peptide and N protein), for simultaneous detection of human antibodies targeting both antigens. The SPR serology assay reaches detection limits in the low ng mL^{-1} range employing polyclonal antibodies as standard, which are well below the commonly detected antibody levels in COVID-19 patients. The assay has also been implemented employing the first WHO approved anti-SARS-CoV-2 immunoglobulin standard. We have carried out a clinical validation with COVID-19 positive and negative samples (n=120) that demonstrates the excellent diagnostic sensitivity (99%) and specificity (100%)[1]. This positions our biosensor device as an accurate, robust, and easy-to-use diagnostics tool for rapid and reliable COVID-19 serology.

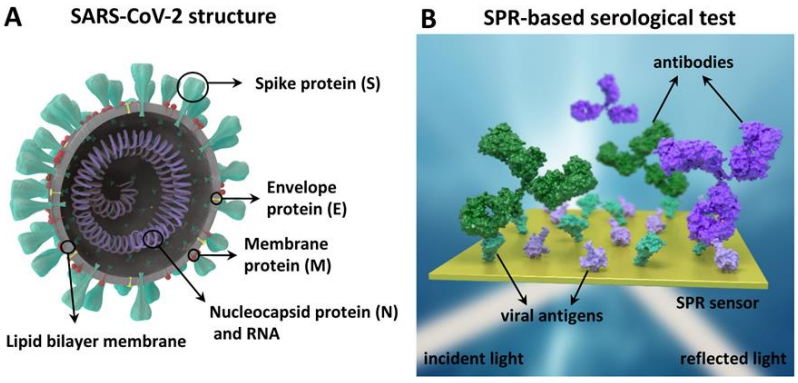


Figure 1: (A) SARS-CoV-2 virus structure; (B) Scheme of the two-antigen co-immobilized sensor biochips employed in the SPR biosensor for COVID-19 serology.

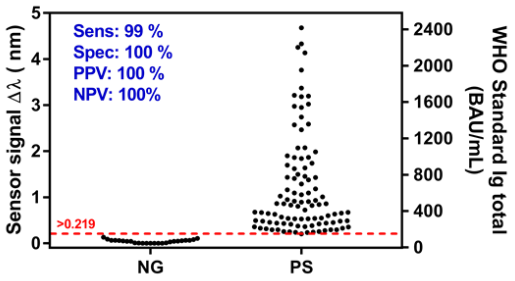


Figure 2: Sensor signal distribution of 100 COVID-19 positive (PS) and 20 negative (NG) clinical samples. Total Ig concentration calculated from the WHO Standard calibration curve is shown in the right axis. Sensitivity, specificity, PPV, NPV and threshold are also shown.

ACKNOWLEDGEMENTS:
We acknowledge Aix-Marseille Université and H2020 Research and Innovation Programme of the European Commission (H202-SC1-PHE-CORONAVIRUS-2020, CONVAT Project, No. 101003544). Also, we thank the Vall d'Hebron Hospital Universitari, Vall d'Hebron Research Institute (VHIR), CiberRes (Centro de Investigación Biomédica en Red de Enfermedades Respiratorias), Hospital Clinic of Barcelona and the Institut d'Investigacions Biomèdiques August Pi i Sunyer (IDIBAPS) for the sample collection and processing.

[1] O. Calvo-Lozano, M. Sierra, M. Soler, M.-C. Estévez, L. Chiscano, A. Ruiz-Sanmartin, J. C. Ruiz-Rodriguez, R. Ferrer, J. J. González-López, J. Esperalba, C. Fernández-Naval, L. Bueno, R. López-Aladid, A. Torres, L. Fernández-Barat, S. Attoumani, R. Charrel, B. Coutard and L. M. Lechuga; *ChemRxiv* (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Dispersión Raman mejorada en superficie mediada por la adsorción de nanopartículas metálicas generadas con láser sobre óxido de grafeno

Sergio Molina-Prados[1], Ana Cros[2], Gladys Minguez-Vega[1] y Núria Garro[2]

[1] GROC·UJI, Institut de Noves Tecnologies de la Imatge (INIT), Universitat Jaume I (Av. Sos Baynat, s/n, 12071, Castelló, España)

[2] Institut de Ciència dels Materials (ICMUV), Universitat de València (Av. Catedràtic Beltran 2, 46980, Paterna, España)

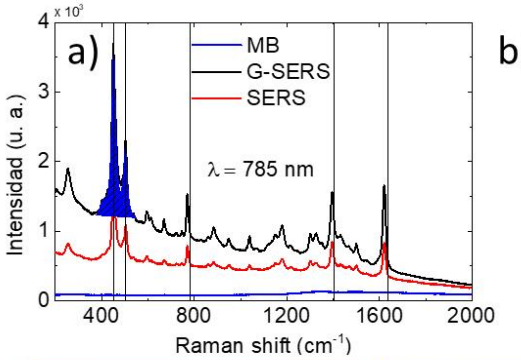
Contacto: molinapr@uji.es, nuria.garro@uv.es

La espectroscopia Raman proporciona una huella dactilar de la composición y la estructura de la mayoría de los materiales de forma rápida y no destructiva. Sin embargo, la eficacia de la dispersión Raman es mucho menor que la de otros procesos ópticos. Así bien, la señal Raman pueden ser indetectable cuando la cantidad de material a analizar es baja o hay otras señales de fondo que enturbian su detección, como la fluorescencia. Una forma de aumentar la intensidad de la señal Raman es gracias al fenómeno conocido como dispersión Raman mejorada en superficie (SERS), una técnica espectroscópica que llega a mejorar la eficiencia de dispersión hasta en 9 órdenes de magnitud. Este fenómeno se explica por el acoplamiento de la luz con los plasmones de las nanoestructuras metálicas[1]. Uno de los inconvenientes del SERS son las inconsistencias en las intensidades y la aparición de picos espúrneos. Así bien, una solución prometedora es el uso de materiales bidimensionales, como el grafeno, como sustrato SERS. La estructura hibrida de grafeno y nanopartículas (NPs) de metal se ha denominado sustrato G-SERS. De este modo, en este estudio proponemos el uso de un sustrato basado en láminas de óxido de grafeno (GO) decoradas con NPs metálicas coloidales sintetizadas mediante la técnica de ablación láser[2] en líquidos para una posible mejora del fenómeno SERS de la molécula de azul de metileno (MB). Una correcta distribución y adsorción de las NPs sobre las láminas de GO puede mejorar la reproducibilidad de las medidas SERS.

En este estudio demostramos cómo en circunstancias en las que la dispersión Raman proporciona una señal tenue y la detección de moléculas orgánicas en bajas concentraciones es prácticamente inidentificable, el uso de sustratos SERS con NPs de oro (Au) y plata (Ag) con y sin GO ha mejorado la intensidad de la señal Raman. Debemos comentar que con el depósito de MB sobre los sustratos SERS y G-SERS, además de la correcta selección de longitudes de onda, la intensidad del efecto Raman aumenta obteniendo el espectro característico del MB, tal y como se muestra en la Fig. 1a). La cuantificación del factor de mejora (EF) se ha realizado integrando el área bajo los picos de mayor intensidad y compararlos con los espectros del Raman convencional. Es por ello por lo que tanto el uso de sustratos SERS como G-SERS evidencia el aumento de la señal Raman. Por otro lado, al emplear sustratos G-SERS, mejoramos la reproducibilidad de las medidas al reducir la variación relativa del EF medio al realizar diversos espectros, ver Fig. 1b).

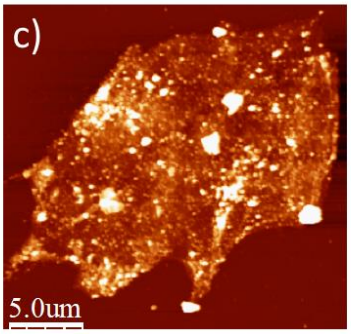
Estos sustratos se han caracterizado mediante mapas de dispersión Raman y AFM, Microscopía de Fuerza Atómica, realizados sobre las mismas zonas de la muestra (colocalización). De este modo, podemos obtener mapas de las zonas de alta intensidad SERS mientras que realizamos las técnicas de AFM y Microscopía de Fuerza con Sonda Kelvin (KPFM) para obtener la topografía y el potencial superficial del material[3].

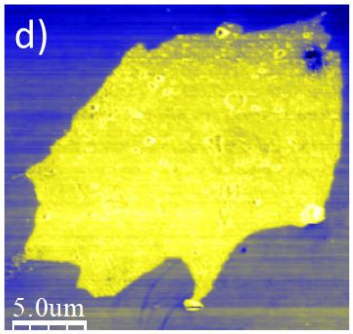
Esta novedosa técnica nos permite observar la deposición del MB sobre los sustratos G-SERS y la intensidad integrada en cada una de las diferentes zonas, concluyendo que la región de alta intensidad se encuentra sobre las láminas de GO decorados con NPs, mientras que no es posible detectar el Raman del MB en ausencia de estas, ver Figs. 1c)-e). Así, una de las claves para que se produzca el efecto SERS es la correcta distribución de las NPs para estructurar uniforme y homogéneamente las superficies de los sustratos. Los sustratos SERS crean pequeñas islas por la aglomeración de las NPs al verse atraídas entre ellas, esto genera zonas de alta intensidad conocidas como *hot spots* muy restringidas donde se intensifica la señal y también zonas muy amplias donde la señal Raman es indetectable debido a la baja concentración de NPs. En cambio, con la deposición de nanopartículas en láminas de GO se consigue una distribución más homogénea de estas, nanoestructurando la superficie del sustrato, aumentando así la cantidad de zonas de alta intensidad que mejoran los espectros. Además, al emplear sustratos G-SERS la superficie de estos abarca una decena de micras, creando una región lo suficientemente grande para que la reproducibilidad de las medidas mejore.



b)

NPs	SERS (EF)	G-SERS (EF)
Au	3460 ± 1410 (41%)	5300 ± 1480 (27%)
Ag	1150 ± 390 (34%)	2930 ± 790 (26%)





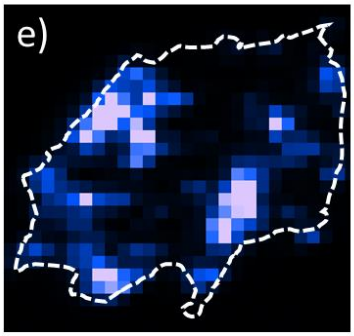


Figura 1: a) Espectros de MB empleando dispersión Raman convencional, sustratos SERS y G-SERS con NPS de Au. b) Tabla de valores de los factores de mejora medios en función del sustrato SERS o G-SERS y el material empleado en la síntesis de NPs. c) Imagen de la topografía superficial de una lámina de GO decorada con NPs de Au, escalada de 0 a 100 nm. d) Imagen del potencial superficial, CPD de 0 a 190 mV. e) Mapa de las zonas de alta intensidad SERS debido a la existencia de *hot spots* en la lámina.

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen a Serveis Centrals d'Instrumentació Científica (SCIC) de la Universitat Jaume I el uso de los láseres y al Servei Central de Suport a la Investigació Experimental (SCSIE) de la Universitat de València por el uso de los equipos empleados de caracterización Raman - AFM.

[1]B. Sharma and R. Frontiera; *Materials Today*, **15**, 16 (2012).
[2]R. Torres-Mendieta and D. Ventura-Espinosa; *Scientific Reports*, **6**, 30478 (2016).
[3]W. Melitz and J.Shen; *Surface Science Reports*, **66**, 1 (2011).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

IRRADIACIÓN LÁSER EN ESFEROIDES CELULARES MCF-7 Y U-87

Pablo Camarero [1], Francisco Sanz [2], Marta Quintanilla[1] y Patricia Haro-González[1]

[1] Departamento de Física de Materiales e Instituto de materiales Nicolás Cabrera, Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de Madrid, Ciudad Universitaria de Cantoblanco, C. Francisco Tomás y Valiente, 7, 28049 Madrid, España
[2] Departamento de Biología, Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de Madrid, Ciudad Universitaria de Cantoblanco, C. Darwin, 2, 28049 Madrid, España

Contacto: pablo.camarerol@uam.es

Durante las últimas décadas, numerosos estudios están empleando el cultivo en 3D para el desarrollo de esferoides multicelulares[1]. En ellos, el metabolismo celular se asemeja más al de un tejido que en los cultivos monocapa. Sus aplicaciones en el ámbito de la biomedicina son diversas: utilizándose como modelo ideal para la reconstrucción de tejidos, en la investigación de cuerpos cancerosos o en test toxicológicos[2]. Uniendo su comportamiento biológico al hecho de que los esferoides son altamente reproducibles y de tamaño y geometría muy controlados, es fácil entender por qué en muchas situaciones están contribuyendo a cubrir el salto que hay desde los ensayos en cultivo celular monocapa y experimentos *in vivo*[3]. Por ejemplo, en los trabajos de Wartemberg *et al.*[4] se han utilizado esferoides de células tumorales de próstata para conocer la respuesta de estas células a antioxidantes utilizados en la medicina tradicional china. En este sentido, el uso de luz en el infrarrojo cercano (*NIR*), donde los tejidos biológicos presentan mayor transparencia, se está proponiendo cada vez más en técnicas diagnósticas y terapéuticas[5]. En este trabajo nos proponemos explorar la respuesta de esferoides tumorales ante irradiaciones láser en tres longitudes de onda típicamente usadas: 808, 980 y 1450 nm.

Se ha trabajado con esferoides preparados en pocillos de fondo antiadherente de tipo U, para producir esferoides de ≈200 µm; cultivándose dos tipos de esferoides según la línea celular que los forman: esferoides tipo MCF-7, de tejido epitelial humano de cáncer de mama (adenocarcinoma), y esferoides tipo U-87mg, también de tipo epitelial, pero correspondientes a tumor cerebral humano (glioblastoma astrocitoma primario). La morfología y la manera en la que se adhieren estas células entre ellas para formar el esferoide resulta ser una diferencia fundamental (figura 1), que puede suponer diferentes respuestas en su comportamiento frente a la iluminación. Por un lado, las células MCF-7 presentan una forma aproximadamente prismática en cultivo monocapa, y crecen juntándose entre ellas estrechamente, lo cual genera esferoides compactos (figura 1((a)-(b)). Por el contrario, las células U-87 presentan una morfología más alargada, desarrollan ramificaciones (pseudópodos), y tienden a asociarse dejando más espacio intercelular, es decir, los esferoides producidos son menos densos (figura 1(c)-(d)).

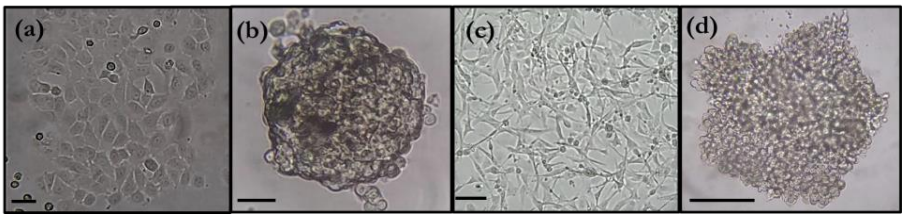


Figura 1: (a) Células MCF-7 (b) Esferoide de células MCF-7 (c) Células U-87 (d) Esferoide de células U-87 Escala: 80µm

Para realizar las irradiaciones, los esferoides se transfieren a un medio basado en tampón fosfato salino (*PBS*, del inglés *phosphate buffered saline*). Esto se debe a que el *PBS* presenta mayor transparencia que el medio de cultivo y permite su supervivencia durante un tiempo suficiente

para llevar a cabo el experimento. La irradiación de la muestra conlleva una absorción por parte de esta, lo que se traduce en el aumento de temperatura en propio esferoide.

En general, la supervivencia celular ocurre solamente en un rango estrecho de temperaturas alrededor de los 37 ºC. y un aumento de ≈5 ºC ya puede provocar hipertermia. Si esta situación se prolonga suficientemente o si tiene lugar a temperaturas aún mayores, puede dar lugar a la muerte celular. Para cuantificar en el microscopio el estado de los esferoides, hemos medido su cambio de tamaño durante el tratamiento, ya que es síntoma de muerte celular.

Hemos observado que, al ser irradiados, los esferoides sufrían una reducción de tamaño. Este hecho se ha estudiado en función de la potencia láser aplicada y su longitud de onda, a lo largo del tiempo para ambos casos. Este estudio permite concluir que tanto el aumento de potencia de irradiación (figuras 2a y 2b), como el uso de longitudes de onda en las que la absorción del *PBS* es mayor, generan una mayor reducción de los esferoides. Ambas observaciones son consistentes con un aumento térmico a rangos que pueden provocar la muerte celular. Para concluir, se observan diferencias en la reducción final de las dos líneas celulares, que podrían tener origen en la distinta densidad de partida de los esferoides (figura 3).

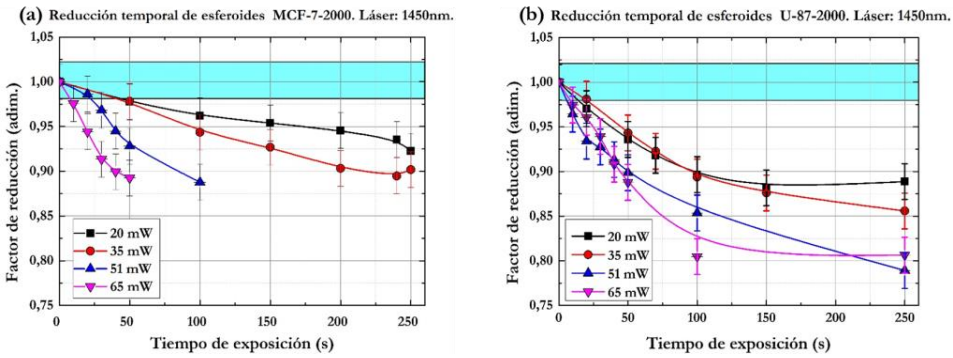


Figura 2: Reducción temporal a diferentes potencias láser (a) MCF-7-2000 (b) U-87-2000

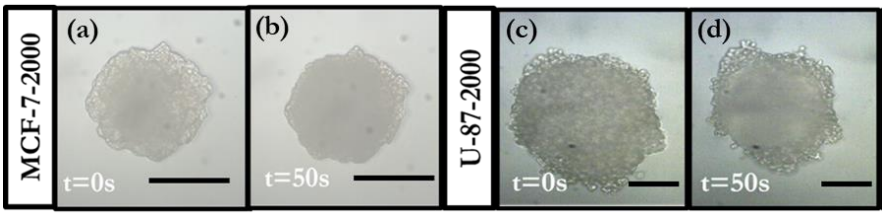


Figura 3: (a)-(b)Esferoides MCF-7 (c)-(d) Esferoides U-87. Escala: 160µm

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación de España (PID2019-106211RB-I00 and PID2019-105195RA-I00) and por la Universidad Autónoma de Madrid y la Comunidad Autónoma de Madrid (SI1/PJI/2019-00052).

[1]J. Meseguer, *et al.*, *Eubacteria*, **34,** 15 (2015)
[2]K. Juárez-Moreno *et al., Mundonano*, **13,** 25 (2020)
[3]A.S. Mikhail, *et al.*, *PloS One*, **8**(4), (2013)
[4]M. Wartenberg *et al. Lab Invest*, **83 (1),** 87 (2003)
[5] B. Schreader *et al., Jornal of Moleculare Structure,* **408-409**, 23 (1997).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

FIBER BASED OPEN CAVITIES: a tunable alternative for the perovskite laser development.

Jesús Ortiga-Fibla, Isaac Suárez, Juan Martínez Pastor & Guillermo Muñoz-Matutano

Instituto de Ciencia de Materiales, Universidad de Valencia, P.O. Box 22085, 4607, Valencia, Spain.

Contact: jesus.ortiga@uv.es

In the recent decades, optical microcavities have attracted a great deal of interest in photonics. There is a wide range of experiments and technologies that rely on or include microcavities[1]. In this context, open cavity systems offer a great advantages[2]. Fabry-Perot (FP) or Whispering-Gallery-Modes (WGM) microcavities generally lack of the sample access and tunability. However, open cavity systems provide direct access to the sample and the ability to spectrally tune the cavity by changing its longitude. Here, we present a fiber based open cavity set up (Fig. 1-a). The systems consist on two Distributed Bragg Reflector (DBR) that are facing to each other. One of them is a planar DBR where the samples will be deposited. The other is a concave mirror embedded at the tip of an optical fiber. These two DBRs can be moved, changing the distance between them and tunning the cavity.

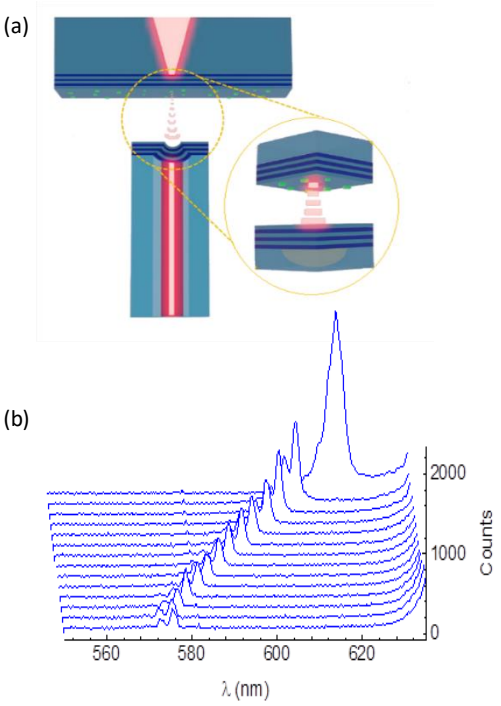


Figure 1: (a) open access optical microcavity. (b) Tunability of the cavity mode changing the distance between the mirrors.

In this work, we present a qualitative characterization of this fiber based cavity and some measures of the coupling of the cavity modes with metal halide perovskites (MHPs) film optical emission. These materials are very interesting to study light-matter interaction phenomena. MHPs have attracted a great deal of interest in many fields such as photovoltaics due to its high efficiency in energy conversion[3], or in laser, showing low lasing thresholds[4,5]. As advantages, MHPs are easy to produce by chemical synthesis, it shows high emission efficiency and high binding energies for excitons.

The characterization process initiates with the study of the cavity modes without samples inside. The wavelength of the mode is directly proportional to the cavity length. Then, if we change the distance between the two mirrors, the resonance will move too (Fig1-b). Once we have seen the modes, we can measure the spatial image of the transmission to compare it with the theoretical predictions. If we assume that our system doesn't have absorption, is homogeneous and is a dielectric media, light beams follow the Helmholtz equation (Eq. 1). If we apply the paraxial

approximation, scalar approximation and the slowly varying envelope approximation, we obtain a simplified version of Helmholtz equation (Eq. 2).

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2}\partial_t^2\right)\vec{E}(\vec{r},t) = 0 \qquad (1)$$

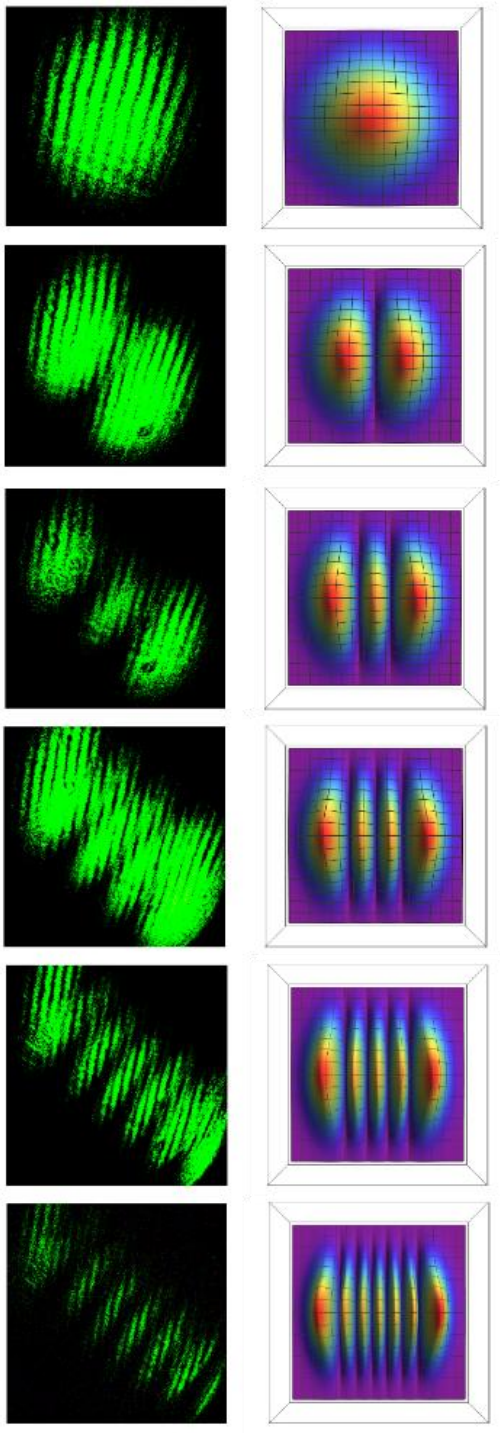
$$\nabla_\perp^2 A - 2i\beta_0\partial_z A = 0 \qquad (2)$$

Gaussian modes are solution to this equation so we can compare our images with theoretical simulations (Fig.2) and check that our images correspond to a Hermite-Gauss mode (Eq. 3 and 4).

$$HG_{nm}(x,y,z) = U_0\tilde{u}_n(x,z)\tilde{u}_m(y,z)e^{-ikz} \qquad (3)$$

$$\tilde{u}_n(x,z) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4}\left(\frac{\exp(i(2n+1)\varphi(z))}{2^n n!\omega(z)}\right)^{1/2}\cdot H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)}\right)\cdot$$

$$\cdot\, exp\left(-ikz - ik\frac{x^2}{2R(z)} - \frac{x^2}{\omega^2(z)}\right) \qquad (4)$$



After the preliminary characterization of the cavity modes, we can include a MHP sample to study the coupling of the photoluminescence emission to the cavity. We observed the coupling between cavity and the emitter by conventional Photoluminescence measurements

Our next objective will be to study the quantitative analysis of the coupling of the cavity modes with the optical emission from these materials, both from the spectral and dynamical analysis. The study and development of these coupled systems leads to interesting results for a broad range of applications in enhanced quantum light sources and exciton-polariton-based devices.

[1]D. Hunger, T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T. W. Hänsch and J. Reiche; *New Journal of Physics* **12,** 065038 (2010).
[2]G. Muñoz-Matutano et al; *Nature Materials* **18**, 213 (2019).
[3]F. Li, Y. Li, Y. Cai, P. Li, H. Tang, and Y. Zhang; *Advanced Quantum Technologies*, **2**, 1900060 (2019).
[4]J.P. Correa-Baena et al; *Energy enviromental science* **10**, 710 (2017).
[5]G. Xing et al; *Nature materials* **13**, 476 (2014).
[6]I. Suárez et al; *Advanced Materials* **27**, 6157 (2015)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

DUV-LED Light Extraction Efficiency enhancement using a pillars nanostructure.

Eduardo López-Fraguas[1], Phillip Manley[2], Braulio García-Cámara[1], Sven Burger[2], Ricardo Vergaz[1] and Christiane Becker[3]

[1] Displays and Photonics Applications Group (GDAF), Electronic Technology Department, Carlos III University of Madrid, Avda Universidad 30, Leganés (Madrid), Spain.
[2] Zuse Institute Berlin, Berlin, Germany.
[3] Helmholtz Zentrum Berlin für Materialen und Energie, Berlin, Germany

Contact: edlopezf@ing.uc3m.es

Nowadays, deep ultraviolet light emitting diodes (DUV-LED) have a lot of applications, from sterilization to curing or 3D printing. But one of their main problems is their small light extraction efficiency (around 4%). This limitation mainly comes from the high absorption of light at the p-contact of the LED[1]. In order to analyse the issues of the reference device and check further improvements, we have carried out optical simulations using JCMSuite®, a finite-element method based software.

In Figure 1, the reference structure can be seen at top. We can identify the active layer (light emitter) as the Multiple Quantum Well (MQW) layer of silicon-doped aluminium gallium nitride alloys (in red). Then, the n-contact (green) is made of silicon-doped aluminium gallium nitride alloy and p-contact (blue) is composed of magnesium-doped aluminium gallium nitride alloys and magnesium-doped gallium nitride. Then, the platinum electrode (grey) is deposited. The whole device is grown over an aluminium nitride-coated sapphire substrate. Due to the huge difference between the layer thicknesses, we ran simulations over the stack composed by n-contact, active layer, p-contact and electrode (nanometric scale).

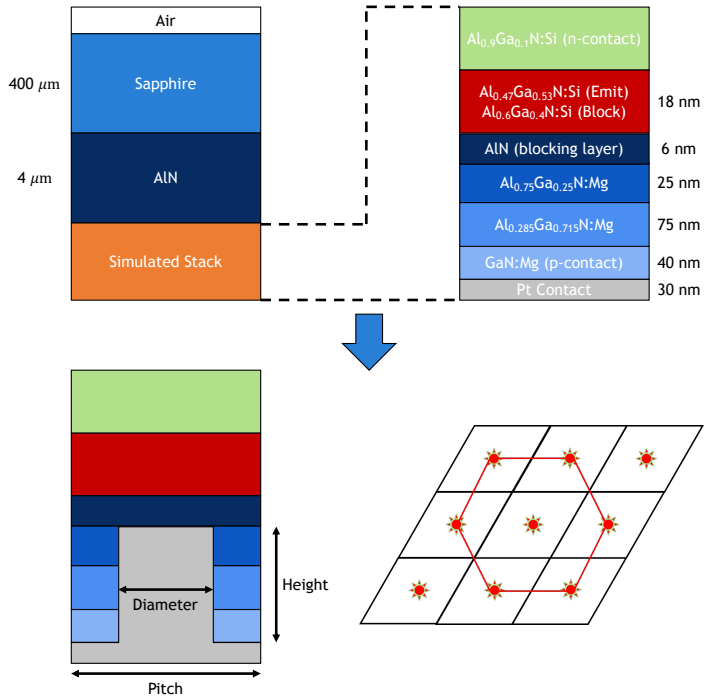


Figure 1: Reference LED structure (top) and proposed nanostructure with hexagonal periodicity (bottom)

In the bottom part, the proposed nanostructure (cylindrical pillars) and the hexagonal periodicity pattern are shown.

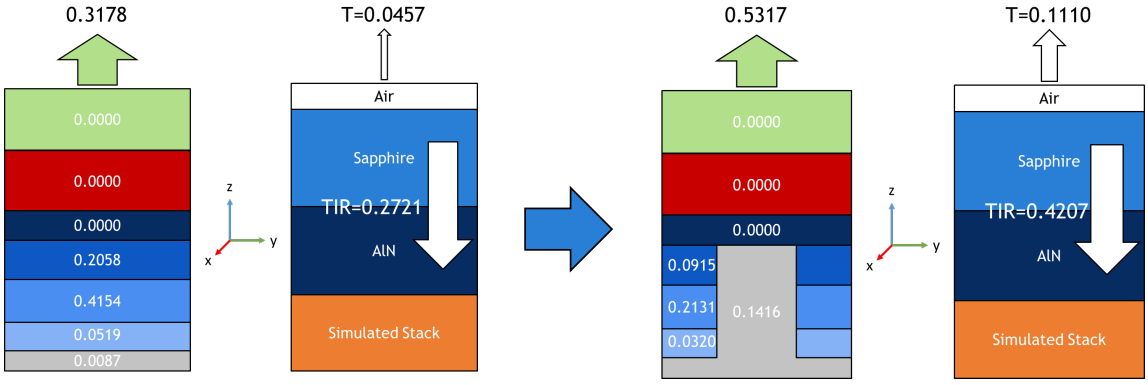


Figure 2: Normalized absorption and transmission of light in reference (left) and nanostructured (right) device.

Figure 2 shows the results of the simulations. On the left side, we can see the normalized absorption and transmission of light for the planar reference. The results are clear, from all the light generated at the active (red) layer, almost 68% is absorbed at the p-contact. Moreover, from the light launched into the substrate (31.78%), only 4.57% will go out, because, due to the Total Internal Reflection (TIR) phenomenon, the remaining 27.21% will be reflected back, and finally also absorbed at the p-contact. So, we can state that the light extraction efficiency of the reference device is 4.57% (assuming that each injected electron-hole pair will generate a photon).

On the right side, the normalized absorption and transmission values are plotted, this time in the nanostructured case. Here, we can see that now the p-contact absorbs 33.66% of the generated light, but now it is also remarkable the absorption at Pt contact (14.16%). This makes that 53.17% of the light travel into the substrate. Unfortunately, only 11.1% can go out, because 42.07% will also suffer from TIR. Despite of this drawback, adding the nanostructure makes the light extraction efficiency twice as bigger as in the reference device, going from 4.57% to 11.1%.

Checking these results, we can say that, even reducing the absorption at p-contact, we still have a lot of losses due to TIR effects. This happens because the active layer does not emit planar waves in a normal direction, actually is a dipolar radiation. And this means that the emitted light is distributed at every angle. Taking into account that the critical angle of the whole stack formed by AlN-Sapphire and Sapphire-Air interfaces is only 25°, most of the light will be lost again at p-contact. Further studies will combine this structure with another one integrated at the upper interfaces, in order to reduce the TIR phenomena or, at least, increase the critical angle.

ACKNOWLEDGEMENTS: Proyect funded by Agencia Estatal de Investigación (AEI) Reference AEI/10.13039/501100011033. ELF wants to express his gratitude to the Ministerio de Educación y Formación Profesional for his doctoral grant (FPU research fellowship Ref. FPU17/00612) and his research stay grant (Ref. EST19/00073).

[1]P. Manley et al.; *Optics Express*, **28**, 3619 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Emissivity and reflectivity measurements on 99% black nanoneedle coatings

Iñigo González de Arrieta[1,2], Jon Mata-Etxaniz[1], Telmo Echániz[3], Jorge Bañuelos-Prieto[4], Renkun Chen[5] y Gabriel A. López[1]

[1] Physics Department, University of the Basque Country UPV/EHU, 48940 Leioa, Spain
[2] CNRS, CEMHTI UPR3079, University of Orléans, F-45071 Orléans, France
[3] Applied Mathematics, University of the Basque Country UPV/EHU, 48013 Bilbao, Spain
[4] Physical Chemistry Department, University of the Basque Country UPV/EHU, 48940 Leioa, Spain
[5] Department of Mechanical and Aerospace Engineering, University of California, San Diego 92093, USA

Contact: inigo.gonzalezdearrieta@ehu.eus

Widespread adoption of concentrated solar power relies on lowering its operational costs, which requires increasingly high temperatures and efficient absorbing materials capable of withstanding these conditions. Commonly used materials with good absorbing properties often are limited by high-temperature oxidation, which motivates the development of coating materials based on oxides. Unfortunately, these materials do not always feature appropriate optical properties, which means that strategies to increase their solar absorptances must be carried out.

Some materials developed for this reason are nanoneedle-based spinel materials. Spinels offer excellent thermal resistance and adequate optical properties, which can be further enhanced by nanopatterning. An original synthesis method has been shown to lead to nanoneedle coatings with 99% absorptances in the solar spectral range[1]. This work reports on the optical characterization of two $CuCo_2O_4$ coatings, one of them additionally coated with an aluminum-doped zinc oxide film (AZO).

The emissivity characterization has been carried out using the custom-made HAIRL emissometer of the University of the Basque Country[2], whereas the Cary Universal Measurement Accessory (UMA) has been used for bi-directional reflectance measurements in the UV-VIS-NIR range. Solar-weighted absorptance values of 99.6 and 99.7% were obtained for the uncoated and AZO-coated materials, respectively. Starker differences are observed in the mid-infrared emittance spectra, for which 84 and 92% total hemispherical emittances were found at 600 °C. The addition of the AZO film also reduces the specular component of the reflected radiation.

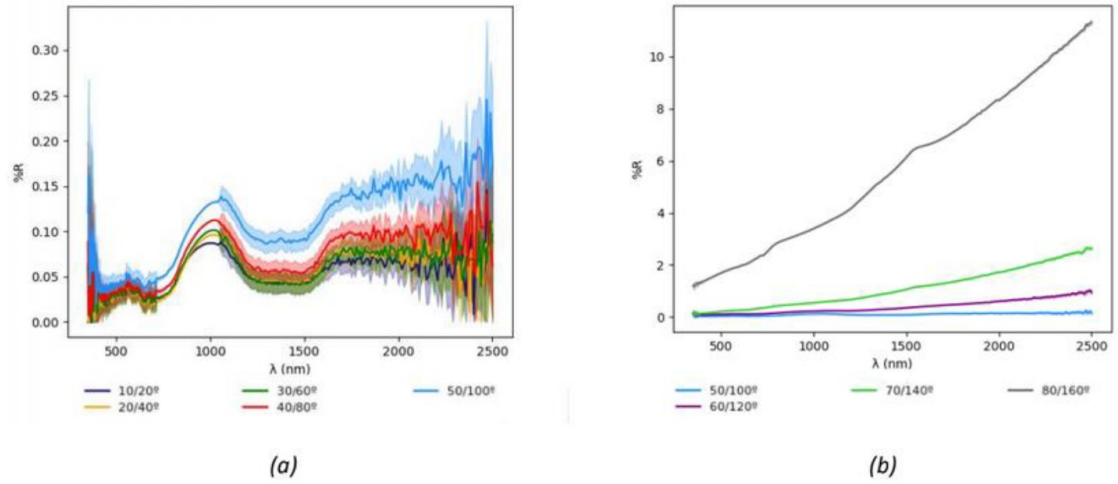


Figure 1: Specular reflectance of the uncoated nanoneedles, as a function of angle and wavelength.

ACKNOWLEDGEMENTS: Iñigo González de Arrieta thanks the Basque Government for its support by means of a post-doctoral fellowship (POS-2020-1-0045). Support from the University of the Basque Country (GIU19/019) and the Basque Government (PIBA-2021-1-0022) is also acknowledged.

[1]E. B. Rubin, S. Shin, Y. Chen, and R. Chen; *APL Materials*, **7**, 031101 (2019).
[2]I. González de Arrieta, T. Echániz, R. Fuente, J. M. Campillo-Robles, J. M. Igartua, and G. A. López; *Metrologia*, **57**, 045002 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Radiationless anapole states in on-chip photonics

E. Díaz-Escobar[1], T. Bauer[2], E. Pinilla-Cienfuegos[1], A. I. Barreda[1,3], A. Griol[1], L. Kuipers[2], A. Martínez[1]

[1] Nanophotonics Technology Center, Universitat Politècnica de València, Camino de Vera s/n, 46022 Valencia, Spain.
[2] Department of Quantum Nanoscience, Kavli Institute of Nanoscience, Delft University of Technology, 2600 GA Delf, Netherlands.
[3] Institute of Applied Physics, Abbe Center of Photonics, Friedrich Schiller University Jena, Albert-Einstein-Str. 15, 07745 Jena, Germany.

Contact: evdiaes@doctor.upv.es

Interference between different radiative modes supported by high-index dielectric particles can eventually lead to scattering cancellation in the far-field, resulting in anapole resonances[1]. Such non-radiative resonance is accompanied by a strong field concentration inside the nanoparticle, which has been used to boost light-matter interaction and to enhance nonlinear effects such as harmonic generation or Raman scattering[2]. So far, all experiments showing anapole resonances, in silicon nanodisks, have been achieved by external normal illumination. In this work, we report on the reduction of scattering produced by silicon nanodisks resulting from anapole resonances when excited on-chip using silicon waveguides at telecom wavelengths for use in photonic integrated circuits. We observe a strong reduction of the top out-of-chip scattering from the silicon disks when the conditions for appearance of the anapole resonance are met. To get further insight into the disk behavior, we performed phase- and polarization-resolved SNOM measurements[3] on the waveguide-disk system at different wavelengths. At wavelength around the expected anapole resonance, we observed the formation of three lobes in the transversal electric field component, a feature not observed at larger wavelengths, and a clear fingerprint of the anapole condition. Our work can pave the way towards integration of silicon disks in complex photonic integrated circuitry for applications such as sensing or nonlinear photonics.

References

[1] A. E. Miroshnichenko et al., Nat. Commun. 6, 8069 (2015).
[2] K. V. Baryshnikova et al., Adv. Opt. Mater. 1801350 (2019).
[3] M. Burresi, R. Engelen, A. Opheij, D. van Oosten, D. Mori, T. Baba, and L. Kuipers, Phys. Rev. Lett. 102, 033902 (2009).

RNO 2021 conectamos 22-24Nov

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

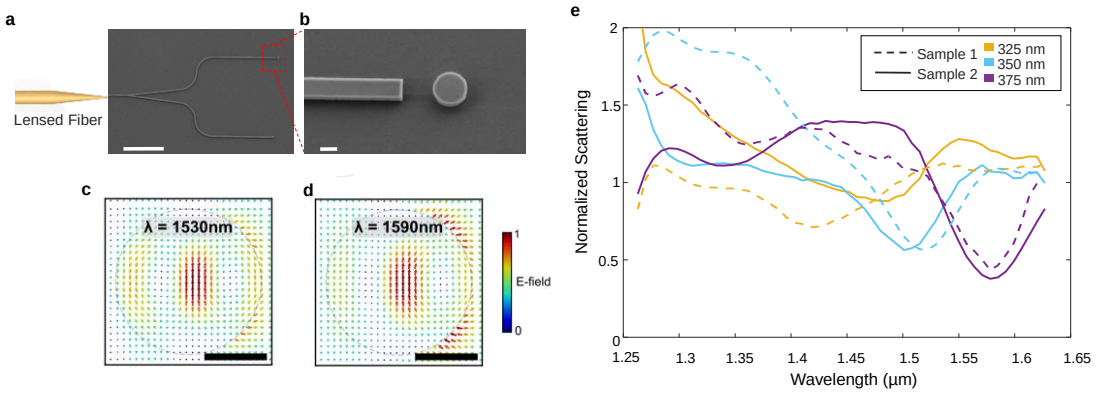


Figure 1: Far-field top-scattering measurements. a, SEM picture of one of the fabricated circuits. Scale bar: 10 mm. b, SEM image showing in detail the disk and the waveguide termination. Scale bar: 400 nm. c, Electric field lines at the anapole and d maximum energy wavelengths under waveguide illumination for a r=350nm disk. e, Experimental results of the normalized top-scattering recorded for disks with different radii (nominal values shown in the figure) in two different samples.

ACKNOWLEDGEMENTS:
Agencia Estatal de Investigación (ICTS-2017-28-UPV-9, TEC2017-90556-REDI, PGC2018-094490-B-C21) and Generalitat Valenciana (PROMETEO/2019/123, IDIFEDER/2020/041, GRISOLIAP/2018/164)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Applications and limitations of effective medium theories for optical studies of composites

Mireia Sainz-Menchón[1], Iñigo González de Arrieta[1,2], Telmo Echániz[3], Gabriel A. López[1]

[1] Physics Department, University of the Basque Country UPV/EHU, 48940 Leioa, Spain
[2] CNRS, CEMHTI UPR3079, University of Orléans, F-45071 Orléans, France
[3] Applied Mathematics, University of the Basque Country UPV/EHU, 48013 Bilbao, Spain

Contacto: msainz015@ikasle.ehu.eus

Effective medium approximations are mathematical models that treat composite media as optically homogeneous by substituting the real multi-phase material with a fictitious single-phase medium with an effective dielectric function. To do this, they require the size of the inhomogeneities to be much smaller than the wavelength. These models have been widely used to characterize all kinds of nanomaterials, from cermet absorbers and granular metals to porous superconductors and powder beds. However, each model is built on different assumptions regarding the topological arrangement of the phases, which are not always compatible with the materials whose properties they are used to predict. Therefore, the most common effective medium approximations and their limitations are reviewed in this work. Then, a generalized version of these theories, the Bergman-Milton spectral representation, valid for all sample topologies, is introduced[1,2]. Differences between models are then explored using numerical simulations of realistic materials.

ACKNOWLEDGEMENTS: Iñigo González de Arrieta thanks Domingos De Sousa Meneses at CNRS Orléans for useful discussions. Financial support from the Basque Government, by means of a post-doctoral fellowship (POS-2020-1-0045), and from the University of the Basque Country (GIU19/019) is also acknowledged.

[1] D. J. Bergman; *Annals of Physics*, **138**, 78 (1982).
[2] A. Nzie, C. Blanchard, C. Genevois, D. De Sousa Meneses; *Journal of Applied Physics*, **126**, 104304 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

High productivity in colloid synthesis with femtosecond lasers by overcoming non-linear effects

Carlos Doñate-Buendía[1,2], Sergio Molina-Prados[1], Francis Rey Cortes[1], Omel Mendoza-Yero[1], Mercedes Fernández-Alonso[1], Jesús Lancis[1], and Gladys Mínguez-Vega[1]

[1] GROC·UJI, Institute of New Imaging Technologies, Universitat Jaume I (Avda. Sos Baynat sn, 12071 Castellón, Spain)
[2] Currently at: Materials Science and Additive Manufacturing, University of Wuppertal (Gaußstr. 20, 42119, Wuppertal, Germany)

Contact: cdonate@uji.es

In the simplest procedure for the synthesis of nanoparticles by means of pulsed laser ablation in liquids (PLAL), the laser radiation impinges on a desired bulk target immersed in a liquid meanwhile it is moving at a constant velocity, then, the laser-matter interaction promotes the extraction of NPs from target that are collected in the liquid as colloids[1]. PLAL has become a promising alternative to conventional methods thanks to the simplicity of the procedure, the eco-friendly technique and the pureness of the obtained nanoparticles.

Let us mention that laser ablation in air for femtosecond pulses provides a better efficiency than for its nano/picosecond counterparts. However, in a liquid environment with a femtosecond laser there is a reduction of its productivity in comparison with longer pulses. This is due to the nonlinear excitation and laser-induced breakdown caused by its huge peak power in the liquid, which reduce substantially the amount of energy that is delivered to the target. In this contribution, we demonstrate that the simultaneous spatial and temporal focusing (SSTF) can be used to improve nanoparticle productivity with femtosecond lasers by avoiding non-linear effects in the liquid. The key idea of SSTF is that diffractive gratings provide a spatial chirp to the femtosecond beam, so the different spectral components are separated and only recombine at the spatial focus of the objective lens[2,3]. Thus, temporal pulse width becomes a function of distance, with the shortest pulse width confined to the spatial focus, hence suppressing detrimental side effects in the liquid. Consequently, femtosecond PLAL with SSTF increases the productivity of the process, which is very attractive for nanoparticle mass production[4].

In order to study the production and the properties of the nanoparticles synthesized by femtosecond PLAL, three different optical setups are implemented. The first setup is based on SSTF technique, later on referred as SSTF system, see Figure 1 (a). It consists on a diffraction grating, sitting at the front focal plane of a gold off axis mirror L_1. The second gold off axis mirror L_2 forms the image of the diffraction grating at the output plane. At the geometric focus of L_2 the different spectral components of the pulse overlap, leading to the shortest pulse duration and the highest peak intensity. The second optical setup is the image optical system (IOS). This configuration is analogous to the one of the SSTF optical setup but just replacing the diffraction grating by a plane mirror and positioning the off axis mirrors L_1 and L_2 in a telescope configuration. The third optical setup is the conventional setup used for laser ablation in liquids, referred as conventional optical system (COS). This system is based on the focalization of the collimated laser beam with a refractive lens onto the surface of the target.

In order to evaluate and compare nanoparticle production in the three different optical systems, ablation of gold targets immersed in water is performed for six different energy values and a liquid layer of 3 mm. The reduced liquid layer was chosen to benefit the IOS and COS as energy losses are lower. In the three systems, the scan velocity was set to 0.75 mm/s. However, nanoparticle

production in IOS was so tiny and difficult to evaluate that for this system it was changed to 0.25 mm/s, leading to a three times longer processing time, to increase nanoparticle production. The productivity (ablated mass per ablation time interval) for every system and pulse energy value is displayed in Figure 1 (b). In comparison with the IOS, the production rate in SSTF is increased by a factor that ranges from 3 at 120 μJ to 9.4 at 180 μJ. If the comparison is with the COS, the production rate is improved by a factor of 1.7 at 120 μJ up to 2.4 at 180 μJ. The increase of the productivity factor with the pulse energy is directly associated with the higher energy losses in the IOS and COS. The value obtained for the pulse energy of 200 μJ is not compared as the high concentration obtained with the SSTF is shielding the laser beam previous to the incidence on the gold target, thus limiting nanoparticle production. Figure 1 (c) provides a visual inspection of the colloids obtained with the SSTF system with the clear increasing of concentration with energy.

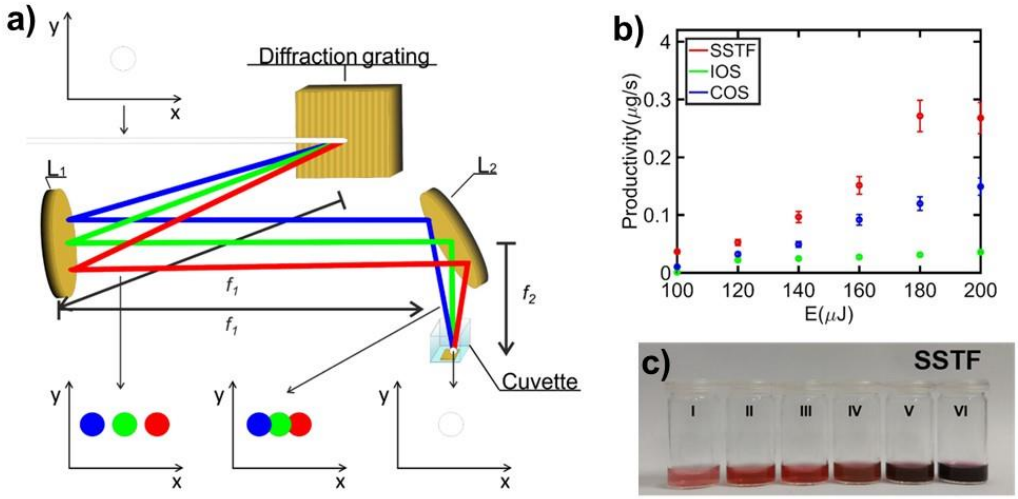


Figure 1: a) Scheme of the setup implemented for PLAL with a SSTF system. b) Productivity of the different setups as a function of the energy for a 3 mm liquid layer. c) Generated colloids for the SSTF system as a function of the pulse energy I=100 μJ, II=120 μJ, III=140 μJ, IV=160 μJ, V=180 μJ, VI=200 μJ,

In conclusion, the SSTF technique has been employed for the first time achieving on focus femtosecond laser pulses for nanoparticle generation by PLAL. The performance of this system is evaluated against an analogous optical system and the standard processing system leading to a productivity increase of 9.4 and 2.4 factors, respectively. This enhancement is proved to be achieved even for a higher fluence of the COS and a 3 times longer processing time in the IOS.

ACKNOWLEDGEMENTS: The authors are very grateful to the 'Serveis Centrals d'Instrumentación Científica (SCIC) of the University Jaume I for the use of the femtosecond laser and microscopy facilities.

[1] D. Zhang, B. Gökce, and S. Barcikowski; *Chem. Rev.*, **117**, 3990 (2017).
[2] G. Zhu, J. van Howe, M. Durst, W. Zipfel, and C. Xu; *Opt. Express*, **13**, 2153 (2005).
[3] D. Oron, E. Tal, and Y. Silberberg; *Opt. Express*, **13**, 1468 (2005).
[4] C. Doñate-Buendía, M. Fernández-Alonso, J. Lancis, and G. Mínguez-Vega; *Photonics Res.*, **7**, 1249 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

LMR based planar waveguided biosensor and its application for Immunoglobulin G antigen detection

Melanys Benítez[1], Pablo Zubiate[1], Abián B. Socorro-Leránoz[1,2,3] and Ignacio R. Matías[1,2]

[1] Department of Electrical, Electronic and Communication Engineering, Los Tejos Building
[2]Institute of Smart Cities, Jerónimo de Ayanz R&D Center
Public University of Navarre, Campus of Arrosadía s/n, 31006, Pamplona, Navarra, Spain
[3]Navarra Institute for Health Research (IdiSNa), Recinto de Complejo Hospitalario de Navarra, C/ Irunlarrea, 3, E-31008 Pamplona, Spain

Contact: melanysbp@gmail.com

The development of resonance-based optical fiber sensors for detecting biomolecules has gained relevance lately due to its interesting properties, such as small size, immunity to electromagnetic interference, wide range of operating temperatures and progress in the research on the different phenomena that can be used for detection. However, despite the advantages of using optical fibers as substrates, many applications require the splicing of the sensor head. Moreover, bending the optical fiber may lead to power losses and incorrect measurements. As an alternative to avoid these issues, planar waveguides such as coverslips are easier-to-handle and more robust structures[1].

On the other hand, by depositing a thin-film of certain materials on the optical substrate it is possible to generate resonant phenomena known as lossy mode resonances (LMRs). Details about LMRs generation principle are given in literature[2]. In this work, a novel sensing technique based on the generation of LMRs onto coverslips is proposed. This sensor is embedded in a microfluidic system to detect antibodies (IgGs), typical cost-effective and useful biomolecules to evaluate the performance of biosensors[3].

Reagents: 1-ethyl-3-(3-dimethylaminopropyl) carbodiimide hydrochloride (EDC) and N-hydroxysuccinimide (NHS), (purchased from Thermo Fisher Scientific). Methacrylic acid/methacrylate copolymer (Eudragit L100), (purchased from Evonik Health Care). Ethanol (EtOH), phosphate buffered saline (40mM PBS, pH 7.4), bovine serum albumin (BSA), IgG/anti-IgG from human serum (purchased from Sigma Aldrich Inc).

Sensor Fabrication and Experimental Setup: A 18x18 mm coverslip is coated with a 60 nm-thickness thin-film of TiO_2 by atomic layer deposition (ALD) technique[4]. The experimental set-up is described in Fig. 1a. White light is transmitted through a multimode optical fiber to a lateral face of a coverslip, which acts as a planar waveguide. The output light crosses a polarizer and is then guided by another multimode fiber to a spectrometer. The coverslip is placed into a poly (methyl methacrylate) microfluidic cell and a temperature control is used in order to maintain the temperature at 26 °C (±0.05 °C)[5]. A peristaltic pump allows to pump the appropriate solution into the flow cell.

Surface functionalization and assay protocol: The sketch of the biosensor is displayed in Fig. 1b. As a first step, the sensor is immersed in 2mM (0.04% w/v) Eudragit L100 copolymer in ethanol, which provides the carboxylic functional groups necessary for the IgG covalent binding. When the sensor is placed inside the microfluidic system, an EDC/NHS solution (2mM/5mM, respectively) is injected and flowed over the Eudragit. A solution of 1 mg/mL IgG in PBS is injected for 1 h. Unreacted IgGs are removed by rinsing with PBS buffer for 10 min. For passivating the surface, BSA 1% (w/v) is injected for 15 min to block unreacted remaining active carboxylic groups and to prevent nonspecific adsorption onto the sensing surface. Once the antibody is immobilized on the coverslip, the assay is completed by injecting different concentrations of anti-IgG (2.5, 5, 10 and 15 µg/mL).

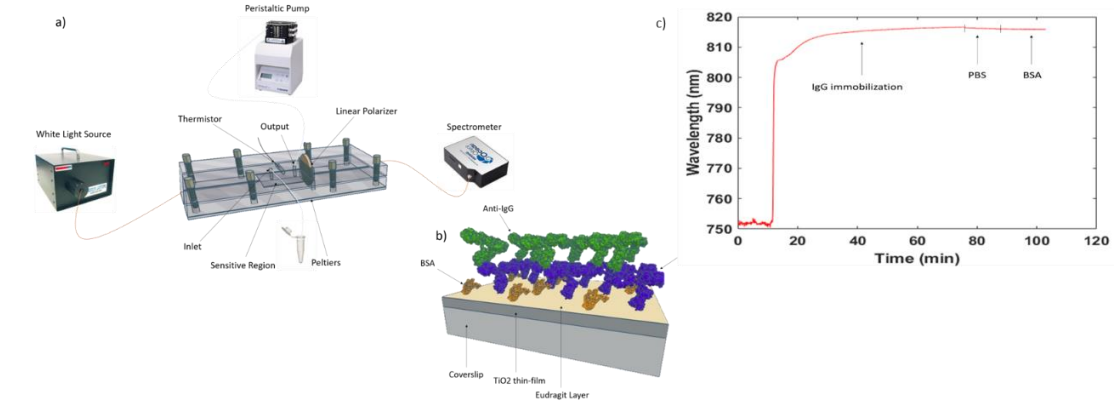


Figure 1: a) Schematic representation of the experimental set-up and the microfluidic system. b) Schematic representation of the surface biofunctionalization and analyte detection. c) Time of the LMR central wavelength during the IgG immobilization process.

Each anti-IgG concentration was injected for 15 min and PBS was circulated for 5 min between each one in order to measure and evaluate the effect of the bioreceptor-analyte binding interaction on the surface.

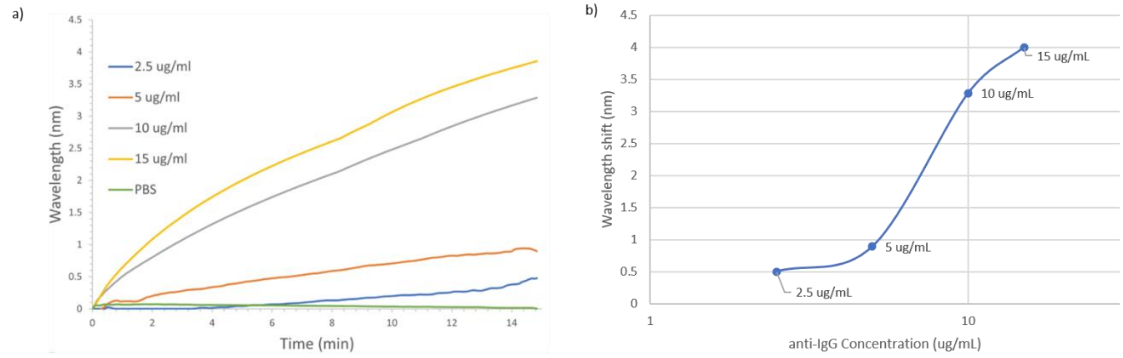


Figure 2: a) Detection curves for different anti-IgG concentrations and baseline corresponding to PBS before starting detection. c) Response curve of the sensor at the studied concentrations.

The IgG/anti-IgG binding interactions on the sensitive surface allowed an increment of the refractive index, which produced that the LMR central wavelength shifted as the concentration of the analyte increased. LOD has been calculated as three times the standard deviation of the blank[6]. By looking Fig. 3a, the LOD obtained for the proposed biosensor is 0.25 µg/mL. Sensor response (Fig. 3b) shows more sensitive behavior between the concentrations of 5 and 10 µg/mL, being almost saturated for 15 µg/mL. Further research will be focus on improving sensor performance and using it for detecting other biomolecules of interest.

[1]O. Fuentes *et al.*; *Sci. Rep.* **9**, 1 (2019).
[2]I. Del Villar *et al.*; *Sensors Actuators, B Chem.* **240**, 174 (2017).
[3]N. Chen *et al.*; *Talanta,* **185**, 243 (2018).
[4]M. Hernáez *et al.*; *Applied Physics,* **49**, 3980 (2010).
[5]F. Chiavaioli *et al.*; *J. Biophotonics,* **7**, 312 (2014).
[6]F. Chiavaioli et al; *Biosensors*, **7**, 23 (2017).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Silicon nitride platform for photonic integrated circuits: An Open Access Foundry.

Jad Sabek[1], Joaquin Faneca and Carlos Dominguez

Chemical transducers group (GTQ), Microelectronics Institute of Barcelona, National Microelectronic Centre (IMB-CNM, CSIC), Autonomus University of Barcelona Campus (Carrer dels Til·lers, 08193, Barcelona, Spain)

[1]Contact: jad.sabek@imb-cnm.csic.es

One of the main developments expected in digital optical communications is Quantum Computing (QC), and there is a need for the development of related hardware. In the past, the quantum computer was seen as future research still far from a product, where many optic components in free space were required in order to achieve different functionalities. However, as the development of photonic integrated circuits (PICs) advances, the possibility of controlling and guiding a single photon on a chip in order to achieve QC applications with footprints smaller than 2 cm x 2 cm is now achievable, allowing for the possibility of finally bringing the theoretical quantum ideas to the real world.

Silicon nitride is one of the most efficient photonic materials due to its intrinsic properties, which comprises wide transparency (from the visible to the far infrared ranges of the spectrum), low losses, thermal stability, and absence of two photon absorption in telecom bands, allocating the Silicon Nitride technology as one of the most promising for photonic integrated platforms in quantum computing. Within this context, we present the current state and forthcoming developments of our open access photonic foundry based on Silicon Nitride technology CMOS fab. Furthermore, we discuss the access models, supported by generic integration and process design kits (PDKs). Enabled technical features and tools, and application examples into the platform are also outlined[1].

Silicon Nitride technology characteristics:

IMB-CNM has been a pioneer foundry since the late 90's in the field of photonic sensors[1] exploiting silicon nitride, contributing to many key developments in the field. Following up with their efforts on silicon nitride-based sensing, IMB-CNM has participated as well in the development of a platform for integration of photonic circuits.

The Silicon Nitride photonics integration platform is based on a moderate confinement technology aiming at covering a wavelength range from the VIS to the long NIR (400-3700 nm) for photonic integrated applications such as biophotonics, tele/datacom and sensing.

Silicon Nitride structures fabricated using an i-line stepper (500 nm resolution) are performed with CMOS compatible fabrication equipment. The process makes use of 100 mm (4 inch) Si wafers. A layer stack of SiO2/Si3N4/SiO2 is formed on top of the wafer as follows. Firstly, a SiO2 buffer (2.5 µm thick) is grown by thermal oxidation of the silicon substrate. Following a 300 nm thick Si3N4 layer is deposited via LPCVD. Basic waveguide cross sections for NIR (nitride film 300 nm height, shallow 150/300, deep 300 and mini-deep 150 nm). The process technical features include thermo-optic tuners and selective area trenching.

Open Access Foundry

The multi project wafer (MPW) approach consists on the fabrication of the PIC in a batch or fabrication run where the wafer surface can sharing costs with other costumers and hence, cover the expenses of only the specific area of the chip.

A Process Design Kit (PDK) is available for the Synopsis/PhoeniX Software platform, containing all the technology related information automatized for the design, simulation and layout of the user components, and the guidelines to submit contributions to the platform. All the processes are briefed in the design manual available through DKLA with VLC Photonics.

The developed blocks produced with the technology are: Low-loss shallow waveguides with 0.3 dB/cm, deep waveguides for sharp bending with < 50 microns radius, 1x2 and 2x2 MMI couplers with arbitrary splitting rations, tunable Mach-Zehnder and Sagnac interferometers Arrayed Waveguide Gratings with custom channel count and wavelength spacing/FSR, Echelles Gratings, ring resonators with Q-factors up to 1M, and more[2].

Whereas the dedicated process approach, strategy is highly recommended to customers with access to licenses and design software by means of their own experts, such as research institutes and universities or for industrialization process companies. Within the fabrication of a large amount of wafers by our technology results more cost effective.

For sensing applications, we present two examples. The bimodal waveguides that shows a very high sensitivity and low limit of detection, improving the Mach Zehnder performances[3], this structures are now for the development of a Covid-19 rapid detection device. Furthermore, a Nanoscopy based on total internal reflection fluorescence structures (TIRF) [4], performed by the Silicon Nitride technology developed in our platform is also shown.

Finally, we present some examples of the devices designed, fabricated, and tested in our platform. In addition, by now, we are implementing more components of the PDKs for the integrated reconfigurable circuits for quantum applications such as Quantum Computing, Neuromorphics, Sensing or Telecommunications.

ACKNOWLEDGEMENTS: We acknowledge the PTI Quantum Technologies Platform (QTEP) at CSIC.

[1] M A.G. Porcel, A. Hinojosa, H. Jans, A. Stassen, J. Goyvaerts, D. Geuzebroek, M. Geiselmann, C. Dominguez, I. Artundo. Optics & Laser Technology **112**, 299 (2019).
[2] P. Muñoz, G. Micó, L. A. Bru, D. Pastor, D. Pérez, J. D. Doménech, C. Domínguez. *Sensors,* **17(9)**, 2088, (2017).
[3] K. E. Zinoviev, A.B., González-Guerrero, C. Domínguez, L.M., Lechuga. Journal of Lightwave Technology, **29(13)**, 1926. (2011).
[4] Ø. I. Helle, D. A. Coucheron, J. C. Tinguely, , C. I. Øie, B. S. Ahluwalia, (2019). Optics express, **27(5)**, 6700.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Low-cost point-of-care biosensor platform for active Tuberculosis diagnosis in human urine samples

Patricia Ramirez-Priego and Laura M. Lechuga

Nanobiosensors and Bioanalytical Applications Group (NanoB2A), Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology (ICN2), CSIC, CIBER-BBN and BIST, Campus UAB Bellaterra, 08193 Barcelona, Spain

Contact: patricia.ramirez@icn2.cat

Tuberculosis (TB), an infectious disease caused by *Mycobacterium tuberculosis* (Mtb), is considered the leading global cause of death from a single infectious agent. Registered incidence rates are scarce, especially in low-resource countries with weak health systems. Moreover, this disease is also re-emerging as a threat to the largest European populations due to the increase in global travel and movement. The early treatment of TB is currently hindered by the lack of rapid and accurate diagnostics tools, especially those that can be applied as point-of-care (POC) platforms in resource-constrained settings. For this reason, a major effort is directed to the development of a prompt and reliable POC platform.

With this objective, we have fully developed a novel POC biosensor platform for fast active TB detection in urine. The novel POC biosensor allows the detection of active TB directly in human urine, taking advantage of the high sensitivity offered by the evanescent wave optical sensors employed. The novel photonic sensor is based on a highly sensitive Mach-Zehnder Interferometer transducer with an on-chip spectral filter and is incorporated in a disposable polymer microfluidic cartridge (see Figure 1). The required elements for light coupling and optical readout are integrated in a prototype instrument, as shown in Figure 1, which allows real-time monitoring, data processing, and controlling of fluid injections into the sensor cartridge.[1]

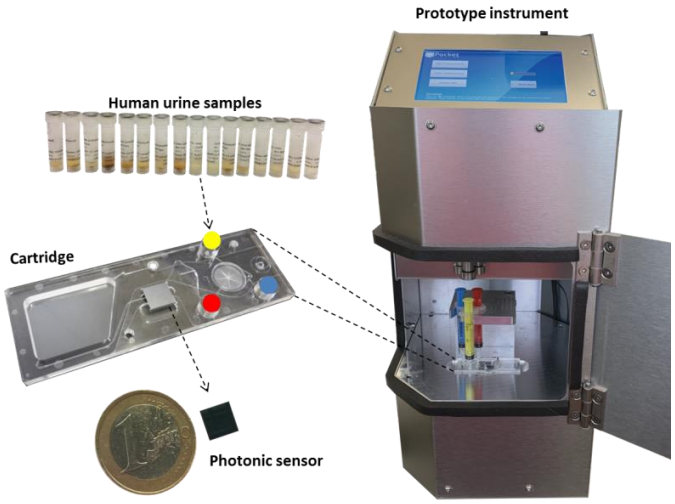


Figure 1: Prototype POC biosensor instrument (right) and main components of the cartridge (photonic sensor chip and microfluidics cartridge) for the analysis of human urine samples.

Among all Mtb biomarkers, we have focused on several biomarkers present in the urine of TB patients, including lipoarabinomannan (LAM), early secretory antigenic target (ESAT-6), culture filtrate antigen (CFP-10), and immunogenic protein (MPT64). The strategy consists of direct and label-free antigen detection in unprocessed urine, previously immobilizing the corresponding antibody by physical adsorption. After a thoughtful optimization, limits of detection in the ng/mL level have been achieved.[2]

The final validation of the POC biosensor platform with twenty clinical samples was performed using the most promising and well-known TB biomarker, LAM. The results demonstrate the ability of our POC platform to discriminate active TB patients in less than 15 minutes. In addition, the results show excellent correlation to those obtained with the gold standard methods recommended by the World Health Organization (WHO), thus, supporting the accuracy of our novel POC platform.[3]

ACKNOWLEDGEMENTS: The work was funded by the European Commission under the FP7 project POCKET (Grant 610389). The POCKET consortium was formed by the ICN2 (Spain), Ghent University (Belgium), IMEC (Belgium), LIONEX Diagnostics & Therapeutics GmbH (Germany), microfluidic ChipShop (Germany), and Trinean (Belgium).

[1]D. Martens, P. Ramirez-Priego, M. S. Murib, A. A. Elamin, A. B. Gonzalez-Guerrero, M. Stehr, F. Jonas, B. Anton, N. Hlawatsch, P. Soetaert, R. Vos, A. Stassen, S. Severi, W. Van Roy, R. Bockstaele, H. Becker, M. Singh, L. M. Lechuga and P. Bienstman; *Anal. Methods*, **10**, 3066 (2018).

[2]Patricia Ramirez-Priego. *Low-cost point-of-care biosensor device for clinical diagnosis in developing countries* [Doctoral Thesis, Autonomous University of Barcelona] (2021).

[3]Patricia Ramirez-Priego, Daan Martens, Ayssar A. Elamin, Pieterjan Soetaert, Wim Van Roy, Rita Vos, Birgit Anton, Ronny Bockstaele, Holger Becker, Mahavir Singh, Peter Bienstman, and Laura M. Lechuga; *ACS Sensors*, **3**, 2079 (2018).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Análisis de la interacción óptica entre dos nanoestructuras en función de su geometría

Lorena Escandell, Carlos Álvarez-Rodríguez, José Manuel Sánchez-Pena y Braulio García-Cámara

[1] Grupo de Displays y Aplicaciones Fotónicas, Escuela Politécnica Superior, Universidad Carlos III de Madrid, Avda. de la Universidad 30, 28911, Leganés, Madrid, España.

Contacto: lescande@ing.uc3m.es

El uso de la interacción resonante entre nanoestructuras ha sido ampliamente utilizado para el desarrollo de distintos dispositivos nanofotónicos, desde nanobiosensores de alta sensibilidad[1] hasta nanointerruptores[2] para aplicaciones en optoelectrónica y computación óptica. La generación de los denominados *hot-spots,* así como la posibilidad de producir complejas distribuciones espaciales del campo electromagnético alrededor de la estructura, hacen que el uso de dímeros, trímeros o arrays de nanoestucturas sean cada vez más usuales en el desarrollo de nanodispositivos fotónicos[3].

En todos estos casos, la geometría de las nanoestructuras es determinante en el nivel de interacción y los modos ópticos resonantes que puedan aparecer en la estructura[4]. Mientras que las secciones circulares son las preferidas en cuestiones teóricas por su simetría y la buena respuesta para la excitación de modos resonantes, las geometrías rectangulares son ideales desde el punto de vista experimental, ya que su fabricación presenta menos retos tecnológicos que las circulares y el estado de la técnica está optimizado para dichas formas.[3]

En el presente trabajo, se ha estudiado la distribución espacial de la luz difundida por un dímero de nanoestructuras bidimensionales, como las mostradas en la Figura 1, en función de las secciones de las mismas (circular, rectangular, cuadrada) para configuraciones tanto simétricas (ambas estructuras con la misma sección) como no simétricas (distintas secciones). Con dicho estudio, se ha buscado tanto maximizar la sección eficaz de *scattering* del conjunto como encontrar cambios significativos en dicha sección eficaz cuando haya cambios en la distancia entre los dos componentes del dímero.

En las Figuras 1 (a)-(c), se muestra la variación del campo difundido en un dímero de sección rectangular para distintos valores de la distancia entre los mismos. Como se observa, la variación de la distancia entre nanobloques cambia la distribución del campo eléctrico a su alrededor, pasando de configuraciones dipolares (Fig. 1a) a cuadrupolares con distinta fase (Figs. 1b, 1c). Por otro lado, las figuras 1 (d)-(e) muestra el caso de un dímero de nanopartículas con sección circular para dos distancias entre los componentes. En este caso, se puede observar como los cambios pueden ser incluso más apreciables; con un cambio en la distribución del campo difundido desde órdenes multipolares bajos (Fig. 1e) hasta multipolos complejos (Fig.1d).

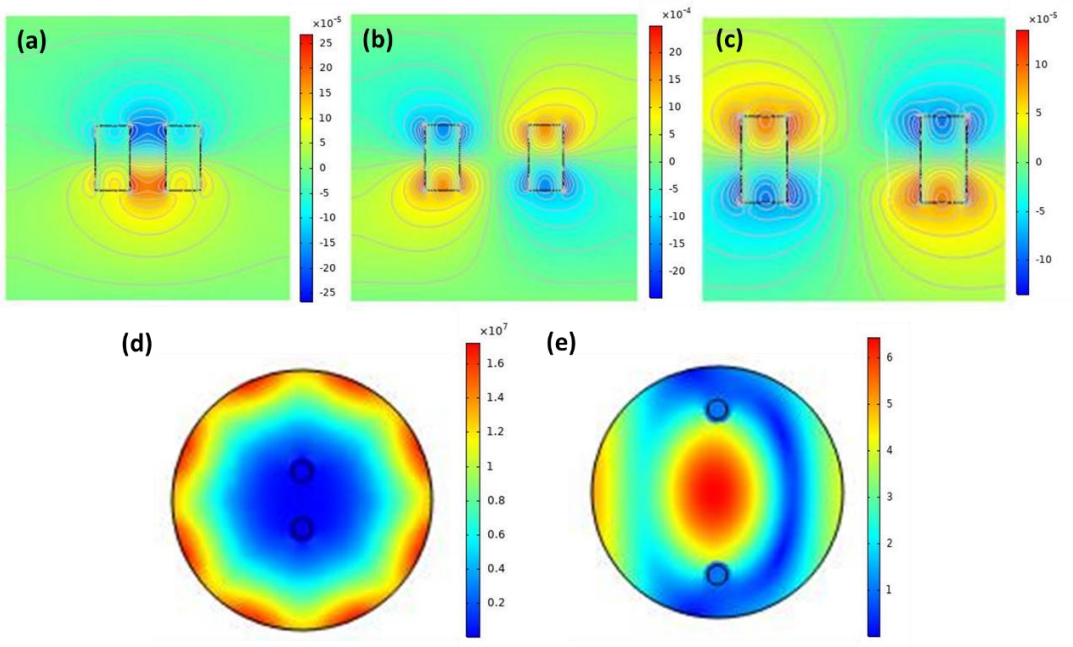


Figura 1. Distribución espacial de la luz difundida por un dímero de nanoestructuras bidimensionales con sección rectangular (a-c) y circular (d-e) para distintas distancias entre las mismas: (a) 255nm, (b) 555nm, (c) 680nm (d) 200nm y (e) 600nm.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo está financiado por la Agencia Estatal de Investigación (AEI) Referencia AEI/10.13039/501100011033. Además queremos agradecer la colaboración del Prof. Ramón Zaera por las discusiones sobre el interés de las geometrías estudiadas y su aplicabilidad.

[1]K. Liu, R. Zhang, Y. Liu, X. Chen, K. Li, and E. Pickwell-Macpherson; *Biomedical Opt. Express*, **12**, 1559 (2021).
[2] B. García-Cámara, J.F. Algorri, A. Cuadrado, V. Urruchi, J. M. Sánchez-Pena, R. Serna, R. Vergaz; *J. Phys. Chem. C.*, **119**, 19558 (2015).
[3] S. Kasani, K. Curtin, N. Wu; Nanophotonics, **8**, 2065 (2019).
[4] P. Albella, B. García-Cueto, F. González, F. Moreno, P. C. Wu, T.-H. Kim, A. Brown, Y.Yang, H.O. Everitt and G. Videen; *Nano Lett.,* **11**, 3531 (2011).
[5] S. G. Nilsson, E.-L. Sarwe and L. Montelius; *Appl. Phys. Lett.,* **83**, 990 (2003).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Design and Characterization of One Dimensional Photonic Crystals based on Nanoporous Anodic Alumina

Alejandro Rojas-Gómez, Laura K. Acosta, Pankaj Kapruwan, Josep Ferré-Borrull and Lluis F. Marsal

Departament d'Enginyeria Electrònica, Elèctrica i Automàtica, Universitat Rovira i Virgili,
Avinguda Països Catalans 26, 43007 Tarragona, Spain

Contact: lluis.marsal@urv.cat

Nanoporous Anodic Alumina (NAA) is a nanostructured metal oxide with outstanding qualities as an optical detection platform. It is obtained as a thin film by anodizing aluminum sheets, a nanofabrication method well established in the scientific literature [1 – 3] that allows us to obtain a set of alumina – based nanoporous materials with different mechanical, morphological and optical properties (distributed Bragg reflectors, omnidirectional mirrors, rugate filters, waveguides, optical microcavities and others) [4]. The optical properties of the materials define their usefulness for a specific application in the field of nanophotonics, but the modifications made to these materials throughout the bulk or at the surface level allow us to broaden the spectrum of possible configurations and generate new ones [5]. Optically active photonic crystals (PCs) based on NAA can be engineered by changing the effective medium and, according to shifts in characteristic reflection signals, high sensitivity optical biosensor systems can be designed [6 – 9]. This work presents the fabrication of photonic crystals based on nanoporous anodic alumina (PCs – NAA) together with their optical and structural characterization. An electrochemical system was used with sinusoidal anodizing profiles, which results into continuous and periodic modifications of the effective refractive index of the alumina and gives it well-defined stop bands, that is, each sample reflects light in specific regions of the electromagnetic spectrum with great efficiency. Changes in the fabrication parameters that control the process and subsequent modifications to the structure directly influence the optical properties of the PCs – NAA. Figure 1 shows the cross – section images (a) and the magnification of the pore modulation (b) and top view (c) of PC – NAA structure and figure 2 shows the reflection spectrum of PC – NAA showing a well-define photonic stop band (incidence angle $\theta = 8^{o}$). The position of the characteristic reflection peak shows interferometric colors depending on the incidence angle and it is located at 659 ± 0.5 nm with FWHM = 14 nm (full width at half maximum).

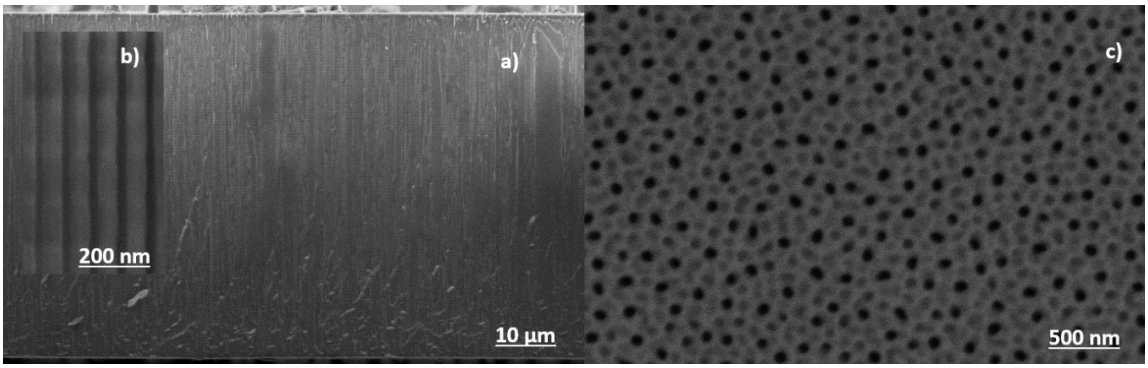


Figure 1: Representative FESEM (Field Emission Scanning Electron Microscope) image of PC – NAA cross – section (a) with magnified section of sinusoidal pore modulations on the left side (b) and top surface view (c).

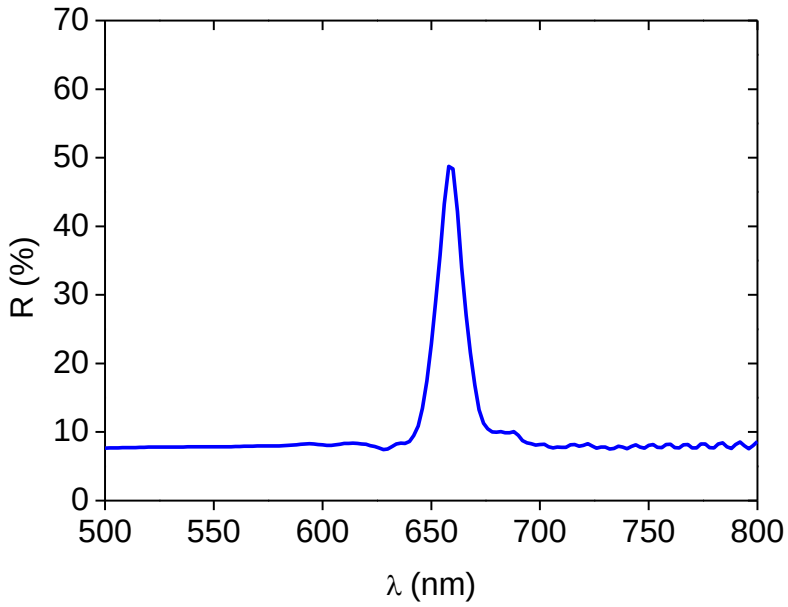


Figure 2: Reflection spectrum of PC – NAA structure in visible – region.

ACKNOWLEDGEMENTS:

This work was supported by the Spanish Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (MICINN/FEDER) RTI2018-094040-B-I00, by the Agency for Management of University and Research Grants (AGAUR) ref 2017-SGR-1527.

References.

[1]A. Santos, J. Ferré – Borrull, J. Pallarès and L. F. Marsal; *Phys. Status Solidi A*, **208**, 668 (2011).
[2]A. Santos, L. Vojkuvka, M. Alba, V. S. Balderrama, J. Ferré – Borrull, J. Pallarès and L. F. Marsal; *Phys. Status Solidi A*, **209**, 2045 (2012).
[3]A. Santos, V. S. Balderrama, M. Alba, P. Formentín, J. Ferré – Borrull, J. Pallarès and L. F. Marsal; *Nanoscale Research Letters*, **7**, 370 (2012).
[4]J. Ferré – Borrull, J. Pallarès, G. Macías and L. F. Marsal; *Materials*, **7**, 5225 (2014).
[5]Ch. S. Law, L. F. Marsal y A. Santos; *Handbook of Nanomaterials in Analytical Chemistry: Modern Trends in Analysis*, **Chapter 9**, 201 (2020).
[6]J. G. Macias, J. Ferré – Borrull, J. Pallarès and L. F. Marsal; *Nanoscale Research Letters*, **9**, 315 (2014).
[7]T. Kumeria, M. M. Rahman, A. Santos, J. Ferré – Borrull, L. F. Marsal and D. Losic; *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **6**, 12971 (2014).
[8]A. Santos, J. H. Yoo, Ch. V. Rohatgi, T. Kumeria. Y. Wang and D. Losic; *Nanoscale*, **8**, 1360 (2016).
[9]L. K. Acosta, F. Bertó – Roselló, E. Xifre – Perez, Ch. S. Law, A. Santos, J. Ferré – Borrull and L. F. Marsal; *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **12**, 19778 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Organic excitonic core-shell nanostructures with plasmon-like properties

C. Estévez Varela, S. Núñez Sánchez, J. Pérez Juste and I. Pastoriza Santos

Functional NanoBioMaterials Group, Departamento de Química Física-CINBIO, University of Vigo, 36310 Vigo, Pontevedra, Spain

Contact: carla.estevez.varela@uvigo.es

Plasmonic fields can be defined as quantized waves in a collection of mobile electrons which are disturbed from their equilibrium positions by light[1]. These light-matter interactions are extremely interesting due the high local field obtained at nanoscale. Nanostructured noble metals have been the most widely studied materials in plasmonics and nanophotonics due to their optical properties within the UV-vis-NIR spectrum[2]. However, plasmonic properties have been recently observed in other non-metallic materials such as organic thin films based on J-aggregates[3].

The main objective of this work is to synthesize an inorganic-organic hybrid nanoparticle which exhibits plasmon-like properties. In order to do that, we used the layer-by-layer methodology to assembly the core-shell nanoparticles formed by a silica core and an excitonic shell formed by densely packed J-aggregates. The role of the silica nanoparticles is being the inorganic template for molecular J-aggregates who will bring the plasmon-like properties to the colloids. The hybrid nanoparticles have been characterized by Transmission Electron Microscopy (TEM), Zeta potential, fluorescence spectroscopy and UV-vis spectroscopy. Their optical response was studied as a function of the number of J-aggregate depositions on the silica surface, which showed the appearance of a new excitonic resonance which can be only justified by a plasmon-like resonance. These experimental results have been confirmed by FDTD simulations revealing the potential use of J-aggregate materials as an excitonic alternative to plasmonics. Finally, we discuss how this new colloidal synthetic route of hybrid excitonic core-shell nanoparticles can push forward the development a new organic route for metamaterials.

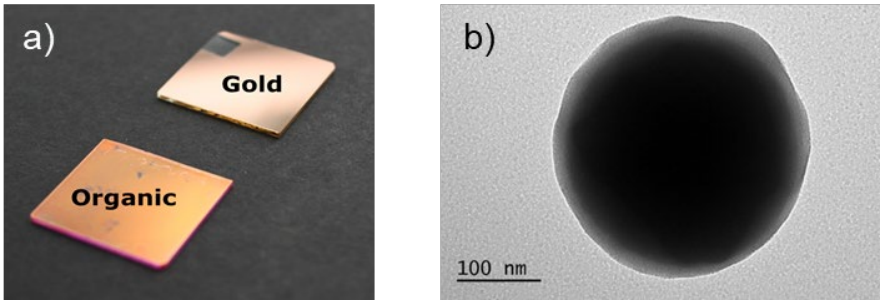


Figure 1: a) Picture of a gold thin film (top) and organic-plasmonic thin film (bottom) deposited on top of a glass. b) TEM image of a silica nanoparticle with an excitonic shell (right).

ACKNOWLEDGEMENTS: C. Estévez Varela acknowledges the funding provided by the *Ministerio de Ciencia y Educación* for a predoctoral scholarship (reference PRE2020-096163).

[1]Y. Xia, D. J. Campbel, J. Chem. Educ., 84 (1), 91 (2007)
[2]G. H. Chan, J. Zhao, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne, J. Phys. Chem C, 112 (36), 13958 –13963 (2008).
[3]M. J. Gentile, S. Núñez-Sánchez, W. L. Barnes, Nano Lett, 14 (5), 2339 – 2344 (2014).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Nonlinear and nonlocal plasmonic response of crystalline few-atom-thick noble metal films

A. Rodríguez Echarri[1], Joel D. Cox[2,3], F. Iyikanat[1], and F. Javier García de Abajo[1,4]

[1] ICFO – Institut de ciències fotòniques, The Barcelona Institute of Science and Technology, 08860 Castelldefels, Barcelona, Spain

[2] Center for Nano Optics, University of Southern Denmark, Campusvej 55, DK-5230 Odense M, Denmark

[3] Danish Institute for Advanced Study, University of Southern Denmark, Campusvej 55, DK-5230 Odense M, Denmark

[4] ICREA – Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, Passeig Lluís Companys 23, 08010 Barcelona, Spain

Contact: arodriguez@icfo.net

Crystalline metallic films are attracting significant attention within the nanophotonics community as a material platform for plasmonics that offers light concentration and manipulation on extreme subwavelength scales with lower intrinsic losses than for plasmons in amorphous metal films[1,2] (see Fig 1a). Recent advances in nanotechnology now enable the fabrication of such crystalline films with nanometer-scale thickness, down to the level of only several atomic monolayers, further boosting plasmon confinement for the miniaturization of next-generation electronic and photonic devices[3]. However, in very thin crystalline metallic films, nonlocal and quantum mechanical effects play a non-negligible role in the dynamics of electrons and their interaction with external electromagnetic fields, manifesting in the spectral features associated with its linear optical response that depend on film thickness and crystallographic orientation. These effects are anticipated to become even more significant when dealing with nonlinear optical phenomena, which necessitate intense optical fields that access additional transitions among quantized electronic states[4].

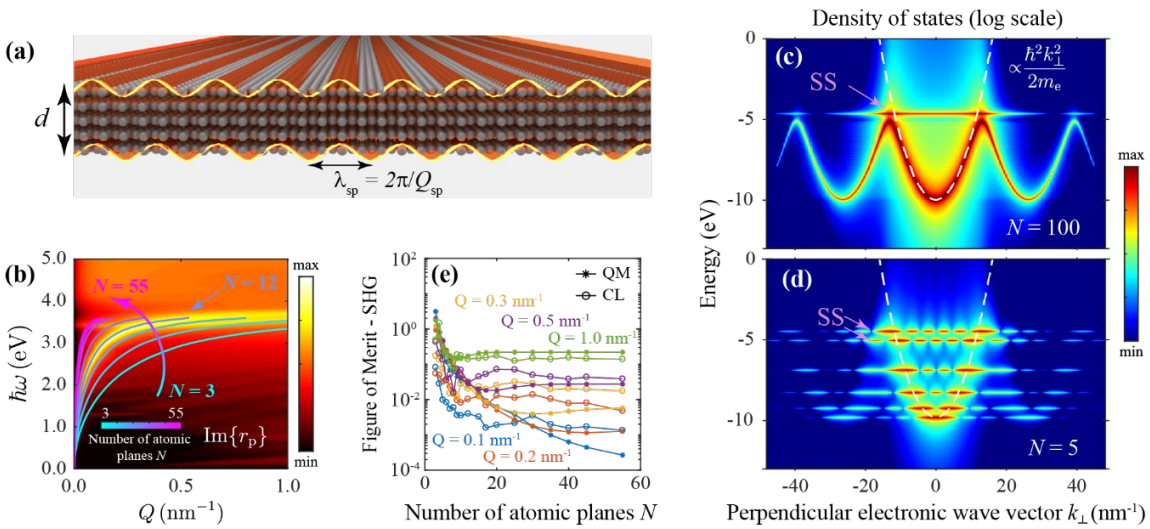


Figure 1: (a) Illustration of surface plasmons (SP) in a few-atom-thick silver (111) film. (b) SP dispersion relation calculated via the loss function (imaginary part of the reflection coefficient) in momentum and energy space. Dispersion curves of SPs for various thicknesses are superimposed on the dispersion map and indicated by the coloured code in the legend. (c,d) Electronic density of states obtained by Fourier-transforming the out-of-plane electronic wave functions for N = 100 and N = 5 Ag(111) atomic layers, respectively. (e) Figure of merit quantifying the nonlinear plasmonic yield using quantum-mechanical (filled circles) or classical (hollow circles) models for selected values of the in-plane parallel wave vector Q.

Our calculations are based on a quantum-mechanical description of salient features in the electronic band structure of noble metal films comprised of stacked atomic layers in a particular crystallographic orientation, including surface states, electron spill-out, and the directional band gap associated with bulk atomic-layer corrugation[2,5]. We compute their optical response in the frame of the random phase approximation (RPA), including electron-electron interaction and the effect of interband transitions originated by core electrons (see Fig 1b). When dealing with atomic length scales, the surface is of paramount importance and their description has been proven to be recast in a set quantum surface-response nonlocal functions known as Feibelman d-parameters[6] that we simulate with our model for copper, gold, and silver with (100) and (111) crystal orientation. Interestingly, the surface (111) exhibits a special type of electronic states whose wave functions are confined in the vicinity of the interface called *Shockley Surface states*. These states behave as a 2D-electron gas that hybridizes with the bulk to support low-energy acoustic plasmons.

In the surface-parallel direction, due to the translational symmetry of extended films, the electron quantum wells are known to exhibit a parabolic dispersion relation. The effective mass along this direction is an important parameter typically extracted from experiments by fitting the slopes of the parabolic bands at the Fermi level. This parameter tailors the electronic bands and influence the optical response of the films, which can be probed by an electron passing by and computing their energy loss acquired along its trajectory[7]. The combination of the intrinsic features arising from the band structure of thin films with plamons, which boosts the magnitude of linear fields by several orders of magnitudes, makes them ideal to explore nonlinear phenomena. We go beyond linear RPA to explore their effect in second and third order phenomena like second harmonic generation, optical rectification, third harmonic generation, and Kerr effect. Thinner films have shown to display a larger nonlinear yield, which is manifested as anharmonic features in the density of electronic states shown panels c and d, where we represent the density of states of a thick silver (111) film consisting of $N = 100$ and $N = 5$ atomic planes, respectively. We define a figure of merit that facilitates the comparison of the nonlinear plasmonic yield as a function of film thickness which we show in panel e for the case of the second harmonic generation. We find that thinner films give rise to larger nonlinear response[8].

All these findings are of key importance in the characterization of atomically-thin crystalline films and their applications for nonlinear plasmonic nanophotonic devices.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been supported in part by ERC (Advanced Grant 789104-eNANO), the Spanish MINECO (PID2020-112625GB-I00 and SEV2015-0522), the Catalan CERCA Program, the Generalitat de Catalunya, the European Social Fund (L'FSE inverteix en el teu futur)-FEDER. J. D. C. is a Sapere Aude research leader supported by Independent Research Fund Denmark (grant no. 0165-00051B). The Center for Nano Optics is financially supported by the University of Southern Denmark (SDU 2020 funding).

[1] D. N. Basov, M. M. Fogler and F. J. García de Abajo, Science **354**, aag1992 (2016).
[2] A. Rodríguez Echarri, J. D. Cox, and F. J. García de Abajo, Optica **6**, 630 (2019).
[3] Z. M. Abd El-Fattah, V. Mkhitaryan, J. Brede, L. Fernández, C. Li, Q. Guo, A. Ghosh, A. Rodríguez Echarri, D. Naveh, F. Xia, J. E. Ortega, and F. J. García de Abajo, ACS Nano **13**, 7771 (2019).
[4] S. Boroviks, T. Yezekyan, A. Rodríguez Echarri, F. J. García de Abajo, J. D. Cox, S. I. Bozhevolnyi, N. A. Mortensen, and C. Wolff, Optics Letters **46**, 833 (2021).
[5] E. V. Chulkov et al, Surf. Sci. **437**, 330 (1999).
[6] A. Rodríguez Echarri, P. A. D. Gonçalves, C. Tserkezis, F. J. García de Abajo, N. A. Mortensen, and J. D. Cox, Optica **8**, 710 (2021).
[7] A. Rodríguez Echarri, E. J. H. Skjølstrup, T. G. Pedersen, and F. J. García de Abajo, Physical Review Research **2**, 023096 (2020).
[8] A. Rodríguez Echarri, J. D. Cox, F. Iyikanat, and F. J. García de Abajo, Nanophotonics, *in press* (2021).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Using highly focused light with angular momentum to characterize small particles

Martín Molezuelas-Ferreras[1], Álvaro Nodar[1], Jon Lasa-Alonso[1], J. J. Miguel Varga[1], Rubén Esteban[1,2], Javier Aizpurua[1,3], and Gabriel Molina-Terriza[1,2,3]

[1] Centro de Física de Materiales, Paseo Manuel de Lardizabal 5, 20018 Donostia-San Sebastian, Spain
[2] Donostia International Physics Center, Paseo de Manuel Lardizabal 4, 20018 Donostia-San Sebastián, Spain
[3] IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Maria Diazde Haro 3, 48013 Bilbao, Spain

Contact: mmolezuelas@gmail.com, alvaro_nodar001@ehu.eus, gabriel.molina.terriza@gmail.com

The angular momentum of light can be used to obtain information of a nanostructure [1,2]. In this theoretical and experimental work we analyse the fields scattered by a TiO2 spherical microparticle when it is illuminated by a beam that has a well-defined total angular momentum and helicity, the latter defined as the spin projected in the direction of propagation. We focus specifically on the fields that are scattered in the backwards-direction, and we find clear oscillations in the spectrum of the backscattered field that can be used to obtain information about the size and refractive index of the microparticle.

We use Mie's theory [3] to analyse the experimental spectra and find a good agreement between theory and experiments. Our theory indicates that the oscillations are due to an interference between the different resonant modes of the microparticle. Furthermore, we find that the spectral oscillations are strongly shifted as the angular momentum of the incident beam is changed [4]. Additionally, we derive a simple analytical expression that indicates that the spectral oscillations are very sensitive to the refractive index and radius of the microparticle. Using this expression we extract the diameter of the microparticle that is close to the nominal value. We demonstrate that this method can also be useful to track changes in the microparticle, by analysing the behavior of these spectra at different pressures (ambient pressure and low vacuum, 1e-5 mbar). We find a shift in the spectrum that suggests slight changes on the particle's size with a precision of a few nanometers. This work thus presents a novel scattering-based method to characterize micro and nanoparticles of different materials.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

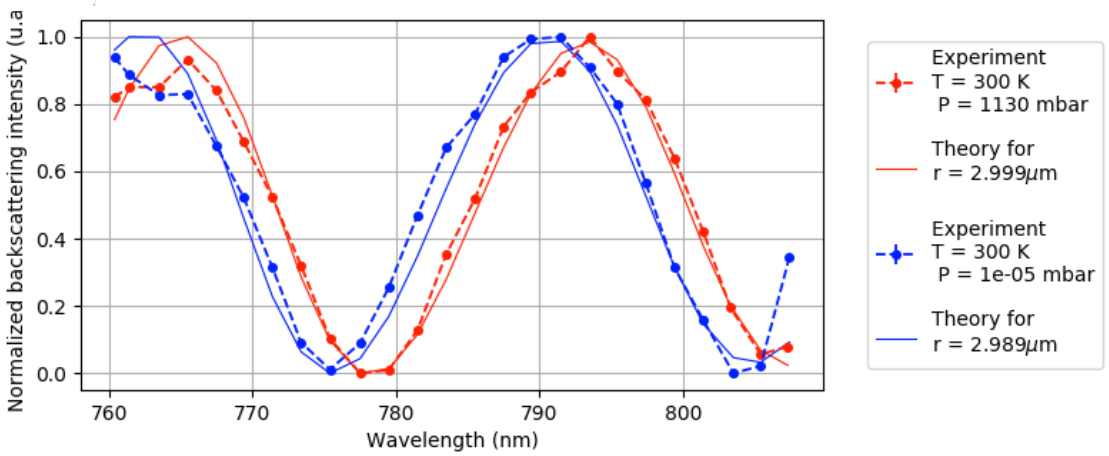


Figure 1: Spectra of the scattered intensity in a TiO2 sphere (dashed lines with dot markers) and their respective theoretical curves (solid lines). The red lines correspond to the measurements made at ambient conditions, and the blue ones to the measurements made at low vacuum. A shift is appreciated between both curves, which in theory accounts for a slight change in the radius of the particle, as described in the legend. The calculations suppose a constant refractive index.

References:

[1] M. Ritsch-Marte, Phil. Trans. R. Soc. A 375: 20150437 (2021)
[2] J. Lasa-Alonso, et. Al., ACS Photonics 7 (11) 2978
[3] X. Zambrana-Puyalto, and G. Molina-Terriza, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 126 50 (2013)
[4] X. Zambrana-Puyalto, X. Vidal, P. Woźniak, P. Banzer, and G. Molina-Terriza, ACS Photonics 5 (7) 2936 (2018)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Photocatalytic hydrogen generation using g-C_3N_4 p-n homojunction under UV and visible light

Takawira Joseph Mumanga[1], Luis Armando Díaz Torres[1], Eduardo Montes[2], Christian Gómez Solís[2].

[1] Laboratorio de Fotocatálisis y Fotosíntesis Artificial (F&FA), Grupo de Espectroscopía de Materiales Avanzados y Nanoestructurados (GEMANA), Centro de Investigaciones en Óptica, Lomas del Bosque 115, Lomas del Campestre, Leon, 37150, Guanajuato, Mexico

[2] Campus León, División de Ciencias e Ingenierías, Universidad de Guanajuato, Lomas del Bosque 103, Lomas del Campestre, Leon, 37150, Guanajuato, Mexico

Contact: ditlacio@cio.mx

Graphitic carbon nitride (g-C_3N_4) p-n homojunction photocatalysts were synthesizesd for the first time by directly heating urea or thiourea at 550 °C. The establishment of the p-n junction is owed to the formation of carbon vacancies and cyano groups which generate acceptor sites and modulate the overall conductivity. The photocatalysts were evaluated in Hydrogen Evolution Reactions (HERs) using low-cost visible light LED strips or a UV pencil lamp. An exceptional hydrogen production rate of 1622 mol.g^{-1}.h^{-1}, corresponding to a quantum efficiency of 3.2%, was achieved using g-C_3N_4 p-n homojunction synthesized from Thiourea under a 4.4 mW/cm^2 UV irradiation source.

References

1. Dong, G., Jacobs, D. L., Zang, L. & Wang, C. Carbon vacancy regulated photoreduction of NO to N_2 over ultrathin g-C_3N_4 nanosheets. Appl. Catal. B Environ. 218, 515–524 (2017).
2. Liu, G. et al. In Situ Bond Modulation of Graphitic Carbon Nitride to Construct p–n Homojunctions for Enhanced Photocatalytic Hydrogen Production. Adv. Funct. Mater. 26, 6822–6829 (2016).

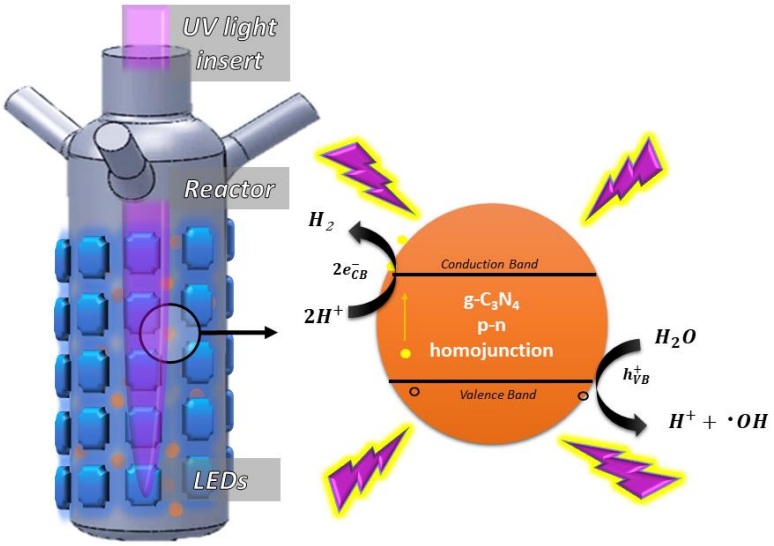


Figure 1: Representation of setup and working mechanism

Sample	Evolved H_2 rate ($\mu mol.g^{-1}.h^{-1}$)	AQY (%)
Thiourea derived g-C_3N_4	1622	3.2
Urea derived g-C_3N_4	1378	2.8

Table 1: Hydrogen generation rates and quantum efficiency under UV light

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Compact polarizing beam splitter using a metasurface

Mahmoud H Elshorbagy[1,2], Luis Miguel Sanchez-Brea[1] and Javier Alda[3]

[1] Applied Optics Complutense Group, Faculty of physics, University Complutense of Madrid, 28040 Madrid, Spain
[2] Physics Department, Faculty of Science, Minia University, El Minya, 61519, Egypt
[3] Applied Optics Complutense Group, Faculty of Optics and Optometry, University Complutense of Madrid, 28037, Madrid, Spain

Contact: (mahmouha@ucm.es)

The selectivity of transmission/reflection for a specific type of polarized light has many applications in optical systems. Nanostructures are a suitable solution that can control the state of polarization and intensity of transmitted and /or reflected light. Here we present an array of nano cuboids arranged as an arcs with decreasing length from its centre. They can split a normal incident with left-handed circular polarization (LCP) into two linear polarized orthogonal components. The splitted components have a high selectivity of transmission or reflection.

Introduction

A polarizing beam splitter (PBS) is an optical component which is able to split an incident light beam with a specific polarization into two beams with different polarizations[1]. These polarizing elements are important in optical fiber telecommunications systems, imaging, and spectroscopic systems[2]. Modern integrated optoelectronic devices that rely on these components require compact designs that can be mounted easily within it[3]. Several designs already conducted on this topic including grating structure [4]. A nanostructure element can control the phase of an incident light, therefore when an array of these elements arranged carefully, it present an optical performance with high control. For example, the change in orientation of nanostructure elements with a calculated phase step allows the design for integrated PBS and many other devices[5]. However, the control of the orientation of these elements at the nanoscale and with this resolution is hard to achieve. Alternatively, a periodic array with decreasing feature size are achievable with electron beam lithography and nano-imprint techniques.

Design and parametrization

The design is based on nano cuboids element with length L (650nm), width W (210 nm), height H (500nm), and period P (800nm) as shown in Figure1 a.

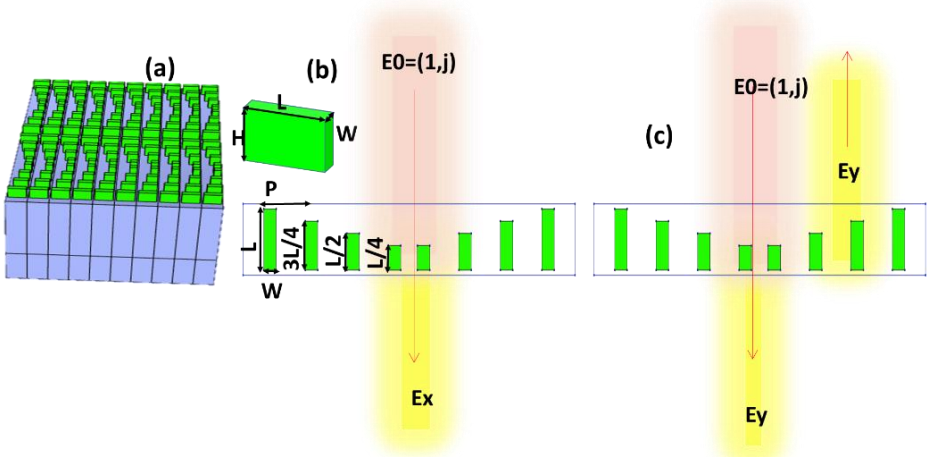


Figure 1: (a) 3D schematic for the whole structure with the metasurface design on top of a glass substrate. (b) , (c) Dimension and arrangement of the nano cuboids metasurface inside one period of the design.

The structure in a larger period Px=8xP is arranged such that in the first four elements from left the length of the element decreases by L/4 reaching quarter of its value at the center. Finally, the left part is mirrored on the second half. The geometry is shown in Figure 1 a as a 3D schematic, with more details of the dimension at Figure1 b, and Figure1 c. The nano cuboids are made of silicon placed on glass substrate, and the top medium is air. The wavelength of the illumination is 1547.5 nm and has left handed circular polarization state (LCP). The refractive index of silicon is 3.67, and glass is 1.51. The resulted electric field distribution is shown in Figure 2. We can see that the Ex component oriented mostly in the transmission side, while the Ey component mostly exist in the reflection side. The LCP incident light is splitted into its two orthogonal components and then reoriented into two different direction, namely, transmission and reflection side.

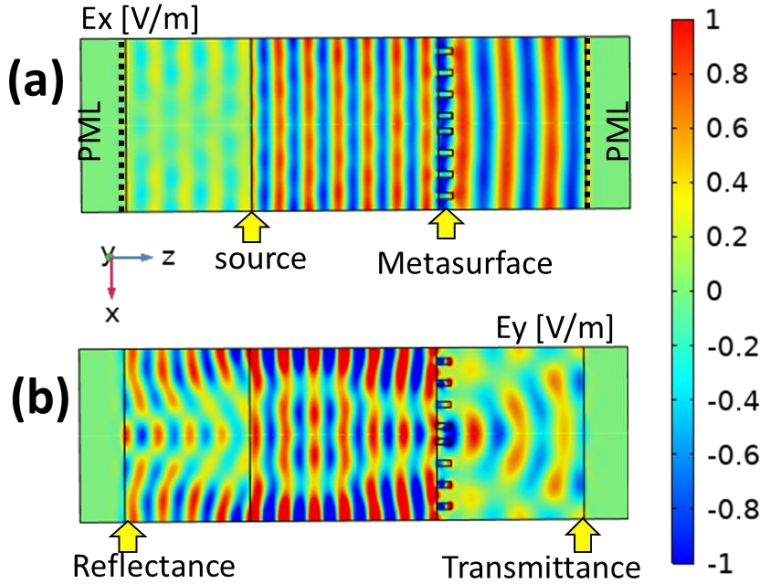


Figure 2: (a) the electric field distribution Ex component with the location of light source and metasurface highlighted, (b) the electric field distribution Ey component.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been funded by the Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades: Retos-Colaboracion 2019 "Técnicas de estructuración de luz robusta para su aplicación en entornos industriales (TELURO-AEI)" RTC2019-007113-3 project, and Plan Estatal de Investigación Científica y Técnica y de Innovación 2017-2020 "Nanofotónca con microóptica: óptica resonante para sistemas microóptics (NANOROOMS) PID2019-105918GB-I00 project.

References

1. R. C Tyan, A. A. Salvekar, H. P. Chou, C. C. Cheng, A. Scherer, P. C. Su, & Y. Fainman. Journal of the Optical Society of America, **14(7)**, 1627 (1997).
2. A. K. Tripathy, S. K. Tripathy, & S. K. Das. International Journal of Information Technology, **13(1),** 307 (2021).
3. C. Sun, Y. Yu, Y. Ding, Z. Li, W. Qi, & X. Zhang. Photonics Research, **8(6)**, 978 (2020).
4. C. Gao, B. Wang, C. Fu, J. Fang, K. Wen, Z. Meng, & J. Zhou. Optics Communications, **459**, 125063 (2020).
5. Yoon, G., Lee, D., Nam, K. T., & Rho, J.. Scientific reports, **8(1)**, 1 (2018).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Respuesta de interferencia por índice de refracción y dispersión de nanopartículas de oro para la detección de moléculas objetivo

Beatriz Santamaría[1,2], Carlos G. Rodellar[3], Luis G. Valle[1], Ana María M. Murillo[1] y Yolanda Ramirez[1], Miguel Holgado[1,3]

[1] Grupo de Óptica Fotónica y Biofotónica, Centro de Tecnología Biomédica, Universidad Politécnica de Madrid (Crta. M40, km38, 28223, Pozuelo de Alarcón, España)
[2] Departamento de Ingeniería Química, Mecánica y Diseño Industrial, Escuela Técnica Superior de Ingeniería y Diseño Industrial (Ronda de Valencia 3, 28012, Madrid, España)
[3]Departamento de Física Aplicada e Ingeniería de Materiales, Escuela Técnica Superior de Ingeniería Industrial (C/ José Gutiérrez Abascal, 2, 28006, Madrid, España)

Contacto: betxu.santamaria@upm.es

La necesidad continua de mejora en los diagnósticos inmunológicos y la proliferación de enfermedades que requieren de límites de detección cada vez menores y alta sensibilidad ha dado lugar a la determinación de un nuevo Método Óptico de Detección de una Molécula Objetivo mediante amplificación en la respuesta de interferencia por índice de refracción y dispersión[1]. Gracias a esta metodología se consigue una detección cualitativa y/o cuantitativa de una molécula objetivo (MO) en una muestra real (muestra biológica de matriz compleja) mediante el uso de nanopartículas (NP) que depositadas sobre un biosensor de transducción óptica crean una amplificación drástica en la señal de interferencia.

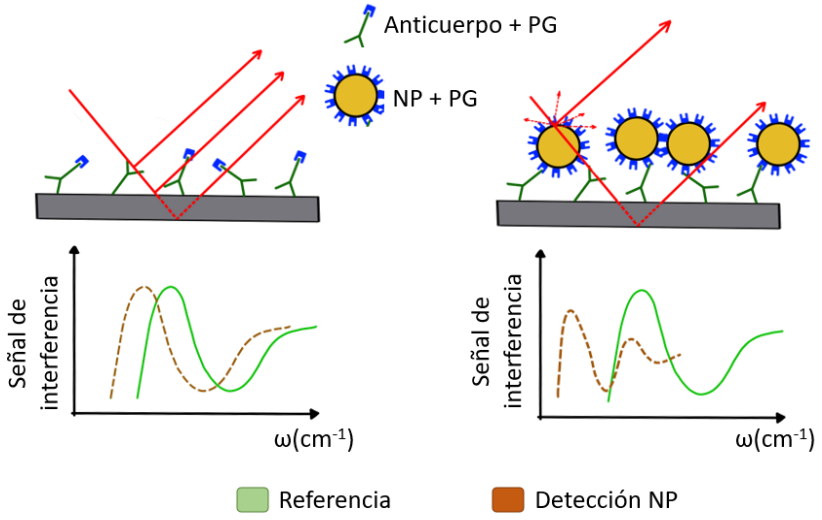


Figura 1: Esquema del Método Óptico presentado. En la izquierda la detección de la proteína G (MO) por el anticuerpo. En la derecha, la detección previa de la MO por las NPs y su posterior detección por el transductor óptico.

Los biosensores ópticos utilizados para este fin son transductores Fabry-Perot compuestos por una capa interferométrica de SU-8[2] y tapizados por anticuerpos del tipo IgG cuya fracción constante Fc es afín a la proteína G[3]. Las nanopartículas de oro que previamente se mezclan con la muestra están revestidas de proteína G (PG), de modo que, una vez realizada la detección de

las NPs en la superficie del sensor, mediante el método de interrogación óptica vertical, se consigue un drástico cambio de señal en contraste a la detección realizada solo con la proteína G[4]. Esto es debido a que las nanopartículas detectadas, por muy baja concentración que sea, aportan un notable aumento del espesor óptico y por tanto de la capa interferométrica del biosensor. A su vez, en función del tipo de nanopartícula empleada y del sensor interferométrico en cuestión, puede darse una variación de intensidad en la señal debido a la dispersión o variación en la parte compleja del índice de refracción que las NPs originan.

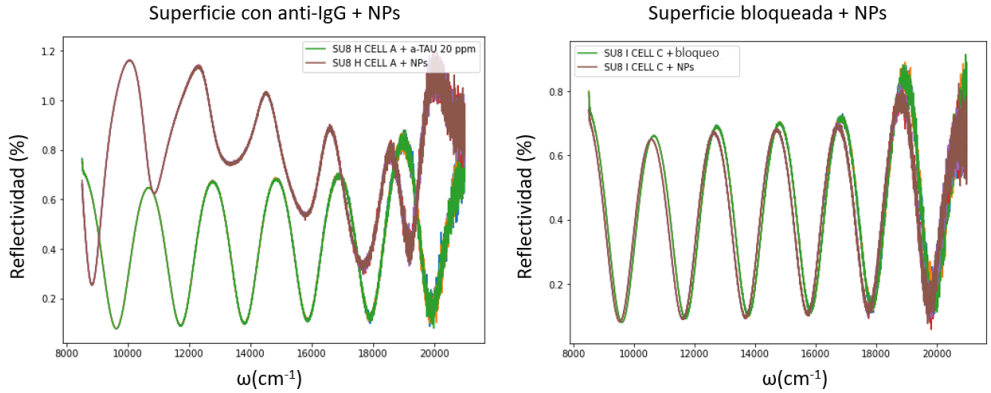


Figura 2: Resultado experimental de un inmunoensayo. A la izquierda, el biosensor es tapizado con anticuerpo del tipo IgG y reconocido por NPs cubiertas por proteína G. En la derecha, la superficie del biosensor es bloqueado con etanolamina y posteriormente se incuban las NPs con proteína G.

Los resultados (Fig. 2) muestran la diferencia en el cambio de señal interferométrica del sensor antes (señal verde) y después del reconocimiento con NPs (señal marrón). Además, el biosensor utilizado como blanco (Fig. 2-dcha.) verifica la especificidad del biosensor y de las nanopartículas de oro, por lo que dicho formato de inmunoensayo muestra unos resultados prometedores para la detección de biomarcadores que requiera de un biosensor con alta sensibilidad.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo está realizado en el marco del proyecto europeo AllerScreening (*Point-of-care device base don JETs for diagnosis of food allergies* No AMD-768641-12). Adicionalmente, agradecer a la empresa KLAB por la cesión de su espectrofotómetro OPTIZEN Alpha con el que se ha realizado la caracterización de las nanopartículas de oro).

[1]M. Holgado, et.al.; *Patente*, Método óptico de detección de una molécula objetivo mediante amplificación de la respuesta de interferencia por índice de refracción y dispersión (2020).
[2]M.F. Laguna, et.al.; *Sensors*, **14**, 6695 (2014).
[3]New England BioLabs. Affinity of Protein A / G for IgG Types from Different Species | NEB. (2016). Available at: https://www.neb.com/tools-and-resources/selection-charts/affinity-of-protein-ag-for-igg-types-from-different-species. (Accessed: 20th May 2019).
[4]R. Casquel, et. al.; Anal. Bioanal. Chem., **412**, 3285 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Design and Simulation of an opto-mechanical high-precision Temperature Sensor

Lukas M. Weituschat[1], Daniel Ramos[1] and Pablo A. Postigo[1]

[1] 1 Instituto de Micro y Nanotecnología, IMN CNM, CSIC (CEI UAM+CSIC), Isaac Newton 8, 28760, Tres Cantos, Madrid, Spain

Contact: Lukas.weituschat@csic.es

Temperature measurement with ultra-high sensitivity is essential for micro/nano-scopic processes that are catalyzed and/or disturbed by environmental temperature changes, ranging from applications in scientific research to engineering applications[1,2]. While the classical way of measuring using the electrical signal of resistance thermometers has been widely established, it certainly found its application limits in sensitivity, robustness, stability and cost-benefit efficiency. Here, devices based on optical and mechanical measurement principles can provide a number advantages, especially in the steadily growing fields of micro, nano and quantum-technologies.
For that, we are developing a temperature sensor aiming to achieve ultra-high temperature sensitivities by combining a mechanical resonator with an optical high-Q cavity. Hereby, the mechanical resonance will be enhanced by introducing phononic shields while the optical resonance is employed to provide the read-out signal.

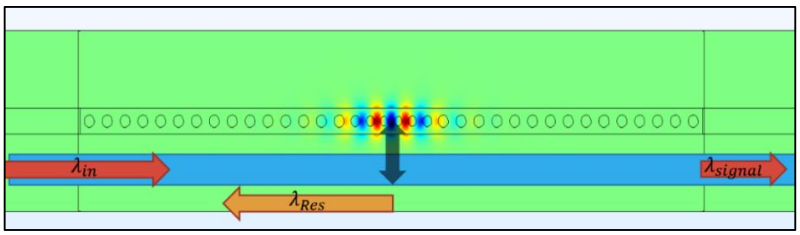


Figure 1: Design and working principle of opto-mechanic temperature sensor.

The first prototype consists of a nanobeam that serves as mechanical resonator. The nanobeam is patterned with a linear array of air-holes to introduce a stop-band in the guided mode bandstructure around the optical wavelength of 1550 nm. The optical cavity is formed by tapering the diameters of the air-holes towards the center. Light is coupled evanescently to it via a laterally separated coupling waveguide (see Fig. 1). The optical resonance is dependent on the effective index of the cavity (influenced by the thermo-optic coefficient, Fig. 2a) and the separation distance between nanobeam and coupling waveguide (influenced by the amplitude of the mechanical resonance, Fig. 2b). To improve the design, the nanobeam will be surrounded by a phononic shield with a bandgap at the mechanical resonance frequency. Furtherly, we employ a machine learning process to optimize the optical cavity with aim to enhance the optical Q-factor.

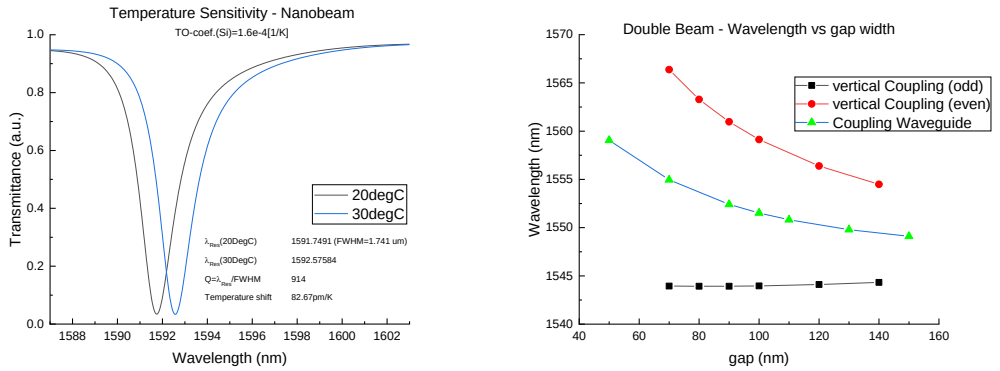


Figure 2: Left: Optical transmission spectrum of the device at two different temperatures (ΔT=10K). Right: Shift of the optical resonance depending on the separation distance between the nanobeams. "Coupling Waveguide" refers to the presented transmission-prototype, while "vertical coupling" refers to a double-beam design where the light is coupled from the top.

ACKNOWLEDGEMENTS: This research is funded by the European Association of National Metrology Institutes (JRP f14 PhotOQuanT—17FUN05).

[1]N. Klimov, T. Purdy and Z. Ahmed; *Sensors and Actuators A: Physical*, **269**, 308 (2018).
[2]E. Ferreiro-Vila et al.; *ACS Omega*, **6(36)**, 23052 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Estudio y optimización de nanocalentadores plasmónicos

Javier González-Colsa[1], Guillermo Serrera[1], José María Saiz[1], Dolores Ortiz[1], Francisco González[1], Fernando Bresme[2], Fernando Moreno[1] y Pablo Albella[1*]

[1] Grupo de óptica, Facultad de ciencias, Universidad de Cantabria, 39005, Santander, Spain.
[2] Department of Chemistry, Molecular Sciences Research Hub, Imperial College London, W120BZ, London, United Kingdom.

Contacto: pablo.albella@unican.es

Hoy en día, la generación eficiente de calor a nivel local mediante nanoestructuras metálicas es un campo de investigación muy demandado. Estas estructuras, excitadas ópticamente, a menudo muestran grandes pérdidas resistivas inducidas por la generación de plasmones localizados (LSPR), por lo que son capaces de transformar eficientemente la energía óptica en térmica[1].

La distribución espacial y la magnitud de la temperatura obtenidas dependen en gran medida de la geometría y la composición de las nanopartículas; por lo tanto, se pueden diseñar diferentes nanoestructuras para que actúen como nanocalentadores con fines específicos, abriendo así una amplia gama de fascinantes aplicaciones en distintas áreas desde la ciencia de materiales hasta la biomedicina. Algunos ejemplos son la eliminación de microcontaminantes[2] o la terapia fototérmica[3].

Las aplicaciones antes mencionadas, entre otras, exigen que las nanoestructuras posean una alta capacidad de sintonización para trabajar en la región espectral deseada. En esta charla, presentaremos nuestros resultados más recientes en este tema, mostrando una comparación exhaustiva de diferentes prototipos de nanocalentador eficiente y sintonizable. Además, mostraremos cómo las distintas orientaciones que las nanopartículas inmersas en un fluido pueden presentar afectan a su rendimiento térmico.

Referencias.

[1] G. Baffou. Thermoplasmonics: Heating Metal Nanoparticles Using Light. Cambridge: Cambridge University Press, 2017.
[2] H. Wei, Stephanie K. Loeb, Naomi J. Halas, J. Kim. Plasmon-enabled degradation of organic micropollutants in water by visible-light illumination of Janus gold nanorods. PNAS 117 (27) 15473-15481, 2020.
[3] André M. Gobin, Min Ho Lee, Naomi J. Halas, William D. James, Rebekah A. Drezek, and Jennifer L. West.Near-Infrared Resonant Nanoshells for Combined Optical Imaging and Photothermal Cancer Therapy. Nano Letters 7 (7), 1929-1934, 2007.

AGRADECIMIENTOS:

Agradecemos el apoyo financiero del proyecto nacional español (No. PGC2018-096649-BI), el Reino Unido Leverhulme Turst (Beca No. RPG-2018-384), el Reino Unido-EPSRC (EP / J003859 / 1) y el Imperial College Europeans Partner Fund conceder. J. G-C. agradece al Ministerio de Ciencia de España por su beca FPI. G. S. agradece al Ministerio de Educación por su beca de colaboración y a P.A. reconoce la financiación de una Beca Ramón y Cajal (Beca No. RYC-2016-20831).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Análisis del comportamiento óptico de "phase-change materials" (PCM) para el diseño de dispositivos reconfigurables

Gonzalo Santos[1], Francisco González[1], Dolores Ortiz[1], José María Saiz[1], María Losurdo[2], Yael Gutiérrez[2] y Fernando Moreno[1]

[1] Grupo de Óptica, Dep. Física Aplicada, Fac. Ciencias, Universidad de Cantabria (Av. Castros, 48, 39005, Santander, España)
[2] Instituto de Nanotecnología, CNR-NANOTEC, Via Orabona 4, 70126 Bari, Italia.

Contacto: gonzalo.santos@unican.es

Los materiales activos que muestran transiciones de fase, generalmente conocidos como "phase-change materials" (PCM), han allanado el camino hacia una nueva generación de plataformas reconfigurables que les permite ser útiles en muchas aplicaciones fotónicas[1].

La peculiaridad de estos PCM es que pueden cambiar entre sus fases cristalina y amorfa a través de excitaciones eléctrica, óptica o térmica. Ello permite modular sus propiedades ópticas mediante estímulos externos. Dependiendo de la fase, el comportamiento electromagnético es diferente. El cambio entre ambas fases se puede realizar en la escala de tiempo de femtosegundos. Este tipo de materiales se pueden encontrar en la naturaleza, por lo que no se requiere una fabricación compleja. Los PCM más extendidos son los calcogénidos[2], que son compuestos con elementos del grupo calcógeno (azufre, selenio y telurio) unidos a materiales como germanio, antimonio y galio. Otro PCM conocido es el dióxido de vanadio[3] (VO_2), el cual es dieléctrico a temperatura ambiente y se vuelve metálico en el espectro infrarrojo cuando se calienta alrededor de 70ºC.

En este trabajo, se estudiará el comportamiento óptico de diferentes "phase-change materials" menos convencionales como el sulfuro de galio (GaS) con el objetivo de diseñar dispositivos reconfigurables en distintas regiones del espectro electromagnético.

Referencias

1. Mandal, A., Cui, Y., McRae, L., & Gholipour, B. (2021). Reconfigurable chalcogenide phase change metamaterials: A material, device, and fabrication perspective. *Journal of Physics: Photonics*.
2. Zhang, Y., Chou, J. B., Li, J., Li, H., Du, Q., Yadav, A., ... & Hu, J. (2019). Broadband transparent optical phase change materials for high-performance nonvolatile photonics. *Nature communications*, *10*(1), 1-9.
3. Zylbersztejn, A.; Mott, N.F. Metal-insulator transition in vanadium dioxide. Phys. Rev. B 1975, 11, 4383

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha recibido financiación del programa de investigación e innovación Horizonte 2020 de la Unión Europea bajo convenio de subvención (No 899598 - PHEMTRONICS)

Miscelánea I

Color

Enseñanza, Divulgación e Historia de la Óptica

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Automatic classification of multispectral eye fundus images using deep learning

Francisco J. Burgos-Fernández[1,2], Buntheng Ly[2], Fernando Díaz-Doutón[1], Meritxell Vilaseca[1], Jaume Pujol[1] and Maxime Sermesant[2,3]

[1] Centre for Sensors, Instruments and Systems Development, Universitat Politècnica de Catalunya (Rambla Sant Nebridi 10, 08222, Terrassa, Spain)
[2] National Institute for Research in Computer Science and Automation (Inria), Université Côte d'Azur, Epione team (2004 route des lucioles, 06902, Sophia Antipolis, France)
[3] Electrophysiology and Heart Modelling Institute (IHU, Liryc), Université de Bordeaux (Avenue du Haut Lévêque, 33604, Pessac, France)

Contact: francisco.javier.burgos@upc.edu

The evaluation of the eye fundus from retinographies could be challenging, especially at early stages where the changes are very subtle or when the ocular media is not transparent enough. This combined with the intrinsic metamerism of colour fundus cameras constrain the diagnostic capabilities of these instruments. However, spectral imaging overcomes this limitation since it offers high and extended spectral sampling, even towards the near infrared (NIR), providing information from layers behind the retina[1,2]. The subsequent image processing and analysis have traditionally applied techniques such as intensity thresholds, principal component analysis or probability distribution models[3] which are different from the mechanisms followed for physicians during clinical judgement. In order to leverage recent progress in deep learning for computer vision, artificial neural networks have been recently developed for eye fundus assessments with promising results[4,5]. Therefore, the goal of this work was to apply deep learning techniques to the classification of multispectral images from healthy and diseased eyes fundus obtained by means of a fast visible (VIS) and extended infrared multispectral fundus camera (400 nm – 1300 nm) with high spectral and spatial resolution, including the relatively unexplored range beyond 900 nm[6].

The study was conducted at the Institute of Ocular Microsurgery (Barcelona, Spain) and the University Vision Centre of the Universitat Politècnica de Catalunya (Terrassa, Spain). From all the database, 68 healthy and 68 diseased eyes from 89 subjects (63% females and 37% males) with a mean ± standard deviation in age of 54.5 ± 16.0 years have been considered. Ethical committee approval was obtained and all patients provided written informed consent before any examination. The Declaration of Helsinki tenets of 1975 (as revised in Tokyo in 2004) were followed throughout the study. The multispectral fundus camera[6] comprises 15 spectral bands divided in two detections arms, one for the VIS-NIR range (400 nm – 950 nm) and another only for the NIR range (960 nm – 1300 nm). The deep learning network was originally developed by Ly et al.[7] at Inria (Sophia-Antipolis, France) for sustained ventricular arrhythmia prediction using cardiac computed tomography images and it was recently adapted to work with multispectral eye fundus images. It consists of a conditional variational autoencoder (CVAE), which is divided in an encoder and a decoder branch, and a classifier model. In the encoder of the CVAE, the eye fundus images are combined with a mask (Fig. 1) followed by a series of regular convolution layers to generate a low dimensional space that feeds the classifier. From the low dimensional features as inputs, the decoder applies regular and transpose convolution layers to reconstruct the original eye fundus images, concatenating them again with the corresponding masks. In short, the main advantage of

the autoencoder architecture is the comparison between the encoder-decoder outputs with the original data since the resulting error is backpropagated through the network at each iteration to improve its performance, while also optimising the classification performance. It enables to generate a low dimensional representation of the data that is discriminating between healthy and diseased patients. The dataset was divided in training/validation (90% data) and test (10% data) subsets.

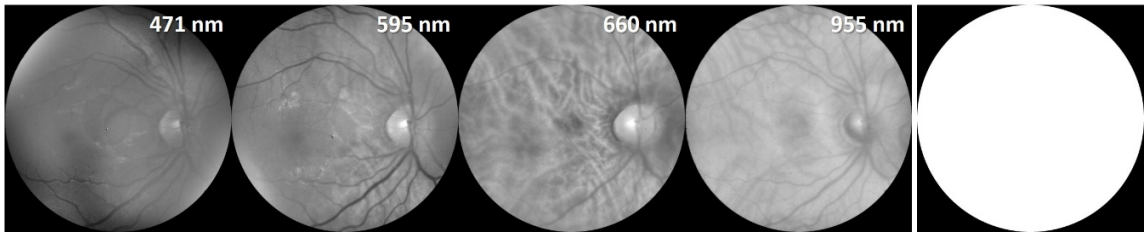


Figure 1: Four spectral eye fundus images (left) and the mask applied (right).

The CVAE was applied to three approaches: (1) using the 12 images of the VIS-NIR arm (image size = 1757 x 1757), (2) using the 15 images from the VIS-NIR and NIR arms resizing the images from the latter (image sizes = 1757 x 1757), (3) using the 15 images from the VIS-NIR and NIR arms with the original size (image sizes = 1757 x 1757 and 386 x 386, respectively). The best classification accuracies for the three approaches when applied to the test subset were (1) 92.86%, (2) 100.00%, and (3) 100.00%. The loss parameter has also to be considered since it quantifies the error of the performance of the algorithm; for the three approaches it was (1) 0.188, (2) 0.185, and (3) 0.187. From these results, it can be concluded that the combination of the 15 spectral images from the VIS-NIR and NIR led to the highest accuracies and lowest losses, even the differences with respect to the other approach were very small. Although the use of the wavelengths of the NIR arm improved the performance of the network, only considering those from the VIS-NIR also produced an excellent classification. The image resizing used in the approach (2) involved a technically less complex implementation since the CVAE remained unchanged, while for the approach (3) the encoder and decoder had to be split in two branches due to the different image size. Future work will be focused on increasing the dataset and adapting the network to detect specific eye fundus pathologies such as age-related macular degeneration, glaucoma or diabetic retinopathy.

ACKNOWLEDGEMENTS: This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under Marie Skłodowska-Curie grant agreement No. 801342 (Tecniospring INDUSTRY) and the Government of Catalonia's Agency for Business Competitiveness (ACCIÓ).

DISCLAIMER: This work only expresses the opinion of the authors and neither the European Union nor ACCIÓ are liable for the use made of the information provided.

[1] C. Zimmer, D. Kahn, R. Clayton, P. Dugel, and K. B. Freund; *Retina Today*, **9**, 94 (2014).
[2] L. Everdell, I. B. Styles, A. Calcagni, J. Gibson, J. Hebden, and E. Claridge; *Review of Scientific Instruments*, **81**, 1 (2010).
[3] V. S. Mary, E. B. Rajsingh, and G. R. Naik; *IEEE Access*, **4**, 4327 (2016).
[4] W. Zhang, Y. Dai, M. Liu, Y. Chen, J. Zhong, and Z. Yi; *Applied Intelligence*, 1 (2021).
[5] X. Li, M. Jia, M. T. Islam, L. Yu, and L. Xing; *IEEE Transactions on Medical Imaging*, **39**, 4023 (2020).
[6] T. Alterini, F. Díaz-Doutón, F. J. Burgos-Fernández, L. González, C. Mateo, and M. Vilaseca; *Journal of Biomedical Optics*, **24**, 096007-1 (2019).
[7] B. Ly, S. Finsterbach, M. Nuñez-García, H. Cochet, and M. Sermesant; Proceedings of *Functional Imaging and Modeling of the Heart*, 461 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

MUC: Medida de Umbrales Cromáticos. Aplicación informática para el aula.

Mª Carmen García-Domene[1], Mª Amparo Díez-Ajenjo[1], Mª Josefa Luque[1] y Dolores de Fez[2]

[1] Departamento de Óptica y Optometría y Ciencias de la Visión, Universidad de Valencia, Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot (Valencia), España
[2] Departamento de Óptica. Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante, Carretera San Vicente del Raspeig s/n, 03690 San Vicente del Raspeig (Alicante), España

Contacto: m.carmen.garcia-domene@uv.es

Introducción: En algunas de las asignaturas obligatorias del Grado de Óptica y Optometría de la Universidad de Valencia (UVEG) y la Universidad de Alicante (UA) se estudian los umbrales cromáticos en las sesiones de laboratorio: Psicofísica de la Visión y Métodos de Exploración Clinica de la UVEG (2º y 4º Curso), Psicofísica y Percepción Visual de la UA (3º Curso), además de en una asignatura optativa del Máster en Optometría Avanzada y Salud Visual de la UA.
MacAdam midió el umbral cromático alrededor de un color de referencia, tomando colores isoluminantes. El resultado para cada color podía ajustarse a una elipse. Basándose en estos experimentos, se han creado algunos tests para poder detectar alteraciones en la visión del color. Uno de los más utilizados, y con buena reproducibilidad, es el test de Mollon-Reffin-Reagan, el Colour Cambridge Test (CCT)[1], donde se mide la diferencia mínima de cromaticidad, en distintas direcciones del espacio de color, que permite reconocer la orientación de una C de Landolt sobre un fondo. Para disminuir la respuesta del mecanismo acromático introduce ruido luminoso aleatorio.[1] En sujetos dicrómatas o tricrómatas anómalos, las elipses se alargan hacia la dirección de la línea de confusión que pasa por su centro de confusión (protán, deután o tritán) y el color del fondo.[2] El problema de éste y otros tests comerciales es su elevado precio, lo que dificulta su uso en el aula e impide que los estudiantes realicen experimentos en casa. Por ello, nos propusimos realizar una versión para docencia en entorno Matlab®.

Metodología: El test MUC (Medida de Umbrales Cromáticos) es una modificación del test clásico de Mollon[1], implementada en Matlab, haciendo uso de la librería de funciones COLORLAB[3] y compilado para ser utilizado como un ejecutable desde cualquier ordenador (Windows o Mac). El perfil colorimétrico considerado es el de un monitor CRT estándar. El programa permite medir el umbral de discriminación cromática con una tarea de reconocimiento de la orientación de una letra C de Landolt, que difiere del fondo en cromaticidad, utilizando un método psicofísico de búsqueda binaria.[4] Los parámetros espaciales del estímulo, el tiempo de exposición, la cromaticidad y luminancia de fondo del test y el número de direcciones a explorar, son configurables por el usuario. El observador indica la posición de la apertura a través del teclado numérico o puede pasar al siguiente estímulo si no ve nada. El programa determina si el observador ha acertado o no y, dependiendo de la respuesta, elige el estímulo siguiente a presentar. Como en el test original, se utiliza ruido de luminancia estático para silenciar las respuestas del mecanismo acromático, aunque los cambios de luminancia se producen pixel a pixel, y no en regiones circulares de tamaño variable, lo que obliga a trabajar con baja resolución de imagen (p.e., 128x128 píxeles) para evitar que sigan apareciendo bordes de luminancia.
A lo largo de la sesión de medida, se entrelazan, al azar, presentaciones correspondientes a las distintas direcciones del espacio de color a explorar. Al terminar, el programa muestra los resultados obtenidos en el diagrama cromático CIE1931, y la elipse de mejor ajuste.

A fin de comprobar que el programa cumplía su cometido, realizamos medidas de prueba cambiando parámetros del test con sujetos sanos experimentados. Después, creamos una pequeña base de datos con 20 sujetos jóvenes sanos de entre 18 y 30 años, con una media de edad de 20±5 años. Para determinar si tenían alguna anomalía cromática se les realizó el test Farnsworth Munsell de 100 tonos (FM-100h) y se incluyeron aquellos con una agudeza visual mejor de 0,8 en escala decimal. Participó también un sujeto con baja discriminación en el FM-100h, principalmente con confusión rojo-verde, pero sin clasificación definida. Todos los participantes firmaron previo a su participación el consentimiento informado del estudio.

Resultados: Las medidas de prueba permitieron establecer los parámetros óptimos del test. La visualización de la letra y la apertura no debería estar limitada por la AV, por lo que se establecieron los radios de la C en 0,75º el interno y 1º el externo, con una apertura de 10 º. Para evitar la acomodación de los observadores se utilizó una distancia de observación de 2 metros. Sabiendo que la luminancia de fondo puede ser determinante para tener un rango suficiente de medida (sobre todo, en direcciones hacia el azul con sujetos anómalos), se utilizaron fondos de entre 20 a 60 cd/m^2, resultando óptima una luminancia de 30 cd/m^2 y como color de referencia el blanco del monitor (x=0,320 y=0,326). Tras probar con diferente número de direcciones (entre 6 y 14), se vio que el ajuste de la elipse a partir de 9 direcciones ya era bueno con observadores experimentados, siendo mejor con un número impar de direcciones, por lo que para prácticas y la base de datos, se decidió aumentar el número de direcciones a 13.

Los resultados de este estudio muestran elipses para sujetos normales comparables a las que se obtuvieron en otros estudios[2], con la dirección del eje mayor orientada hacia el eje azul amarillo (66±12º). En cambio, el observador con baja discriminación presentó una elipse con un alargamiento hacia el centro de confusión de los sujetos con defecto deután (-47º).

Conclusión: El test MUC resultó un programa automatizado y sencillo para poder ser instalado en cualquier ordenador. Al estar optimizado para un monitor CRT, su uso en otros dispositivos proporciona resultados que serán, en el mejor de los casos, cualitativamente correctos, aunque para obtener resultados fiables sería imprescindible trabajar con los datos de calibrado del monitor correspondiente. Se recomienda no restringir la visualización de la apertura por la Agudeza Visual, minimizar la acomodación del paciente y utilizar 9 o más direcciones impares para la obtención de la elipse. Además, el color del fondo no debería tener una luminancia muy alta, de forma que tengamos suficiente rango de medida (entre 20-40cd/m^2). Se ha comprobado que la elipse mediana para sujetos normales es comparable a los resultados obtenidos por otros autores y que, al medir sujetos con alteraciones del color, éstas pueden ser detectadas y clasificadas.
Concluimos que el test MUC es una buena herramienta para realizar experimentos por los estudiantes en el aula y en casa.

[1]B.C. Regan, J.P. Reffin and J.D. Mollon; *Vision Research*, **34**, 1279 (1994)
[2]T.P. Fernandes, N.A. Santos and G.V. Paramei*; Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision*, **37**, A70 (2020)
[3]J. Malo and M.J. Luque, COLORLAB: The Matlab Toolbox for Colorimetry and Color Vision, http://isp.uv.es/code/visioncolor/colorlab.html, (Visitado 24-09-2021).
[4]A.J. Anderson and C.A. Johnson, *Vision Research* **46**, 2403 (2006)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

¿Es mejor ser daltónico para detectar patrones de camuflaje?

Alba Galdón[1], Javier Hernández Andrés[1], Luis Gómez Robledo[1], Eva Valero[1], Rafael Huertas[1] y Miguel Ángel Martínez Domingo[1]

[1] Dpto. de Óptica, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada, (Campus Fuentenueva, 18071 Granada, España)

Contacto: martinezm@ugr.es

Las personas con deficiencias en la visión del color (CVD), comúnmente llamados daltónicos, suelen encontrar algunos problemas en su vida diaria derivados de su discriminación del color disminuida. Se cree que los patrones de camuflaje están diseñados para observadores con percepción normal del color, por lo que dichos observadores CVD pueden poseer una mejor capacidad para detectar los estímulos camuflados. Dicha creencia parece tener su origen en la Segunda Guerra Mundial, en la que se cuenta que ambos bandos utilizaban daltónicos para detectar efectivos enemigos en el campo de batalla. Algunos estudios han alcanzado conclusiones contradictorias. Por ejemplo, una corriente afirma que los sujetos CVD (tanto humanos como diferentes primates) superan a aquellos con visión normal del color en tareas de detección de estímulos camuflado[1-2]. Por el contrario, otros autores afirman lo contrario[3]. Existe otro grupo de autores que concluyen que no existe evidencia de diferencias entre observadores normales o CVD al realizar dicha tarea[4].

Este trabajo analiza el rendimiento de observadores humanos, tanto con visión normal del color como observadores CVD, en la tarea de detectar soldados camuflados en imágenes capturadas en entornos naturales. Para ello, se ha diseñado un experimento psicofísico en el que al observador se le presentan secuencialmente grupos de 4 imágenes de escenarios naturales con similar gama cromática. Solamente en una de esas 4 imágenes hay un soldado camuflado en la escena, que el observador ha de identificar. En total se presentan 20 grupos de 4 imágenes. Dichas imágenes se presentan en un monitor calibrado de 15.6" (GL, HD LED). Se contabiliza el tiempo desde que se presenta el grupo de 4 imágenes en la pantalla hasta que el observador pulsa un botón. Pulsado el botón las imágenes desaparecen de la pantalla y el observador tiene que indicar en cuál de las 4 imágenes estaba el soldado camuflado. Durante el tiempo de respuesta, se muestra un fondo neutro con una cruz central, en la cual el observador ha de fijar su mirada para asegurarnos de que comienza cada grupo de imágenes con la misma adaptación cromática. La Fig. 1 muestra el diagrama de flujo seguido en el experimento, así como un ejemplo de un grupo de imágenes, donde el soldado camuflado se ha marcado con una elipse roja. Antes de comenzar el experimento, se les explica a los observadores en qué consiste la tarea y se les muestra unas imágenes de prueba a modo de entrenamiento. En el estudio participaron un total de 43 observadores cuya edad estaba comprendida entre 19 y 55 años (media = 31 años), de los que 12 eran mujeres y 31 hombres. Antes del experimento todos los sujetos pasaron, de forma virtual, 3 tests de visión del color: Ishihara, anomaloscopio y D15. Dichas pruebas concluyeron que 22 observadores tienen visión normal del color y 21 algún tipo de anomalía en su percepción del color. Dentro de este segundo grupo hay 19 hombres y 2 mujeres. Además, 8 fueron diagnosticados como protanopes, 4 protanómalos, 6 deuteranopes y 3 deuteranómalos. Según estos resultados de los tests de diagnóstico, el análisis de los resultados del experimento se realizó atendiendo a las siguientes categorías: tricrómatas normales, tricrómatas anómalos, dicrómatas, protanes (protanopes + protanómalos), deutanes (deuteranopes + deuteranómalos) y CVD (protanes + deutanes). Por tanto, cada observador CVD pertenece a más de una categoría. De este modo podemos comparar factores como el tipo de cono afectado o el número de conos

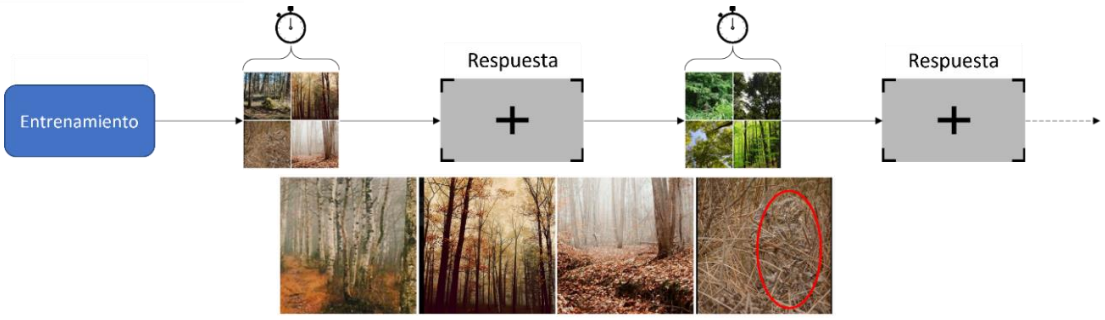


Figura 1. Arriba: diagrama de flujo del experimento, para 2 grupos de imágenes. Abajo: ejemplo de un grupo de 4 imágenes, en la que se indica con una elipse roja la posición del soldado camuflado.

Para cada uno de los 6 grupos de observadores mencionados anteriormente, la Fig. 2 muestra el promedio de errores cometidos por cada grupo y la Fig. 3 los tiempos de búsqueda promedio (incluyendo aciertos y fallos), así como su desviación estándar en forma de barras de error.

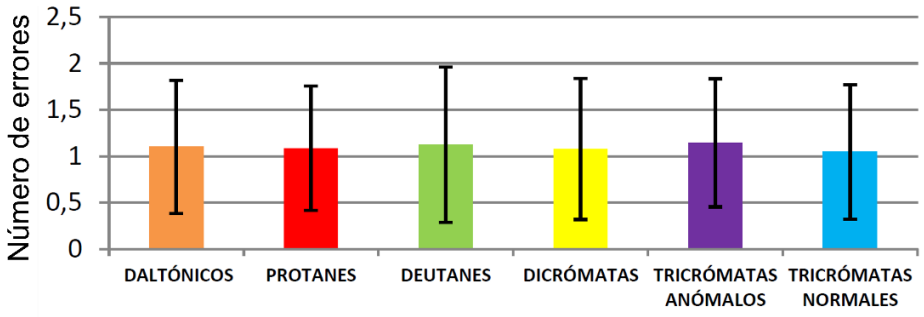


Figura 2. Promedio de errores cometidos y desviación estándar.

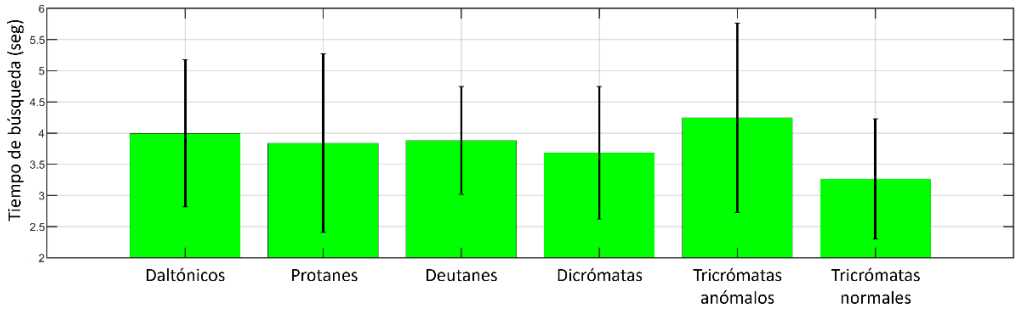


Figura 3. Tiempos de búsqueda promedio y desviación estándar.

Los observadores normales fueron en promedio un 18.28% más rápidos que los CVD, diferencia estadísticamente significativa según un análisis ANOVA. Además, dentro del grupo de los CVD, los más lentos fueron los tricrómatas anómalos (un 13.26% más lentos que los dicrómatas). En cuanto al tipo de cono afectado, los protanes fueron apenas un 1.08% más rápidos que los deutanes.

[1]M. Morgan, A: Adam and J. Mollon; *Proceedings of the Royal Society of London B*, **248**, 291 (1992).
[2]A. Saito, A. Mikami, T. Hosokawa and T. Hasegawa; *Perceptual and motor skills*, **102**, 3 (2006).
[3]J. Troscianko, J. Wilson-Aggarwal, D. Griffiths, C. Spottiswoode and M. Stevens; *Behavioral Ecology*, 28, 556 (2017).
[4]A. Melin, L. Fedigan, C. Hiramatsu, T. Hiwarashi, N. Parr and S. Kawamura; *International Journal of Primatology*, **30**, 753 (2009).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Análisis de gamas de color en dispositivos de impresión gráfica

Ana Belén López-Baldomero[1], Manuel Rubiño[1], Carolina Ortiz[1] y Carlos Salas[1]

[1] Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada, Avenida de Fuentenueva, s/n, 18071 Granada, España

Contacto: anabelenlb@ugr.es

Conocer la gama de colores de un dispositivo es una tarea de suma importancia en la industria del color[1]. Existen numerosos factores que pueden influir en la gama de colores generada por un dispositivo de impresión gráfica[2]. El objetivo de este trabajo ha sido el análisis y comparación de gamas de color obtenidas bajo distintas condiciones de medida y/o impresión, utilizando distintos tipos de papel, modelos de impresoras, fuentes de iluminación y formatos de archivo.

Podemos encontrar un gran número de herramientas que permiten la visualización y comparación de gamas de color, pero estas presentan algunos inconvenientes: son poco intuitivas, las figuras presentan baja resolución, no permiten la visualización a partir de una serie de medidas de color, no están disponibles públicamente o son de pago. Es por ello que hemos desarrollado en nuestro laboratorio un nuevo software para comparar las gamas de color generadas por dispositivos de impresión gráfica. Estas gamas han sido obtenidas a partir de la medida de las radiancias espectrales de un patrón de color con 1331 muestras impresas. Cada una de las muestras se ha obtenido variando los primarios de la impresora: cian, magenta y amarillo, de 0 a 100 unidades en pasos de 10 unidades, y se ha medido de forma automática gracias al desarrollo de un sistema automatizado de medidas del color para muestras impresas (Figura 1).

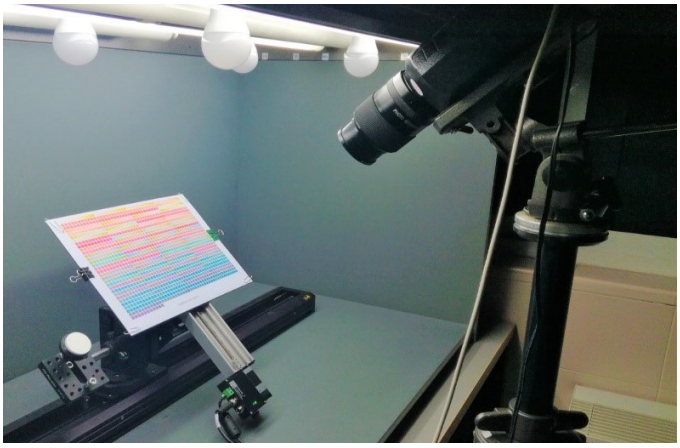


Figura 1: Montaje experimental para la obtención de las gamas de color. Espectrorradiómetro (PhotoResearch SpectraScan PR-670), módulos de desplazamiento lineal automatizados (Zaber), cabina de iluminación (Verivide CAC 120) y patrón de color de 1331 muestras.

Gracias al nuevo software podemos comparar las gamas de color de forma sencilla, ya que permite su representación de forma simultánea en el espacio CIELAB y el cálculo de su volumen a partir de dos algoritmos matemáticos: convex hull y alpha shapes. Así realizamos un análisis cualitativo de las gamas, estudiando las figuras en 3D, y cuantitativo, mediante su volumen[3]. Hemos comparado las gamas de color obtenidas con distintos tipos de papel: fotográfico (Epson,

167 g/m^2; Ice Professional, 190 g/m^2; HP Everyday, 200 g/m^2; Canon, 260 g/m^2), papel de oficina (Navigator, 80 g/m^2; HP Premium, 100 g/m^2; HP Professional, 120 g/m^2) y de dibujo (Canson, 200 g/m^2); distintos modelos y tecnologías de impresoras: inyección de tinta (Epson XP-530, Epson Stylus Photo 1500W) y láser (Canon C5235i); distintas fuentes de iluminación: simuladora del iluminante D65, TL84, incandescencia (cabina Verivide CAC 120) y LED (Amazon Basics B22, 10.5 W); y, finalmente, distintos formatos de archivo: CDR, PDF/X-3, JPG y PNG.

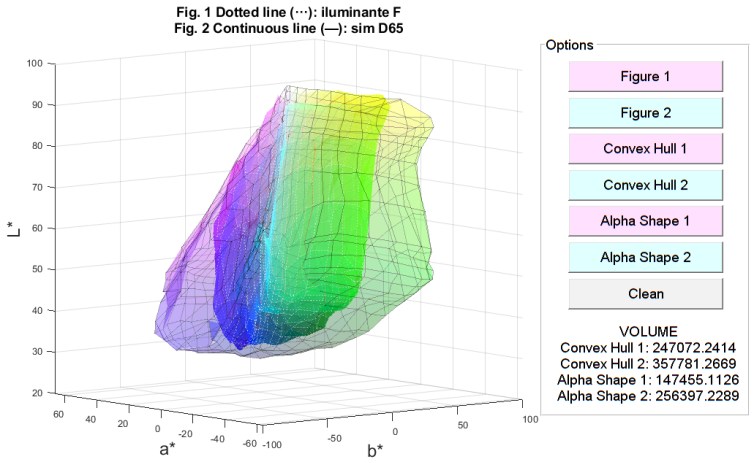


Figura 2: Ejemplo de comparación de gamas de color con el nuevo software desarrollado. Comparación de la gama obtenida con la fuente de incandescencia (figura más opaca) y la simuladora del iluminante D65 (figura más traslúcida).

En función de los resultados obtenidos, para conseguir la gama de colores más amplia deberíamos utilizar la impresora Epson XP-530, un papel de alto gramaje (independientemente del tipo de papel o acabado), iluminación similar al iluminante D65 y el formato JPG, aunque esto depende de la zona del espacio de color que más nos interese, en función de las características de las imágenes a imprimir. Si buscamos una reproducción exacta del color, tenemos que tener en cuenta que el formato utilizado en la impresión modifica el color obtenido. Por tanto, es importante conocer cada uno de los factores que influyen en la gama para poder tener un control total sobre el color que queremos obtener. Este trabajo permite optimizar las gamas de color generadas por los dispositivos de impresión mediante la elección de los factores y ajustes adecuados, permitiendo la obtención de imágenes a color de alta calidad. Además, la información obtenida se puede utilizar para la calibración de distintos dispositivos de impresión gráfica, bajo distintas condiciones de impresión y medida.

AGRADECIMIENTOS: Investigación financiada por el contrato predoctoral (Programa de Formación de Investigadores, Plan Propio 2020) y la beca de Iniciación a la Investigación para estudiantes de Máster (Plan Propio 2020) de la Universidad de Granada. También agradecer el apoyo del Grupo de Óptica (FQM151, Universidad de Granada).

Referencias

[1]E. Perales, E. Chorro, V. Viqueira, F. Martínez-Verdú, S. Otero, and V. De Gracia; *The Imaging Science Journal*, **56**, 145 (2008).

[2]R. Balasubramanian and E. Dalal; In: *Color Imaging: Device-Independent Color, Color Hard Copy, and Graphic Arts II*, **3018**, 110 (1997).

[3]E. Perales, F. M. Martínez-Verdú, V. Viqueira, J. Fernández-Reche, J. A. Díaz, and J. Uroz; *Color Research and Application*, **34**, 330 (2009).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Visual validation of an accurate 3D digital reproduction of effect coatings

Khalil Huraibat[1]*, Esther Perales[1], Eric Kirchner[2], Ivo Van der Lans[2], Alejandro Ferrero[3], Joaquín Campos[3]

[1]Department of Optics, Pharmacology and Anatomy, Universidad de Alicante, Alicante, Spain
[2]AkzoNobel Technology Group Color; Sassenheim, the Netherlands
[3]Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, Spain

Contact: khalil.huraibat@ua.es

Rendering of effect coatings is a very active hot topic since this type of coatings changes considerably its visual attributes such as color and texture with the illumination/viewing geometry. The digital reproduction of such pigments demands an extra effort due to the physical complexity of their surfaces. Special BRDFs (bidirectional reflectance distribution functions) reflectance models are needed to characterize its visual appearance. This complex appearance is produced due to the presence of special effect pigments containing metallic, interference, or pearlescent pigments. Therefore, we recently developed a physics-based framework to accurately render the color and texture appearance (gloss, sparkle, and graininess) of complex materials such as the gonio-apparent coatings on 3D objects. The rendering was developed to run on modest hardware such as a simple iPad tablet computer and is based on the spectral reflectance and texture measurements of the BYK-mac i Multiangle Spectrophotometer, the spectral, angular, and spatial data of the environment illumination, and on physical models of the reflectance of these kinds of coatings.
In this work, we focus on the visual validation of the capability of our renderer to digitally reproduce the color and texture of metallic effect coatings.
A controlled lighting environment is essential to conduct a proper visual evaluation. For this task, we built a virtual model of the Byko-spectra effect multi-directional light booth commonly used in industry to set up the visual tests, in which, physical objects inside a physical light booth are compared to the rendered images of virtual objects inside the virtual light booth (see Figure.1).

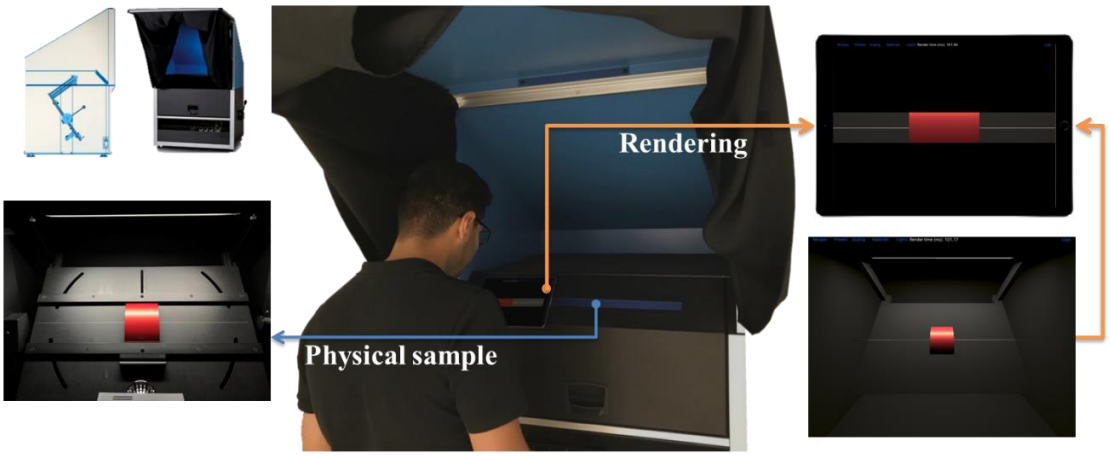


Figure 1: Observers compared the 3D rendered samples using our spectral rendering with real-world objects inside the Byko-spectra effect light booth [2].

We generate physically based rendered images of metallic coatings based on the BYK-mac i measurements [1]. We used the flake-based parameterization to interpolate the BRDF measurements for all required rendering geometries. We used the microfacet-based BRDF parametrization of the commonly used GGX model to describe the surface roughness of the clearcoat which is responsible for the glossiness of the coating and to take into account both the flake orientation distribution as well as the non-flatness of the flakes themselves in the metallic coatings. We built an adjustment model to find representative values for the three GGX model parameters (fa: flake area, rm: roughness metal, and rf: the roughness of individual) using measured texture values from the BYKmac-i instrument [2]. Figure.1 (the right side) shows the final texture rendered images of a metallic sample on the iPad screen.

We then validate the total appearance of the rendered samples including the texture effect i.e., sparkle and graininess. In this test, we used curved panels to simulate 3D objects. Fifteen different observers (6 males and 9 females, aged between 22 and 54) were asked to judge the fidelity of the appearance reproduction of 30 different curved metallic samples. The paint samples were selected from a much larger set to cover a wide range of lightness, chromaticity, color flop, sparkle, and graininess. Here we opted for using only one geometry for this evaluation (the as45°) since the curved panels already represent a range of viewing geometries. Observers are required to judge the perceived difference between the physical and the rendered images by giving scores between 0 and 5 as follows:

- 0: No / Hardly any difference
- 1: Small, negligible difference
- 2: Difference visible but still acceptable
- 3: Difference visible, doubtful match
- 4: Difference clearly visible, not correct match
- 5: Large difference, very bad match.

We set the score acceptance threshold at 2.5 (just in between the scores 2, and 3). A scoring average equal to or higher than the threshold means that the observer is rejecting the match. All scores below this threshold are considered an acceptable match.

Through psychophysical tests, we studied the joint color and texture reproduction of metallic effect coatings by the rendering framework and by calculating suitable values for the model parameters. The analysis shows good intra-observer and inter-observer variabilities. These results indicate a high agreement of the observers with themselves. Observers were not consistent only for a few samples. The color and texture reproduction was found to be below the acceptance threshold in 90% of the assessments. Observers claim more deviation in the color than in the texture rendering for the few rejected samples. The results show high acceptability for rendering color and texture images of effect coatings when using the methodology developed in this work.

ACKNOWLEDGMENTS: The authors thank the Spanish Ministry of Economy and Competitiveness for the project (RTI2018-096000-B-I00), and the pre-doctoral fellowship (FPIBES-2016-077325).

[1]K. Huraibat, E. Perales, V. Viqueira, E. Kirchner, I. van der Lans, A. Ferrero, and J. Campos, “Byko-Spectra effect light booth simulation for digital rendering tool,” in *Proceeding of the XII Congreso Nacional del Color*, 45 (2019).

[2]K. Huraibat, E. Perales, E. Kirchner, I. van der Lans, A. Ferrero, and J. Campos-Acosta, "Accurate physics-based digital reproduction of effect coatings," *Opt. Express* **29**, 34671-34683 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Experimento de fotoelasticidad en casa

Yobani Mejía

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia

ymejiab@unal.edu.co

Se presenta un experimento de fotoelasticidad realizado por estudiantes de física de tercer año en casa con materiales simples, que se pueden adquirir en una tienda de artículos escolares y de oficina. Se propone a los estudiantes fabricar los soportes para dos polarizadores lineales de manera que se puedan realizar medidas confiables. El análisis de las franjas de color producidas con una fuente de luz blanca (led) se realiza para los colores r-g-b de la cámara de video de un teléfono móvil y se interpretan las franjas como el resultado aditivo de los tres colores.

1. Introducción

A causa de la pandemia generada por el Covid-19 (2020-2021) algunos de los cursos experimentales de la carrera de Física en la Universidad Nacional de Colombia se han dado de manera virtual. En particular, el curso Mediciones en óptica y acústica, ofrecido para estudiantes que cursan el tercer año de carrera. En este curso los estudiantes realizan experimentos en óptica geométrica, polarización, interferencia y difracción, empleando la infraestructura usual para este tipo de cursos, por ejemplo: lentes, espejos, fuentes de luz (láser, lámparas de descarga, focos incandescentes), divisores de haz, polarizadores, pantallas opacas con aberturas, rejillas de difracción, cámaras de video, sensores de intensidad, láminas retardadoras de fase, etc. Además, resulta conveniente disponer de mesas tipo panel, soportes y carros de desplazamiento milimétrico o micrométrico.

En la virtualidad se propuso a los estudiantes del curso realizar un experimento en casa de fotoelasticidad [1] empleando luz blanca (led), la cámara fotográfica de un teléfono móvil, dos polarizadores lineales, una escuadra de acrílico y, por supuesto, un pc para el procesamiento de la información, empleando soportes fabricados por ellos mismos.

2. Preparación del experimento

Teniendo en mente que la parte experimental en ciencias pone en contacto directo a los estudiantes con los fenómenos naturales, los equipos y el proceso de medida, para realizar el experimento de fotoelasticidad se propuso a los estudiantes la fabricación de unos soportes que permitan medir de manera reproducible la luz transmitida en un estado de polarización definido.

2.1. Polarizadores lineales. De los elementos que requieren los estudiantes, los polarizadores lineales son los de mayor dificultad en su adquisición. No es usual que en las tiendas de elementos escolares y de oficina vendan este tipo de elementos. Así que, en este caso, el profesor suministra (envía por correo) un par de láminas polarizadoras lineales de 7×5 cm (láminas de acetato). Para manipular las láminas polarizadoras se propuso enmarcar en lámina de cartón, no muy gruesa (1 mm de espesor), las dos láminas, Fig. 1.

2.2. Soporte de rotación. Para rotar uno de los polarizadores se propuso la fabricación de un disco graduado en su periferia en grados (0 – 360°), con una ventana (rectangular o cuadrada) en el centro para alojar el polarizador lineal. El disco se hace descansar en una cuña que tiene un par de ranuras, como se muestra en la Fig. 1. La cuña, a su vez, descansa sobre una base (lámina). Los materiales para la fabricación de cada uno de los elementos son láminas de cartón y para la base se sugiere una lámina de balso.

2.3. Fuente luminosa. Para la fuente luminosa se sugirió una linterna led de luz blanca.

2.4. Elemento birrefringente. Escuadra de acrílico.

2.5. Cámara fotográfica. Se sugirió emplear la cámara del teléfono móvil.

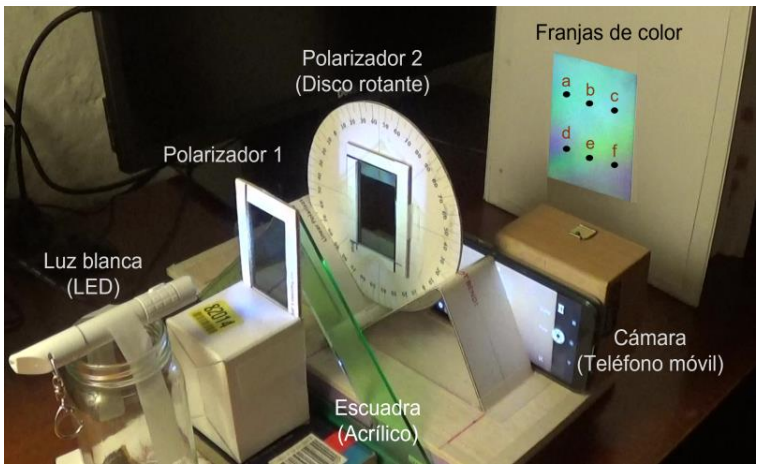


Figura 1: Montaje óptico en casa para observar el fenómeno de fotoelasticidad.

3. Experimento

Se pidió a los estudiantes medir el estado de polarización en 6 puntos en un plano entre la escuadra y el polarizador 2, a partir del mapa de franjas de color en la pantalla de observación. Para ello registran 36 imágenes correspondientes a 36 posiciones angulares del polarizador 2 cada 10° (Fig, 1). Se separa la imagen en sus componentes r-g-b y se grafica el estado de polarización por color, Fig. 2. Se analiza las franjas de color como el resultado de la suma aditiva de los 3 colores. El estado de polarización en cada punto se obtiene de las curvas de la Fig. 2.

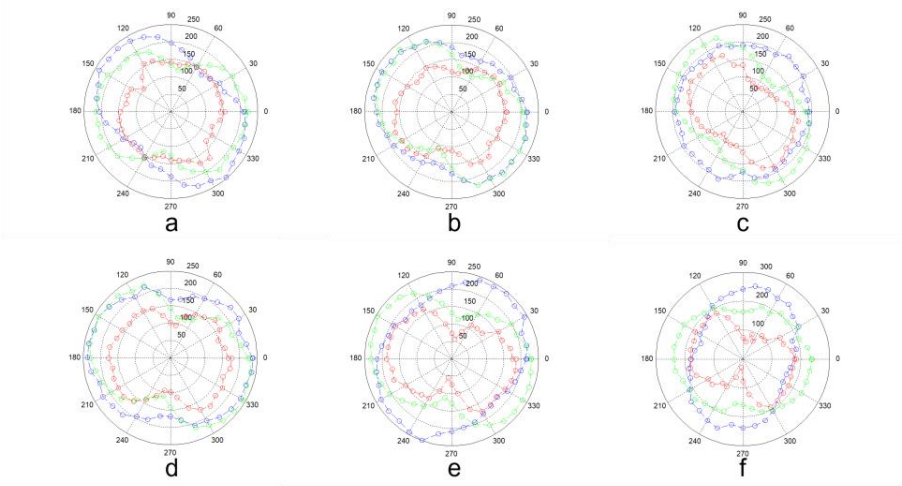


Figura 2: Estados de polarización en 6 puntos después de la escuadra usando a, b, c, d, e, y f de la Fig. 1.

Conclusiones

Del análisis de las figuras los estudiantes concluyen que la luz transmitida después de la escuadra tiene estados elípticos de polarización con variación de los ángulos de inclinación de la elipse y su excentricidad, lo que indica la variación del índice de refracción punto a punto. La fabricación de los soportes y el uso de materiales de fácil adquisición también permitió una participación muy activa. Primero comprendieron la ley de Malus y luego el concepto de material anisotrópico. También se familiarizaron con la mezcla aditiva de color. Y en medio de esto, deben revisar algunos conceptos de digitalización de las imágenes en color.

Bibliografía

[1] E. Hecht, Optics, 5th ed., Pearson Education, (2017).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Visualización de optotipos durante el proceso de refracción subjetiva para comprender las respuestas de los pacientes

Justo Arines

[1] Departamento de Física Aplicada, Facultad de Óptica y Optometría, Campus Vida, Universidad de Santiago de Compostela

Contacto: justo.arines@usc.es

A la hora de plantearnos la transmisión del conocimiento necesario en el proceso formativo de cualquier estudiante, el formador debe enfrentar una cuestión básica ¿Quiero formar al alumnado en el *How to*, o en el *Know How*? La respuesta que se le dé a esta pregunta condiciona totalmente el enfoque del acto docente, poniendo el énfasis en aprender únicamente a hacer las cosas, o enfatizando el por qué de las mismas. Esta dicotomía tiene un efecto perverso en aquellas titulaciones profesionalizantes. Y este es el caso de la titulación de Óptica y Optometría, donde los alumnos deben aprender diversos protocolos de actuación para poder resolver los problemas visuales de sus pacientes. En este trabajo nos vamos a centrar en proponer una nueva herramienta docente para el aprendizaje del proceso de refracción subjetiva. Los objetivos de esta herramienta docente son: 1) aprender el protocolo de refracción subjetiva con gafa de prueba; 2) Visualizar cómo ven los optotipos los pacientes durante los distintos pasos del protocolo; 3) Comprender la dificultad que entraña al paciente responder a la pregunta ¿Dónde ve mejor?

La enseñanza del protocolo de refracción subjetiva ha sido el germen de diversas iniciativas docentes, desde el desarrollo de programas informáticos que permiten simular el proceso de refracción subjetiva[1,2], hasta el uso de cámaras colocadas detrás de un foróptero o lentes de prueba que nos muestran cómo se ven las imágenes en presencia de errores refractivos durante el proceso de refracción subjetiva[3,4]. Los programas informáticos o ejecutables interactivos tienen el inconveniente de que el proceso es artificial en cuanto a que el alumno practica los pasos del protocolo, pero no manipula las lentes. Por otra parte, el uso de cámaras que muestran lo que sería la "imagen retiniana" tiene el inconveniente de disponer de la cámara y un dispositivo que permita visualizar la imagen que proporciona, y también se genera una cierta "artificialidad" en cuanto a que lo que vemos es la imagen que nos da la cámara y el alumno siempre puede pensar que pasa algo en ese paso intermedio.

La herramienta que proponemos en este trabajo se construye con un ordenador, un cañón de proyección, una pantalla, un soporte para lentes de prueba y una caja de lentes de prueba. En el ordenador escribimos unos optotipos de letras o pictogramas con el tamaño adecuado para que subtiendan el tamaño angular deseado. Así primero mediremos la distancia del objetivo del cañón de proyección a la pantalla, luego decidiremos el tamaño angular de los optotipos y después calcularemos el tamaño de la letra. Entre el objetivo del cañón de proyección y la pantalla de visualización colocaremos el soporte donde se colocarán las lentes de prueba que simularán los errores refractivos, y las lentes de prueba que se emplearán durante el proceso de refracción subjetiva. La figura 1 muestra la distribución de los elementos. Los errores refractivos esféricos se pueden inducir mediante el propio objetivo del cañón de proyección.

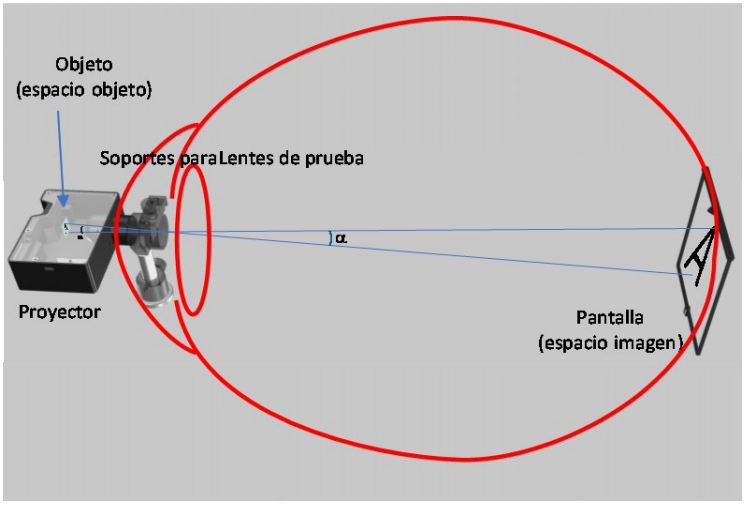


Figura 1: Descripción del dispositivo

El montaje que proponemos parte de aceptar que: la pantalla de visualización actúa como retina; el objetivo del cañón de proyección como lente ocular; y el display del cañón de proyección (SLM o DMD) como objeto/optotipo. A continuación del objetivo del cañón colocamos las lentes que simularán el error refractivo y las que lo irán corrigiendo al aplicar el protocolo de refracción.

Con este montaje todos los alumnos del aula ven en tiempo real la imagen que generan los diversos errores refractivos, y cómo esta imagen va cambiando según los distintos pasos del proceso de refracción subjetiva. La imagen visualizada puede ser interpretada, de modo que el profesor puede ir haciendo las preguntas que se le haría al sujeto durante el proceso de refracción. Al preguntar a toda la clase surgen discrepancias que ponen de manifiesto la no unicidad de la respuesta y por tanto permite comprender las dudas y diferencias de resultados que se obtiene con distintos pacientes. Permite visualizar cómo unas letras se ven mejor que otras, la aparición imágenes dobles, etc.

Consideramos que esta herramienta es fácil de tener y usar, permitiendo un aprendizaje tanto de los pasos que se deben dar durante el protocolo de refracción como la visualización de las deformaciones que experimenta la imagen durante dichos pasos que dan pie a las respuestas que ofrecen los pacientes. Esta herramienta puede ser usada por el profesor o por los alumnos permitiendo el aprendizaje autónomo, siendo una alternativa sencilla y barata frente a otras opciones disponibles para aprender el protocolo de refracción subjetiva.

AGRADECIMIENTOS: Consellería de Cultura, Educación e Ordenación Universitaria, Xunta de Galicia (ED43B 2020/29).

[1]S. Perches, J. Ares, and M. V. Collados Proc. SPIE 8785, 8th Iberoamerican Optics Meeting and 11th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Applications, 8785G6 (2013)
[2]https://5ff2c4a0-a-62993171-s-sites.googlegroups.com/a/infolentes.com/infolentes-archivos/ar-simulador/phoroptor.swf
[3]J. Ares, V. Collados, J. Arines, A. Sánchez-Cano, Libro de actas IX RNO, PAN-27, 2009.
[4]J.L. Miranda, J. Arines, Libro de Resúmenes XII RNO, pp 217 (2018).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Un taller divulgativo sobre Óptica y Fotónica para estudiantes de institutos

Ricardo Vergaz[1], Braulio García-Cámara

[1] Grupo de Displays y Aplicaciones Fotónicas (GDAF), Departamento de Tecnología Electrónica, Avda Universidad 30, Leganés (Madrid), Spain)

Contacto: rvergaz@ing.uc3m.es

La necesidad de impulsar las vocaciones científico-tecnológicas, tanto en las etapas tempranas como en las etapas finales de la formación de los estudiantes, es notoria. Además, en los últimos años, se ha hecho palpable la diferencia de género existente en disciplinas STEM (Ciencia, Tecnología, Ingeniería y Matemáticas). De hecho, la Unesco declara que las investigadoras científicas representan únicamente un 28% a nivel mundial. En el ámbito universitario, solo el 35% de los estudiantes matriculados en disciplinas STEM son mujeres. En España, el problema se agrava: la cifra desciende hasta el 13%, según la Organización de Estados Iberoamericanos (OEI)[1], aunque más del 55% de sus universitarios son mujeres. Adicionalmente, la Fotónica es una gran desconocida por las nuevas generaciones a pesar de ser considerada unas de las tecnologías habilitadoras (Key Enabling Technologies) por la Unión Europea[2] y de ser la base de múltiples tecnologías que utilizamos cada día (por ejemplo, las comunicaciones por fibra óptica). Estos motivos nos impulsaron a promover, en el marco del Programa de Colaboración con Centros de Secundaria del Vicerrectorado de Estudiantes e Igualdad de la Universidad Carlos III de Madrid, el desarrollo de una charla-taller vinculada específicamente a la Óptica y la Fotónica, titulada "El futuro está en la luz".

En este marco, viajamos por los Centros de Educación Secundaria de la Comunidad de Madrid que así lo requieren (Figura 1) para acercar a los/as estudiantes de 4º de Enseñanza Secundaria Obligatoria (ESO), o de 1º y 2º de Bachillerato de Ciencias a los fundamentos y aplicaciones actuales de la Óptica y la Fotónica. Para ello, les hacemos un recorrido sobre los fundamentos físicos y tecnológicos, adaptando y vinculando los contenidos a sus curriculums[3]. Además, pueden experimentar con algunos dispositivos, todo lo cual trata de fomentar su interés y su curiosidad por esta disciplina.



Figura 1: En medio de una de las demostraciones del taller: la convergencia provocada por el diseño de una lente de Fresnel. Créditos: Juan Francisco Fernández (Profesor Colegio Lagomar, 2º Bachillerato Ciencias).

Durante el taller, ofrecemos al estudiantado:

- Un breve recorrido por hitos de la historia de la Óptica que sientan las bases de los principios de la misma: Newton, Huygens, Young, Einstein… Durante el mismo, se realizan experimentos sobre difracción y polarización.
- Un viaje por las aplicaciones de la Óptica y la Fotónica, tanto en entornos científicos (cómo medir la distancia entre la Tierra y la Luna) como en su vida diaria (detectores de presencia, cámaras, fibra óptica…). Esto se ilustrada con dispositivos y componentes para que los exploren en grupo (retrorreflector, fibras ópticas, etc.).
- Una muestra de las últimas aplicaciones e investigaciones con las que la Fotónica ha contribuido en campos tan diversos como la energía solar (nanoestructuras), la medicina (biosensores, implantes de retina, pinzas ópticas), la cosmología (el experimento LIGO) o la computación (circuitos ópticos integrados, computación cuántica, …), entre otros.
- Una mención especial a la contribución de la mujer en la Óptica. Además, se toma como excusa la discusión de la historia de Rosalind Franklin, provocando con ella la reflexión sobre la desigualdad de género en STEM.
- Y aprovechando dicha historia, realizan un experimento final, donde exploran la capacidad de la difracción para averiguar la estructura de un objeto, haciendo pasar un láser por uno de sus cabellos para medir su grosor, y/o por un muelle para encontrar cómo su estructura provoca un patrón especial (Figura 2).

Nuestra experiencia demuestra que el alumnado de secundaria y bachillerato es enormemente receptivo a las STEM. Sin embargo, constatamos que por entonces la diferencia de género ya se ha fraguado, posiblemente por los entornos privados y/o las experiencias de cursos anteriores. Creemos que se está a tiempo de revertir la situación en estos niveles, pero que hay que trabajar en etapas anteriores para atajarla en su raíz.

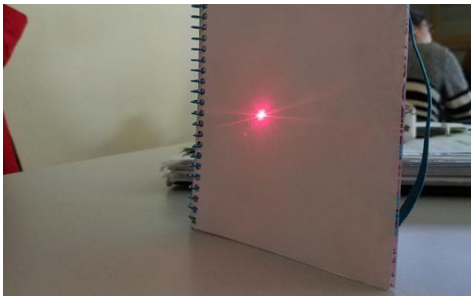


Figura 2: Resultado del experimento del muelle.

AGRADECIMIENTOS: Agradecemos la ayuda de la Agencia Estatal de Investigación (AEI) Referencia AEI/10.13039/501100011033, y del Vicerrectorado de Estudiantes e Igualdad de la Universidad Carlos III de Madrid, así como a SEDOPTICA por las condiciones del suministro del kit de Photonics Explorer.

[1]Organización de Estados Iberoamericanos. El estado de la Ciencia. Principales Indicadores de Ciencia y Tecnología Iberoamericanos / Interamericanos en 2020. ISSN 0329-4838 (2020).

[2]Key Enabling Technologies (KETs) – A European Priority for Industrial Modernisation, 2021, (https://www.interregeurope.eu/policylearning/news/11891/key-enabling-technologies-kets-a-european-priority-for-industrial-modernisation/)

[3] Boletín Oficial del Estado. Real Decreto 1105/2014, de 26 de diciembre (https://www.boe.es/boe/dias/2015/01/03/pdfs/BOE-A-2015-37.pdf).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Efecto Schlieren: visualización de pequeños cambios en el índice de refracción

Daniel González-Fernández[1, 2], Jorge Monzón[1], Elena Pascual[1], Íñigo de Loyola[1], Pablo Gila[1], Pablo Álvarez[1, 2], Víctor M. González[1] y David Mateos[1, 2]

[1]Physics League Valladolid S.A.L [2] Departamento de Física Teórica, Atómica y Óptica, Universidad de Valladolid

Contacto: physicsleague.asoc@gmail.com

El Efecto Schlieren muestra las inhomogeneidades de un medio transparente no visibles al ojo como, por ejemplo, las diferencias en la densidad del aire al calentarlo. Lograr visualizar este fenómeno es complejo, para ello, la asociación de divulgación Physics League de Valladolid ha desarrollado de manera artesanal un experimento que permite la introducción de estos conceptos de óptica de una manera espectacular a la hora de realizar talleres de divulgación.

El material necesario para dicho experimento consta de un espejo cóncavo cuyo radio de curvatura es de 1.5m, un diodo led, una cuchilla y una cámara fotográfica conectada a un ordenador.

El experimento (montaje mostrado en la Figura 1) se lleva a cabo iluminando el espejo con un foco puntual de luz (tal como un diodo LED) y situándolo aproximadamente en su plano focal (o lo más cerca posible de su foco). Después, se localiza la imagen del diodo LED (que, si el montaje es correcto, debería estar cerca del propio diodo) y se coloca un objeto fino y filoso (tal como una cuchilla) que realice un corte horizontal en la imagen, de manera que una gran parte de esta quede bloqueada por el objeto, mientras que una pequeña porción de luz (perteneciente a la mitad superior de la imagen) alcanza un sensor (en este caso el de una cámara fotográfica).

Los gradientes de temperatura conllevan un gradiente en el índice de refracción que produce una ligera curva del rayo de luz. Para poder dar a comprender mejor este fenómeno se utilizan como ejemplos conocidos los espejismos en desiertos o en carreteras en verano. Con el montaje realizado es posible distinguir variaciones muy sutiles en el índice de refracción del medio ya que se llegan a visualizar los cambios en la dirección de la luz debido al calor emitido por la llama de un mechero e incluso por una mano.

Las trayectorias que siguen los rayos determinarán si su camino es en línea recta (sin atravesar ningún gradiente de temperatura) formando una imagen definida y enfocada en el sensor final, o por el contrario, si sufren algún tipo de desviación al cambiar el índice de refracción del medio por el que viajan y consiguen salvar el obstáculo (cuchilla) y, por tanto, modifican la cantidad de rayos recogidos por el sistema dando lugar a una combinación de luces y sombras.

Con el dispositivo explicado se pueden conseguir fotografías como la mostrada en la Figura 2, donde se puede observar como el arco eléctrico generado con una fuente de alta tensión modifica la temperatura a su alrededor.



Figura 1: Montaje del experimento



Figura 2: Visualización del efecto

AGRADECIMIENTOS:
La asociación Physics League agradece el soporte económico otorgado por las asociaciones “Optical Society of America, OPTICA” y “European Physical Society”.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Vintage Optics: utilización de instrumentos históricos para la docencia de la Óptica

Santiago Vallmitjana[1] y Antonio Marzoa[1,2,3]

[1] Departament de Física Aplicada, Facultat de Física, Universitat de Barcelona, C/ de Martí i Franquès, 1, 11, 08028, Barcelona, España
[2] Departament de Física, Escola d'Enginyeria de Telecomunicacions i Aeroespacial de Castelldefels (EETAC), Universitat Politècnica de Catalunya, C/ d'Esteve Terradas, 7, 08860, Castelldefels, España
[3] SENER Aeroespacial, S.A., Parc de l'Alba, C/ Creu Casas i Sicart, 86-87, 08290, Cerdanyola del Vallès, España

Contacto: antonio.marzoa@upc.edu

La Facultad de Física de la Universidad de Barcelona (UB) cuenta con una importante Colección de Instrumentos históricos[1, 2] que se han venido recuperando[3] a lo largo de las últimas dos décadas, de los cuales, un nutrido grupo pertenece al área de la Óptica. Dentro de dicha labor de recuperación, se han realizado distintos trabajos de análisis de los instrumentos[4, 5], no sólo a nivel histórico y de fabricación y adquisición del material, sino de sus relaciones con la docencia en las distintas asignaturas y departamentos de la Facultad a través de su historia, así como de sus detalles técnicos.

Desde el curso 2019 – 2020 se oferta, en el Grado de Física de la UB, una asignatura de libre elección, de 6 créditos, denominada "Tecnología Vintage. Medidas con instrumentación antigua", a modo de prácticas optativas. Antes de formalizar la matrícula de la asignatura, el alumno decide junto con el profesor la temática y el instrumento (o conjunto de estos) relacionado con dicha área, que puede versar tanto en la demostración de una ley de la Óptica como en la medida de una magnitud concreta. A lo largo del semestre, el alumno estudia el marco histórico y el contexto científico y experimenta con el instrumento, que puede comparar con modelos más modernos de ese mismo instrumental u otras técnicas. Esto le permite entender conceptos y experimentar, de primera mano, la evolución de las ideas de modo más visual, tal como se realizaba en el siglo XIX con la enseñanza de la Física Experimental y también en las experiencias de cátedra.

---

[1] S. Vallmitjana, *Instrumentos científicos. Catálogo de la Facultad de Física de la Universidad de Barcelona*. Barcelona: Edicions Universitat de Barcelona, 2011. ISBN: 978-84-475-3500-2 (2011).

[2] S. Vallmitjana, *Early scientific instruments for teaching physics in the University of Barcelona*, The Circulation of Science and Technology: Proceedings of the 4th International Conference of the European Society for the History of Science. Barcelona, 18-20 Novembre 2010 / coord. Antonio M. Roca-Rosell, ISBN 978-84-9965-108-9, pp. 140-147 (2012).

[3] C. Clemente, F. Pérez-Blanco, S. Vallmitjana, *La restauració d'instruments de física de la Universitat de Barcelona*, Actes d'Història de la Ciència i de la Tècnica, ISSN 2013-1666, **vol. 1**, nº 1, pp. 35-44 (2008).

[4] S. Vallmitjana, C. Clemente, F. Pérez-Blanco, *Recuperació i estudi d'una màquina d'Atwood de la Facultat de Física de la Universitat de Barcelona*, Actes d'Història de la Ciència i de la Tècnica, ISSN 2013-1666, **vol. 3**, nº 2, pp. 197-211 (2010).

[5] S. Vallmitjana, *El refractòmetre d'Abbe, una eina important en la recerca i en la industria. Estudi d'un exemplar de principis del Segle XX*, Actes d'Història de la Ciència i de la Tècnica, ISSN 2013-1666, **vol. 1**, nº 1, pp. 119-128 (2008).

La comparación con instrumentos actuales les muestra la considerable mejora, y avance de la ciencia experimental, así como el incremento de la facilidad y rapidez en las mediciones, al mismo tiempo que pueden comparar el funcionamiento, proceso de medida y calidad de los resultados obtenidos con ellos, pudiendo extraer notables conclusiones. En consecuencia, creemos que esta metodología de trabajo es un buen sistema para iniciar a los alumnos en la materia que está emergiendo globalmente: la HPS (*History and Philosophy of Science*), a la par que permite reforzar conceptos fundamentales.

Como muestra de esta experiencia, en esta comunicación exponemos resultados obtenidos por alumnos que han cursado la asignatura. Extraemos a título de ejemplo dos casos: A) la comparación de la medida de focales de lentes con un focómetro de 1890 frente a medidas con un frontofocómetro actual (Indo LM350); y B) las medidas de concentración de glucosa con tres polarímetros, uno de 1890 del fabricante Ph. Pellin, otro portátil o de bolsillo de Hellige & Co.Freiburg de 1920 y otro de Steeg & Reuter del año 1960.



Figura 1.- De izquierda a derecha: focómetro de 1890, frontofocómetro de 1980 y comparación de medias en dioptrías.



Figura 2.- De izquierda a derecha: polarímetro de 1890, ejemplar de 1960, polarímetro de bolsillo 1920, y gráficas de concentración de glucosa según el ángulo de polarización girado.

AGRADECIMIENTOS: Agradecemos a Alex Torres Alonso su participación experimental.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Evaluación de la translucidez de materiales prostodóncicos. Estudio comparativo.

Natividad Alcón Gargallo[1], Milagros Adobes Martín[1], M.Victoria López Molla[1] y Estíbaliz López Fernández[1,2].

[1,] Facultad de Odontología, Universidad Europea de Valencia, Paseo de la Alameda 7, 46010, Valencia, España
[2] Fundación Fisabio, Avenida Cataluña 21, 46020, Valencia, España

Contacto: natividad.alcon@universidadeuropea.es

OBJETIVOS: Todo proceso de restauración prostodóncica tiene como finalidad restablecer la funcionalidad de las piezas dañadas. Para ello es necesario utilizar materiales que, una vez aplicados, ofrezcan, una buena adherencia y compatibilidad con la estructura dental del paciente y también mantengan la estética inicial[1]. En este contexto las propiedades ópticas del material son clave[2].
El color y apariencia de los materiales de restauración dependen tanto del entorno en el que se aplican (cementado, sustrato…) como de sus propiedades intrínsecas (tamaño de grano, poros…)[3]
Esta microestructura condiciona totalmente los fenómenos de difusión, transmisión, reflexión, absorción y refracción y por tanto su color, traslucidez y opacidad[3].
Aunque el Disilicato de Litio ha sido uno de los materiales cerámicos más empleados, en los últimos años se han introducido las denominadas Zirconas de excelentes propiedades mecánicas y con propiedades estéticas mejoradas[4,5,6].
Para caracterizar la apariencia de estos materiales se utilizan magnitudes como: color, grado de blancura y traslucidez[2], siendo entre ellas la traslucidez la de mayor impacto en odontología. Diferentes estudios miden esta última empleado la fórmula CIE de diferencia de color ΔE^*, mientras que otros han empleado la denominada Relación de Contraste (CR) y Opacidad (OP)[1].
Partiendo de estos antecedentes, el objetivo de este trabajo ha sido evaluar y comparar la translucidez de diferentes Zirconas, con respecto a una de las últimas tetragonales disponibles y en relación con el Disilicato de Litio, utilizando los parámetros mencionados.

MATERIALES Y MÉTODOS: Se han caracterizado tres Zirconas: Zircona tetragonal de primera generación (IPS e.max ZirCAD LT) (ZT); Zircona híbrida cúbica/tetragonal (IPS e.max ZirCAD MT) (ZH); Zircona tetragonal de segunda generación (VITA YZ HT Color) (ZHT) y un Disilicato de litio (IPS e.Max Press.LT) (DL).
De cada material, se han evaluado 10 muestras (Guía de color VITA-A1) caracterizándose mediante un espectrofotómetro UV-V de doble haz (Lambda 35UV/V, Perkin Elmer), equipado con esfera integradora (Geometría de medida 0/d SCI) y barridos entre 380-780 nm. Con una anchura de banda de 2nm.
Se calcularon los tres parámetros mencionados para evaluar la translucidez (ver tabla 1).

Parámetro	ΔE^*	CR	OP
Fórmula	$\Delta E = \sqrt{(L_b^* - L_w^*)^2 + (a_b^* - a_w^*) + (b_b^* - b_w^*)^2}$	$CR = \frac{Y_b}{Y_w}$	$OP = \sqrt{(a_b^* - a_w^*) + (b_b^* - b_w^*)^2}$

Tabla 1. Fórmulas utilizadas para el cálculo de ΔE^*, CR y OP. Observador patrón 10º e Iluminante D65. Las muestras se caracterizan sobre un sustrato blanco (w) y negro (b)sobre el que se colocan para su medición.

RESULTADOS: La tabla 2 resume los resultados obtenidos para los parámetros ΔE*, CR y OP, para cada uno de los materiales. Los resultados son la media de todas las medidas realizadas.

	DL		ZT		ZH		ZHT	
	Media	SD		SD		SD		SD
CR	0,717	0,0500	0,749	0,0720	0,716	0,0753	0,681	0,0124
OP	7,634	0,5620	8,732	0,6730	9,403	0,5490	7,260	0,6000
ΔE*	12,586	0,8540	12,415	1,0100	13,769	0,9760	14,200	0,7650

Tabla 2. Parámetros ΔE*, CR y OP, para cada uno de los materiales. Media de todas las medidas realizadas y desviación estandar.

La tabla 3 indica el orden, en términos de translucidez obtenida. La ordenación en términos de CR y ΔE* es idéntica, mientras que en la valoración dada por OP es notablemente diferente. Los valores obtenidos, en términos absolutos, se encuentran dentro de los rangos esperados y son comparables a los obtenidos por otros autores[1].
En este sentido es interesante destacar que precisamente OP no considera, en su cálculo la luminosidad de las muestras, como sí se hace en el cálculo de CR y ΔE*.

MAS TRASLUCIDO	**CR**	**ΔE***	**OP**
	ZHT	ZHT	ZH
	ZH	ZH	ZT
	DL	DL	DL
MENOS TRASLUCIDO	ZT	ZT	ZHT

Tabla 3. Orden, en términos de translucidez de los cuatro materiales, en base a los resultados mostrados en la tabla 2.

CONCLUSIONES: Los parámetros ópticos utilizados parecen adecuados para diferenciar el DL de las Zirconas. Tal vez sea cuestionable el uso de la Opacidad para evaluar la traslucidez de estos materiales. Es necesario realizar otros estudios complementarios para determinar si el método ofrece una correcta correlación con la percepción visual de la traslucidez de estos materiales.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado a través del proyecto 2019/UEM30 apoyado por la Universidad Europea. Los autores agradecen a FISABIO-Oftalmología Médica (FOM)-Valencia por facilitar el uso de su equipamiento para realizar este estudio.

[1] A. Della Bona, AD. Nogueira and OE; Pecho. *Journal of Dentistry*, **42**, 1202 (2014).
[2] O. Malkondu, N. Tinastepe and E. Kazazoglu; *Journal of Prosthetic Dentistry*, **116**, 902 (2016).
[3] R. Shahmiri, OC. Standard, JN. Hart and CC. Sorrell; *Journal of Prosthetic Dentistry*, **119**, 36 (2018).
[4] C. Maziero, P. Cesar and M. Bottino; *Journal of Esthetic and Restorative Dentistry*, **28**, 304 (2016).
[5] A. Vichi, M. Sedda, R. Fonzar, M. Carrabba and M. Ferrari; *Journal of Esthetic and Restorative Dentistry*, **28**, 32 (2016).
[6] Y. Zhang; *Dental Materials*, **30**, 1195 (2014).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Detección del piojo rojo mediante análisis espectral y espacial

Carlos E. García-Guerra [1], Francisco J. Burgos-Fernández[1], Fernando Díaz-Doutón[1], Eloi Canals[1], Abel Zaragoza[2], Albert Virgili[2], Meritxell Vilaseca[1]

[1] Centro de Desarrollo de Sensores, Instrumentación y Sistemas (CD6), Universitat Politècnica de Catalunya (UPC) (Rambla Sant Nebridi 10, 08222, Terrassa, España)
[2] COMERCIAL QUÍMICA MASSÓ, S.A. (Calle Viladomat 321 5o, 08029, Barcelona, España)

Contacto: carlos.enrique.garcia@upc.edu

La enorme velocidad de crecimiento de la población exige una agricultura capaz de sustentarla de la forma más eficiente, sostenible y saludable posible, especialmente teniendo en cuenta las numerosas regulaciones que se están estableciendo en países de todo el mundo con el objetivo de reducir el uso de pesticidas. En consecuencia, se pretende reducir el impacto medioambiental, así como proteger la salud de las personas mediante el uso de técnicas no químicas para el control de plagas agrícolas. El piojo rojo de California (*Aonidiella Aurantii*) es una de las plagas con mayor incidencia en cítricos a nivel mundial, estando presente en 89 países[1]. Actualmente, su control se lleva a cabo por conteo manual de especímenes atrapados en trampas cromotrópicas, lo que conlleva un proceso lento y poco preciso. Para otros insectos de mayor tamaño (centímetros) se han desarrollado equipos comerciales basados en imagen que analizan sus características morfológicas[2,3]. Sin embargo, uno de los grandes retos del piojo rojo es su reducido tamaño (0,6 – 0,8 mm), lo que hace necesario el uso de un sistema de imagen complejo y costoso a nivel óptico y mecánico para poder evaluar todos los especímenes de una trampa entera con suficiente resolución espacial. En otras especies, esta limitación se ha solventado mediante la evaluación adicional de características espectrales. El infrarrojo (IR) cercano ha sido el rango más utilizado en técnicas espectroscópicas sin formación de imagen ya que no daña los cultivos al ser menos energético que otras longitudes de onda más cortas[4,5]. Al contrario, los rangos ultravioleta (UV) y visible (VIS) han tenido más éxito en sistemas multi- e hiperespectrales de imagen por el elevado coste de los sensores de imagen IR y su menor resolución espacial[6,7]. Considerado el estado del arte, en este trabajo se ha realizado un análisis espectral y espacial del piojo rojo mediante espectroscopía e imagen hiperespectral para analizar la viabilidad de este tipo de información para la identificación automática de dicho insecto. El rango espectral finalmente seleccionado para dicho objetivo fue el VIS ya que es dónde el piojo rojo presenta los rasgos más distintivos.

Mediante varios equipos, se analizaron espectral y espacialmente ocho trampas cromotrópicas procedentes de cultivos del sur de Catalunya. Se evaluaron las propiedades espectrales de los piojos rojos, así como de otros insectos a través de un tele-espectroradiómetro PR-655 SpectraScan® (Photo Research, Inc., Estados Unidos) con sensibilidad espectral de 380 nm a 780 nm acoplado a un microscopio Nikon ECLIPSE L150 (Nikon Corp., Japón). Las evaluaciones espectrales realizadas más allá de 780 nm no mostraron diferencias relevantes entre las especies de insectos presentes en las trampas, de modo que este estudio se limitó al VIS. Para la obtención de valores de reflectancia se utilizó un blanco patrón calibrado SRS-99-020 Spectralon® (Labsphere, Inc., Estados Unidos) como referencia. Para medir con suficiente precisión las diferentes partes de los insectos se emplearon tres aumentos (5x, 10x y 20x). También se realizó un análisis preliminar para obtener de forma conjunta información espectral y espacial mediante

un sistema de imagen hiperespectral desarrollado previamente en el CD6-UPC[8]. Para ello, se captaron imágenes en 20 bandas espectrales de 410 nm a 774 nm.

En la Fig. 1 izquierda se observa como el piojo rojo presenta mayor reflectancia a longitudes de onda largas (rojas) que otros insectos, mientras que a longitudes de onda cortas (azules) es ligeramente menor que la de éstos. Este comportamiento también se observó en el equipo de imagen hiperespectral; en la Fig. 1 derecha los piojos rojos, así como otros insectos, aparecen muy oscuros a 410 nm, mientras que a 774 nm la reflectancia de los piojos rojos es mayor, casi confundiéndose con el fondo, al contrario que el resto de insectos, que siguen visualizándose más oscuros. Estas imágenes también muestran como el piojo rojo es el insecto más pequeño en las trampas, de modo que este rasgo morfológico se podría utilizar también para su identificación.

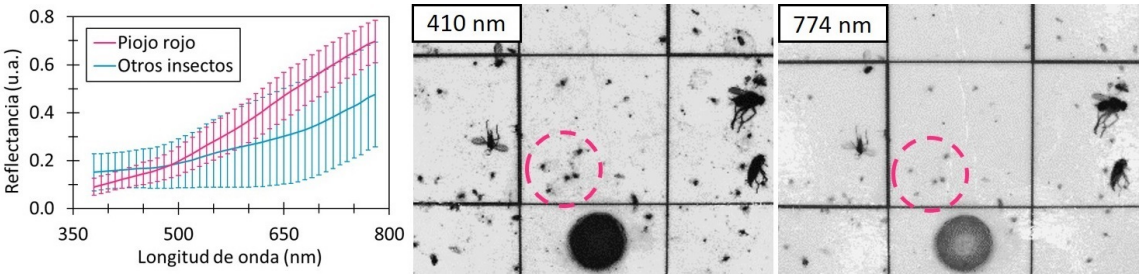


Figura 1: Espectros de reflectancia promedio ± desviación estándar del piojo rojo y otros insectos (izquierda). Imágenes espectrales a 410 nm y 774 nm de una trampa cromotrópica en que aparecen piojos rojos (círculo) y otros insectos (derecha).

Los resultados indican que las diferencias observadas a longitudes de onda larga (rojas) y el tamaño de los insectos podrían ser usadas como elementos identificativos del piojo rojo respecto a otros insectos en trampas cromotrópicas. El trabajo futuro consistirá en desarrollar un prototipo de imagen espectral para evaluar las características espectrales y morfológicas del piojo rojo considerando los resultados preliminares obtenidos. Con esta información, se implementará un algoritmo para la detección automatizada y monitoreo preciso de este insecto que contribuya a un uso menor y más eficiente de pesticidas.

AGRADECIMIENTOS: Este proyecto ha sido cofinanciado por la Unión Europea a través de los Fondos Europeos de Desarrollo Regional (FEDER) y se ha realizado con el apoyo de la Secretaria d'Universitats i Recerca del Departament d'Empresa i Coneixement de la Generalitat de Catalunya (Ref.: 2019PROD00013).

[1]M. García-Morales, B. D. Denno, D. R. Miller, G. L. Miller, Y. Ben-Dov and N. B. Hardy; *ScaleNet*, http://scalenet.info/catalogue/Aonidiella%20aurantii/ (2016).
[2]M. Stefancic, K. Mele, M. Stefancic and D. Suc; European patent EP3482630 (2015).
[3]J. R. Hazell, E. T. Cunha and M. Gilbert; United States patent US2019364871A1 (2019).
[4]W. C. Zhao, X. Y. Chi and C. Zhang; *Applied Mechanics and Materials*, **513**, 2706 (2014).
[5]B. Jamshidi; *Spectrochimica Acta A*, **225**, 117479 (2020).
[6]B. Grieve, C. Veys, J. Dingle, J. Colvin and J. Nwezeobi; *IEEE Sensors Conference*, 990 (2017).
[7]H. Liu and J. S. Chahl; *Computers and Electronics in Agriculture*, **150**, 279 (2018).
[8]F. J. Burgos-Fernández, M. Vilaseca, E. Perales, E. Chorro, F. M. Martínez-Verdú, J. Fernández-Dorado and J. Pujol; *Applied Optics*, **56**(25), 7194(2017).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Comparación de la lectura en libro o dispositivo electrónico en téminos de irradiancia melanópica e irradiancia en el rango de luz azul dañina

Marcos Saborido, Fátima Rivera y Justo Arines*

Departamento de Física Aplicada, Facultad de Óptica y Optometría, Campus Vida, 15782, Santiago de Compostela

Contacto: justo.arines@usc.es

En este trabajo vamos a comparar la irradiancia melanópica la irradiancia en el rango de la luz azul dañina en una situación de lectura. Para ello recogimos la irradiancia espectral generada en el plano de la pupila por distintas fuentes de iluminación y papeles empleados en la fabricación de libros. Así mismo se evaluaron un libro electrónico y una Tablet. Los resultados muestran que no hay diferencias apreciables entre los distintos papeles empleados, pero si en cuanto a la fuente.

Durante los últimos años se han realizado un gran número de estudios relacionados con la evaluación del daño fotoquímico y efecto melanópico generado por los dispositivos electrónicos, tablets, ordenadores y móviles[1]. Todos han puesto de manifiesto el efecto que generan en la alteración del ciclo melanopico. Existe más controversia en cuanto al daño fotoquímico que estos dispositivos pueden provocar, aunque el consenso mayoritario indica que tal daño no se produce en circunstancias de uso normales. Sin embargo, no hemos encontrado estudios similares en cuanto a la lectura en libro. Es por ello que decidimos abordar esta cuestión en este trabajo. El objetivo pues es estudiar y comparar la lectura en libro con la lectura en dispositivos electrónicos.

Empleamos un conjunto de 7 fuentes de iluminación distintas que se encontraban en la viviendo da uno de los autores de este trabajo: cuatro fuentes LED (fuente 1 – 2714K; fuente 2 – 2729K, fuente 3 – 4772K, fuente 4 – 2964 K); dos fuentes fluorescentes (fuente 5 - 2712K; fuente 6 – 2525; una fuente incandescente (fuente 7 – 2698 K). Como dispositivos electrónicos para lectura se emplearon: Kindle Paperwhite 4 10ª Generación 2018-2019; Ipad Pro 10,5 pulgadas 2017. En cuanto a los papeles, se emplearon 4 tipos distintos con nombres comerciales: Gardapat, Ivory, Novatech, Offset. Para las medidas radiométricas se emplearon: 1) Espectrorradiometro radiométricamente calibrado, SilverNova de StellarNet; 2) Luminancímetro Konica Minolta.

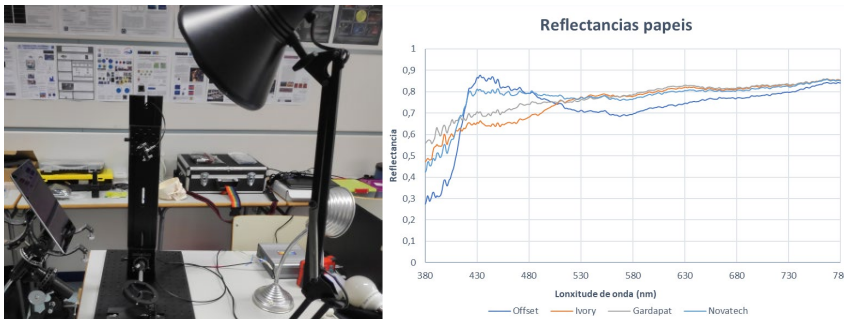


Figura 1: Montaje experimento 2 y reflectancia espectral de los papeles.

Se realizó un montaje experimental en el que la fuente, el elemento de lectura y la sonda del espectrorradiómetro se colocaron como si se tratara de una situación típica de lectura nocturna. En la figura 1 se muestra la disposición de los tres elementos. La sonda radiométrica se coloca donde se situaría el ojo del lector a fin de medir la irradiancia espectral en el plano de la córnea. La separación entre la sonda y el dispositivo o libro de lectura fue 30cm, la distancia.

Se realizaron dos experimentos distintos: 1) Determinación de la reflectancia de los papeles; 2) Medida de la irradiancia espectral en el plano de la córnea. Para el experimento 1 se usó el módulo de medida de reflectancia del espectrorradiómetro. Primero se registra el espectro generado por el blanco de referencia y posteriormente se coloca el papel que se quiere medir, proporcionando el espectrorradiómetro la reflectancia espectral de dicho papel. Así se midieron todos los papeles empleados en este trabajo. En la experiencia 2 se empleó el montaje de la figura 1. Para cada una de las fuentes de luz empleadas se midió la irradiancia espectral generada en el plano del detector por cada uno de los papeles, que se fueron colocando consecutivamente. Posteriormente se procedía a cambiar la lámpara y se volvía a medir para cada uno de los papeles. En el caso de los dispositivos electrónicos se procedió de la siguiente manera. Para el Kindle se midió la irradiancia espectral generada con las distintas lámparas sin retroiluminación. Adicionalmente se midió tanto para el Kindle como para el IPAD la irradiancia espectral generada para tres valores de brillo (máximo, medio, mínimo) y tres temperaturas de color correlacionadas (máximo, medio, mínimo). En el caso del Kindle no se pudo cambiar la temperatura de color. Para el cálculo de la iluminancia y la irradiancia melanópica se empleó la hoja de cálculo creada por la CIE[2] (alpha-opic toolbox). Para el cálculo de la irradiancia fotoquímica se calculó el área bajo la curva del producto de la irradiancia espectral por la curva de daño fotoquímico[3].

En la siguiente tabla presentamos los valores medios y desviación típica de los valores obtenidos para cada fuente con los distintos papeles, así como los obtenidos para los dispositivos.

FUENTE				KINDLE			BRILLO – TCC	KINDLE RETROILUMINADO			IPAD		
	Ilum	Mela	Foto	Ilum	Mela	Foto		Ilum	Mela	Foto	Ilum	Mela	Foto
1	15,6±0,86	0,80 ± 0,05	0,30±0,02	3,59	0,20	0,08	Max-Max	10,50	1,00	0,80	115,90	11,80	8,70
2	13,3±0,62	1,20 ± 0,06	0,70±0,06	3,24	0,30	0,18	Max-Med				93,40	7,50	4,60
3	5,3±0,21	0,20 ± 0,01	0,10±0,01	0,99	0,04	0,03	Max-Min				69,60	4,00	1,70
4	12±0,47	0,40 ± 0,02	0,20±0,02	3,10	0,13	0,07	Med-Max	0,80	0,10	0,05	32,10	3,30	2,40
5	11±0,22	0,70 ± 0,03	0,30±0,03	3,29	0,21	0,10	Med-Med				32,20	2,60	1,50
6	12,3±0,53	0,60 ± 0,02	0,20±0,01	3,01	0,16	0,07	Med-Min				32,90	1,90	0,80
7	12,4±0,46	0,70 ± 0,03	0,30±0,03	2,80	0,17	0,07	Min-Max	0,1,0	0,00	0,00	0,70	0,10	0,05
							Min-Med				0,60	0,10	0,03
							Min-Min				0,50	0,00	0,01

Tabla 1: Iluminancia (lux), irradiancia Melanópica y Fotoquímica en μW/cm^2.

Existe poca variabilidad entre papeles. La variabilidad con la lámpara es mayor. La mayor irradiancia tanto melanópica como fotoquímica se produce con el Ipad, aunque su valor se puede modular con el brillo y la TCC, llegando a ser comparable a la obtenida con los papeles. La menor intrusión la proporciona el Kindle no retroiluminado.

AGRADECIMIENTOS: Programa de financiación ayudas a consolidación de grupos ED431B2017/64.

[1]G. Salvadori, et.al., *IEEE International Conference on Environment and Electrical Engineering and 2018 IEEE Industrial and Commercial Power Systems Europe (EEEIC / I&CPS Europe)*, pp. 1, (2018)
[2]CIE S 026/E:2018 International Commission on Illumination (CIE). Epub ahead of print 12 December (2018).
[3]Protection IC on N-IR. ICNIRP Guidelines on Limits of Exposure to Incoherent Visible and Infrared Radiation. Health Physics **105**: 74 (2013).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Caracterización Colorimétrica de un sistema de Realidad Virtual

Ainhoa Molina Martín[1], David P. Piñero[1] y Dolores de Fez[1]

[1] Departamento de Óptica, Universidad de Alicante, (Campus de San Vicente, 03690, Alicante, España)

Contacto: ainhoa.molina@ua.es

El uso de dispositivos de realidad virtual está incrementando su visibilidad en el campo de la rehabilitación visual como un método de tratamiento en la mejora de habilidades visuales como la AV o la estereopsis en adultos[1,2]. A diferencia de las terapias convencionales desarrolladas en consulta hasta ahora, estos dispositivos nos proporcionan un amplio abanico de posibilidades en la generación de estímulos psicofísicos para la medida y mejora de la función visual de los sujetos a partir del aprendizaje perceptivo[3]. Como en el caso de cualquier pantalla, la realidad virtual va a tener asociados una serie de errores de reproducción propios del dispositivo, que deben tenerse en cuenta para garantizar una correcta reproducción de los estímulos[4], pero, además, debe considerarse que la imagen representada va a ser duplicada y vista de forma monocular por un ojo u otro, y por tanto en una región u otra de la pantalla. El objetivo del presente estudio es caracterizar la reproducción del dispositivo de VR y analizar si las diferencias en los errores de reproducción entre ojos son asumibles y si es posible una única caracterización global de la pantalla, o, por el contrario, es necesario considerar el sistema como dos pantallas independientes.

Para ello hemos analizado el casco de realidad virtual HTC Vive Pro Eye (HTC Corporation) que consta de una pantalla Dual OLED de tamaño 3.5" (diagonal) de 2880x1600 pixeles colocada de forma perpendicular a unos 10 cm de los ojos. Este dispositivo incorpora dos oculares (dos lentes positivas refractivas de elevada potencia) para no tener que invertir un esfuerzo acomodativo constante, y por tanto, cada lente recoge la información de una mitad de la pantalla para cada ojo, de forma que la resolución individual pasa a ser de 1440x1600 pixeles. Se decide medir cada sistema (media pantalla + lente) por separado, y analizar las diferencias de reproducción entre ellas. Para ello, se centra la sonda perpendicular a cada una de las lentes (sonda CA-P427 Display Color Analyzer con el software CA-S40 (Konica Minolta, INC. Japón)). Se miden experimentalmente los valores triestímulo de 1000 colores (rejilla uniforme en niveles digitales RGB). Se utiliza la media de 5 medidas. Se calculan los valores triestímulos del total de colores posible (2^8) y se almacenan en una tabla 3DLUT para cada sistema. Se obtienen las diferencias de color CIEDE2000 entre una paleta de 100 colores de comprobación generados aleatoriamente, medidos directamente y calculados a partir de la tabla LUT. Se calculan también las diferencias de L, C y H por separado.

En la Tabla 1 podemos comprobar que las diferencias de color no sobrepasan 1 unidad, con una media de 0.37 para OD y 0.35 para OI. En promedio, la diferencia de color se debe a L y C, aunque observamos que aparece también una alta variabilidad en tono que prácticamente se anula en el conjunto de la paleta de colores de comprobación utilizados.

Mean [min, max]	ΔE	ΔL	ΔC	ΔH
OD	0.37 [0.06. 0.92]	-0.21 [-0.77, 0.10]	0.11 [-0.46, 0.51]	0.01 [-0.81, 0.65]
OI	0.35 [0.06, 0.99]	-0.15 [-0.78, 0.27]	0.13 [-0.53, 0.60]	0.02 [-0.81, 0.69]

Tabla 1: Diferencias de color obtenidas para una paleta aleatoria de 100 colores. entre medida experimental y predicción mediante una tabla 3DLUT para cada parte del sistema

Dado que el dispositivo consta de una única pantalla dividida en dos secciones, nos planteamos si son equivalentes las caracterizaciones individuales. Comparando los 1000 colores de caracterización, los valores triestímulo para el OD resultan ser menores que para el OI (6%). Esto nos lleva a sospechar que en algún punto del sistema de reproducción del dispositivo se induce una diferencia, bien sea porque la pantalla se fabrica realmente en dos partes, o por las lentes colocadas para cada ojo, ya que la programación asegura que las dos imágenes son iguales (salvo las modificaciones necesarias para el visionado 3D, cosa que no afecta en el proceso de caracterización colorimétrica al tratarse de imágenes uniformes). Para analizar cómo influye la diferencia entre la parte derecha y la parte izquierda en la reproducción del color, promediamos las medidas experimentales y fabricamos una única tabla 3DLUT. Con los 100 colores de comprobación ya medidos independientemente en cada ojo calculamos las diferencias de color comparando siempre con la predicción de esa única tabla.

Mean [min, max]	ΔE	ΔL	ΔC	ΔH
OD	0.75 [0.13. 1.91]	-0.57 [-1.17, -0.05]	-0.08 [-0.60, 0.68]	-0.14 [-1.87, 1.27]
OI	0.78 [0.21, 1.74]	0.64 [0.03, 1.47]	0.10 [-0.57, 0.57]	0.08 [-0.84, 1.52]

Tabla 2: Diferencias de color obtenidas para una paleta aleatoria de 100 colores. entre medida experimental y predicción mediante una única tabla 3DLUT promedio de los dos sistemas

Comparando con los resultados anteriores, la diferencia de color promedio y máxima casi se duplica, obteniendo que un 25% de los colores de comprobación se reproducen con diferencias de color superiores a 1 unidad. Los resultados parecen indicar que no hay una simetría en la reproducción del color de los dos sistemas asociados a cada ojo.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por la Generalitat Valenciana (proyecto: AICO/2021/130)

[1] J. Halicka, M. Bittsansky, S. Sivak, D.P. Piñero, P. Ziak; *Vision (Basel)*. **May 11;**5(2).22 (2021).
[2] A. Godinez, S. Martín-González, O. Ibarrondo, D.M. Levi; *Scientific Reports.* **12;**11(1):10129 (2021).
[3] C.J. Hernández-Rodríguez, D.P. Piñero, A. Molina-Martín, L. Morales-Quezada, D. de Fez, L. Leal-Vega, J.F. Arenillas, M.B. Coco-Martín; *Journal of Clinical Medicine* **Dec 9;**9(12**)**:3985. (2020)
[4] D. de Fez. M.J. Luque. M.C. García-Domene. V. Camps. D. Piñero; *Optometry and Vision Science.* **Jan;93(1)**. 85 (2016).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Desarrollo de un sistema de captura de imagen hiperespectral con resolución de 4K para análisis de la obra de arte de Dalí: "Dos figuras".

Ángela Gómez Manzanares[1], Daniel Vázquez Molini[1], Juan Carlos Martínez Antón[1] y Antonio Álvarez Fernández-Balbuena[1]

[1] Departamento de Óptica, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, Calle Arcos de Jalón 118, 28037, Madrid, España.

Contacto: anggomez@ucm.es

Considerando la limitación de no contacto al analizar una obra de arte, las imágenes multiespectrales e hiperespectrales están adquiriendo gran importancia en el sector del patrimonio cultural[1]. Algunas obras de arte muestran su deterioro a través del cambio de color de los pigmentos que las componen[2]. De este modo, a través de las imágenes hiperespectrales es posible realizar diagnósticos de forma no invasiva y determinantes para evaluar una obra de arte[1].

Debido a factores fotoquímicos y a errores en la conservación, la obra de arte de Dalí: "Dos figuras (1926)" presenta diferentes artefactos que alteran su estado original. De entre estas alteraciones se encuentran unas manchas rojas procedentes de la transferencia entre pigmentos con otras pinturas (Figura 1).

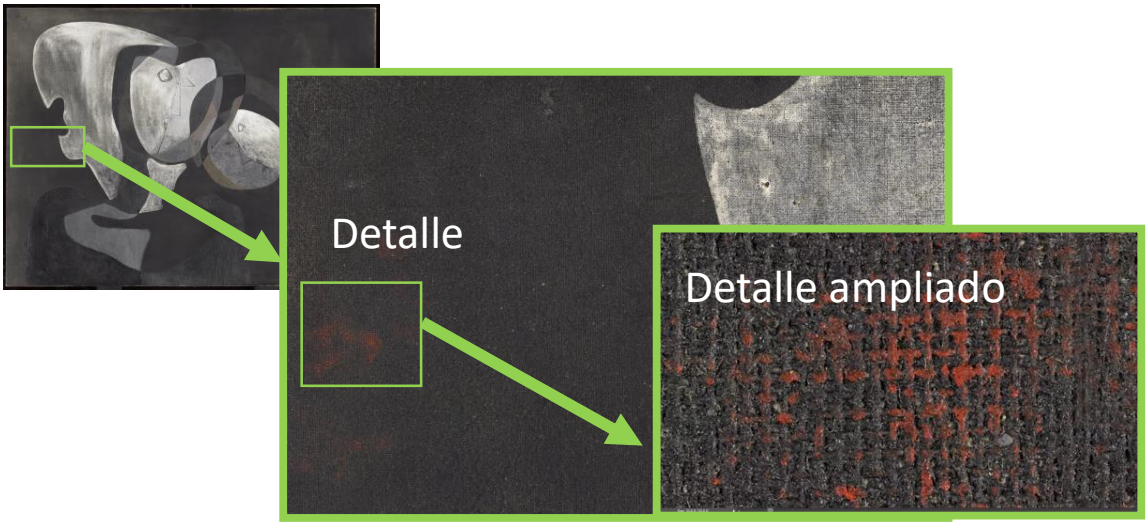


Figura 1. Esquema que muestra en detalle las manchas rojas sobre la pintura de Dalí: "Dos figuras (1926)".

Con la finalidad de detectar para posteriormente analizar estos artefactos sobre la pintura de Dalí, se muestran imágenes hiperespectrales de la obra de arte donde se aprecian las manchas rojas en los sensores con filtros espectrales cuyas longitudes de onda están en el rango de entre 610 y 690 nanómetros (Figura 2).

Las imágenes han sido tomadas a través de un sistema de captura de imagen hiperespectral compuesto por una matriz de filtros espectrales[3]. Esta configuración permite obtener imágenes hiperespectrales en un tiempo más reducido con respecto al método tradicional de rueda de

filtros ya que cada filtro espectral cuenta con un sensor. El control del sistema se realiza a través del software Python y proporciona imágenes con resolución 4K y profundidad de color de 12 bits, obteniendo imágenes con 4096 niveles de gris máximos (figura 3).

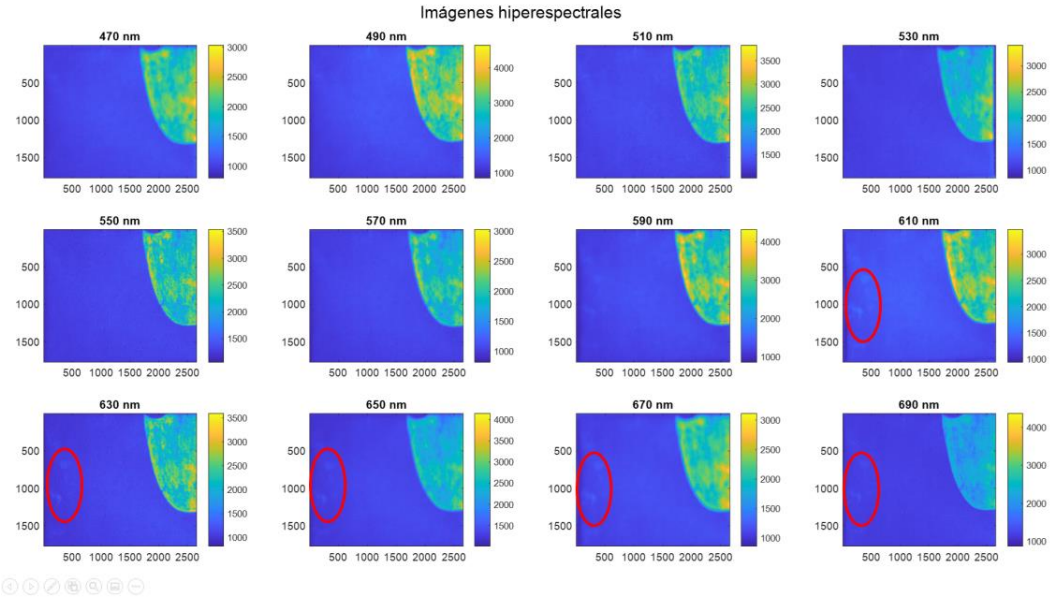


Figura 2. Imágenes hiperespectrales de una de las zonas de la pintura de Dalí "Dos figuras". Las manchas rojas se aprecian en las zonas rodeadas en rojo.



Figura 3: Sistema de captura de imagen hiperespectral desarrollado.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado por el proyecto número RTI2018-097633-A-I00 del Ministerio de Ciencia e Innovación del Gobierno de España, titulado 'Restauración fotónica aplicada al patrimonio cultural: Aplicación a la pintura de Dalí: "Dos figuras "'.
Agradecemos al Museo Nacional Centro de Arte Reina Sofía su gran disposición para llevar a cabo este proyecto de investigación.

[1] C. Cucci and A. Casini. *Data Handling in Science and Technology,* **32**, 583 (2020).
[2] D. Vázquez and A.A. Fernández-Balbuena and H. Canabal and C. Muro and D. Durmus and W. Davis and A. Benitez and S. Mayorga (2020). *Digital Applications in Archaeology and Cultural Heritage*, **16**, e00128 (2020).
[3]N. Genser and J. Seiler and A. Kaup, André. *IEEE Transactions on Image Processing*, **29**, 9234 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Codificación QR por colores

Sara Ignacio Cerrato[1], José Miguel Ezquerro[2], María Estefanía Avilés Mariño[3], David Pacios Izquierdo[4] y José Luis Vázquez-Poletti[5]

[1,2] Departamento de Óptica, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, Calle de Arcos de Jalón, 118, 28037 Madrid, España
[3] Departamento de estudios ingleses, lingüística y literatura, Facultad de Filología, Universidad Complutense de Madrid, Pl. Menéndez Pelayo, s/n, 28040 Madrid, España
[4,5] Departamento de Arquitectura de Computadores y Automática, Facultad de Informática, Universidad Complutense de Madrid, Calle del Prof. José García Santesmases, 9, 28040 Madrid, España

Contacto: signacio@ucm.es

La codificación QR[1] es un tipo de codificación matricial cargada de información, compuesta por una serie de cuadros blancos y negros (Figura 1).



Figura 1: Ejemplo de código QR[1]

Los códigos QR pueden ser de distintos tamaños grande, mediano y pequeño[1]. Cada tamaño puede tener diferentes niveles de codificación los cuales tienen una relación directa con el error mínimo permitido. Estos niveles se denotan con las letras “L”, “M”, “Q” y “H”; siendo “L” el del error más pequeño y “H” el del mayor.

La predisposición que tienen los códigos QR para guardar la información hace que tengan diversas aplicaciones. Además, el simple hecho de escanearlos con el teléfono móvil hace que sean sencillos de utilizar. Se han utilizado para tener la información sobre la vacunación, conocer el menú de un restaurante, controlar los aforos, ver las reservas de un hotel[3], entre otros usos.

La idea de guardar el máximo de información dentro de uno de estos códigos QR llevó a plantear la combinación de códigos QR de distintos colores dentro de uno. Este sistema puede multiplicar la información disponible frente a un código en blanco y negro estándar.

Mediante un ordenador generamos tres códigos QR (Figura 2), uno rojo cuyas coordenadas de color en RGB son (255,0,0), otro verde cuyas coordenadas de color RGB son (0,255,0) y otro azul cuyas coordenadas de color en RGB son (0,0,255). Se asume como valor máximo 255 para las coordenadas de color porque trabajaremos con imágenes de 8 bits. Como criterios para lograr el objetivo de multiplicar la información disponible, los tres códigos QR mencionados con anterioridad se diseñaron de forma que su tamaño y nivel de error eran los mismos, siendo el nivel elegido “H”. En cuanto a la información, ésta es distinta para cada código QR (ver Figura 2).



Figura 2: Códigos QR utilizados: rojo, verde y azul

Los tres códigos QR de color se combinaron dando lugar a un único código QR. El código QR resultante posee en cada píxel 8 posibles tonos de color cuyas combinaciones son las mostradas en la Tabla 1:

Combinación de colores	Coordenada R	Coordenada G	Coordenada B	Tono
C1	1	0	0	Rojo
C2	0	1	0	Verde
C3	0	0	1	Azul
C4	1	1	0	Amarillo
C5	1	0	1	Violeta
C6	0	1	1	Cian
C7	0	0	0	Negro
C8	1	1	1	Blanco

Tabla 1: Combinación de colores con su respectiva coordenada RGB normalizada.

Para valorar si no había una pérdida de la información después de la combinación se procedió a separar el QR resultante en los tres QR primitivos. Después de esta separación se obtuvo de nuevo los códigos QR rojo, verde y azul mostrados en la Figura 2 con su información conservada. Una conclusión relevante del proceso aquí descrito llevó a la conclusión que la combinación de estos códigos QR puede guardar más información que un código QR en blanco y negro del mismo tamaño. Lo aquí mostrado es un contexto teórico que posteriormente se llevará a la práctica mediante una generación y captura de códigos reales, los cuales ya no discretizarán tan fácilmente los colores en los píxeles. Este nuevo escenario conllevará un análisis y proceso más fino de los datos.

AGRADECIMIENTOS:
A todas las personas que me han acompañado al inicio de este duro viaje y que me han animado a seguir investigando.

---

[1] SHARARA, Shima; RADIA, Sapna. "Quick Response (QR) codes for patient information delivery: A digital innovation during the coronavirus pandemic." Journal of Orthodontics, p. 14653125211031568. 2021.

[2] Cinnioglu, Hasan. *Determining the Use of QR (Quick Response) Codes in Hotels. 1. 2019.*

[3] WAVE, D."Information technology automatic identification and data capture techniques QR code bar code symbology specification". *International Organization for Standardization, ISO/IEC*, vol. 18004, p. 23.2015.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Evaluación de diferencias de color en objetos impresos con impresión 3D

Esther Perales, Tamara Pastor, Khalil Huraibat, Jorge Pérez y Valentín Viqueira

Grupo de Visión y Color, Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Alicante, Carretera de San Vicente del Raspeig, s/n, 03690, San Vicente del Raspeig (Alicante), España

Contacto: esther.perales@ua.es

El color es un atributo de la percepción visual humana que usamos a diario en múltiples actividades y es una cualidad importante a la hora de comprar bienes de consumo. Por eso, a lo largo de los años se han ideado métodos para cuantificar el color y expresarlo numéricamente. En particular, diferentes sectores industriales requieren de exhaustivos controles de calidad para asegurar una buena reproducción del color. Por tal motivo, los modelos de evaluación de diferencia de color se han desarrollado y siguen desarrollándose en la actualidad. La CIE (Comisión Internacional de la Iluminación) ha establecido periódicamente prácticas recomendadas para la evaluación de la diferencia de color, considerando para ello la percepción visual. En este sentido, cabe destacar las siguientes fórmulas de diferencia de color: CIELAB, CIE94, CMC o CIEDE2000[1].

En los últimos años, la impresión 3D en color ha evolucionado notablemente siendo una tecnología en auge, de forma que se ha conseguido reproducir una variedad de objetos[2]. Sin embargo, las actuales fórmulas de diferencia de color fueron desarrolladas para muestras 2D y de color uniforme. De ahí que sea necesario validar que las fórmulas disponibles hoy en día son válidas y funcionales para objetos 3D, objetivo principal del trabajo, así como analizar la influencia de la curvatura de las muestras en la percepción de diferencias de color entre objetos.

Para desarrollar el estudio, se han impreso un conjunto de 30 muestras de distinto color (gris, azul, rojo, amarillo y verde) y distinta curvatura, una plana y cinco muestras curvadas (figura 1). Las piezas curvadas se consiguieron aumentando la curvatura de manera progresiva con pasos constantes de 0,01 mm^{-1}. Para caracterizar las muestras, se midieron en la cabina de iluminación VeriVide (fuente de luz D65) mediante el tele-espectroradiómetro Konica-Minolta CS-2000. Con los datos recogidos se aplicaron los cálculos necesarios para obtener la diferencia de color a estudiar (CIELAB, CIE94, CMC o CIEDE2000). A continuación, se diseñó y realizó un experimento visual para cuantificar la diferencia de color. En el experimento, participaron 25 observadores y la evaluación se realizó en la cabina VeriVide (iluminante D65) y el resto del laboratorio en completa oscuridad (figura 1). La tarea del observador consistía en cuantificar la diferencia de color percibida con ayuda de la escala de grises. En total, el observador evaluó 25 parejas (siendo la muestra plana la muestra de referencia). Cada observador realizó el experimento tres veces en tres sesiones distintas. Tras realizar las medidas instrumentales y completar el experimento visual, se procede al análisis de resultados. En primer lugar, se analizó la variabilidad del experimento visual. El análisis se centró en la intra-variabilidad (mismo observador, repeticiones diferentes) y la inter-variabilidad (respuestas de observadores diferentes). En media, se obtuvo una variabilidad inferior al 10% por tanto, los datos visuales son fiables para continuar con el análisis.



Figura 1: Conjunto de muestras obtenidas con impresión 3D. Evaluación de una pareja de muestras mediante comparación con la escala de grises por un observador

La correlación instrumental (ΔE) y visual (ΔV) se analizó mediante el coeficiente de correlación de la regresión lineal entre la diferencia visual y la diferencia instrumental obtenida mediante diferentes fórmulas propuestas por la CIE. Se comprobó para todos los casos que no existía ninguna correlación entre ambas medidas. El coeficiente de correlación para el ajuste lineal de la comparación ΔE*ab vs. ΔV es notablemente inferior a 1. El observador, en general, percibe una diferencia de color menor de la que se obtiene de manera instrumental. La curvatura existente en las muestras provoca que el color (principalmente claridad y croma) varíe a lo largo de la muestra. Por este motivo, la diferencia de color calculada entre muestra curvada y plana es alta. Sin embargo, en base a estos resultados, podría decirse que el observador interpreta que la diferencia de color percibida es debido a la propia curvatura de la muestra y "descuenta" el efecto de la curvatura, de manera similar que ocurre en la adaptación cromática realizada por el sistema visual. Por otro lado, pese a que las curvaturas son las mismas para todos los filamentos, no se observa el mismo comportamiento para todos ellos. Para las muestras amarillas y verdes, los observadores perciben diferencias de color bajas, sin embargo, para los otros colores las diferencias entre las muestras son significativas. Al analizar más en detalle la influencia de los parámetros colorimétricos L*, C^*_{ab} y h^*_{ab} se obtiene que para percibir diferencias de color mínimas se deben dar dos condiciones: alta cromaticidad y luminosidad.

Además, se analizó la influencia de la curvatura en la diferencia de color percibida. Se comprueba que existe un patrón para todos los colores por el cual a medida que se incrementa la curvatura, incrementa también la diferencia visual observada hasta llegar a su pico máximo y después decrece (figura 2). Esto puede deberse a que, al observar la muestra de mayor curvatura, los bordes se quedan por debajo del conjunto de la figura y el observador puede suprimir esas partes de la muestra y quedarse solo con la zona central.

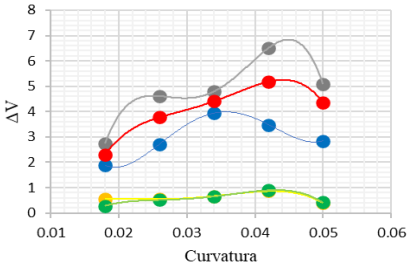


Figura 2. Influencia de la curvatura en la diferencia de color percibida.

AGRADECIMIENTOS: Al Ministerio de Economía y Competitividad por el proyecto RTI2018-096000-B-I00.

[1]Schanda, J. CIE Colorimetry. En Colorimetry: Understanding the CIE System. (2007).
[2]Perrot, A., et al. 3D Printing of Concrete: State of the Art and Challenges of the Digital Construction Revolution (2019).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

3ª Edición del Acto Central en España del Día Internacional de la Luz: Divulgación y Participación Ciudadana en Tiempos de Pandemia

Elisabet Pérez Cabré[1], María Sagrario Millán[1] y Jesús Armengol[1]

[1] Grupo de Óptica Aplicada y Procesado de Imagen (GOAPI), Facultad de Óptica y Optometría de Terrassa (FOOT), Universitat Politècnica de Catalunya, Violinista Vellsolà 37, 08222 Terrassa (Barcelona)

Contacto: elisabet.perez@upc.edu

Antecedentes y motivación. Desde la proclamación del 16 de mayo como fecha para conmemorar el Día Internacional de la Luz (DIL)[1], académicos, científicos y empresas relacionadas con las tecnologías de la luz impulsaron el Comité Español del DIL[2]. Entre otras acciones, este comité promueve un Acto Central a nivel español, siendo la 1ª edición en 2018 organizada por la Universidad Complutense de Madrid, la 2ª por la Universidade de Santiago de Compostela en el año 2019, y la 3ª edición debería haber sido en el 2020 en Terrassa organizada por la Facultad de Óptica y Optometría de Terrassa (FOOT) de la Universitat Politècnica de Catalunya (UPC). Aprovechando el entorno de la FOOT, y la coincidencia de la cifra del año 2020 con la notación 20/20 que habitualmente designa una agudeza visual normal en las revisiones optométricas, se quería dar un énfasis especial a la Luz como estímulo de la Visión y la Salud Visual como bien a proteger a lo largo de toda la vida.

Después de su aprobación por parte del Comité Español del DIL, se creó el comité organizador local con representantes de la FOOT, su Patronato, la UPC, SEDOPTICA y el Ayuntamiento de Terrassa. Los 4 aspectos principales que se tuvieron en cuenta al diseñar el Acto Central fueron los siguientes:

- Velar por una participación equilibrada de mujeres y hombres, desde el mismo comité organizador como en todos los actos programados.
- Mostrar el impacto transversal de la luz en campos como las ciencias, la tecnología, la salud, la educación, el ocio, la sostenibilidad, etc., e incrementar la conciencia de las personas sobre el papel relevante de las tecnologías de la luz en su vida cotidiana.
- Llegar a todo tipo de público, en cuanto a edad, nivel educativo, entorno social e intereses, prestando especial atención al colectivo de estudiantes de los diferentes niveles educativos.
- Conseguir una participación local y una difusión global, consiguiendo también dar mayor visibilidad a las numerosas organizaciones y empresas vinculadas a la luz y a sus tecnologías de la ciudad y sus alrededores.

Gran variedad de actividades para un público diverso. Como novedad respecto a celebraciones anteriores, la 3ª edición diseñó un programa con gran diversidad de actividades para llegar a un público más amplio y heterogéneo. Con la excepción de las exposiciones, que se prolongaban durante varias semanas, la parte central del programa cubría principalmente cuatro días[3].

Entre las organizaciones vinculadas a la luz del entorno de Terrassa, algunas de ellas ya ofrecían habitualmente visitas o talleres para los centros escolares. El comité de la 3ª edición les ofreció la oportunidad de adaptar estos talleres y visitas, poniendo más énfasis en el papel relevante de la luz en su actividad diaria. Se ofrecieron un total de 18 actividades para centros educativos de primaria, secundaria, bachilleratos y ciclos formativos, la mayoría se realizaron el viernes 14 de mayo o en fechas próximas, con la participación de más de 700 estudiantes de toda la ciudad.

Aprovechando la experiencia de profesores y investigadores del campus de Terrassa de la UPC,

como también de los profesionales de empresas y instituciones próximas, se organizaron 12 conferencias divulgativas, un debate y una mesa redonda en temas de optometría y ciencias de la visión, óptica y fotónica, tecnología aeroespacial, energías renovables, astronomía, iluminación, seguridad, aplicaciones biomédicas, entre otros. El Área Joven de SEDOPTICA organizó un café científico donde se presentaron 15 trabajos realizados por jóvenes científicos, que también tuvieron la oportunidad de compartir sus experiencias con 3 investigadores de categoría sénior.
La contaminación lumínica, y las contribuciones de mujeres científicas a lo largo de la historia, fueron los temas centrales de dos exposiciones. Los estudiantes de la FOOT realizaron exámenes optométricos gratuitos durante dos días en el patio del Museo Nacional de la Técnica y la Tecnología (MNACTEC) que tiene su sede en un céntrico edificio modernista de la ciudad.
El programa también incluía actividades culturales y de entretenimiento, como un espectáculo de proyección con una linterna mágica, un espectáculo de danza, dos conciertos musicales, y una exitosa *Ruta de la Luz*, que consistía en la iluminación especial para la ocasión de una decena de monumentos y edificios icónicos de la ciudad, de manera que los ciudadanos podían recorrer un itinerario y encontrar en ellos historias asombrosas relacionadas con la luz[4].



Figura 1: Variedad de eventos en la 3ª Ed. del Acto Central del DIL en España (Terrassa, 12-16 mayo 2021).

Reinventándose en tiempos de pandemia. Las estrictas y prolongadas medidas sanitarias para mitigar los efectos de la pandemia de SARS-CoV-2, forzaron el aplazamiento de la 3ª edición del Acto Central hasta mayo del 2021. En su lugar, el comité organizador preparó un concurso fotográfico durante mayo del 2020 con la recepción de unas 300 fotos relacionadas con la luz. Con una relativa mejora de la situación sanitaria, en mayo del 2021 se pudieron llevar a cabo la gran mayoría de actividades programadas para el Acto Central. Todas ellas se adaptaron a la nueva situación, con un formato híbrido presencial y virtual. Más de 60 entidades colaboradoras y cerca de 1600 personas participaron en los distintos eventos del DIL 2020-2021.

Agradecimientos: Los autores agradecen al Comité Español del DIL y a todas las organizaciones y empresas que han contribuido a la realización de la 3ª edición del Acto Central en España 2020-2021 en Terrassa.

[1]"Proclamación de un día internacional de la luz," *Actas Conf. Gral. UNESCO*, 39ª reunión, **2**, 39C (2017).
[2]I. Moreno, M. J. Yzuel, M. L. Calvo, *Proc. SPIE,* **11480**, 114800H (2020).
[3]Programa 3ª Ed. Acto Central: https://diadelaluz.es/storage/files/DIL_2021_Programa_Oficial.pdf (2021).
[4]Vídeo resumen de la 3ª Ed. Acto Central DIL: https://www.youtube.com/watch?v=IBhCGNJvVUs (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Fundamentos de óptica. Curso introductorio

Yobani Mejía

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia

ymejiab@unal.edu.co

Este libro[1] es el resultado de mis clases en el curso Fundamentos de Óptica en la Universidad Nacional de Colombia en Bogotá para los estudiantes de Física impartidas desde el 2005 hasta el 2017. Este es el único curso teórico en óptica dentro del currículo de la carrera de física y es opcional para los estudiantes. Por lo tanto, el curso es introductorio y abarca los temas clásicos en óptica. El curso se da en 16 semanas, 2 clases por semana y dos horas por clase. En cada clase se desarrolla un tema completo. Con esto en mente, el libro se organiza por unidades, una unidad por clase. En total se tienen 30 unidades, agrupadas en cuatro capítulos: óptica geométrica, polarización, interferencia y difracción. Como lecturas adicionales se incluyen seis apéndices: trazo de rayos, índice de refracción, vidrios ópticos, aberraciones cromáticas, prismas y elipse de polarización.

El curso se ofrece para los estudiantes que están en el tercer año de la carrera. Para entonces, ya han tomado los cursos de cálculo diferencial, integral, vectorial y algebra lineal, y los cursos de mecánica, ondas y electromagnetismo. Un hecho que me llamó la atención de los estudiantes cuando comencé a dar el curso fue que en efecto tenían habilidades sobradas para la realización de los cálculos en el curso, sin embargo, no ocurría igual con la parte conceptual. El libro está escrito con énfasis en la parte conceptual, con figuras cuidadosamente elaboradas y el contenido matemático necesario. Con base en mi experiencia como investigador en óptica aplicada (desde mi doctorado en el Centro de Investigaciones en Óptica, México, 2001) he incluido ejemplos que ilustran apropiadamente los conceptos desarrollados en cada unidad. Esta primera edición no incluye ejercicios propuestos al final de cada unidad. Queda como tarea para el profesor proponer ejercicios para la clase o la casa. Esto también motiva a los estudiantes a consultar otros textos de óptica clásicos.

El capítulo 1, óptica geométrica, consta de nueve unidades, iniciando con la cámara oscura y terminando con una introducción a las aberraciones monocromáticas. La unidad 8 describe algunos instrumentos ópticos, con énfasis en la lupa, la cual se toma como caballito de batalla para explicar los conceptos desarrollados en las unidades anteriores, a saber: trazo de rayos, diafragmas y pupilas, campo objeto y campo de visión, imagen virtual. El capítulo 2, polarización, consta de seis unidades, iniciando con las ecuaciones de Maxwell. Se exponen los mecanismos usuales de polarización y al final se introduce el formalismo matricial de Jones. El capítulo 3, interferencia, con nueve unidades, a mi modo de ver es esencialmente conceptual y resulta ser el más complejo para los estudiantes. He empleado el interferómetro de Michelson para explicar los fenómenos de coherencia, interferencia de ondas planas y esféricas, incluyendo una unidad sobre aspectos prácticos del interferómetro. También se discute con cierto detalle la interferencia con fuentes extendidas y la interferencia con luz blanca. Una primera parte del experimento de la doble rendija (o de Young) la presento en una unidad de este capítulo. El capítulo 4, difracción, con seis unidades, trata los temas usuales de difracción de Fresnel, Fraunhofer y formación de imagen difractiva. Incluyo en una unidad la segunda parte del experimento de la doble rendija, donde se trata el tema de coherencia espacial.

El objetivo de escribir este libro es ofrecer de manera concreta un entendimiento de los temas básicos en óptica e invitar a estudiantes de física, óptica e ingeniería para que continúen con mayor profundidad y con gusto el estudio en los diversos temas de la óptica.

[1] La versión impresa estará disponible en noviembre de 2021 y la versión digital se puede consultar de manera libre en http://ciencias.bogota.unal.edu.co/menu-principal/publicaciones/biblioteca-digital/fisica/

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

La docencia de psicofísica y percepción visual en los tiempos del COVID

Mª Josefa Luque[1], Dolores de Fez[2], Amparo Díez[1], M. Carmen García-Domene[1], Valentín Viqueira[2]

[1] Departament d'Òptica i Optometria i Ciències de la Visió, Universitat de València
[2] Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía. Universidad de Alicante

Contacto: maria.j.luque@uv.es

Introducción: Los estudios del Grado en Óptica y Optometría, debido a su alto grado de experimentalidad, se vieron especialmente afectados el curso 19-20 por el confinamiento COVID-19. Afortunadamente, en las Universidades de Valencia y Alicante (UV y UA) disponíamos de un laboratorio virtual para asignaturas de Psicofísica de la Visión y Percepción Visual, basado en aplicaciones ejecutables de Matlab, desarrollado durante los últimos años, y con el que habíamos diseñado un curso MOOC[1], que nos dotó, inesperadamente, de buena parte de la infraestructura técnica necesaria para poder realizar docencia en línea.
La transición no fue tan simple como hubiéramos querido porque no todos los estudiantes disponían de ordenadores o de una conexión a red de buena calidad y porque el software que habíamos desarrollado sólo podía utilizarse en entorno Windows. Estos problemas obligaron a modificaciones parciales del software (p.e., para cambiar respuestas por teclado numérico a respuestas por ratón), a proporcionar a los estudiantes el software sin compilar para su uso directo en Matlab y a fomentar la colaboración entre estudiantes, ya que era posible, mediante videoconferencia y compartiendo pantalla, que dos personas pudieran realizar una práctica, actuando uno como clínico y el otro como paciente.
Para agravar la situación, los criterios sobre cómo afrontar la docencia en este período sufrieron varios cambios en corto plazo. Finalmente, mientras en la UA se optó por pasar todo lo posible a formato online, sin recortar contenidos, en la UV, se redujo el contenido de las clases prácticas a la mitad, para compensar el aumento de tareas que deberían realizar los estudiantes para reducir el peso del examen en la evaluación.
A esto se sumó el estrés al que se vieron sometidos estudiantes y profesorado, que hubieron de cambiar sus hábitos y sus estrategias de enseñanza y aprendizaje en un tiempo extraordinariamente corto, con una sobrecarga de trabajo notable.
Aunque simplemente haber superado este período puede considerarse un éxito, es necesario saber si, realmente, los materiales y las metodologías empleadas permitieron a los estudiantes adquirir los conocimientos necesarios.

Metodología: Nos hemos centrado en las prácticas de laboratorio de las asignaturas Psicofísica de la Visión de la UV y Psicofísica y Percepción Visual de la UA, en las que, a pesar del cambio en la modalidad de docencia, el procedimiento de evaluación se ha basado en las mismas pruebas que en un curso presencial, y hemos buscado diferencias en el rendimiento. Como los temarios son distintos, en el análisis se han mantenido separados los grupos de las UA y la UV. Se han comparado los cursos 18-19, impartido de forma presencial en ambas universidades, 19-20, impartido de forma no presencial y 20-21, en formato presencial en la UV y mixto (clases no presenciales, examen presencial) en la UA.
En el curso 19-20 en UA y UV y 20-21 en la UA, la docencia se realizó en línea: los alumnos descargaron el software de cada práctica y se realizaron sesiones prácticas de forma síncrona con

el profesor a través del aula virtual. Los estudiantes disponían de material de apoyo (vídeos, materiales del MOOC) y acceso a tutorías electrónicas. La entrega de las medidas realizadas era obligatoria en la UA y voluntaria en la UV, donde se complementaba con la resolución de cuestiones sobre el diseño experimental.
En la UA la nota se divide en dos partes. Los alumnos entregan una memoria de resultados de cada práctica y se evalúan dos de ellas elegidas a sorteo (las mismas para todos los alumnos). En los cursos 18-19 y 20-21, se realiza un examen presencial en el laboratorio, sorteándose una práctica para cada alumno, que debe responder a las preguntas del profesor sobre el procedimiento experimental. El curso 19-20, un examen online tipo test remplaza esta parte.
En la UV, la evaluación se realiza mediante cuestionarios de aula virtual, configurados para presentar a cada estudiante una selección aleatoria de unas 10 cuestiones de un banco de preguntas. Las preguntas numéricas están configuradas para que los valores sean aleatorios.
Dado que las distribuciones de calificaciones siguen la distribución normal ($p>0.05$ en el test de Kolmogorov-Smirnov), las diferencias entre cursos (UA y UV) y entre grupos presenciales y no presenciales (UV), se han analizado mediante un ANOVA de un factor y el post-hoc de Bonferroni.

Resultados: Los resultados de la UA muestran una mejoría en la evaluación de las memorias entregadas en los dos cursos desarrollados online frente al presencial del primer año (6.8-7.7-7.6). La prueba Anova nos indica que la diferencia es estadísticamente significativa, aunque el post-hoc de Bonferroni solo marca la comparativa entre el primer y el segundo año en el límite de diferencia significativa ($p=0.05$). Esta mejora puede deberse a una mayor implicación de los alumnos, como contrapunto a no asistir presencialmente. En cuanto al examen (6.1-5.8-7.6), el curso 19-20 muestra un ligero empeoramiento, no siguiendo el mismo comportamiento hacia una mejora, como la parte de memorias. En cuanto al último curso, donde se recupera la evaluación práctica presencial, el resultado es el mejor en esta comparativa. De nuevo la diferencia entre cursos es estadísticamente significativa y el post-hoc de Bonferroni indica que estas diferencias se deben al curso 20-21. Los resultados parecen indicar que los alumnos se defienden mejor en un examen oral que en un examen tipo test sobre la parte práctica. En la UV, los resultados de los 3 cursos (5.8-6.8-6.9) muestran una mejoría gradual, que podría atribuirse a que los estudiantes han podido recopilar respuestas a parte de las cuestiones del banco de preguntas (las de contenido más teórico), pero, aunque la prueba ANOVA muestra que hay diferencias significativas ($p=0.02$), estas son sólo entre los cursos 18-19 y 20-21 ($p=0.05$); la comparación entre cursos presenciales (6.3 en 18-19 y 20-21) y no presenciales (6.8 en 19-20) con el test t de Student no muestra diferencias estadísticamente significativas.

Conclusiones: Aunque hay indicios de una mayor implicación de los estudiantes en la realización de las prácticas durante el confinamiento, los resultados generales no avalan que la docencia en línea mejore el rendimiento. Al menos, se muestra que los resultados no son peores que en un curso normal, como hubiera sido esperable por las dificultades encontradas por profesores y alumnos. Sin embargo, queda la duda de si los elementos de evaluación utilizados hubieran sido capaces de detectar problemas de aprendizaje, ya que existe la posibilidad de que los estudiantes aprovechen resultados de compañeros de otros años (en las preguntas teóricas de los cuestionarios y en las memorias), enmascarando el resultado real.

[1]MOOC Prácticas de Psicofísica y Percepción Visual https://web.ua.es/es/ice/pensemonline/todos-mooc-nooc/practicas-de-psicofisica-y-percepcion-visual.html

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

New Optica Student Chapter in Valencia: Photonets UV

Josu Sánchez-Martín[1,4], Luis Alberto Sánchez[1,4], Abraham Loredo-Trejo[1,4], Jesús Ortiga-Fibla[1,4], Akun Liang[1,4], Javier Yeste[2,4], Víctor González-Morote[4], Carmen Galotto[4], Ana Garrigues-Navarro[4], Sofía Gil-Rodrigo[4], Marc Pérez-Safont[4], Pablo Martínez-Reviriego[3,4], Paula Mouriño-Miñambres[4], Roser Forment-Riera[4], Nadia Ghadban-Gimeno[4], Pau Huerta-Solis[4]

[1] Institut de Ciència dels Materials, Universitat de València, Catedrático José Beltrán 2, 46980 Paterna, Spain
[2] Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo, Universitat de València, Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot, Spain
[3] Institut de Física Corpuscular, Universitat de València, Catedrático José Beltrán 2, 46980 Paterna, Spain
[4] Photonets UV, Student Chapter, Facultat de Física, Universitat de València, Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot, Spain

Contact: agana@alumni.uv.es

Throughout this past year, some PhD, Masters and Degree students from the University of Valencia (UV) have teamed up in order to set up a collaborative group called “Photonets UV”, that was recently enclosed in the Optica (formerly OSA) Student Chapter initiative. These associations are spread all over the world, being managed by students and linked to their universities. Our group has the main goal of organizing outreach events and content related to optics and photonics, in addition to offer career development opportunities and leisure activities for our members. Furthermore, we are aware of the difficulties that STEM careers present for women, thus we want to make visible the role of women in science, especially in the fields of optics and photonics, and encourage new female members to enrol in our chapter and join our activities.

In the short time since we began our activities, we already had the chance to participate in relevant science outreach events. For example, at the *XVI Fira-Concurs Experimenta 2021*[1] organized by the UV we brought fundamental optical phenomena closer to the public attending the event through simple experiments and homemade demonstrations (Figure 1). We also attended the Cultural Week of the Assembly of Representatives (AdR) of the Physics and Optics Degrees of the UV, where we presented our chapter to the students and some members talked about their personal experiences throughout their scientific careers[2].



Figure 1: Some of the experiments presented at the XVI Fira-Concurs Experimenta 2021: optical polarization and birefringence (left); and refraction and fluorescence (right).

We were part of the organizing committee of the 1st Optica Spanish chapters' workshop where we could share our experiences in outreach activities, experiments and demonstrations. We also shared ideas and tips to improve our student chapters, but more importantly, we got in touch with the current Optica Spanish chapters. We also participated at the photo contest organized by the Faculty of Physics of the UV to commemorate the International Day of Light, where we submitted three different photos and won the first prize thanks to birefringent Xano[3] (Figure 2).

We are willing to grow in the upcoming years, hosting and contributing in outreach events, visiting primary and secondary schools all around the *Comunitat Valenciana*, and last but not the least, offering our members a wide range of useful and fun activities. You can find us at @photonets_uv (Instagram and Twitter) or via email at photonets@uv.es.



Figure 2: Photos submitted to the contest organized by the Faculty of Physics of the UV to commemorate the International Day of Light. Birefringent Xano (left), the beam emitted by a supercontinuum source in optical fiber (middle) and total internal reflection and fluorescence of olive oil (right).

Acknowledgements: We thank Optica (formerly OSA) for their financial support.

[1] Official website of UV Experimenta 2021.
[2] Video of our talk at the Cultural Week of the AdR.
[3] UV website.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

El Día Internacional de la Luz en España – Tres ediciones (y una pandemia)

Ignacio Moreno[1], María L. Calvo[2] y María J. Yzuel[3]

[1] Instituto de Bioingeniería, Universidad Miguel Hernández de Elche, Avda. Universidad s/n, 03202 Elche, España
[2] Departamento de Óptica, Universidad Complutense de Madrid, Pl. Ciencias, 3, 28040, Madrid, España
[3] Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, Edificio Cc 08193 Bellaterra, Barcelona, España

Contacto: Maria.Yzuel@uab.cat

En 2017 la UNESCO declaró el 16 de mayo como el Día Internacional de la Luz (DIL), con el fin de dar a conocer la importancia de la tecnología basada en la luz para el bienestar de la humanidad. Ese mismo año se constituyó el Comité Español del DIL, como continuación del comité del Año Internacional de la Luz y de las Tecnologías basadas en la Luz (2015). Este comité mantiene la relación con el *International Day of Light Steering Committee* y en él participan miembros que representan los ámbitos académico, científico e industrial que en España están relacionados con la luz y las tecnologías basadas en la luz (Figura 1). En la página web de dicho comité [1] quedan descritas las empresas, sociedades científicas e instituciones que han patrocinado las actividades. La celebración del DIL se fundamenta en la organización de diferentes actividades para promover su relevancia y atraer a los jóvenes estudiantes hacia las carreras de ciencias o ingeniería. Esta comunicación pretende resumir las celebraciones acontecidas en estos años y promover la implicación de todos los miembros de la comunidad científica española ligada a la ciencia y a las tecnologías de la luz en las próximas ediciones.



Figura 1: Entidades colaboradoras que forman parte del Comité Español del Dia Internacional de la Luz.

Tras cuatro años consecutivos de celebrar el DIL, algunas actividades han quedado consolidadas en España, en particular la organización de un acto central. Tras los actos centrales organizados con gran éxito en la Universidad Complutense de Madrid (2018) y en la Universidade de Santiago de Compostela (2019), la edición prevista en 2020 en la Facultad de Óptica y Optometría de la Universitat Politècnica de Catalunya (UPC), Terrassa, hubo de suspenderse por la pandemia y posponerse hasta mayo de 2021. En este mismo congreso RNO2021 se presenta otra comunicación que explícitamente aborda la celebración del acto central de este año en Terrassa.

Además del acto central, son varias las actividades ligadas al DIL que han quedado consolidadas. Destacan los Premios Fotón, iniciativa del Instituto de Óptica-CSIC en colaboración

con SEDOPTICA y *secpho*, que pretende reconocer el trabajo en comunicación y diseminación de la investigación en óptica y fotónica y, por otro lado, promover la enseñanza de esta disciplina en los centros de educación primaria y secundaria. También el proyecto educacional 'Misión ALBA', orientado a estudiantes de escuelas de primaria, organizado por el sincrotrón ALBA, que en 2020 y 2021 ha continuado con visitas virtuales. En las universidades y centros de investigación se han realizado numerosas conferencias, talleres, concursos, etc, que se recogen en la web [1], algunas de las cuales se realizan de forma consolidada cada año [2].



Figura 2: (a) *LightPainting* realizado en el DIL2018, Universidad Complutense de Madrid; (b) Organizadores y ponentes en el DIL2019, Universidade de Santiago de Compostela; (c) Anuncio del DIL2020-21, Universitat Politècnica de Catalunya; (d) Con miembros del *International Day of Light Steering Committee* en el acto internacional en Trieste (2019).

Desde el Comité Español del DIL deseamos aprovechar el foro de la RNO para recordar la importancia para nuestra comunidad de continuar la promoción e impulso de actividades relacionadas con el DIL, un importante proyecto global internacional de enseñanza y divulgación de la Óptica y la Fotónica.

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen a todos los miembros del Comité español del DIL, a todos los patrocinadores y a las organizaciones que colaboran, así como a todos los organizadores y participantes en las diferentes actividades que se han organizado en España a lo largo de estos años.

NOTA SOBRE LOS AUTORES: M.J. Yzuel es presidenta del Comité Español del DIL; M.L. Calvo e I. Moreno son vicepresidentes de dicho Comité [1].

[1] Página web oficial en España para el DIL: http://www.diadelaluz.es

[2] I. Moreno, M. Yzuel and M. L. Calvo; *Proc. SPIE*, **11480**, 114800H (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Divulgando la Fotónica en la Noche Europea de los Investigadores e Investigadoras

Rosa Ana Pérez-Herrera[1], Santiago Tainta[1] y Mikel Bravo[1]

[1]Departamento de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Comunicación, Instituto Smart Cities (ISC), Universidad Pública de Navarra, Campus de Arrosadía s/n (31006, Pamplona, España)

Contacto: rosa.perez@unavarra.es

Dentro del ámbito de la promoción de la carrera investigadora y su función en la sociedad, en noviembre de 2020 se celebró en 370 ciudades europeas la Noche Europea de los Investigadores y las Investigadoras. Este evento, financiado por la Comisión Europea, se enmarca dentro de las Acciones Marie-Sklodowska-Curie (MSCA), y es una iniciativa para fomentar las carreras científicas en Europa que tiene como objetivos principales acercar la figura del personal investigador a la ciudadanía, dando a conocer su trabajo y los beneficios que este aporta a la sociedad, así como fomentar la elección de carreras científicas entre el estudiantado eliminando las barreras de género.

Como parte de estas actividades, las universidades integrantes del grupo G-9[1] se sumaron a la iniciativa con un programa de más de 100 actividades[2] desarrollado en doce ciudades diferentes, ofreciendo una programación variada de talleres, demostraciones, juegos o competiciones enmarcada dentro del proyecto 954912 - S-TEAM - H2020-MSCA-NIGHT-2020.



Figura 1. Logotipo de La Noche Europea Investigadores e Investigadoras 2020 [2].

Entre las actividades desarrolladas por la Universidad Pública de Navarra se organizó una feria de ciencia virtual consistente en una actividad de Escape Room Virtual[3] en el que los asistentes, a través de la visualización de videos de duración breve y con diferentes temáticas, debían resolver un cuestionario para poder superar la actividad y recibir un premio. Estos videos presentaban de forma divulgativa la actividad realizada por diferentes investigadores de la universidad y la aplicación que tienen los resultados obtenidos en la sociedad actual. El video "Midiendo con Luz"[4] fue uno de los exhibidos y en él se mostraba, partiendo de unas explicaciones muy breves sobre el funcionamiento de la luz, el funcionamiento de las redes de Bragg y su aplicación como sensores ópticos para la monitorización de diferentes parámetros físicos tales como vibración o temperatura o su uso para la gestión del tráfico.

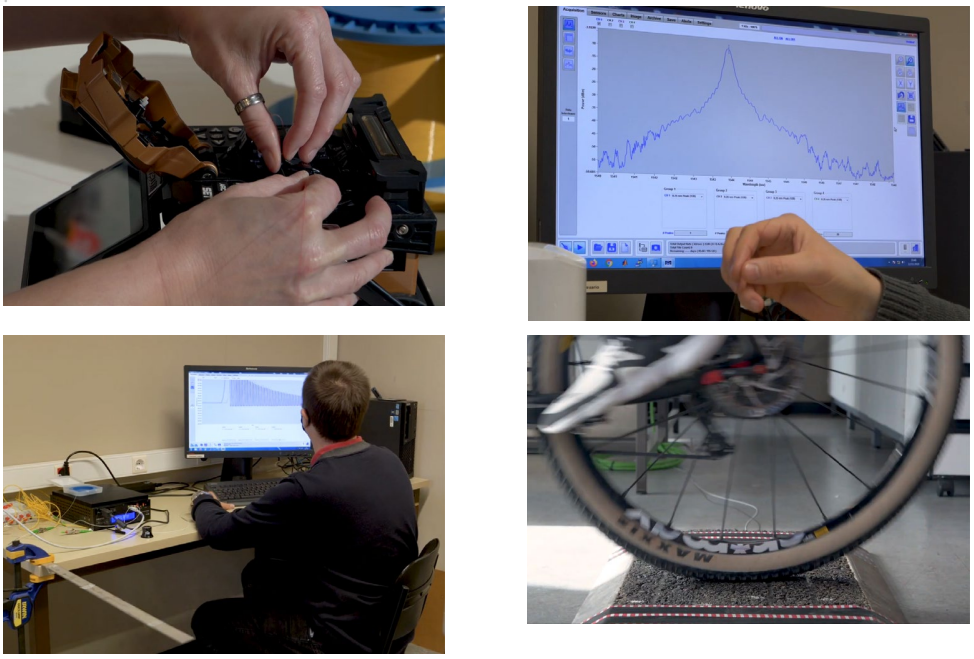


Figura 2: Capturas del video mostrando una soldadura de fibra (sup. Izda.), el espectro de una red Bragg y su variación con la temperatura (sup. dcha.), un sensor de vibración basado en una red Bragg (inf. Izda.) y un prototipo de sistema para la media del tráfico (inf. dcha.)

El video fue propuesto como candidato a la cuarta edición de los Premios Fotón, el cual es organizado por el Instituto de Óptica "Daza de Valdés" del Consejo Superior de Investigaciones Científicas en colaboración con la Sociedad Española de Óptica, resultando ganador dentro de la categoría Fotón Emitido[5]. El objetivo del Premio Fotón de Comunicación Científica es promover y reconocer la labor de comunicación, divulgación y acercamiento a la opinión pública del impacto científico, tecnológico y social de la investigación en el ámbito de la óptica y la fotónica. Al conceder el premio, el jurado tiene especialmente en cuenta que esta labor sea innovadora y amena en la forma, y comprensible y rigurosa en el fondo. También pretenden promover e incentivar la enseñanza de las ciencias y la investigación, en particular la óptica y la fotónica, a los estudiantes de primaria y secundaria. El jurado, en su fallo, ha valorado la calidad divulgativa del trabajo audiovisual, destacando que "traslada de forma amena y con rigor científico las tecnologías de sensores en ciudades inteligentes". También ha remarcado sus cualidades estéticas y su forma expositiva y ha resaltado "su capacidad de llegar a un público amplio a través de la iniciativa La Noche de los Investigadores".

[1] https://www.uni-g9.net/
[2] http://2020.nocheinvestigag9.es/
[3] https://feriacienciavirtual.com/
[4] https://www.youtube.com/watch?v=XuItb2KzG50
[5] https://www.io.csic.es/premiosfoton/

AGRADECIMIENTOS: Los autores quieren agradecer el apoyo de las siguientes fuentes de financiación: La Unidad de Cultura Científica de la Universidad Pública de Navarra, el contrato Beatriz Galindo BEAGAL18/00116, el contrato Marie Skłodowska-Curie No 838143 soportado por los fondos del Horizonte 2020 de la Unión Europea.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Enseñanza de psicofísica clínica mediante el diseño de tests: Test del Puzzle

Paula Daudén Oliver

Facultat de Física, Universitat de València. Dr. Moliner, 50. 46100 Burjassot (Spain)

Contacto: paudauo@alumni.uv.es

Una buena forma de que los estudiantes del grado de Óptica y Optometría comprendan mejor los conceptos y procedimientos de la psicofísica clínica es proponerles que diseñen su propio test de visión para anomalías cromáticas, ya que los cálculos que deben realizarse son relativamente sencillos y deben tenerse en cuenta muchos factores para realizar un buen diseño. Para que esta tarea se pueda desarrollar en el aula, deberemos facilitar a los estudiantes herramientas que les permitan diseñar estímulos con facilidad, por ejemplo, el programa informático Matlab, con librerías especializadas (como Colorlab[1]). En eesste trabajo, se presenta un test diseñado por una estudiante en un trabajo de fin de grado, y que ilustra los pasos de este proceso de diseño.

El objetivo de este trabajo es diseñar un test para detectar anomalías congénitas de la visión de color, clasificarlas según el tipo y estimar su gravedad. Consta de 10 diapositivas, con una pieza central fija situada a la derecha del test y 4 piezas móviles a la izquierda del test (Figura 1). El paciente deberá encajar en los laterales de la pieza fija las piezas móviles que considere que son del mismo color. Las posibles piezas para encajar son cuatro, una del mismo color que la central y las otras tres de colores que están en la recta de confusión de algún tipo de dicrómata. Así, un sujeto con visión de color normal siempre podrá encajar solo una pieza, mientras que sujetos con anomalías en la visión de color encajarán más de una. El test va dirigido a pacientes a partir de 12 años, para asegurar la comprensión de la tarea.

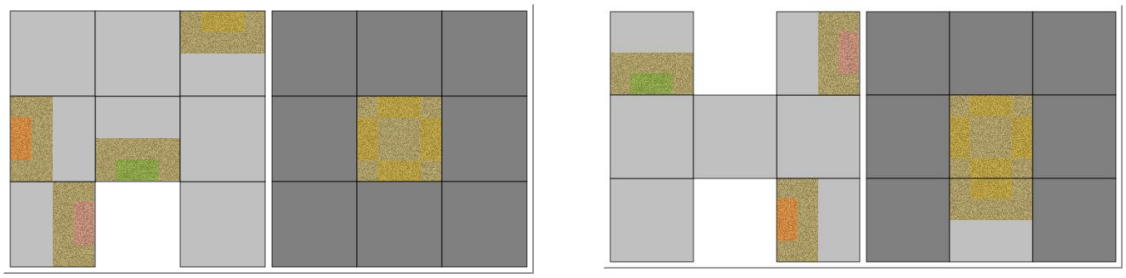


Figura 1: Diseño del test del Puzzle. A la izquierda antes de resolverse y a la derecha como lo resolvería un sujeto con visión de color normal.

A la hora de diseñar el test hemos tenido en cuenta varios factores: la adaptación del paciente, la iluminación, el tamaño de los estímulos y el monitor que hemos utilizado, que se ha caracterizado colorimétricamente para obtener los colores deseados. También deben tenerse en cuenta el tamaño del campo visual explorado y la agudeza visual requerida para poder realizar el test. Así, en nuestro test, los estímulos cromáticos miden 1.1cm y el test se realiza a 40 cm, para explorar el campo central. Por tanto, los estímulos que el paciente debe emparejar subtienden 1.5°. La agudeza visual decimal requerida para poder realizar el test es 0,011. Además, el test está hecho sobre un fondo blanco con el objetivo de saturar el canal acromático y que la respuesta del paciente sea usando solo mecanismos cromáticos[2]. Al modificar solo la respuesta de un cono, la luminancia cambia. Si los estímulos son dos piezas lisas, el paciente podría no aceptar que las

piezas sean iguales por diferencias de luminosidad. Por este motivo, añadimos ruido de luminancia a las piezas que impida que puedan detectarse diferencias de luminosidad.

El test está formado por 10 diapositivas, y contiene 4 láminas para detección y clasificación y 6 para graduación del defecto. En las láminas de detección (las cuatro primeras), el color de la pieza central es el mismo que el de una de las piezas móviles y las tres restantes están cada una en la recta de confusión de un dicrómata. En estas 4 primeras diapositivas, va aumentando la dificultad, es decir, en la primera diapositiva los colores de las piezas móviles son menos parecidos al de la pieza central (están más alejados en el diagrama cromático) y en las siguientes, la distancia disminuye. Así, con la primera diapositiva detectaríamos dicrómatas y tricrómatas anómalos severos y al ir aumentando la dificultad podríamos detectar anómalos leves que pasarían como normales en las primeras diapositivas. A partir de la diapositiva 5, todas las piezas de una misma diapositiva son para detectar un mismo defecto, con diferentes dificultades para poder obtener información sobre la severidad de la anomalía. Las diapositivas 5 y 6 sirven para detectar una anomalía de tipo protán, las diapositivas 7 y 8 detectarían un defecto deután y las diapositivas 9 y 10 un defecto tritán. La pieza central es común para los defectos protán y deután y distinta para el defecto tritán y la segunda lámina de cada defecto presenta mayor dificultad que la primera.
Para calcular los valores triestímulo de las piezas, se parte de un color de referencia (el de la pieza central) y se modifican los valores de L para un defecto protán, los valores de M para un defecto deután y los valores de S para un defecto tritán. Esta modificación se puede hacer tanto sumando como restando una cierta cantidad al valor original (Tabla 1).

	LMS			XYZ		
	L	M	S	X	Y	Z
Fondo	66,54	33,456	100,66	100	100	100
Central	68	32	60	100,8412	100,004	59,6066
Abajo	68	32	60	100,8412	100,004	59,6066
Arriba	60	32	60	77,2827	92,0037	59,6066
Derecha	68	28	60	114,8451	96,0038	59,6066
Izquierda	68	32	130	115,5706	100,004	129,1476

Tabla 1: Valores triestímulo XYZ y LMS de las piezas de la diapositiva 1. En rojo, los cambios respecto a la pieza central.

Una vez construido el test, su funcionamiento puede analizarse con pacientes reales o con un simulador de visión dicrómatica y analizar los posibles errores que pueda haber en el diseño.
El objetivo de esta tarea no es crear un test perfecto, sino que los alumnos adquieran los conocimientos necesarios para su realización y aprendan a tener en cuenta todas las variables que afecten a la realización del test.

---

[1]Malo, J., Luque, M.J. (2002b). ColorLab: the Matlab toolbox for Colorimetry and Color Vision. Univ. Valencia 2002. Consultado el 06/07/2020 http://isp.uv.es/code/visioncolor/colorlab.html.
[2]Kalloniatis, M., Harwerth, R.S. Spectral sensitivity and adaptation characteristics of cone mechanisms under white-light adaptation. Journal of the Optical Society of America A. 1990;7:1912–1928 (1990).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

USC-OSA Student Chapter and USC-EPS Young Minds Section: our activities in 2020 and 2021

Bastián Carnero[1], Carlos Damián Rodríguez-Fernández[1], Mónica Canabal[1], Damián Ínsua-Costa[1], Alejandro Doval[1], Alicia Muñoz-Ramos[1], Raúl Sánchez-Cruz[1], Rocío Liñares[1], Xoán González-Iglesias[1] and María Teresa Flores-Arias[1]

[1]USC-OSA Student Chapter and USC-EPS Young Minds Section, Facultade de Óptica e Optometría, Universidade de Santiago de Compostela (Rúa Xoaquín Díaz de Rábago, 2, 15705, Santiago de Compostela, Spain)

Contact: usc.osa.sc@gmail.com

The USC-OSA student chapter and USC-EPS Young Minds Section is an organization founded in 2013 by physics students of the Universidade de Santiago de Compostela (USC) with the purpose of disseminating physics in Galicia, and, especially, optics and photonics. The current composition of the chapter includes students from different formative levels (undergraduates, master students, PhD candidates and a supervisor) and the diverse activities carried out year after year are funded by both the Optical Society of America (OSA) and the European Physics Society (EPS). Since the foundation of the chapter, a large number of outreach activities have been performed in collaboration with schools, high schools and even hospitals[1,2], together with other activities devoted to foster the career development of the chapter's members or raise awareness about different social and scientific issues. In this contribution, we review the activities carried out by the chapter during the 2020 and 2021 years in three different fields: outreach, inclusion in science and career development.

Outreach: In early 2020, prior to the pandemic arrival, we visited some highs schools where we performed several optics-related experiments. There, we explained several important concepts related to light, such as, polarization, refractive index, or fluorescence, to the children (Fig. 1a). After the advent of the COVID-19 pandemic, and, the consequent approval of social restraint policies, we left apart face-to-face activities and began to explore social networks as a tool for outreaching[3,4]. For instance, we used Twitter and Instagram to host two different scientific photography contests whose purpose was awakening the curiosity of the participants for all the optical phenomena that often go unnoticed in our everyday life. The first contest was held for Christmas, and the second for the 2021 International Day of Light. In the last, participants had to explain the phenomena they photographed and the winner was chosen by popular vote on social networks. Moreover, a disruptive outreach-devoted award ceremony was carried out on Twitch, where several members of the chapter explained the physics behind the participant pictures to a wide audience. Finally, both in 2020 and 2021 the chapter actively participated in several online workshops to explain what physics is about to high school students and how a degree in physics can improve their careers.

Inclusion in science: Raising awareness about the existence of exclusion in science and research by reasons of sex, sexual orientation or race is a prominent objective of our chapter. This is our small contribution to make the world a better place. As a chapter, we used to celebrate the International Day of Women and Girls in Science. In 2020, before the pandemic, we celebrated this day by carrying out some outreach activities that were performed in schools by the female members of the chapter. In addition, we stuck some posters celebrating the work of some female researchers

in the faculty hall. After the pandemic, we changed the posters by a series of short videos, each one devoted to a female scientist. These videos were posted on our Twitter and Instagram profiles and some of them received more than 1000 visualizations. The videos commemorated international scientists such as Cecilia Payne or Maria Goeppert-Mayer as well as local pioneers such as Antonia Ferrín, the first Spanish woman to obtain a PhD in Astronomy.



Figure 1: a) The female members of our chapter conducting an outreach activity for the International Day of Women and Girls in Science prior to pandemics. b) Online Doc-Talk focus on the L2A2 laser facility of the USC.

Career Development: Student chapters are not exclusively devoted to outreach, but career development is also a priority. Among the professional abilities our chapter promotes, it is compulsory to highlight the skills related to the organization and hosting of events. In the last years, we organized skill-oriented workshops, outreaching events, as well as, in collaboration with other student chapters, the I Spanish OSA Chapter Meeting. For instance, in order to acquire the required skills to create the videos to commemorate the International Day of Women and Girls in Science, we organized a workshop held by a famous local youtuber about video edition. On the other hand, in order to promote the research done in our faculty, we periodically organize and host Doc-Talks, meetings where a couple of PhD candidates are invited to talk about their research. These talks are currently live-streamed on Twitch, but diverse platforms were used in the past (Fig. 1b). Furthermore, our chapter gives our members the opportunity to work in contributions to different congresses, activity in which they develop important skills for academia such as scientific writing, revision abilities or poster designing. Last but not least, we also provide to our members access to all the career development activities organized by our funders OSA and EPS.

ACKNOWLEDGEMENTS: We thanks the American Optical Society (OSA), the European Physics Society (EPS) and the Universidade de Santiago de Compostela (USC) for their support to our activities.

[1]A. Gargallo et al.; *Second International Conference on Applications of Optics and Photonics*, **9286**, 928628 (2014).

[2]M. Aymerich et al.; *Third International Conference on Applications of Optics and Photonics*, **10453**, 104532A (2017).

[3]C. D. Rodríguez-Fernández et al.; *Hands-on Science Education Activities: Challenges and Opportunities of Distant and Online Teaching and Learning*, 1 (2021).

[4]C. D. Rodríguez-Fernández et al.; *XII Reunión Española de Optoelectrónica*, 279 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Píldoras de autoaprendizaje de Óptica Oftálmica

Julián Espinosa[1], Esther Perales[1], Elisabet Chorro[2], Begoña Domenech[1], Khalil Huraibat[1] y Valentin Viqueira[1]

[1] Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante, Carretera San Vicente del Raspeig s/n 03690 San Vicente del Raspeig – Alicante, España
[2] Universidad Internacional de la Rioja, Av. de la Paz, 137, 26006 Logroño, La Rioja, España

Contacto: julian.espinosa@ua.es

La teoría constructivista del aprendizaje promueve que los estudiantes utilicen sus conocimientos y experiencia previa para comprender un nuevo material de modo que, procesando activamente la información, es más probable que la recuerden y la apliquen en nuevas situaciones. Nuestra intención es fomentar el aprendizaje activo de prácticas de la asignatura Óptica Oftálmica II (OOII) del Grado en Óptica y Optometría de la Universidad de Alicante basándonos en el autoaprendizaje mediante píldoras educativas. Las píldoras educativas consisten en vídeos didácticos mediante los cuales se explica un concepto concreto, es decir, son lecciones cortas de aprendizaje que pueden ayudar a los estudiantes a una mejor retención de la información y aumentar la motivación del estudiante en su aprendizaje.

En el curso 20/21, el número de alumnos en OOII fue 50 divididos en tres grupos de 12, 17 y 21. Dos de estos grupos (el de 12 y 17 alumnos), fueron considerados grupo experimental con acceso a las píldoras educativas. El tercer grupo fue considerado el grupo control sin acceso a las píldoras. Con el fin de comparar los resultados entre ambos grupos y poder evaluar la experiencia educativa, ambos grupos dispusieron del mismo material didáctico (exceptuando las píldoras) que consistía en un guion de prácticas y dos cuestionarios por sesión, para valorar y comparar rendimientos y satisfacción en cada grupo.

Se diseñaron tres píldoras educativas[1] dedicadas a la medida de lentes astigmáticas, la medida de efectos prismáticos y la medida de lentes bifocales y progresivas. El diseño de cada píldora educativa se ha realizado mediante la herramienta digital Filmora para la creación del vídeo. Los vídeos están publicados y son accesibles desde Youtube. La información se ha recogido principalmente utilizando Edpuzzle y Quizizz. Eddpuzzle es una aplicación web gratuita con fines educativos que permite crear cuestiones relativas al visionado y comprensión del vídeo. Quizizz permite crear cuestionarios online donde los alumnos pueden participar como juego en directo, como tarea o de manera individual. Esta herramienta fue usada para evaluar la asimilación de los contenidos antes de la realización de la práctica.

Se han recopilado los datos de las tres píldoras, haciendo un recuento solo de aquellos usuarios que visionaron la píldora al menos un 90% del tiempo total y que fueron el 58%, 48% y 51% de las respuestas registradas respectivamente. Las píldoras reciben un número de respuestas muy diferentes. La primera tan solo 19, la segunda 42 y la tercera 37. Se puede suponer en primer lugar que no todos los alumnos realizan la actividad y probablemente en la primera píldora respondieron los alumnos con mayor interés en seguir la asignatura y solo respondieron una vez. Mientras que, en las otras dos píldoras, o bien respondieron más alumnos, o bien lo hicieron los mismos alumnos más veces, hasta alcanzar las cotas máximas en la actividad. Este resultado podría interpretarse como un indicativo que pone en valor los recursos proporcionados porque sí consiguen proporcionar al alumnado material adicional que permita autorregular su aprendizaje y consolidar conocimientos antes de la realización de la práctica.

Se han comparado las respuestas proporcionadas por los grupos experimentales y de control a los cuestionarios elaborados en Quizziz. El análisis de resultados desprende que los

alumnos con motivación e implicados en la experiencia educativa alcanzaron mejores calificaciones. También se ha analizado el grado de rendimiento conseguido en dicho cuestionario en ambos grupos contabilizando al alumnado existente las diferentes franjas de puntuación (Tabla1). Para cada franja, se ha obtenido el incremento porcentual de alumnos en los grupos experimentales respecto al de control. Los incrementos porcentuales en las franjas (3-5) y (8-10) concuerdan con los decrementos en las franjas (0-3) y (5-8). Así, puede concluirse que, en el grupo experimental, el alumnado está una franja por encima en cuanto a puntuación que el del grupo de control.

Franja de puntuación	Incremento de alumnos en grupo experimental frente al de control (%)
[0-3[	-6
[3-5[	7
[5-8[	-11
[8-10]	10

Tabla 1: Incremento porcentual de alumnos en los grupos experimentales respecto al de control en diferentes franjas de puntuación.

En la figura 1, se muestra el diagrama de cajas correspondiente a la prueba práctica y al test práctico para los cursos 2016/17, 2017/18, 2018/19, 2019/20 y 2020/21. Cabe destacar los resultados del curso 19/20, alterado debido a la crisis sanitaria ocasionada por la Covid-19. El test tuvo las mismas características, sin embargo, la prueba práctica tuvo que ser adaptada porque no fue posible realizarla en el laboratorio. Se observa que la calificación media fue mayor que en los otros cursos. Exceptuando esta anomalía, en la prueba práctica no existen diferencias entre los diferentes cursos académicos, sin embargo, en el test se observa un ligero aumento de la calificación media del curso actual respecto a los cursos anteriores. Mediante un t-test con nivel de significación α igual a 0.05 se contrastó la calificación media de los cursos anteriores (exceptuando el 19-20) y la del curso 20/21. Se obtuvo un p-valor ($p = 1.94 \cdot 10^{-4}$) menor que el nivel de significación ($\alpha = 0.05$), por tanto, las diferencias entre las calificaciones medias (4.09 y 5.41 respectivamente) eran estadísticamente significativas. Este resultado podría atribuirse al hecho de contar con la píldora educativa como material docente para preparar el test práctico.

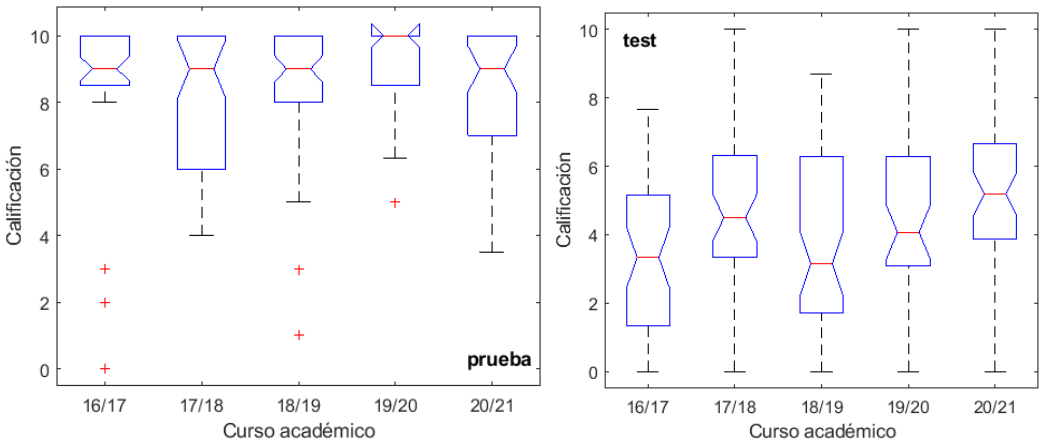


Figura 1: Diagrama de cajas de los resultados académicos obtenidos en las dos pruebas realizadas para la evaluación de las prácticas en los últimos 5 cursos académicos

AGRADECIMIENTOS: Programa REDES

[1]Perales, E.; Espinosa, J.; Viqueira, V.; Chorro, E.; Huraibat, K. y Domenech, B. https://edpuzzle.com/classes; Pasword: ruzcutu (2021)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

El Servicio de Espectroscopía de la Universidad de Barcelona

Santiago Vallmitjana[1] y Antonio Marzoa[1,2,3]

[1] Departament de Física Aplicada, Facultat de Física, Universitat de Barcelona, C/ de Martí i Franquès, 1, 11, 08028, Barcelona, España
[2] Departament de Física, Escola d'Enginyeria de Telecomunicacions i Aeroespacial de Castelldefels (EETAC), Universitat Politècnica de Catalunya, C/ d'Esteve Terradas, 7, 08860, Castelldefels, España
[3] SENER Aeroespacial, S.A., Parc de l'Alba, C/ Creu Casas i Sicart, 86-87, 08290, Cerdanyola del Vallès, España

Contacto: santi.vallmitjana@ub.edu

La colección de instrumentos científicos de la Facultad de Física de la Universidad de Barcelona[1] incluye varios espectroscopios de distintos tipos. A partir del estudio de dichos espectroscopios, se presenta una aproximación al desarrollo de la espectroscopía en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Barcelona.

En este trabajo, considerando el contexto del distinto instrumental mencionado, se toma como punto de partida la conclusión de una tesis doctoral leída en el año 1954 por José Mª Codina Vidal, con el título "*Una contribución a la espectrografía cuantitativa*" dirigida por el catedrático Isidro Pólit Boixareu (1880 – 1958) y constando en el tribunal además de propio director un catedrático de la Universidad de Madrid, otro de la de Zaragoza y dos de la de Barcelona. Como curiosidad hay que destacar que su lectura, en 1954, fue la primera que tuvo lugar en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Barcelona (UB), al desaparecer la exclusividad de las lecturas de tesis doctorales en la Universidad de Madrid, que aún era también conocida como "Central".

Paralelamente, había otros investigadores que también se estaban iniciando con las tecnologías relacionadas con la espectroscopía que en aquellos años estaban experimentando un notable auge. Ello dio origen a una serie de contactos entre estos investigadores de las diferentes secciones de la Facultad de Ciencias que consiguieron, a través del entonces catedrático de Óptica, Mariano Velasco Durántez (1897 – 1984) que propusiera en la Junta de Facultad de Ciencias de Barcelona del día 4 de noviembre de 1954 la creación del Servicio de Espectroscopía de la UB. La propuesta fue aprobada y meses más tarde se iniciaron los primeros pasos, de modo que en 1956 ya se poseía un local específico y una dotación básica de instrumentación, todo ello bajo el recién constituido Servicio de Espectroscopía de la UB. Los servicios suministrados estaban dirigidos por el Dr. José Mª Codina Vidal, que fue su director hasta el año 1967, cuando fue substituido por el mencionado Dr. Velasco.

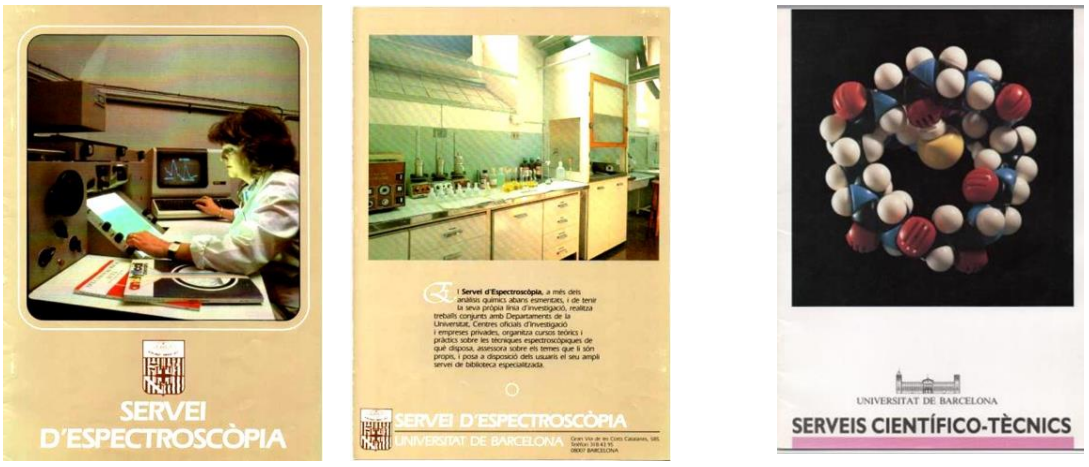
En la comunicación se presenta un resumen de cómo fue evolucionando este servicio en sus diversas facetas. Para dar una idea del crecimiento y progreso, presentamos los informes de dos años: 1959 y 1974. El personal, pasó de un director y un auxiliar en 1959 a un director, tres especialistas y un auxiliar en 1974. El equipamiento, que sólo constaba de dos

[1] S. Vallmitjana, *Instrumentos científicos. Catálogo de la Facultad de Física de la Universidad de Barcelona*. Barcelona: Edicions Universitat de Barcelona, 2011. ISBN: 978-84-475-3500-2 (2011).

espectrofotómetros en 1969, creció a cinco espectrofotómetros, dos espectrógrafos, un espectro-polarímetro y diversos accesorios de fotometría, densitometría y fuentes de iluminación en 1974. En cuanto al número de servicios o actividades realizadas, en 1959 se habían realizado 326 espectros, mientras que en 1974 la cifra era de un total de 3.776 espectros de distintos tipos. Con respecto a los centros y unidades atendidos, el servicio se inició con un reducido número de investigadores de la Facultad de Ciencias, pero en 1974 constaban nueve departamentos de la UB y diversos centros como el Departamento de Biología Molecular de la UAB, Instituto de Investigaciones Pesqueras, Instituto Emilio Gimeno, Instituto de Análisis y Ensayos de la Diputación, Patronato Juan de la Cierva, Ayuntamiento de Barcelona y un total de 29 espectrografías de emisión encargadas por diversas empresas. También hemos estudiado las reformas y cambios de ubicación.

Paralelamente, en el año 1965, también se creó, en la misma Facultad de Ciencias de la UB, el Servicio de Microscopía Electrónica, que de manera similar fue también objeto de un notable desarrollo. En el año 1987 ambos servicios fueron agrupados y relocalizados en un nuevo edificio bajo el nombre de Servicios Científico Técnicos de la Universidad de Barcelona. El continuo crecimiento y expansión de las distintas técnicas y áreas asociadas a tecnología de análisis y técnicas de imagen y el incremento de centros específicos que emergieron en la zona del Parque Científico de la UB, instaurado en 1994, motivó la creación de una nueva macroestructura en el año 2010 con el nombre de Centros Científicos y Tecnológicos de la Universidad de Barcelona (CCiTUB)[2].

Finamente, es importante destacar que durante los días 27, 28 y 29 de mayo del año 1968 se celebró en Barcelona la primera Reunión Nacional del Comité Español de Espectroscopía.



A B

Fig 1.- A) Folleto del Servicio de Espectroscopía en 1980. B) Idem de los Servicios Científico Técnicos en 1987

AGRADECIMIENTOS: Al Dr. José Mª Codina Vidal por la documentación proporcionado y por la información de primera mano suministrada.

[2] http://www.ccit.ub.edu/ES/home.html

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Descubriendo la Luz: acercando la óptica a la sociedad

Francesca Gallazzi[1], Juan Luis Méndez González[2], Javier Nuño[3], Daniel Puerto[4], Sara Aissati Aissati[5], Xoana Barcala Gosende[6], Clara Benedí García[5], Camilo Florian Baron[7], Mario García Lechuga[8], Juan Luis García Pomar[9], Rocío Gutiérrez Contreras[5], Roberta Morea[10], Pablo Pérez Merino[11], María Viñas-Peña[12]

[1] Tampere University, [2] Universidad Complutense de Madrid, [3] Universidad de Alcalá, [4] Universidad de Alicante, [5] Instituto de Óptica, CSIC, [6] 2Eyes Vision, [7] Princeton Institute for the Science and Technology of Materials, [8]Universidad Autónoma de Madrid, [9] International Iberian Nanotechnology Laboratory, [10] SM Optics, [11] Ghent University, [12] Harvard Medical School.

Contacto: francesca.gallazzi@tuni.fi

¿Qué es la luz? Es una pregunta sencilla con una respuesta no tan sencilla, y más si seguimos preguntándonos: ¿Dónde están presentes la óptica y la fotónica en nuestras vidas? ¿Qué hay detrás de los diferentes fenómenos ópticos? ¿Qué es un instrumento óptico? ¿Cómo podemos explicar la visión humana? ¿Dónde está presente la óptica en la naturaleza? ¿En qué se basan las tecnologías ópticas que utilizamos todos los días? La óptica está en todas partes sin que la mayoría nos demos cuenta de ello. Una de las razones es que se enseña poca óptica en la escuela y de una manera muy teórica, centrándose en la óptica geométrica básica y obviando tanto otros aspectos interesantes de la materia, así como su faceta más aplicativa e intuitiva.

La enseñanza de la óptica y la fotónica en los centros de educación primaria y secundaria supone un gran reto para los docentes y, a menudo, está orientada al conocimiento de fórmulas que requieren un elevado dominio matemático para poder ser derivadas de una manera intuitiva (la mayoría de los libros [1,2] de texto están de hecho enfocados en este objetivo curricular). Por contra, es posible explicar óptica y fotónica sin que los alumnos tengan conocimientos previos avanzados, recurriendo a numerosos experimentos y fenómenos cotidianos que permiten "tocar" con mano fenómenos ópticos complejos. Sin embargo, desarrollar una programación completa de óptica que combine teoría y práctica requiere un imponente trabajo de recopilación y revisión de información que comprenda el aprendizaje intuitivo basado en la experimentación sin dejar de lado el rigor científico. A ello se suma la dificultad de conseguir material para los experimentos a un coste reducido. Como consecuencia, a menudo los docentes se enfrentan a la imposibilidad práctica de poder desarrollar este tipo de currículo.

Como contrapartida, los talleres de divulgación permiten un acercamiento sencillo a conceptos complejos basado en la práctica. En muchos casos, mediante el desarrollo de actividades y talleres de divulgación en centros educativos y culturales, ferias, museos, etc. es posible acercar la óptica y la fotónica a un público joven (y no tan joven) sin conocimientos previos, así como despertar curiosidad por un campo de la ciencia que toca muy de cerca nuestra vida cotidiana. Valga como ejemplo el funcionamiento de una gafa (Fig. 1), las comunicaciones ópticas o la aplicación de fenómenos de luminiscencia en sistemas de seguridad o control de calidad.

En este contexto surge el proyecto "Descubriendo la luz" con el objetivo de recopilar la experiencia divulgativa de los autores en el desarrollo de herramientas docentes que apoyen la enseñanza de la óptica y la fotónica, ayudando a cubrir este vacío que en nuestra opinión existe en la educación tradicional; ya que como resultado de nuestra colaboración con docentes de muchos centros educativos hemos podido apreciar tanto que el plan de estudios de primaria y secundaria tiene un contenido muy reducido en óptica como la dificultad de implementar un currículo más amplio que abarque de modo accesible e inclusivo, pero desde un doble enfoque teórico-práctico, las áreas más relevantes de la óptica: desde la física tras las propiedades ópticas de la luz (polarización, color, etc.) al estudio de las tecnologías fotónicas.

Estas razones motivaron la redacción de un texto de divulgación científica que cubra de forma completa los campos de la óptica y la fotónica mediante una vasta recopilación de experimentos

fácilmente reproducibles con material reciclado o de bajo coste, precedidos por una breve y sencilla introducción teórica, pero sin perder de vista el rigor científico. Así, como fruto de la colaboración de 14 jóvenes investigadores coordinados por M. Viñas, nació en 2018 *Descubriendo la luz. Experimentos de óptica divertida* (Editorial CSIC y Los Libros de la Catarata)[3] (Fig. 2). Empezando por la famosa pregunta ¿Qué es la luz?, el texto continúa abordando fuentes de luz y detectores, instrumentos ópticos (haciendo hincapié en el ojo humano) y óptica en la naturaleza, hasta llegar a las tecnologías basadas en luz. Gracias al interés y apoyo por parte de SPIE, OSA y CSIC, en 2021 ha visto la luz la versión inglesa del libro: *Discovering Light: Fun Experiments with Optics*[4] (Fig. 2), que además de en su versión impresa, está disponible como libro electrónico de acceso libre.

Presentamos una forma diferente de abordar la óptica y llegar al mayor público posible, siendo rigurosos a la vez que amenos, persiguiendo despertar el interés y la curiosidad por esta apasionante rama de la física, así como proporcionar una guía a los profesores de primaria y secundaria que los ayude a ir más allá de lo establecido en el currículo de una forma sencilla y entretenida.



Figura 1: Figura del libro explicando defectos del ojo con el trazado de rayos (izquierda) y el mismo experimento “en vivo” (centro y derecha) durante un taller divulgativo en Aspe (Alicante).



Figura 2: Portada de la edición en castellano (izquierda) y en inglés (centro). Ejemplo de una ficha de experimento (derecha).

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen a las editoriales CSIC, Catarata, SPIE y OSA por su colaboración en las ediciones en castellano y en inglés.

[1]J. Donnelly & N. Massa; *Light: Introduction to Optics and Photonics*, Boston, New England (2007).
[2]E. Hecht; *Optics*, Pearsons 5th edition (2019).
[3]M. Viñas et al.; *Descubriendo la luz Experimentos divertidos de óptica*, CSIC-Los Libros de la Catarata (2018).
[4] M. Viñas et al.; *Discovering Light Fun Experiments with Optics*, OSA-SPIE-CSIC (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Divulgación de la óptica en tiempos de pandemia: actividades online realizadas por la OSAL student chapter

Ana García-Cabrera, Víctor W. Segundo-Staels, Javier Prada-Rodrigo, Daniel García Carracedo, Alba de las Heras y Laura Rego

OSAL Student Chapter, Universidad de Salamanca, Pl. La Merced s/n, Salamanca E-37008, España

Contacto: osal@usal.es

Las actividades del grupo OSAL Student Chapter están dirigidas a acercar los fenómenos ópticos a todos los públicos. Durante la pandemia COVID-19 hemos buscado alternativas para sustituir todas nuestras actividades presenciales (visitas escolares al laboratorio de Óptica, experimentos sencillos en la calle, ferias de bienvenida, evento Pint of Science, etc.) por una divulgación online a través de nuestras redes sociales. A continuación, indicamos las iniciativas que hemos desarrollado desde el inicio de la pandemia en marzo de 2020 hasta la actualidad:

Vídeos Divulgativos en el canal OSAL Student Chapter de Youtube. Desde el origen del canal de Youtube en el año 2016, los miembros del Student Chapter hemos creado contenido audiovisual sobre diversas características de la luz y fenómenos relacionados con ella: reflexión y refracción, interferencias, difracción, holografía, polarización, el espectro electromagnético y sus regiones, la percepción del color o las características de la luz láser. Recientemente, hemos comenzado una línea de videos que pretenden mostrar fenómenos ópticos cotidianos, con la intención de que puedan ser observados fácilmente. En concreto hemos grabado los colores de las pompas de jabón, deteniéndonos en la explicación sobre la interferencia constructiva o destructiva de las distintas longitudes de onda que atraviesan la película de jabón. En la figura 1, mostramos varios fotogramas de algunos de nuestros vídeos.

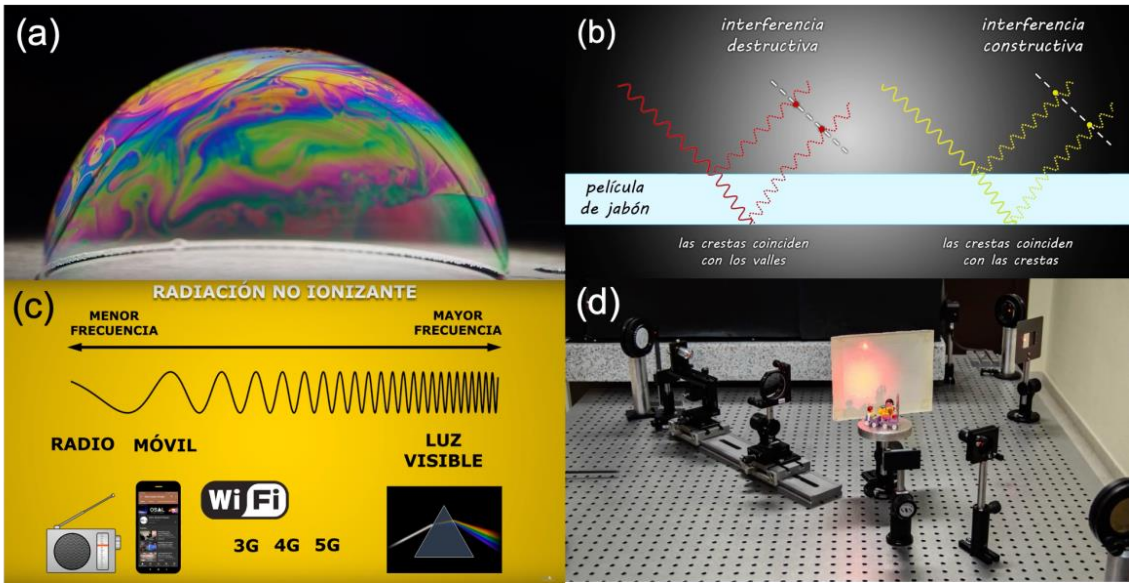


Figura 1: Fotogramas de nuestros vídeos sobre: (a,b) interferencias en láminas delgadas, (c) radiaciones no ionizantes en telecomunicaciones y electrodomésticos y (d) holografía.

Por otro lado, el ciclo de charlas "Érase un Nobel", celebrado en la primavera de 2021 en colaboración con las asociaciones Supernova (Universidad de Salamanca), Physics League (Universidad de Valladolid), Grupo Universitario de Astronomía (Universidad de Valladolid) y Asociación de Astrónomos Aficionados (Universidad Complutense de Madrid), nos ha permitido iniciarnos en una nueva experiencia de directos en YouTube. Las charlas de "Érase un Nobel" emplearon un formato dinámico, a través del diálogo de dos personas encargadas de moderar y una ponente, además de la participación de los espectadores mediante el chat de YouTube. La ponencia de la OSAL abarcó uno de los primeros métodos de fotografía en color basado en interferometría, la fotografía de Lippmann, premiada con el Nobel de Física en 1908.
Por último, en el marco del Día Internacional de la Luz 2021 lanzamos una actividad de preguntas y respuestas sobre fenómenos cotidianos relacionados con la luz a través de las RR. SS. Twitter e Instagram. Tras recopilar las preguntas, realizamos un video respondiendo cada una de ellas.

Evento virtual Quantum Latino. Dentro de la conferencia Quantum Latino, que tenía como objetivo conectar a la comunidad Iberoamericana con la ciencia y tecnología de la información cuántica, organizamos una actividad de divulgación internacional en remoto con numerosos colegios de España y Iberoamérica (Colombia, México, Brasil, etc.), alcanzando un total de 435 asistentes. La actividad consistió en la proyección de un vídeo con experimentos sobre láseres, color, fluorescencia, etc. orientado a estudiantes de primaria y, después, una conexión en directo en la cual los niños nos hicieron decenas de preguntas sobre estos experimentos, de una forma muy interactiva y en un ambiente multicultural y divertido.

Contenido en Twitter e Instagram. Antes de la llegada de la pandemia, nuestro uso de RR. SS. como Twitter o Instagram se limitaba a promocionar las actividades que realizábamos. Sin embargo, recientemente hemos comenzado a crear contenido en redes utilizando imágenes llamativas o encuestas para divulgar directamente fenómenos y conceptos de la óptica.

Discusión y conclusiones. Debido a la pandemia COVID-19 nos hemos visto obligados a interrumpir la mayoría de nuestras actividades habituales y a explorar nuevas maneras de realizar divulgación, explotando nuestros recursos virtuales. Concretamente, hemos focalizado nuestros esfuerzos en la creación de vídeos divulgativos, impulsando nuestro canal de YouTube, que a día de hoy cuenta con más de 1000 suscriptores y un total de 200 000 visualizaciones, gran parte de ellas provenientes de Latinoamérica. Precisamente, el interés que percibimos allí, principalmente por parte de estudiantes, nos animó a participar en el evento virtual Quantum Latino, iniciando así las relaciones con divulgadores y chapters internacionales. Por otro lado, como aspecto mejorable, nuestra repercusión en otras RR. SS. está bastante limitada a un círculo de personas cercanas a los miembros del chapter o que tienen un interés previo por la ciencia, de manera que nos resulta más difícil llegar al público general por estos medios. En definitiva, la pandemia COVID-19 ha supuesto un reto para nosotros, ya que la mayoría de nuestras actividades eran presenciales y con un alto grado de interacción, pero hemos conseguido adaptar nuestra actividad divulgadora a la nueva situación, creando un gran volumen de contenido virtual y realizando nuevas conexiones con divulgadores y estudiantes a nivel internacional.

AGRADECIMIENTOS: Agradecemos la colaboración del Área de Óptica de la Universidad de Salamanca y la financiación del Vicerrectorado de Estudiantes de la Universidad de Salamanca y de la sociedad OPTICA.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

CONECTANDO A DISTANCIA CON LA CIENCIA: ADAPTACIÓN DE TALLERES DE ÓPTICA EN ÉPOCA DE PANDEMIA

Clara Benedí-Garcia[1,2], Sara El Aissati[1,2], Eduardo Esteban-Ibañez[1,2,3], Ana Gonzalez-Ramos[1,2], Rocio Gutierrez-Contreras[1,2], Carmen M Lago[1,2,3], Pilar Urizar[2,3], Alejandra Varea[1,2], Lupe Villegas[1,2], Amal Zaytouny[1,2]

[1] Instituto de Óptica, IO-CSIC (Calle Serrano 121, 28006, Madrid, España)
[2]IOSA. IO-OSA-Optica Student Chapter
[3]2EyesVision S.L.

Contacto:iosa.student.chapter@gmail.com

Resumen:

IOSA (Student Chapter de OPTICA) ha reconvertido prepara una gymkhana científica en el Instituto de Óptica del CSIC, dando a conocer las propiedades de la luz. En 2020 debido a la pandemia del COVID-19, el grupo IOSA adaptó su gymkhana a un formato virtual. Se grabaron vídeos con experimentos sencillos y reproducibles desde casa.

Además, IOSA forma parte de Ciudad Ciencia con el taller "*Descubriendo la luz*", que acerca la ciencia a los habitantes de municipios pequeños. En 2020, Ciudad Ciencia grabó de manera profesional los vídeos de la gymkhana, para incluirlos en el taller "*Descubriendo la luz*".

Introducción:

El grupo IOSA de OPTICA (antiguo OSA) está formado por investigadores pre- y post-doctorales del Instituto de Óptica del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC). Dedica su actividad a la divulgación científica de la óptica a través de una amplia variedad de actividades dirigidas al público general de todas las edades. Una de las actividades clave en la agenda de IOSA es la Semana de la Ciencia. Cada mes de noviembre, IOSA prepara una gymkhana científica en la que se despliegan talleres científicos por todo el Instituto de Óptica con el fin de que los asistentes conozcan las propiedades de la luz a través de varios experimentos que ellos mismos deben realizar. Si bien la gymkhana se llevaba celebrando desde hace más de 10 años, la crisis sanitaria por COVID-19 del pasado 2020 provocó que no pudiera desarrollarse de manera presencial. Por este motivo, el grupo IOSA decidió adaptar su gymkhana a un formato virtual mediante 5 vídeos cortos y sencillos de experimentos de óptica reproducibles desde casa [1, 2]**.** De este modo, fue posible llegar al público en remoto, algo que nunca antes se había planteado.

Esta gymkhana virtual captó el interés de Ciudad Ciencia, un proyecto de divulgación científica del CSIC y la Fundación Española para la Ciencia y la Tecnología (FECYT) que acerca la ciencia a localidades pequeñas y alejadas de grandes urbes. IOSA participa en el programa con el taller "*Descubriendo la luz"* [3]. Ciudad Ciencia puso a disposición una productora audiovisual que permitió profesionalizar los vídeos planteados originalmente por IOSA y optimizar su calidad. Estos vídeos han permitido ampliar el alcance de los talleres de IOSA a través de los canales de Ciudad Ciencia, redundando en uno de los pilares fundamentales de IOSA: acercar la óptica a la sociedad.

Métodos:

a) Talleres producidos por IOSA

Desde el grupo de divulgación IOSA se realizaron 5 vídeos con diferentes experimentos reproducibles desde casa. Todos los vídeos se conectaban entre sí para conformar una

gymkhana. El hilo conductor de la gymkhana estuvo basado en una historia de ciencia ficción. Los 5 vídeos trabajan conceptos como: 1) la refracción y reflexión de la luz, 2) la holografía e imágenes en 3D, 3) la fluorescencia, fosforescencia y quimioluminiscencia y 4) el sistema visual. En cada uno de los vídeos se formulaba una cuestión relacionada con los conceptos aprendidos que debía ser respondida para pasar al siguiente nivel. Completadas correctamente las cuestiones de cada uno de los vídeos, la misión termina favorablemente y el participante mejora sus conocimientos científicos.

b) Talleres producidos por Ciudad Ciencia

La colaboración con Ciudad Ciencia permitió dotar de un estilo más profesional a los vídeos y dar un gran impulso a la difusión del taller "*Descubriendo la luz*". Gracias a ellos, se diseñó un vídeo promocional introductorio y 7 vídeos educacionales basados en los conceptos descritos anteriormente. Para no perder la esencia de la gymkhana, cada uno de los vídeos se compuso por una pregunta acerca del experimento (al principio del vídeo); y por la demostración y explicación de la respuesta (al final del vídeo). Las versiones finales fueron post-producidas por Ciudad Ciencia, publicadas en su página web y difundidas posteriormente por diferentes redes sociales.

Resultados:

Antes de la pandemia, el taller "*Descubriendo la luz*" desarrollado de manera presencial tenía un alcance de, aproximadamente, 80 personas. Ahora, gracias a la adaptación online, los vídeos de este taller tuvieron 767 y 1903 visualizaciones en el canal de Youtube de IOSA [4] y de Ciudad Ciencia, respectivamente. En total, las visualizaciones alcanzaron las 2500, superando el alcance que hasta ahora había tenido la participación presencial en años anteriores. Estos vídeos fueron reproducidos no sólo desde casas de todo el mundo, sino también desde diferentes centros educativos.

Conclusiones:

Gracias a la gymkhana virtual, se consiguió adaptar una actividad presencial de gran éxito a un formato virtual, fácilmente accesible y reproducible desde casa durante la pandemia. Este nuevo formato online dio lugar a la grabación de vídeos profesionales, que permitieron reconvertir el taller "*Descubriendo la luz*" de Ciudad Ciencia del CSIC, al formato virtual. Esta nueva modalidad de divulgación científica ayudó a: 1) aumentar la visibilidad del Student Chapter en las redes sociales, 2) acercar la ciencia tanto al ámbito nacional como internacional y 3) servir como apoyo científico en diferentes centros educativos de manera no presencial.

Referencias:

[1] https://cutt.ly/MEPv8gN

[2] M. Viñas et al.; Descubriendo la luz Experimentos divertidos de óptica, CSIC- Catarata (2018).

[3]Ciudad Ciencia. Descubriendo la luz. https://www.ciudadciencia.es/talleres/descubriendo-la-luz/

[4] https://cutt.ly/vEPnkSS

Ciencias de la Visión



XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Measuring Collagen Organization with an Order Coefficent: How the Changes at the Microscopic Level Affect the Macroscopic

James A. Germann[1], Eduardo Martínez-Enriquez[1] and Susana Marcos[1,2]

[1] VIOBIO, IO-CSIC, C/Serrano, 121, 28006, Madrid, España
[2] Center for Visual Science, The Institute of Optics, Flaum Eye Institute, University of Rochester, 601 Elmwood Av., 14642, New York, USA

Contact: j.germann@io.cfmac.csic.es

Background: The dry weight of collagen in ocular tissue is approximately 90% in the sclera[1] and cornea[2]. How the collagen fibers are arranged in the tissue affects the mechanical strength of the tissue. For example, the interwoven anterior layers of the cornea have a higher mechanical strength than the lamellar posterior layers[3]. In addition, disruptions to the architecture of collagen fibers are often seen in ocular diseases, such as keratoconus[4] (a weakening of the cornea), and in myopia[5]. Due to its non-centrosymmetric nature, collagen fibers have the ability to generate frequency doubled, or second harmonic generaton (SHG), light. With SHG microscopy, we collected information on the organization of collagen fibers in corneal and scleral tissue.

Methods: Our system consists of a Ti-Sapphire laser (Coherent MaiTai, 80 fs, 80 MHz, λ_{cent} = 800 nm), a scanning laser microscope with a pair of high NA objectives, and single-photon counting detectors. Images of collagen fibers were collected through the depth of tissue samples. Example images are shown in Fig. 1. For each image, two types of analyses were performed; SHG photon counting and order coefficient (OC) analysis. In SHG photon counting, the total number of photons in an image was summed. In OC analysis, the images were Fourier transformed and the points with the largest Fourier coefficient were used as analysis points (N_{points} = number of pixels per line). The number of these points located in 180 overlapping 7.5° analysis windows were counted. The standard deviation of the number of analysis points in each window was computed and normalized to fall between 0 and 1 (0 representing an image of highly disordered collagen and 1 representing an image of highly organized collagen). The normalized standard deviation is the OC. Ocular tissue, either strengthened by photo-crosslinking treatments using Riboflavin/UVA (UVX) or Rose Bengal/Green light (RGX), or weakened due to keratoconus, was characterized with OC analysis and SHG photon counting. Photo-crosslinked tissue was performed on animal models provided by the Universidad Complutense de Madrid. Human keratoconic and control tissue was provided by the Ramayamma International Eye Bank in Hyderabad, India, example SHG images of healthy and keratoconic tissue are shown in Fig. 2.

Results: *In vivo* cross-linked rabbit corneas saw an average OC increase of 27% and 20% one month after treatment and 38% and 33% two months after treatment (RGX/UVX, respectively). The average SHG photon count increased by 18% and 1% one month after treatment and 26% and 10% two months after treatment (RGX/UVX). In keratoconic corneas, the average OC value in the anterior 160 µm of tissue was 0.351±0.011 and 0.412±0.014 for keratoconic and healthy samples, respectively. The average SHG count in keratoconic tissue was $1.39\pm0.85 \times 10^6$ and $0.54\pm0.33 \times 10^6$ in the forward and backward direction. In healthy tissue, the average SHG count was $2.09\pm0.71 \times 10^6$ and $1.13\pm0.41 \times 10^6$ in the forward and backward direction. In photo-crosslinked sclera, the average OC values were 0.421±0.007 and 0.417±0.012 on the posterior nasal sclera (RGX/UVX) and 0.407±0.014 and 0.422±0.010 on the posterior temporal sclera (RGX/UVX). The average OC value of untreated scleral tissue was 0.400±0.008 and 0.413±0.007 in the nasal and

temporal posterior sclera. Thus, the cross-linked tissue OC values had a 5.1%/3.9% increase on the nasal side and -1.5%/2.2% change on the temporal side (RGX/UVX).

Discussion: In cross-linkining, where the number of covalent bonds between molecules increases, the mechanical strength of the tissue increases and is resistant to deformation[6]. A corresponding increase in OC coefficient and average SHG count was also seen in the RGX and UVX corneas. In addition to detecting strengthened tissue, OC analysis has also detected the weakening of tissue in keratoconic samples. On average, the OC values of keratoconic tissue was lower than in healthy tissue, and the SHG photon counts in keratoconic tissue was also significantly lower. OC analysis can describe the disposition of collagen fibers from SHG images in an automatic and qualitative manner. By creating a new biomarker that can track the changes in collagen fiber organization, localized detection of abnormalities and changes to the tissue has been achieved and can be used in future measurements.

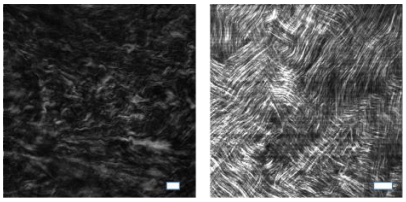


Fig 1. SHG images of cornea (left) and sclera (right) from a rabbit eye. White bars represent 15 µm distance.

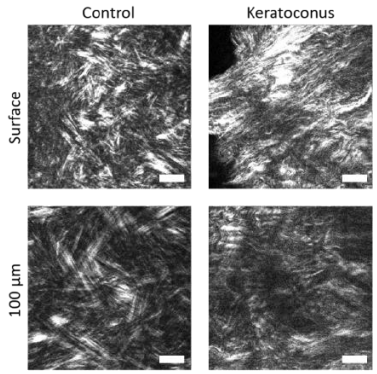


Fig 2. SHG Images of control (left) an keratoconc (right) corneal tissue at the surface (top) and 100 um below the surface (bottom) of the tissue. White bars represent a distance of 23 µm.

ACKNOWLEDGEMENTS: Funding: ERC-2011-AdG Ref. 294099, FIS2014-56643, FIS2017-84753-R, H2020-ICT-2017 Ref. 779960, ERC-2018_ADG-SILKEYE-833106, H2020-MSCA-ITN-2015-675137, PRE2018-086169. Additional thanks to Irene Kochevar, María Victoria Gómez-Gaviro, Ashik Mohamed, and Sunita Chaurasia.

[1]N. McBrien, L.Cornell, and A. Gentle; *IOVS*, **42**, 2179 (2001).
[2]A. Bailey; *Eye*, **1**, 175 (1987).
[3]S. Petsche, D. Chernyak, J. Martiz, M. Levenston, P. Pinsky; *IOVS*, **53**, 873 (2012)
[4]N. Morishige, A. Wahlert, M. Kenney, D. Brown, K. Kowamoto, T. Chikama, T. Nishida, and J. Jester; *IOVS*, **48**, 1087 (2007).
[5]P. Markov, A. Eliasy, J. Pijanka, H. Htoon, N. Paterson, T. Sorensen, A. Elsheikh, M. Girard, C. Boote; *Mol. Vis.*, ***24****, 818 (2018)*
[6]N. Bekesi, P Gallego-Muñoz, L. Ibarés-Frías, P. Perez-Merino, M. Martinez-Garcia, I. Kochevar, S. Marcos; *IOVS*, **58**, 1612 (2017).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Platform-independent Densitometry Distribution Analysis (DDA) for forme fruste keratoconus detection

Alejandra Consejo[1,2], Marta Jiménez-García[3,4], Ikram Issarti[3,4], and Jos J. Rozema[3,4]

[1] Department of Applied Physics, University of Zaragoza, C/Pedro Cerbuna 12, 50009, Zaragoza, Spain
[2]Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224, Warsaw, Poland
[3] Department of Ophthalmology, Antwerp University Hospital, Drie Eikenstraat 655, 2650 Edegem, Belgium
[4] Department of Medicine and Health Sciences, University of Antwerp, Prinsstraat 13, 2000, Antwerp, Belgium

Contact: alejandra.consejo@unizar.es

Introduction and purpose

Keratoconus is the most common ectatic corneal disease associated with a progressive thinning of the cornea. In corneal refractive surgery, detection of the earliest form of keratoconus (known as 'forme fruste keratoconus') is of great importance to prevent iatrogenic postoperative corneal ectasia.[1] Scheimpflug-based corneal tomography is considered the gold standard for keratoconus screening. Even though traditional morphological features such as corneal thickness, curvature, or elevation successfully detect clinical keratoconus, their usefulness when detecting the early stages of keratoconus is limited.[1] To overcome this limitation, our research group introduced densitometry distribution analysis (DDA),[2] which is a platform-independent methodology based on the statistical modeling of the pixel intensity distribution of Scheimpflug images that correlates very well with traditional densitometry (overall cornea, $r = 0.89$; $P < 0.001$).[2] DDA has already proven to discriminate early keratoconus without misclassification based on a single Scheimpflug image.[3] In this context, the current work aims to enhance the current standards of forme fruste keratoconus screening.

Methods

Sixty right eyes (60 participants) were included in this study (29.2 ± 6.2 years of age). Participants were divided into three groups: controls (20 eyes), clinical keratoconus (20 eyes), and forme fruste keratoconus (20 eyes), considered to be the non-pathological eye of a keratoconus patient. Scheimpflug images corresponding to 25 corneal meridians (a fixed size of 500 × 1080 pixels) were exported without gamma correction or contrast enhancement for further analysis. This corresponded to a total of 1500 images (i.e., 60 participants and 25 images per participant). Each image was processed in two steps: (1) corneal segmentation and (2) statistical modeling of the pixel brightness distribution, as described in detail elsewhere.[3,4] In the first step, the anterior and posterior boundaries of the cornea are automatically extracted. After segmentation, a moving region of interest (ROI) was automatically selected for statistical modeling as described elsewhere.[4] In short, the vertical (axial) dimension of the ROI was delimited by anterior and posterior corneal boundaries, and the horizontal (lateral) dimension of the ROI had an optimized fixed size of 11 pixels.[4] The moving ROI covered approximately the central 8 mm of the cornea. As in previous works on keratoconus detection using Scheimpflug light intensity distribution,[3,4] pixels corresponding to a given ROI were modeled using the Weibull distribution function, from which the scale parameter was extracted. In general, a change in scale parameter causes a shift in pixel intensity, with higher values of the scale parameter corresponding to a brighter image. To build corneal scale parameter maps, data were transformed from Cartesian (x, y) to polar coordinates (r, θ) and interpolated, as well as smoothened using second-order Zernike polynomials, in agreement with previous research.[4]

Additionally, receiver operating characteristic (ROC) curves were used to determine the accuracy, precision, sensitivity (proportion of positives correctly identified), and specificity (proportion of negatives correctly identified as such) of the scale parameter as a discriminator of forme fruste keratoconus.

Results

As indicated by Figure 1, the mean light intensity distributions of each study group look very different, suggesting that it is possible to successfully differentiate between them. This is supported by the ROC analysis, which confirmed a discrimination success of 97% (sensibility = 90.0% and specificity = 95%) when differentiating between forme fruste keratoconus and control eyes, which is higher than the current tomography-based clinical standards.[5]

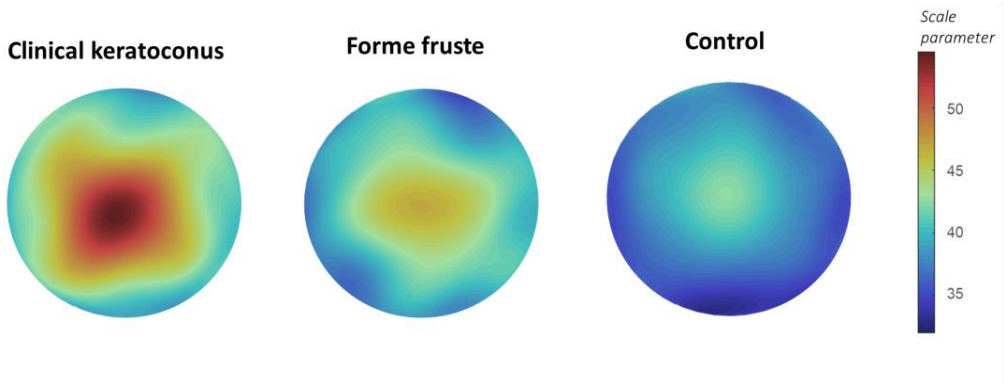


Figure 1: The mean distribution of scale parameter in the 8-mm central cornea of the three groups of participants. The color bar (scale parameter) is expressed in arbitrary units.

Conclusions

The DDA method, based on the statistical analysis of pixel intensity distribution, showed to be a successful tool to discriminate keratoconus before it shows clinical signs. These findings are in agreement with those from Koc et al.[6], who recently reported that traditional densitometry might be a better tool to differentiate early stages of keratoconus than traditional tomography measurements. In addition, the DDA method is platform-independent since it does not require a concrete commercial Scheimpflug camera as is the case of traditional densitometry.

Acknowledgements: Supported by funding from the National Science Centre (Poland) under the OPUS 19 funding scheme (project no. 2020/37/B/ST7/00559). The work here presented was partially published in *Transl Vis Sci Technol* 10(9), 32 (2021); doi.org/10.1167/tvst.10.9.32

[1] H. Hashemi, S. Heydarian, E. Hooshmand, et al; *Cornea*, 39(2), 263 (2020)
[2] A. Consejo, M.Jiménez-García, JJ. Rozema; *Cornea*, 40(2), 194 (2021)
[3] A. Consejo, J. Solarski, K. Karnowski et al.; *Transl Vis Sci Technol.* 9(7), 36 (2020)
[4] A. Consejo, D. Alonso-Caneiro, M. Wojtkowski, SJ. Vincent; *Ophthalmic Physiol Opt*, 40(5), 595 (2020)
[5] PR. Ruiseñor Vázquez, JD. Galleti, N. Minguez; *Am J Ophthalmol*. 158, 32 (2014)
[6] M. Koc, K. Tekin, MI. Tekin, et al.; *Cornea*, 37(5), 580 (2018)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Changes in visual acuity after injection of autologous bone-marrow-derived mononuclear stem cells in patients with retinitis pigmentosa

Juan M. Bueno[1], A. Vanesa García-Navarro[1,2] and M. Elena Rodríguez[2]

[1] Laboratorio de Óptica, Universidad de Murcia, Edif. 34, Campus de Espinardo, 30100, Murcia, España
[2] Servicio de Oftalmología, Hospital Universitario Virgen de la Arrixaca, 30120 Murcia, Spain

Contacto: bueno@um.es

Retinitis pigmentosa (RP) is a group of genetic retinal pathologies with a prevalence of roughly 1/4000 people[1]. This is a dystrophy of the outer retina that involves a progressive death of photoreceptors (first rods, then cones) and a reduction of pigment epithelial functions[1,2]. Common symptoms include difficulty seeing at night and a reduction of peripheral vision. Loss of central visual acuity (VA) is usually caused by direct macular involvement from RP[3]. Although nowadays there's no cure for RP, different treatments are being tested. Among others, these include gene therapy and prosthetic devices (i.e. retinal implants) that are only effective in preventing or slowing the progression of degeneration. Moreover, during the last years, stem cell therapy has been shown as a promising treatment[4-6]. In particular, intravitreal injection of human bone-marrow-derived mononuclear stem cells (BM-MSCs) is a novel treatment for retinal dystrophy that has been demonstrated promising in both humans and animal models[7-12]. In this study we aim to assess and analyze the changes produced in VA in a set of patients suffering from advanced RP, treated with a single intravitreal injection of autologous BM-MSCs.

This is a prospective, phase I, randomized, double-blind, parallel, placebo-controlled clinical trial carried out at the Hospital Universitario "Virgen de la Arrixaca" in Murcia (Spain). Eight patients (5 female and 3 male) suffering from advanced RP were involved in the study. Ages ranged from 19 to 57 years (mean: 37 ± 11). Each volunteer received an intravitreal injection of autologous BM-MSCs (0.1 ml) trans pars plana, in one of their eyes (randomly chosen). A subconjuntival injection of saline solution (placebo, 0.1 ml) was injected in the contralateral eye. The patients ignore which eye was treated. The injection contained about 50-million BM-MSCs.

Patients underwent a complete ophthalmologic test including VA and contrast sensitivity assessment, optical coherence tomography, fundus examination and microperimetry, among others. Only the former is considered herein. Evaluation was performed one day before the injection (basal visit) and at different time points during the 12-month follow-up period. The experiment was approved by the Ethics Committee of the institution and the participants signed an informed consent. The study followed the tenets of the Declaration of Helsinki.

Monocular VA (both far and near, without and with correction) was assessed using an ETDRS chart, which is suitable for patients with poor vision. The room illumination was 85 cd/m^2 and the chart was located at standard viewing distances of 4 m and 40 cm for far and near vision respectively. When required, the patients wore their own refractive correction.

Measurements at the basal visit showed very low VA values, typical for RP subjects. Without correction, mean values (in decimal scale) were 0.18±0.08 and 0.25±0.15 for far and near vision respectively. With correction, a 2x improvement was reached. After the injection, the temporal evolution of the VA was assessed. A representative example for one participant is shown in Figure 1a (far vision without correction). It is interesting to notice that there is an increase in VA between the basal visit (#1) and the last one (#10, 12 months after surgery). However, this improvement occurs not only for the treated eye, but also for the contralateral one.

The averaged increase in VA one year after the intravitreal injection was 32% (23% with correction). For near vision, this increase was 61 and 29% for conditions without and with refractive correction. Inter-individual differences were larger for near distance conditions.

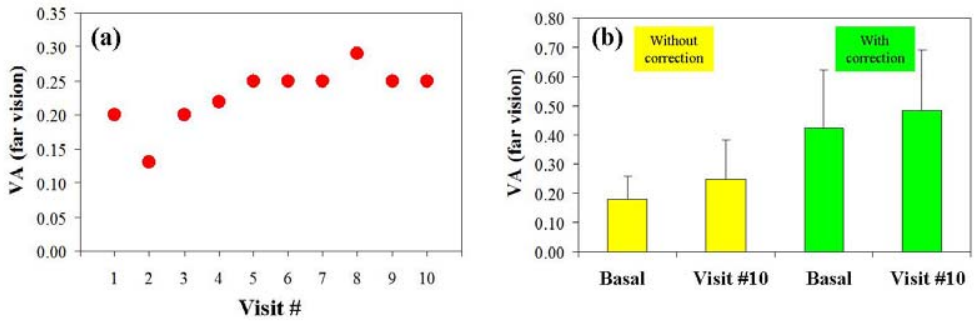


Figure 1. (a) Temporal evolution of the VA (without correction) for one of the volunteers. (b) Comparison of VAs between basal and final visits (without and with correction). The values are the mean for all patients and eyes. Error bars correspond to the standard deviation.

Since the initial VA was different for each patient, the evolution of the VA after the treatment with autologous BM-MSCs varies among them. Although the optimum effect depends on the patient, the best improvement appears around visit #7. Results have also showed that most of patients benefit from the therapy. In particular, after 1 year of treatment far vision VA increased in 10 out 16 eyes and it was maintained for the rest. This fact was more noticeable in near vision conditions (61% vs. 32% of improvement). No major side effects have been found in this set of volunteers.

In conclusion, this study shows that although the cure of RP has always been a challenge, the treatment with a single injection of autologous BM-MSC is safe, reliable, feasible and with possibilities of success. This treatment may have a potential therapeutic effect since it might be useful to recover some visual function, at least in terms of VA. Under this perspective, stem cell therapy is an alternative to be developed and merits further investigation.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación, Agencia Estatal de Investigación (PID2020-113919RB-I00).

[1]D. T. Hartong, E. L. Berson and T. P. Dryja; *Lancet*, **368**, 1795 (2006).
[2]A. Santos, M. S. Humayun, E. de Juan Jr, R. J. Greenburg, M. J. Marsh, I. B. Klock and A. H. Milam. Arch. Ophthalmol., **115**, 511 (1997).
[3]R. A. Pagon; *Surv. Ophthalmol.*, **33**, 137 (1988).
[4]D. M. Gamm and J. S. Meyer; *Regen. Med.* **5**, 315 (2010).
[5]K. Dutt and Y. Cao; *Tissue Eng. Part A*, **15**, 1401 (2009).
[6]K. Gregory-Evans, F. Chang, M. D. Hodges and C. Y. Gregory-Evans; *Mol. Vis.* **15**, 962 (2009).
[7]J. B. Jonas, M. Witzens-Harig, L. Arsenievand A. D. Ho; *Acta Ophthalmol.* **86**, 225 (2008).
[8]R. C. Siqueira, J. C. Voltarelli, A. M. Messias and R. Jorge; *Arq. Bras. Oftalmol.* **73**, 474 (2010).
[9] R. C. Siqueira, A. M. Messias, J. C. Voltarelli, I. U. Scott and R. Jorge; *Retina*, **31**, 1207 (2011).
[10] S. S. Park, G. Bauer, M. Abedi, S. Pontow, A. Panorgias, R. Jonnal, R. J. Zawadzki, J. S. Werner and J. Nolta; *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, **56**, 81 (2014).
[11]L. Satarian, R. Nourinia, S. Safi, M. R. Kanavi, N. Jarughi, N. Daftarian, L. Arab, N. Aghdami, H. Ahmadieh and H. Baharvand; *J. Ophthalmic Vis. Res.*, **12**, 58 (2017).
[12]J. Di Pierdomenico, D. García-Ayuso, M. E. Rodríguez González-Herrero, et al.; *Int. J. Mol. Sci.*, **21**, 7252 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

The impact of refraction and intraocular pressure on the retina and choroid morphology in young healthy adults

David Orenes-Salazar[1,2], Enrique J. Fernández[2], Rosa M. Martínez-Ojeda[2], Francisco J. Ávila[3], José A. Villa-Carpes[1,2], José M. Marín-Sánchez[1], and Juan M. Bueno[2]

[1] Servicio de Oftalmología, Hospital Virgen de la Arrixaca, 30120 Murcia, Spain
[2] Laboratorio de Óptica, Universidad de Murcia, Campus de Espinardo (Ed. 34), 30100, Murcia, Spain
[3] Departamento de Física Aplicada, Universidad de Zaragoza, Zaragoza, 50009, Spain

Contact: bueno@um.es

Recent improvements in non-invasive imaging techniques have provided new insights into the human eye, in particular the retina and the choroid. In that sense, Optical Coherence Tomography (OCT) is probably one of the most widely used technique to visualize ocular structures. This is an optical imaging modality based on the application of low coherence light in a fiber-based interferometer that allows the study and diagnosis of an important number of ocular diseases, in both the anterior and posterior poles. Current retinal OCT images reveal the morphology of the retina and the choroid with unprecedented detail.

In last years, studies on the morphology of the retina and the choroid have experienced a renewed interest. For instance, several factors have been shown to modify choroidal thickness (CT)[1]. It has been also hypothesized that the choroid might play a role in modulating the ocular refractive state, what can be involved in myopia development and emmetropization processes[2]. In the present study, OCT images were used to measure both foveal and central CT in normal young individuals. The relationship of these parameters with ocular refraction and intraocular pressure (IOP) was explored.

49 young adults were recruited for the study (mean age: 27.1±3.7 years). Subjects affected by ophthalmological or systemic diseases were excluded from the cohort. All the subjects participating in the experiment presented normal visual acuity values. The experimental variables for this study were spherical equivalent (SE), IOP, central retinal thickness (RT) and subfoveal CT. All measurements were obtained from the subjects' right eye.

The study was conducted in four phases. First, images of posterior pole of the eye were acquired using a clinical OCT instrument (DRI OCT Triton). Refraction was obtained with an autorefractometer (Topcon KR-8900) and the IOP was measured with an air tonometer (Topcon CT-80). To minimize errors when measuring RT and CT, a post-processing procedure was applied to the OCT images. Figure 1 shows an example of a rectified OCT image where RT and CT are highlighted (the limits of the choroidal area can be observed).

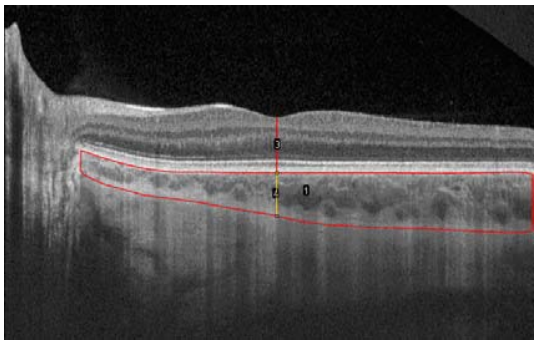


Figure 1. Example of a rectified OCT image. Vertical segments were used to measure RT and CT.

A statistically significant correlation was obtained between subfoveal CT and SE (R^2=0.52; p=0.0002) (Figure 1a). On the contrary, no significant correlation was found between CT and IOP. Regarding the retina, no correlation was found between RT and IOP or SE. Nevertheless, a significant correlation was observed between RT and subfoveal CT (R^2=0.44, p=0.003) (Figure 1b).

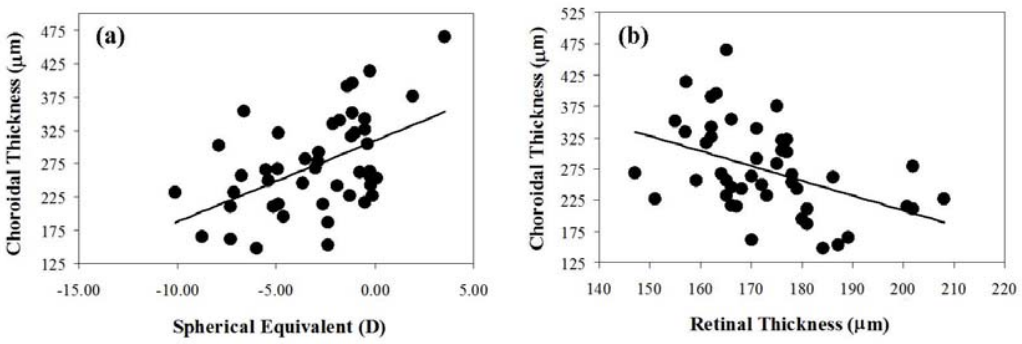


Figure 2. (a) Subfoveal CT as a function of SE (best linear fit: CT=12.2·SE+309.3) (b) Relationship between CT and RT (best linear fit: CT=-2.4·RT+683.4).

Our results show that larger myopia values were associated to thinner choroidal structure, with an estimated decrease of 12 µm in subfoveal CT for each extra diopter of myopia. This decrease in CT is comparable to that found in previous works[3-5]. There is a lack of studies relating CR and central neural RT in healthy individuals, as it has been done in the present study. Herein we found a statistically significant negative correlation between both parameters. These findings provide new information for a better understanding and characterization of the morphology of the retina and the choroid in a population of healthy subjects with low to moderate refractive error values.

Acknowledgments

This work was supported by Ministerio de Ciencia e Innovación, Agencia Estatal de Investigación, Spain (PID2020-113919RB-I00).

[1]J. Wallman, C. Wildsoet, A. Xu, M. D. Gottlieb, D. L. Nickla, L. Marran, W. Krebs and A. M. Christensen; *Vision Res.*, **35**, 37 (1995).
[2]D. L. Nickla, J. Wallman; *Prog. Retin. Eye Res.*, **29**, 144 (2010).
[3]T. Fujiwara, Y. Imamura, R. Margolis, J. S. Slakter and R. F. Spaide;. *Am. J. Ophthalmol.*, **148**, 445 (2009).
[4]X. Ding, J. Li, J. Zeng, W. Ma, R. Liu R, T. Li, S. Yu and S. Tang; *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, **52**, 9555 (2011).
[5]Y. Ikuno, I. Maruko, Y. Yasuno, M. Miura, T. Sekiryu, K. Nishida and T. Iida; *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, **52**, 5536 (2011).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Visual adaptation to scattering induced by Bangerter filters in myopes

José A. Villa-Carpes[1,2], Juan M. Bueno[2], José M. Marín-Sánchez[1], and Enrique J. Fernández[2]

[1] Servicio de Oftalmología, Hospital Virgen de la Arrixaca, 30120 Murcia, Spain
[2] Laboratorio de Óptica, Universidad de Murcia, Campus de Espinardo (Ed. 34), 30100, Murcia, Spain

Contacto: javcarpes@gmail.com

The human visual system can change the characteristics of its response based on the recent visual experience[1]. There is a vast number of visual adaptation phenomena. Whereas some of them pertain on how vision is adjusted by modifying some optical aberrations[2], others include the blurring of retinal images by the addition of only defocus. In this direction, myopes are known to present a larger capability to adapt to defocus[3-6]. Nevertheless, the ability of myopes to eventually adapt to other sources of blur, such as diffusion or scattering, has not been studied so far. In this work we explored whether the corrected myopic eye exhibit any adaptation to pure scattering in terms of visual acuity (VA). Scattering was introduced by using Bangerter filters (BF), which are usually employed for amblyopia treatment[7].

Thirty-seven volunteers were involved in the present study. Only myopes free from ocular pathology were enrolled in the experiment. Participants exhibiting differences above 0,5 D in the objective refraction compared to their prescribed correction were excluded from the experiment. High-contrast VA was assessed with or without BFs at 4 time points (VA1, VA2, VA3, VA4). For simplicity only the right eye was measured, and the subjects always wore their refractive correction. VA1 was the baseline measurement under natural conditions; VA2 was obtained right after incorporating the BF; VA3 was retrieved after 40 min of binocular vision through BF; VA4 was obtained immediately after removing the BF, following VA3. The participants were randomly distributed into 2 groups. A first group of 20 volunteers (Banguerter filter group, BFG) underwent the experimental protocol described in Figure 1. The BF was used as stated. The second group of 17 subjects (control group, CG) followed the same protocol but without wearing BF at any time point (i.e. VA was always estimated under natural vision).

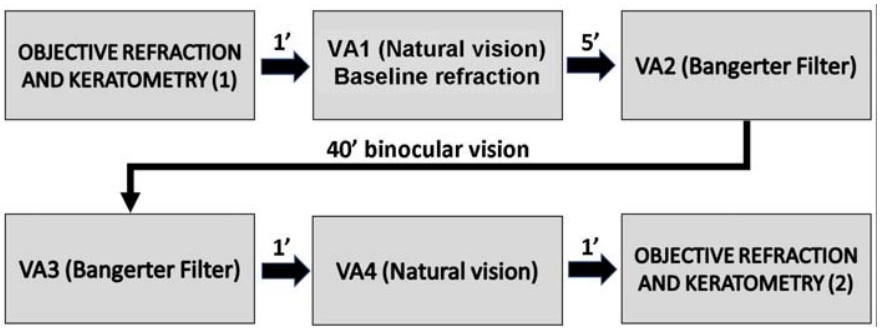


Figure 1. Flux diagram showing the protocol followed during the experiment.

For the CG, Figure 2a shows the mean VA values for each experimental condition (i.e., from VA1 to VA4). It can be observed that VAs hardly changed among the different conditions. In the BFG a linear trend was found when comparing the amplitude of the decay in VA following the incorporation of BF as a function of the refraction ($R = 0.76$, $p < 0{,}001$, best linear fit: $VA1–VA2 = 0.12 \cdot SE + 1.16$) (red symbols in Figure 2a). This tendency shows that higher refraction involves an enlarged tolerance to diffusion, since those subjects exhibiting larger myopia suffered a smaller change in VA when the BF were applied. VA2 inter-individual differences were smaller than VA1's.

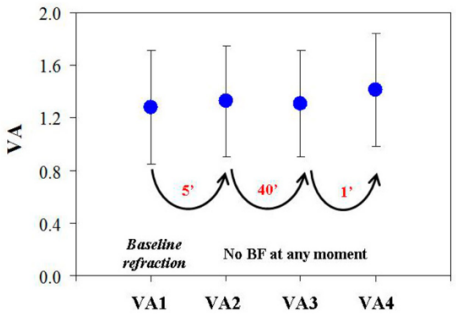


Figure 2. VA values for the CG as a function of time. For every time point, each symbol represents the mean across all subjects. Error bars represent the standard deviation.

In addition, unlike the CG, after 40 minutes of vision through the BF for the BFG a significant increase of VA of a 15% was observed (i.e. VA3 vs. VA2) as it is shown in Figure 3b.

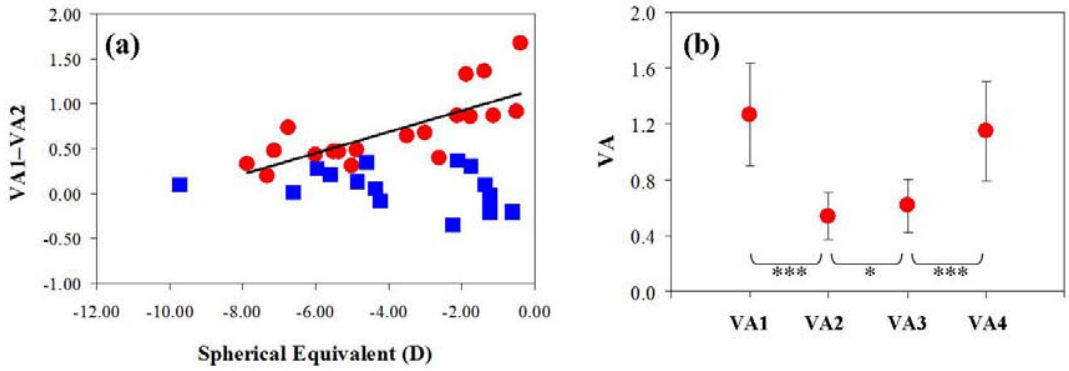


Figure 3. (a) Relationship between VA1–VA2 and refraction for subjects for both groups of volunteers (BFG, red symbols; CG, blue symbols). The line represents the best linear fit for the BFG. (b) Averaged VA values at time point for the BFG subjects. Error bars indicate the standard deviation. (***: $p < 0.0001$; *: $p < 0.01$).

Our results show that subjects with higher myopia exhibit a larger tolerance to diffusion, showing less impairment of VA when the BFs were applied. After a 40 min period of binocular vision through BF a statistically significant increase in VA was found (from 0,54 to 0,62), which can be attributed to a certain visual adaptation. No changes were observed in the CG. These findings might help to better understand vision not only in myopes but also in patients suffering from incipient cataracts where mild amounts of scattering are present.

Acknowledgments

This work was supported by Ministerio de Ciencia e Innovación, Agencia Estatal de Investigación, Spain (PID2020-113919RB-I00).

[1]M. Webster; *Ann. Rev. Vis. Sci.*, **1**, 547 (2015).
[2]E. J. Fernández, S. Manzanera, P. Piers and P. Artal; *Refract. Surg.*, **18**, 634 (2002).
[3]M. P. Cufflin and E. A. H. Mallen; *Clin. Exp. Optom.*, **103**, 104 (2020).
[4]S. George and M. Rosenfield; *Optom. Vis. Sci.*, **81**, 543 (2004).
[5]M. Rosenfield and S. E Hong; *Optom. Vis. Sci.* **81**, 657(2004).
[6]B. Wang and K. J. Ciuffreda; *Vision Res.*, **46**, 3634 (2006).
[7]N. V. Odell and D. A. Leske. *J. Am. Assoc. Pediatr. Ophthalmol. Strabismus*, **12**, 555 (2008).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Effects of cannabis on the dynamics of the accommodative response

Sonia Ortiz-Peregrina[1], Carolina Ortiz[1], Miriam Casares-López[1], Francesco Martino[1] and Rosario G Anera[1]

[1] Laboratory of Visual Sciences and Applications, Department of Optics, University of Granada (Avenida de Fuentenueva sn, 18071, Granada, Spain)

Contact: soniaortiz@ugr.es

Introduction

Cannabis is the most widely used illicit drug worldwide. According to the 2020 European Drug Report, 8% of European adults have consumed cannabis in the previous year, and this percentage is higher between younger groups (15-34 years), with 15% having used the drug in the same period[1,2]. The main psychoactive component of cannabis is the so-called Δ^9–tetrahydrocannabinol (THC). THC, along with other cannabinoids, binds to cannabinoids receptors (CB-receptors), located at key sites in the visual pathway[3]. It has been shown that cannabis can cause visual effects such as blurred vision, reduced stereoacuity or contrast sensitivity, and increased sensitivity to glare[4,5]. However, the effects of cannabis in the accommodative response remain unknown. Therefore, the objective of this study was to analyse the dynamics of the accommodative response after smoking cannabis and the influence of personal traits such as age, gender or user profile.

Methods

This observational study was prospectively approved by the University of Granada Human Research Ethics Committee (921/CCEIH/2019). Nineteen young occasional cannabis smokers participated in the study, with a mean age (SD) of 22.53 (3.12) years. All of them attended two experimental sessions: a baseline session and another session after smoking cannabis. The user profile was evaluated by means of the Cannabis Disorder Identification test revised (CUDIT-r). Each participant prepared the cannabis cigarette in the same manner as their habitual usage. The accommodative response was assessed using an open-field auto refractor, the WAM-5500 (Grand Seiko, Japan), while participants switched fixation between far and near stimuli with different accommodative demands (4.5m↔0.4m and 4.5m↔0.2m). Several parameters were obtained to study the accommodative response: response amplitude (D), mean velocity (D/s), response time (s), accommodative lag (D) and accommodative variability (D).

Results

Smoking cannabis caused a significant main effect on the mean velocity of accommodation/disaccommodation ($p=0.002$). This parameter also showed two-way significant interactions between condition and age ($p=0.03$); condition and CUDIT- r score ($p=0.03$); and condition and target distance ($p=0.020$). Thus, the mean velocity was significantly correlated with age and gender, as is shown in Figure 1. For the response time, we found two-way interactions between condition and target distance ($p=0.010$) and also between condition and the direction of accommodation ($p=0.010$). For the accommodation variability, it was found a significant interaction between condition, target distance and age ($p=0.03$). Finally, aspects other than cannabis use showed significant main effects. Target distance showed a significant main effect on the response amplitude ($p=0.010$) and the response time ($p=0.03$). The direction of accommodation has a

significant main effect on the response amplitude ($p<0.001$), and gender indicated a significant main effect on the mean velocity ($p=0.03$).

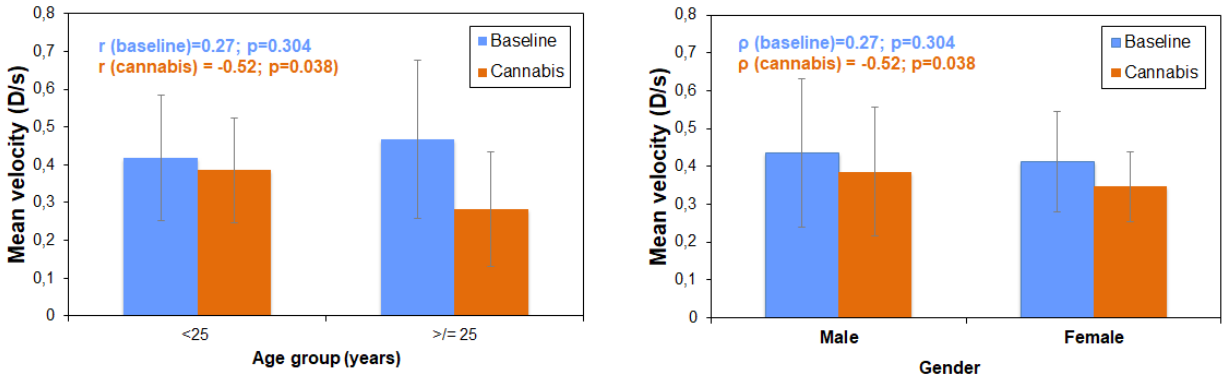


Figure 1: Mean velocity of accommodation/disaccommodation (D/s) in the baseline session and after smoking cannabis classified by age group (<25 y. N=13; >25 y. N=6) and gender (11 male; 8 female). Correlations between mean velocity and age or gender are also included.

Conclusions

Smoking cannabis can alter the dynamics of the accommodative response. This drug has demonstrated a significant main effect on the mean velocity of accommodation/ disaccommodation. Personal traits such as age, gender and consumer profile also determine different effects on accommodation. Smoking cannabis may disrupt everyday tasks in which the accommodative response plays an important role, such as reading or driving.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work was supported by the Ministry of Economy and Competitiveness (Spain) and the European Regional Development Fund (ERDF) (FIS2017- 85058- R), and by the Ministry of Science, Innovation and Universities (Spain) (Grant FPU15/05571). The authors thank Dräger Iberia for lending us the Dräger DrugTest 5000 and the Dräger Alcotest 7110 MK- III employed in this study.

References

[1]European Drug Report 2020: Trends and Developments. European Monitoring Centre for Drugs and Drug Addiction. Luxembourg (2020).

[2]Delegación del Gobierno para el Plan Nacional sobre Drogas y Observatorio Español de las Drogas. Encuesta sobre alcohol, drogas y otras adicciones en España EDADES 2019/2020. Madrid, (2020).

[3]Schwitzer T, Schwan R, Angioi-Duprez K, Ingster-Moati I, Lalanne L, Giersch A, et al; The cannabinoid system and visual processing: A review on experimental findings and clinical presumptions. *Eur Neuropsychopharmacol*, **25**, 100 (2015).

[4]Ortiz-Peregrina S, Ortiz C, Castro-Torres JJ, Jiménez JR, Anera RG. Effects of Smoking Cannabis on Visual Function and Driving Performance . A Driving-Simulator Based Study; *Int J Environ Res Public Health,* **17**, 9033 (2020).

[5]Ortiz-Peregrina S, Ortiz C, Casares-López M, Jiménez JR, Anera RG. Effects of cannabis on visual function and self-perceived visual quality; *Sci Rep,* **11**, 1655 (2021).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Effect of the power of fogging lenses and their time of application

Aina Turull-Mallofré[1], Mikel Aldaba[1], Carlos E. García-Guerra[1], Joan Goset[1] and Jaume Pujol[1]

[1] Center for Sensors, Instruments and Systems Development (CD6). Universitat Politècnica de Catalunya. Rambla Sant Nebridi 10, 08222, Terrassa, Spain.

Contact: aina.turull@upc.edu

Introduction: Refraction is the process in which the refractive error of a person is assessed. For this process to be successful, it is important a good control of accommodation to avoid over or undercorrection of the ametropia that can cause asthenopia to patients. A method to control accommodation is the fogging technique, which consists in applying positive lenses before the eye to turn it slightly myopic. Despite it is a widespread technique, there is no agreement about the optimal power of positive lenses nor the time of application. This work aimed to study the accommodative response during the application of diverse fogging lenses to determine which lens power and time of application are more adequate to achieve a successful relaxation of accommodation.

Methodology: Thirty young adults between 18 and 30 years old participated in the study. The exclusion criteria were corrected visual acuity (VA) below 0.9 decimal, myopia higher than -5.00 D, hyperopia bigger than +3.00 D and astigmatism over 1.50 D. Amblyopia, nystagmus, anomalous accommodation values, previous ocular surgeries and medication or diseases that could affect accommodation were also considered exclusion criteria.

The accommodative response was monitored by means of a Hartmann-Shack aberrometer at a 10Hz frequency for 60 seconds while the participants were staring at a VA chart placed at 6 m. Measurements were repeated for each of the five lenses tested (+1.00 D, +1.50 D, +2.00 D, +2.50 D and +3.00 D) with a wash-up time of 90 s between trials for the eye to go back to the initial accommodative state. Measurements were performed monocularly while the contralateral eye was occluded. In this work accommodation is measured as the change of spherical equivalent of the eye. The main cause of image degradation in accommodation are spherical aberrations, which can be well estimated with the fourth order Zernike coefficients used in the measuring instrument[1].

For the analysis of the accommodative response, the total time of measurement was divided in windows of 5 seconds. Values of accommodative response were normalized respect to the median value of the first window (timespan between 0 and 5 seconds). The median value of the window in which the maximum relaxation was presented was selected as the representative value of change of accommodation for each lens and participant.

Results: The mean age ± standard deviation of participants was 23.17±2.64, with a mean refractive error spherical equivalent ± standard deviation of -1.34 ± 1.93 D, ranging from -5.00 D to +2.25 D.

The mean change of accommodation ± standard deviation change of accommodation for each lens was 0.08 ± 0.09 D for +1.00 D, -0.09 ± 0.09 D for +1.50 D, -0.09 ± 0.14 D for +2.00 D, -0.15 ± 0.13 D for +2.50 D and -0.10 ± 0.18 D for +3.00 D. The Friedman's test showed that there were statistically significant differences between some lenses (p=0.02). The Wilcoxon's post-hoc test with Bonferroni correction showed statistically significant differences between +1.00 D and +2.50 D and between +1.50 D and +2.50 D although they were not clinically significant differences.

Measurements that showed relaxation higher than 0.12 D were analyzed with the aim to know in how many participants the fogging technique was effective. Results showed that 33.3% of the measurements with +1.00 D lens relaxed more than 0.12 D, 23.3% of the measurements with +1.50 D lens, 30% of the measurements with +2.00 D lens, 53% of the measurements with +2.50 D and 26.7% of measurements with +3.00 D. Moreover, 50 out of the 150 total measurements

presented an accommodative relaxation higher than 0.12 D, and 25 out of 30 participants relaxed more than 0.12 D at least with one lens.

Regarding the changes of accommodation during time, the mean accommodative change for each window of time is displayed in Figure 1, which shows a tendency to the activation of accommodation with time.

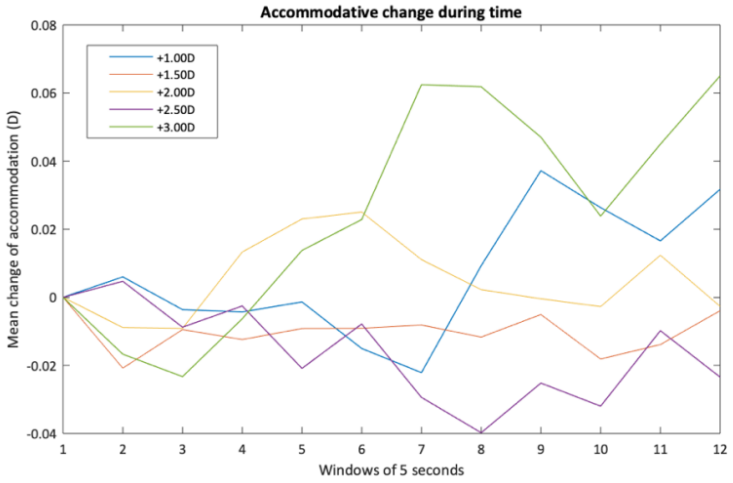


Figure 1. Mean accommodative change for each 5-second window of time during the 60 s of measurement.

We found the window of time in which the maximum relaxation of accommodation occurred for each lens and participant. The results summarized in Table 1 show that the window of time with more events was the window between 5 and 10 seconds.

		Window of time											Total
		5-10s	10-15s	15-20s	20-25s	25-30s	30-35s	35-40s	40-45s	45-50s	50-55s	55-60s	
Lens	+1.00	4	2	3	4	3	3	1	0	2	5	3	30
	+1.50	5	2	2	1	1	2	3	3	6	2	3	30
	+2.00	6	3	3	1	1	0	3	4	4	2	3	30
	+2.50	3	3	1	2	1	3	4	2	3	5	3	30
	+3.00	8	5	2	3	1	0	2	2	3	3	1	30
Total		26	15	11	11	7	8	13	11	18	17	13	150

Table 1. Frequency table that summarizes in which window of time the maximum relaxation of accommodation occurred for each measurement.

Discussion: The fogging technique is effective in a part of the sample; however, the accommodative response is very variable between participants for each lens and during time. The results suggest that the solution for a good control of accommodation during refractive exam should be focused individually by means of systems that allow real-time monitoring of both the refractive state of the eye and accommodation.

ACKNOWLEDGMENTS: This project has been funded by the Agencia Estatal de Investigación (AEI) (PID2020-112527RB-I00 / AEI / 10.13039/501100011033).

[1] N. López-Gil, V. Fernández-Sánchez. The change of spherical aberration during accommodation and its effect on the accommodation response; *J Vis.*,*10*(13),12 (2010) doi:10.1167/10.13.12

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Modelling the full shape of the crystalline lens

Eduardo Martínez-Enríquez[1], Alberto de Castro and Susana Marcos[1,2]

[1] Instituto de Óptica "Daza de Valdés", CSIC (C/ Serrano, 121, 28006 Madrid, *Spain*)

[2] Center for Visual Science, The Institute of Optics, Flaum Eye Institute, University of Rochester, (NY 14642, USA)

Contact: eduardo.martinez@io.cfmac.csic.es

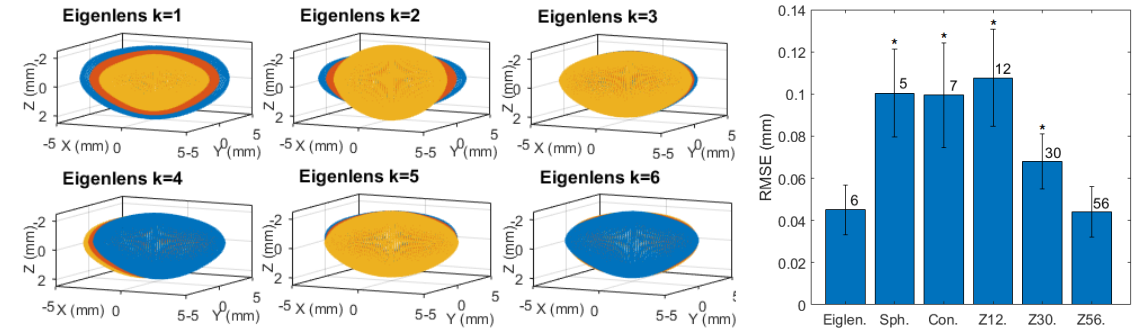
The crystalline lens is a fascinating optical element that contributes with one-third of the eye's total power and that is able to change its shape for focusing near and far objects. The crystalline lens geometry is usually studied only in the optical area (central 4 to 6 mm). However, there are many applications where an accurate and compact (with a small number of parameters) description of the crystalline lens full shape is required. For instance, knowledge of the full shape of the crystalline lens is critical for the success of methods to restore accommodation by refilling the lens capsule with a deformable polymer, or for proper sizing and design of customized accommodative introacular lenses (IOL). Also, we showed recently that the ability to compactly describe the full shape of the crystalline lens is important to improve the accuracy in the selection of an IOL that replaces the crystalline lens after a cataract surgery[1].

In this work we propose a new method for the representation of the full shape of the crystalline lens that we call *eigenlenses*[2]. *Eigenlenses* representation is shown to be compact, accurate and intuitive to describe the crystalline lens shape in comparison with several state of the art methods. Furthermore, we apply it to: (i) the generation (synthesis) of realistic full lenses of a given age; (ii) the estimation of the full shape of the crystalline lens from its central part (in in-vivo optical images of the anterior segment of the eye the iris blocks the incident light and only the information through the pupil i.e., the central part, is available).

Isolated human crystalline lenses (n=133; 0-71y/o) immersed in preservation media were imaged using two custom-developed 3-D Optical Coherence Tomography (OCT) with the anterior and the posterior surfaces facing the beam. Full shape 3-D models were obtained after automatic segmentation of the images, fan and optical distortion correction, tilt removal and registration (i.e., merging the 3-D anterior lens surface segmented from the “anterior-up” measurement and the 3-D posterior lens surface segmented from the “posterior-up” measurement, because these surfaces are not affected by refraction in previous optical surfaces or the lens gradient refractive index)[2]. From these 3-D models of the 133 lenses, *eigenlenses* were obtained following the next steps: (i) set the origin of coordinates in the lens center; (ii) transform the segmented points of the 3-D shape of the lenses to spherical coordinates; (iii) sample all the 3-D lenses at the same azimuth and elevation angles; (iv) obtain the average lens and the residual data for each lens by subtracting the average lens from the lens data; (v) obtain the eigenvectors of the covariance matrix of the residual data (principal component analysis). These eigenvectors are the *eigenlenses*, and any crystalline lens can be represented with a desired accuracy as the average lens plus a linear combination of *eigenlenses.*

Figure 1(a) shows the shape changes associated to the most relevant 6 *eigenlenses*. Visually, the first *eigenlens* (that represents the most common deformation across lenses) is related with changes in the size of the lens; the second is related with changes in the aspect ratio (i.e. lenses more rounded or "stretched"); the third and fourth with asymmetric changes in X or Y directions; and the fifth and sixth with fine changes in the shape of the surfaces (related with the asphericity). Root mean square error (RMSE) between the actual lens full shape and its representation with

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

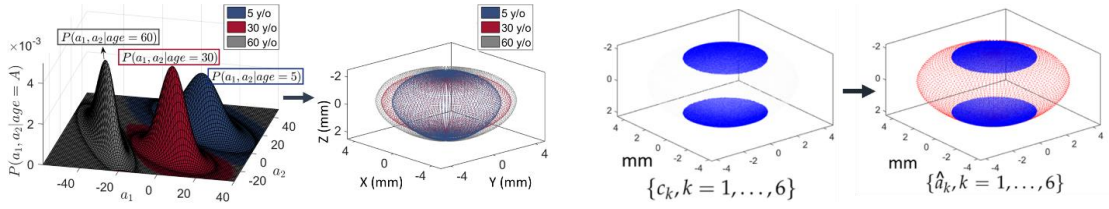


(a) (b)

Figure 1: (a) Representation of the most relevant 6 *eigenlenses*. (b) Model performance.

eigenlenses was compared with the RMSE using the best sphere (Sph) and conicoid (Con) fittings of anterior and posterior lens surfaces, and Zernike coefficients. Figure 1(b) shows the RMSE for the representation using 6 *eigenlenses* and for the other three representations. The number on top of each bar stands for the number of parameters used in each representation. The error with the proposed method was significantly lower ($p<0.05$, one-way ANOVA with Bonferroni's correction) than with sphere, conicoid, 12 Zernike coefficients (Z12) and 30 Zernike coefficients (Z30) representations (error 2.23, 2.20, 2.39 and 1.51 times lower respectively).

Taking advantage of the compactness ability of *eigenlenses*, they were applied to generate realistic lenses of a given age (Fig. 2(a)). First, we estimated from the 133 data the underlying conditional probability distribution of the *eigenlenses* coefficients at a given age. Once the probability distribution function had been estimated, lenses of a given age were generated sampling from that distribution. Furthermore, *eigenlenses* were used to estimate the full shape of the crystalline lens from the information available in-vivo (Fig. 2(b)), following the next steps: (i) in-vivo conditions were simulated in the training set of isolated lenses, i.e., we assumed that only the central part of the lens was visible; (ii) *eigenlenses* for the representation of the optical-central zone were obtained; (iii) a parametric expression was found to estimate each coefficient that describe the lens full shape (a_k), from a set of coefficients of the central area (c_k) with multiple linear regression using least squares, i.e., $a_k=f(c_1, c_2, \ldots, c_k)$.



(a) (b)

Figure 2: (a) Lens generation example from 2 *eigenlenses* coefficients (a_1 and a_2). (b) Estimation of the full shape of the lens (represented by coefficients a_k) from the central part (represented by coefficients c_k).

References.

1 Martinez-Enriquez, E., Perez-Merino, P., Duran-Poveda, S., Jimenez-Alfaro, I. & Marcos, S. Estimation of intraocular lens position from full crystalline lens geometry: towards a new generation of intraocular lens power calculation formulas. *Sci Rep* **8**, 9829

2 Martinez-Enriquez, E., De Castro, A. & Marcos, S. Eigenlenses: a new model for full crystalline lens shape representation and its applications. *Biomed. Opt. Express* (2020).

ACKNOWLEDGEMENTS: FIS2017- 84753-R; IMCUSTOMEYE Ref. 779960 (H2020-ICT- 2017-1)); ERC-2011-AdG-294099.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Applications of the *ImTOPScanner* for the investigation of ocular biomechanical parameters

Judith S. Birkenfeld[1], Ahmed Abass[2], Sergey Alexandrov[3], David Bronte-Ciriza[4], Andrea Curatolo[5], Ashkan Eliasy[2], James A. German[1], Ana Gonzalez-Ramos[1], Andrés de la Hoz[1], Karol Karnowski[5], Bernardo Lopes Teixeira[2], Eduardo Martinez-Enriquez[1], Ryan McAuley[3], Andrew Nolan[3], Jędrzej Solarski[5], Alejandra Varea[1], Lupe Villegas[1], Ahmed Elsheikh[2], Martin Leahy[3], Jesus Merayo-Lloves[6], Maciej Wojtkowski[5], Susana Marcos[1,7]

[1] Instituto de Óptica "Daza de Valdés", Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, Spain
[2] Biomechanical Engineering Group, University of Liverpool, Liverpool, United Kingdom
[3]Tissue Optics and Microcirculation Imaging Facility, School of Physics, NUIG, Galway, Ireland
[4]CNR – IPCF, Istituto per i Processi Chimico-Fisici, Messina, Italy
[5]International Centre for Translational Eye Research, Warsaw, Mazowieckie, Poland
[6]Instituto Universitario Fernandez-Vega, Fundación de Investigacion Oftalmologica, Universidad de Oviedo, Spain
[7]Center for Visual Science, The Institute of Optics, Flaum Eye Institute, University of Rochester, New York, USA

Contact: j.birkenfeld@io.cfmac.csic.es

Ocular biomechanics have gained increased interest in recent years. The material properties of the cornea and the sclera determine the eye´s shape and play an important role in several ocular pathologies. In keratoconus (KC), a progressive non-inflammatory disorder that results in thinning and protrusion of the cornea into a conical shape[1], corneal alterations are usually detected when the vision is already irreversibly affected. But the changes in the biomechanical properties take place before these morphological features occur[2]. For the more common eye condition myopia, which results from a mismatch between the focal length of the ocular components and the axial length of the eye, studies have shown an alteration of the scleral biomechanical properties in the equatorial and posterior scleral regions[3]. The ability to quantify biomechanical changes in the ocular tissue could enable earlier detection of disease progression, more individualized treatment options, and avoid irreversible vision loss, corneal transplants, or retinal detachment. Non-contact approaches that quantify biomechanical properties *in vivo* include Optical Coherence Elastography (OCE)[4-6], Brillouin microscopy[8], and air-puff deformation Scheimpflug imaging[9, 10]. Recently, Optical Coherence Tomography (OCT) devices have been coupled with air-puff excitation sources to capture deformation at the corneal apex or on the principal horizontal meridian[10-11].

We have recently presented the *ImTOPScanner*, a customised swept-source OCT system coupled with a quasi-collinear air-puff excitation, capable of acquiring dynamic corneal deformation on two meridians[13] (current set-up and example images are shown in fig. 1a). One advantage of the additional scanning meridian is that corneal deformation asymmetries, which are due to softer corneal regions below the corneal apex (typical in KC patients), can be detected more easily. Fig. 1b shows the currently investigated asymmetry parameters during deformation. In addition, the proposed system is highly flexible in terms of customizing the air-puff parameters and ocular alignment, so that it can be used additionally for analysing scleral biomechanics[14]. In both cases, the resulting deformation parameters provide advanced input data for Finite Element (FE) modeling inverse analyses to estimate a set of ocular material properties[15] (see fig. 1c). The system also functions in phase-sensitive mode, which allows detection of nano-scale displacements on the cornea. Using phase-sensitive OCT, we have implemented an advanced form of an OCT

vibrography[16] technique utilizing co-axial acoustic stimulation and OCT measurement with pre-compensation of acoustic frequency content and signal reconstruction in the Fourier domain.
Within this presentation, we will give an overview of the most recent results from a patient study on corneal biomechanics that include KC patients and healthy subjects, using the ImTOPScanner. We quantified deformation asymmetries (average asymmetries in displaced area, ADA, see fig. 1b) on two meridians, and present estimations of patient-specific corneal material properties from FE modelling (fig. 1c). We will further present first results of scleral deformation imaging, and discuss scleral deformation parameters and the estimated elastic modulus of different locations on the sclera. Finally, we will demonstrate the feasibility and reliability of the presented co-axial and acoustic pre-compensation approach for OCT vibrography studies of the cornea by measurement of the mechanical resonance modes of contact lenses and porcine corneas.

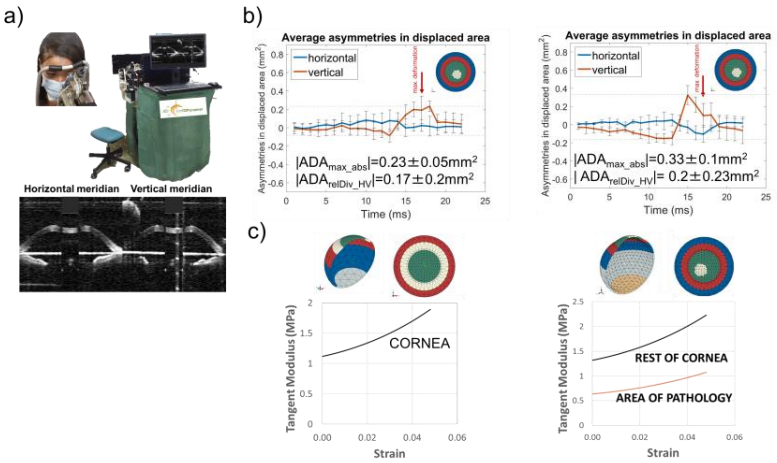


Figure 1. a) Set-up of the ImTopScanner device for patient use. Below an example-OCT image, showing the horizontal (left) and vertical (right) meridian during corneal air-puff deformation b) The average ADA for a KC patient. c) FE modeling inverse analysis for a healthy (left) and moderate KC (right) subject.

ACKNOWLEDGEMENTS: ERC (2018-ADG-SILKEYE-833106); H2020 European Project Imcustomeye and Multiply (H2020-ICT-2017 Ref. 779960, H-2020-MSCACOFUND-2015 Ref. 713694); Spanish Government (FIS2017-84753-R, IJC2018-037508-I and CSIC JAE Intro Fellowship); L'Oréal-UNESCO "For Women in Science" Spain; Fundacja na rzecz Nauki Polskiej (MAB/2019/12); Polish Government (NAWA ULAM/2020/1/00176).

[1]H. R. Vellara and D. V. Patel, *Clin. Exp. Optom*. **98**(1), 31–38 (2015)
[2]C. J. Roberts and W. J. Dupps, *J.Cataract Refractive Surg.* **40**(6), 991–998 (2014).
[3]J. R. Phillips, M. Khalaj, and N. A. McBrien, *IOVS*, 41, 2028–2034 (2000)
[4]K. Larin and D. D. Sampson, *Biomedical Optics Express,* 8.2, 1172-1202 (2017)
[5]Z. Jin et al., *Journal of biophotonics,* 13.8, e202000104 (2020)
[6]A. Ramier et al., *Scientific reports,* 10.1, 1-10 (2020)
[8]G. Scarcelli et al., *IOVS*, 53.1, 185-190 (2012)
[9]C.J. Roberts, et al., *Journal of refractive surgery,* 33.4, 266-273 (2017)
[10]A. Eliasy et al., *Frontiers in bioengineering and biotechnology* 7, 105 (2019)
[11]D. Alonso-Caneiro, et al., *Optics express,* 19.15, 14188-14199 (2011)
[12]C. Dorronsoro et al., *Biomedical Optics Express,* 3.3, 473-487 (2012)
[13]A. Curatolo et al., *Biomedical Optics Express,* 11(11), 6337–6355 (2020)
[14]D. Bronte-Ciriza et al., *Biomedical Optics Express* 12(10), pp.6341-6359 (2021)
[15]A. Elsheikh and D. Wang, *Comput. Methods Biomech. Biomed. Engin.* 10(2), 85–95 (2007)
[16]E. W. Chang et al., *Opt Lett*, vol. 37, no. 17, pp. 3678–3680 (2012)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Catastrophe optics theory unveils the localized wave aberration features that generate ghost images

Sergio Barbero[1], Arthur Bradley[2], Norberto López-Gil[3], Jacob Rubinstein[4], and Larry Thibos[2].

[1] Instituto de Óptica (CSIC) (28006, Madrid, Spain)
[2] School of Optometry, Indiana University (47405, Bloomington, Indiana, USA)
[3] Instituto Universitario de Investigación en Envejecimiento, Universidad de Murcia (30100, Murcia, Spain)
[4] Department of Mathematics, Technion (32000, Haifa, Israel)

Contact: sergio.barbero@csic.es

People who describe ghost or multiple images[1] under monocular vision, often report seeing two (diplopia)[2], three (triplopia)[3], or even more images. Polyplopia is expected if the PSF has multiple intensity cores (a dense concentration of a large portion of the radiant flux contained in the image), each of which produces an image in a slightly different location sufficiently apart to be resolved independently one to each other. Early explanations of ghost images identified caustics generated by aberrations as the likely underlying cause[1,4]. Here, our goal is to identify which specific features of aberrated wavefronts are responsible for producing multiple PSF cores, thereby accounting optically for the perceptual phenomenon of polyplopia.

First, we identify the observation-plane locations of these hypothesized PSF cores. The so-called catastrophe optics theory[5,6] provides a comprehensive theoretical framework to identify those singular locations and their relative intensity. We will show how this theory establishes that a limited number of events are responsible for fragmentation of the PSF into multiple cores. A key idea that we introduce is that the eye's natural dynamics, specifically defocus perturbations (due, for instance, to accommodation microfluctuations), affects the character and number of possible events. Second, we identify the pupil-plane locations of the wave front error (WFE) function giving rise to those PSF cores. Within the small slope approximation conventionally used in visual optics, caustics are generated by regions of the wavefront where the Gaussian curvature of the WFE function is zero, called critical points[5,7]. We algebraically derive the equations showing that those regions of interest are centered around certain points where the gradient of the Gaussian curvature vanishes, called *cusps of Gauss*[8], although we note that not all the cusps of Gauss generate PSF cores, only those included in or close to the set of critical points.

Figure 1 provides two examples of WFE functions that induce diplopia and triplopia, respectively. For the diplopia example (Fig. 1 a-c), two PSF cores are induced by a pair of cusps of Gauss due to a combination of defocus, astigmatism and spherical aberration. For the triplopia example (Fig. 1 d-f), three PSF cores are induced by a trio of cusps of Gauss produced by a combination of defocus, trefoil coma and spherical aberration. In both cases, WFE are simple combinations of up to fourth order Zernike aberration polynomials, thus implying that they might be 'natural' human eye wave aberrations able to generate polyplopia. We qualitatively evaluate the ghosting effects introduced by these examples by means of computing the wave optics PSF (through Fourier optics) and the convolution of those PSF with reference images. Figure 1 (a) & (d) shows Gaussian curvature map and, above it, the critical set (red lines), and cusp of Gauss (green dots). Figure 1 (b) & (e) shows the caustic curves (red lines) at the retina plane and the mapping of the cusp of Gauss (green dots in

Fig. 1 e), and at its side, the PSF. Finally, Figure 1 (c) & (f) shows the convolved images of a visual acuity chart.

The diplopia example shows five cusp of Gauss points but only two are close to the critical lines, representing the geometrical signatures of the presence of two wave aberration patches giving rise to two PSF cores. The blue dash line points out the regions in the caustic plot associated with those at the PSF. In the triplopia example, there are six cusps of Gauss, generating six pseudo-isolated intensity cores. However, three of them are brighter than the other three, specifically those associated with cusps of Gauss marked by letters A, B and C. Examples in Fig. 1 have also been simulated in an optical set-up which includes a deformable mirror, obtaining similar results.

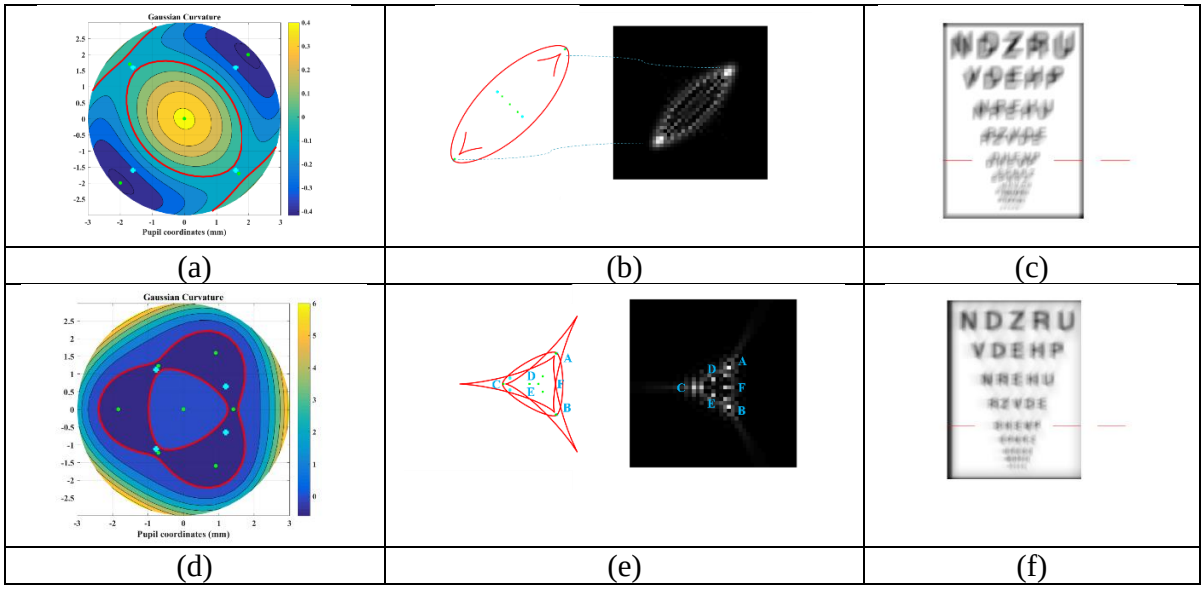


Figure 1: Diplopia and triplopia examples

Finally, we propose to apply a phase masking technique[9] to avoid monocular polyplopia by localizing the WFE regions which giving rise to PSF cores. We will show, through computational simulations and real PSF and extended images, the capabilities of such technique applied to the diplopia and triplopia examples described above. Particularly we have simulated the effect of introducing an amplitude circular binary mask (amplitude takes one value inside and zero outside) around a single cusp of Gauss. We have also analysed the effect of the mask size in the trade-off between polyplopia mitigation and contrast loss due to light flux blocking.

ACKNOWLEDGEMENTS: Supported by grant PID2020-113596GB-I00 (Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación)

[1]G.J. Bull; *Transactions of the Ophthalmological Society of the United Kingdom*, **XVI**, 204 (1896).
[2]L.G. Carney, J. Liubinas and K.J. Bowman; *Acta Ophthalmologica*, **59**, 271 (1981).
[3]D.A. Goss, R.G. West, L.W. Carr, and L.L. Edmondson; *Optometry and Vision Science*, **69**, 486 (1992).
[4]C. Campbell; *Optometry and Vision Science*, **75**, 197 (1998).
[5]J.F. Nye; *Natural focusing and fine structure of light: caustics and wave dislocations*; (1999).
[6]M.V. Berry and C. Upsill; *Progress in Optics*, **18**, 257 (1980).
[7]J. Rubinstein; *J. Opt. Soc. Am. A*, **36**, B58 (2019).
[8]I.R. Porteous; *Geometric differentiation: For the intelligence of curves and surfaces;* (2001).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

New objective method to measure fusional vergence

Cristina Rovira-Gay[1], Clara Mestre[2], Marc Argiles[1] and Jaume Pujol[1]

[1] GREO, Centre for Sensors, Instruments, and Systems Development, Universidad Politécnica de Cataluña, Rambla Sant Neblidi, 10, 08222, Terrassa, Spain

[2] School of Optometry, Indiana University, 800 Atwater Ave, Bloomington, IN 47405, Unites States

Contact: cristina.rovira@upc.edu

Fusional vergence movements are driven by disparity and are used to bring the eyes into proper alignment and to maintain this alignment when looking at objects at different distances. Fusional vergence ranges are clinically relevant as they represent the ability of subjects to overcome possible eye deviations[1]. One of the methods to measure fusional vergence in clinics is the smooth vergence test, which involves the use of the Risley prisms mounted in the phoropter. This test has some disadvantages, such as its subjectivity, the fact that the measurement relies on the examiner's expertise, unusual viewing conditions or poor repeatability[2-3]. To solve these limitations, this study proposes a new objective method for the evaluation of positive (base out) and negative (base in) fusional vergence ranges based on the analysis of eye movements recorded using the eye tracker Eyelink 1000 Plus at 500 Hz included in an haploscopic set-up for stimuli presentation. This method has been validated against the clinical smooth vergence test.

A total of 34 adults (23.1 ± 3.1 years of age) participated in this study. Negative and positive fusional vergence ranges were first evaluated with the Risley prisms at 40 cm. Participants were asked to report double vision as the experimenter increased the amount of prim (break point), and recovery of single vision as the prism power decreased (recovery point). Then, negative and positive fusional vergence were measured with the objective method. Vergence movements were stimulated by varying the position of the stimuli displayed on the two screens of the haploscopic set-up. Break and recovery points were determined offline using a custom algorithm based on the analysis of eye movements coded in Matlab (Figure 1).

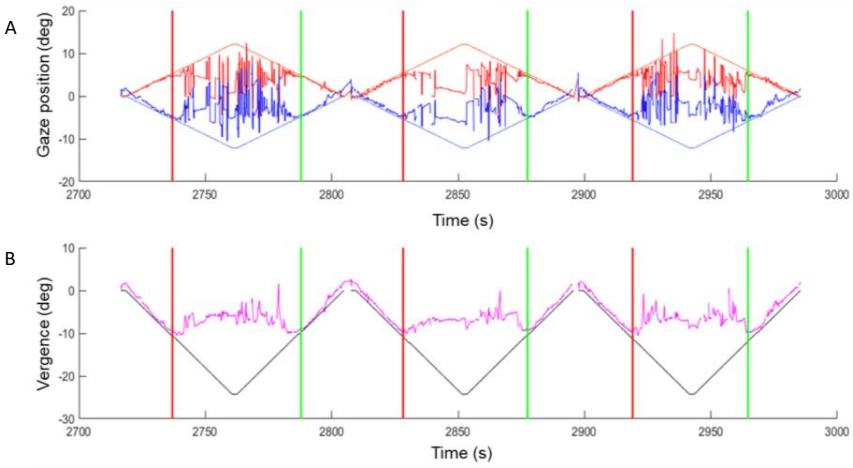


Figure 1: A: Positions of the right (red) and left (blue) eyes during the measurement of negative fusional vergence. The stimuli positions for the right and left eyes are represented by the red and blue straight lines, respectively. B: Vergence (magenta) and the vergence demand created by the stimuli (black). In both plots,

the objective break points (vertical red lines) and recovery points (vertical green lines) are shown. Three repetitions are shown for the same participant.

The results obtained with the two methods are shown in Table 1.

	Objective Method mean ± SD	**Subjective Method mean ± SD**
Base In Break	13.62 ± 4.28 PD	17.88 ± 3.29 PD
Base In Recovery	10.26 ± 4.50 PD	13.02 ± 3.41 PD
Base Out Break	37.37 ± 9.47 PD	27.41 ± 8.90 PD
Base Out Recovery	27.70 ± 9.11 PD	15.66 ± 5.25 PD

Table 1: Mean ± standard deviation (SD) of break and recovery points in prism dioptres (PD) of the negative (base in) and positive (base out) fusional vergence measured with the objective and subjective methods.

Bland-Altman analysis was done to determine the agreement between the break and recovery points measured with the two methods. The mean ± SD of the differences between methods and 95% limits of agreement were -4.25±3.23 PD (-10.60 PD, 2.08 PD) for the base in break point, -2.76 ±4.30 PD (-11.18 PD, 5.62 PD) for the base in recovery point, 9.95±8.89 PD (-7.47 PD, 27.37 PD) for the base out break point and 12.04±2.05 PD (8.04 PD, 16.03 PD) for the base out recovery point.

To conclude, this study showed the possibility to measure fusional vergence ranges objectively. Although the objective method offers numerous advantages, such as the ability to maintain constant measurement conditions across subjects, the two methods cannot be used interchangeably due to the poor agreement between them. With the objective method, wider positive fusional vergence ranges but narrower negative fusional vergence ranges were obtained than with the subjective method. This poor agreement could be in part explained by the different viewing conditions in the two methods. A different contribution of proximal cues could have led to different vergence responses, biased towards more convergence with the objective method in the haploscopic set-up. Future studies are needed to further analyse the different sources of the discrepancy between methods and, if possible, obtain a better agreement.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been funded by the Spanish Ministry of Economy and Competitiveness grant DPI-2017-89414-R; European Union, Generalitat de Catalunya by Predoctoral grant FI-DGR (CR).

[1] M. Scheiman and B. Wick; *Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins,* **4th ed** (2014).

[2] B. Antona, A. Barrio, F. Barra, E. Gonzalez and I. Sanchez; *Ophthalmic and Physiological Optics*, **28**, 475 (2008).

[3] C. Lança and F. Rowe; *Strabismus*, **27**, 88 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

In vivo assessment of multifocal contact lens fitting from optical coherence tomography images of the anterior segment of the eye

Ana Gonzalez-Ramos[1], Shrilekha Vedhakrishnan[1], Susana Marcos[1,2], Eduardo Martinez-Enriquez[1]

[1] Instituto de Óptica "Daza de Valdés", CSIC (C/ Serrano, 121, 28006 Madrid, Spain)

[2] Center for Visual Science, The Institute of Optics, Flaum Eye Institute, University of Rochester, (NY 14642, USA)

Contact: am.gonzalez@csic.es

Multifocal contact lenses (MCLs) are designed to give a near vision functionality in presbyopia, an age-related condition that hinders dynamic focus of close objects. There is a range of MCLs options available, which are prescribed depending on the wearer's preferences, age and lifestyle. While there are segmented alternated vision MCLs, which work in a similar way to bifocal spectacles (relying on the lid dynamics and contact lens displacements), the most popular MCL designs rely on the concept of simultaneous vision, whereby sharp and defocused images are superimposed on the retina. MCLs can have aspheric, center-near, center-distance or annular concentric designs.

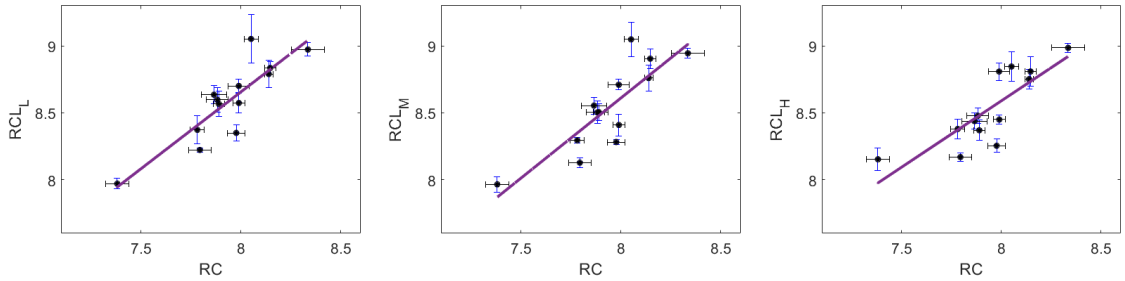
MCLs rely on proper deployment of the multifocal power profile on the cornea and optical interactions between the contact lens and eye. Slit lamp examination is considered an essential part of contact lens practice, however, it provides limited information on those aspects. Optical Coherence Tomography (OCT) is a non-invasive, non-contact imaging technology used to obtain high resolution cross-sectional images from within optical scattering media (e.g., biological tissue). It uses low-coherence light to capture micrometer-resolution, two- and three-dimensional images, typically employing near-infrared light. The use of relatively long wavelength light allows it to obtain a large penetration into the scattering medium. These characteristics make OCT a valuable tool for obtaining *in vivo* high-resolution images of the anterior segment of the eye while wearing contact lenses. The purpose of this study is to show, for the first time to our knowledge, the application of the high-resolution OCT in *in vivo* eyes fitted with concentric MCLs. This will allow a better evaluation of the parameters of the MCLs over the cornea to improve their clinical adaptation and a better knowledge of the impact of MCLs.

A total of 13 eyes from 13 healthy volunteers (4 males, 9 females) were evaluated with no MCL (naked cornea), and fitted MCLs. The subjects ages were 24 to 58 years (mean age: 35.69 ± 13.83 yo) and refractive errors ranged from -4.75 D to +2.50 D with astigmatism less than 0.75 D. The subjects did not have a history of previous ocular surgery or disease. The investigational MCL was the 1-Day Acuvue® Moist Brand Multifocal Contact Lens (Johnson & Johnson® Vision Care, Inc., Jacksonville, USA). The same MCLs (-2.00D far distance power; base curve: 8.4 mm; nominal diameter: 14.3 mm) with three different additions as follows: +1.25D (Low, L), +1.75D (Mid, M) and +2.50D (High, H), were evaluated in all patients. Five repeated measurements were taken for each condition.

Measurements were performed on a custom developed spectral domain OCT system described previously[1]. Basically, it consisted of a fiber optic Michelson interferometer setup with a superluminiscent diode (λ_0=840 nm, $\Delta\lambda$=50 nm) as a light source. The OCT acquisition speed was 25000 A-Scans/s and the axial range was 7mm in depth, resulting in a theoretical pixel size of 3.4 µm and a nominal axial resolution of 6.9 µm in tissue. From the OCT images, segmentation, fan distortion correction, 3-D model construction and centering processes were performed as described in [2]. The central B-scan (the B-scan closer to the maximum elevation point in the 3-D model) was identified from the reconstructed corneal 3-D model. The radius of curvature of the

external surface of the MCLs (RCL) and the anterior surface of the naked cornea (RC) were quantified fitting the best circle in the central 3-mm diameter (addition area from the theoretical design[3]) and the external 3 to 6 mm (periphery). Linear regression analysis between RC and RCL in both areas was performed (Pearson correlation coefficient (ρ); p-value (p)).

Figure 1 shows the correlation between the RC and the RCL in the periphery for the different additions (Low: RCL_L; Mid: RCL_M; and High: RCL_H; from left to right), with the best fitted line indicated in purple. Each point corresponds to a different eye, and the error bars are calculated across the 5 different measurements for each eye. Correlation coefficient (ρ) and p-values are also shown. Note that the correlation was high for all the additions, indicating that the MCL changes its shape according to that of the underlying cornea (corneal conformity).



ρ=0.87, p<<0.001 **ρ=0.84, p<<0.001** **ρ=0.82, p<<0.001**

Figure 1: Correlation between RC and RCL. (a) Low addition (L); (b) Middle addition (M); (c) High addition (H).

The mean radius of curvature across subjects in the addition area was: RCL_L=8.37±0.31 mm, RCL_M=8.32±0.34 mm, RCL_H=8.30±0.28 mm and RC=7.82±0.24 mm. As expected, the radius of curvature was lower (higher curvature and power) for the highest addition (RCL_H<RCL_M<RCL_L). The radii of curvature in the periphery were: RCL_L=8.59±0.30 mm, RCL_M=8.54±0.33 mm, RCL_H=8.53±0.28 mm and RC=8.02±0.22 mm. As expected, the radius was lower in the addition area than in the periphery for each type of lens. The difference in power between cornea and periphery, ΔP (an estimation of the correction for far) were: -1.40 D, -1.13 D and -1.10 D for lenses L, M and H respectively. Note that these values were estimated from the radius of curvature using an index of refraction of n=1.40 for the MCLs and n=1.38 for the cornea. We did not find correlation between corneal power and ΔP (p=0.45, 0.40, 0.72), i.e., there is a constant shift in far correction independently of the power of the cornea of the subject. Finally, the RCL was highly correlated with the cornea in the addition area (ρ=0.85, ρ=0.82, ρ=0.78 for lenses L, M and H respectively). This indicates also a change in the MCL addition area with the underlying cornea. Our results are in good correspondence with reported isolated MCL shape measurement using high-resolution power mapping instrument in phosphate buffered saline[3]. In conclusion, Optical Coherence Tomography provided with quantification tools allows to study the fitting of multifocal contact lenses on eye *in vivo.* We have shown that, while the soft contact lens overall conforms the underlying cornea, near adds are provided as expected.

References

1 Grulkowski, I. *et al.* Anterior segment imaging with Spectral OCT system using a high-speed CMOS camera. *Opt Express* **17**, 4842-4858 (2009).

2 Martinez-Enriquez, E., Perez-Merino, P., Velasco-Ocana, M. & Marcos, S. OCT-based full crystalline lens shape change during accommodation in vivo. *Biomed Opt Express* **8**, 918-933, doi:10.1364/BOE.8.000918 (2017).

3 Kim, E., Bakaraju, R. C. & Ehrmann, K. Power Profiles of Commercial Multifocal Soft Contact Lenses. *Optom Vis Sci* **94**, 183-196, doi:10.1097/OPX.0000000000000998 (2017).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

NOVEL SOFT TORIC CONTACT LENS: PRISMATIC ABERRATION FREE OPTICAL ZONE - PROTOTYPE

Elena Durán-Prieto[1,2], Jesús Carballo-Álvarez[2] y Jose Manuel López-Alonso[3]

[1] I+D, mark'ennovy Personalized Care (Ronda El Carralero, 25, 28222, Majadahonda (Madrid), España)
[2] Optometry and Vision Department. Faculty of Optics and Optometry, Universidad Complutense de Madrid (Arcos de Jalón, 118, Madrid, España)
[3] Optic Department, Faculty of Optics and Optometry, Universidad Complutense de Madrid (Arcos de Jalón, 118, Madrid, España)

Contacto: eduran@ucm.es

Keywords: Individually crafted soft toric contact lenses, optical aberration, dynamic stabilization

Introduction: Soft toric contact lenses (STCL) need a stabilization system to provide good vision to the wearers with blinking. The most common widespread method to achieve a good stabilization is prism ballast system which induces prism power into the optical zone about 1.00 PD (prismatic diopters). This vertical prism disparity could lead to binocular issues, such asthenopia, visual discomfort and motion sickness decreasing stereopsis in some patients. Moreover, it has been demonstrated that customized STCL can compensate aberrations better than standard ones[2].

Background literature review shows the advantages and disadvantages, prism ballast stabilization and compare them with other method: dynamic stabilization. A system based in iso-thickness distribution combined with a small amount of prism is one of the most stable stabilization systems for moulded toric contact lenses[3]. Literature review carried out did not find in market lathed lenses with dynamic stabilization based in iso-thickness variation within the peripheral zone. It is found, thus, an opportunity for improving the mentioned system and avoid the prism effect of the prism ballast.

Aim: To implement a dynamic stabilization system in turned toric lenses to eliminate the prism induced in the optical zone.

Material and Method: Development and validation of the design, Standards for the implementation of a medical device in the MDR 745/2017 market were followed. The first phase included literature review, risk analysis, and device design. The second phase corresponded to the verification and involved a review of the manufacturing programs, possible design modifications and shelf-life studies. Phase 3 included design validation for an appropriate performance, effectiveness, and safety. Phase 4 corresponded to transfer to production and phases 5 and 6 talked about surveillance in the market. This work only considered phases 1, 2 and 3 of the process.

In phase 1, the most common searchers engines for medical devices related to optics and optometry were used for the literature review. The design was carried out with the Focal Points® software and the risk analysis was carried out following the ISO14971 standard. In phase 2 and 3, the Optoform 40 lathes were used for the manufacture of contact lenses and the silicone hydrogel material with handling tint manufactured by VistaOptics. A Chiltern® was used to evaluate the cosmetic defects of the contact lens, the focimener was used to evaluate the power of the lens and Nimo to evaluate the aberrations.

Results: During phase 1, the risk analysis and design, based on the results obtained in the bibliographic review, were in accordance with the intended aim, at least from a theoretical point of view. In phase 2, the first lenses with the proposed design were manufactured, which showed the feasibility of the design as it was possible to manufacture it and kept the optical zone free of prism (figure 1), providing good visual quality to the user. The evaluation of cosmetic defects was good, and the power was in accordance with the nominal values and within the criteria accepted by the ISO tolerances for soft contact lenses (sphere ± 0.25D; cylinder ± 0.25D; axis ± 5 °) In phase 3, 28 contact lenses were manufactured with the new design (test) and 28 with the ballasted prism design (control), and the prism-free optical zone and the possibility of performing this design in a variety of lenses were confirmed powers and their personalization according to the biometric data of the patients.

Conclusion: Verification phase demonstrated that it is a viable design, the lathes were able to manufacture, and the lenses passed quality controls successfully. The design is ready for testing in toric patients with a high level of confidence in its performance, safety, and effectiveness.

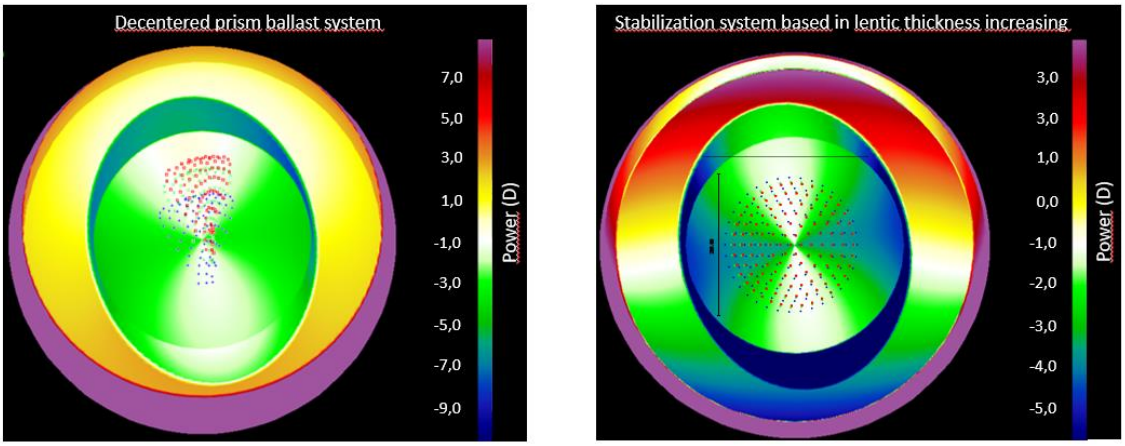


Figure 1: PSF simulation with each type of stabilization system evaluated.

ACKNOWLEDGMENTS: I would like to thank mark'ennovy for their support in the development of this work, especially Mercedes Burgos-Martínez and Mar González-Pascual.

[1] Sulley A, Hawke R, Lorenz KO, Toubouti Y, Olivares G. Resultant vertical prism in toric soft contact lenses. Contact Lens Anterior Eye. 2015;38(4):253–7.
[2] Jinabhai AN. Customised aberration-controlling corrections for keratoconic patients using contact lenses. Clin Exp Optom. 2019;1–13
[3] Arthur Back. US6467903B1. Patent.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Validation of EDOF IOL simulations in an Adaptive Optics visual simulator

Carmen M Lago[1,2], Alberto de Castro[1], Lucie Sawides[2], Sara El Aissati[1], Clara Benedí-García[1], María Viñas[1,3], Carlos Dorronsoro[1,2] and Susana Marcos[1,4]

1. Visual Optics and Biophotonics Lab, Institute of Optics, CSIC, Serrano 121, 28006, Madrid, Spain
2. 2EyesVision S.L., Madrid
3. Center for Photomedicine, Massachusetts General Hospital Harvard Medical School, Boston, MA, USA
4. Center of Visual Sciences, University of Rochester, Rochester, USA.

Contact: clago@2eyesvision.com

There is an increasing number of multifocal Intraocular Lens (IOLs) designs in the market. Multifocal vision is difficult to explain, and patients would benefit by trying prospective vision with different lenses prior to surgery. In the Visual Optics and Biophotonics we have developed computer simulations on customized pseudophakic eye models and experimental adaptive optics visual simulators that allow mapping the lens design onto the patient's eye[1]. We have implemented several visual simulator modalities, where the IOLs are simulated either on a deformable mirror (DM), a spatial light modulator (SLM) and or an electro-optical lens (optotunable lens, SimVis technology).

Visual simulators require mapping the lens design onto an active device situated in a pupil conjugate plane (a deformable mirror, SLM or optotunable lens in SimVis). For DM and SLM, the lens is mapped in the form of a phase map, and for SimVis a set of temporal coefficients that define the through focus performance of the lens (following calculations of the phase map and the Through Focus Strehl Ratio). To generate the phase maps, the wavefront aberration maps of computer eye models constructed with the IOL to be mapped and a neutral lens are subtracted to obtain the phase map that describes the IOL performance. Recently we have implemented a new channel in the AO system, where the physical intraocular lens can be introduced[3] to be projected onto the subject's pupil plane. This cuvette channel is taken as a reference and can be used to validate IOL simulations with the active elements.

Validations of the experimental simulations of the IOLs simulations are performed by comparing the through focus performance of the simulated IOLs with that obtained with the physical lens. Experiments are done either on bench on artificial eye models or psychophysically on subjects. Stimuli are projected using a Digital Mirror Device (DMD). A Badal optometer allows induction of defocus in a range of 5D, from +1D to -4D in steps of 0.25D. Through focus retinal images of the stimuli are captured on the artificial eye, and compared across simulating channels/physical IOL in cuvette, in terms of image correlations. Through-focus visual acuity (Tumbling E letters; Quest procedure on an eight alternative forced choice) is obtained in patients through the simulators and lens in cuvette channel. The through focus curves are compared in terms of RMS difference and curve shape similarity.

We have captured the retinal image through focus on an artificial eye, of a new IOL design in the market, an extended depth of focus (EDOF) IOL. When comparing the image formed with the three simulation channels (SLM, SimVis and the cuvette), the maximum difference in terms of image correlation was 0.02. Additionally, in 7 subjects, either the EDOF simulations or the IOL in the cuvette were projected onto the eye, and Through-focus visual acuity was measured. DOF mean value for EDOF IOL in subjects was 1.86 D +/- 0.39D (calculated from 0D to value a positive value of

defocus in LogMAR equal to 0.2[4]). The mean RMS difference between cuvette and SimVis was 0.11 +/- 0.08 and the RMS difference between cuvette and SLM was 0.10 +/- 0.05 Log MAR.

We have shown that simulation of vision with EDOF intraocular lenses can be performed pre-operatively by mapping the IOL phasemap onto a SLM, a temporal multiplexing pattern (SimVis technology) or projecting the physical IOL inserted in a cuvette onto the patient eye. A high correspondence between the three different simulation techniques has allowed cross-validation, using the cuvette as a gold standard. The system that we have presented have therefore proved useful to compare through focus performance of different EDOF IOL designs prior to their implantation.

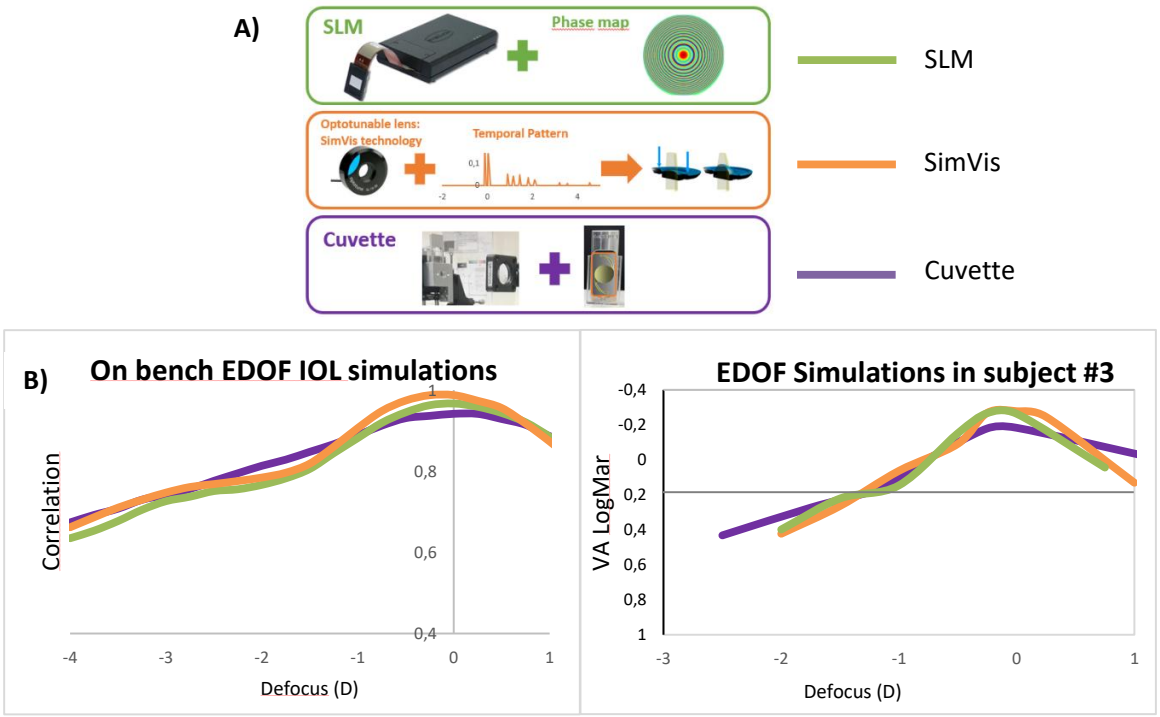


Figure: A) image of the SLM, optotunable lens and IOL cuvette. B) Left, optical bench Through-focus curve of the same EDOF IOL at 3.0 mm pupil diameter, measured in the AO visual simulator through the 3 different channels. Right, Trough-focus Visual Acuity curve of the same EDOF IOL at 3.0 mm pupil diameter for one of the subjects measured in the AO visual simulator through the 3 different. The horizontal line at 0.2 LogMAR value show the limit IOL DOF[4].

1. Vinas, M., Benedi-Garcia, C., Aissati, S. *et al.* Visual simulators replicate vision with multifocal lenses. *Sci Rep* 9**,** 1539 (2019).
2. Vyas Akondi, Carlos Dorronsoro, Enrique Gambra, and Susana Marcos, "Temporal multiplexing to simulate multifocal intraocular lenses: theoretical considerations," Biomed. Opt. Express 8, 3410-3425 (2017)
3. Clara Benedi-Garcia, Maria Vinas, Carmen M Lago, Sara Aissati, Alberto de Castro, Carlos Dorronsoro, and Susana Marcos, "Optical and visual quality of real intraocular lenses physically projected on the patient's eye," Biomed. Opt. Express 12, 6360-6374 (2021)
4. M.J. Collins, R. Franklin, B.A. Davis, "Optical considerations in the contact lens correction of infant aphakia", Optometry and Vision Science, 79 (2002)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Astigmatismo ocular residual. Discrepancias entre el astigmatismo corneal y refractivo en tres grupos de edades

Timoteo González Cruces[1], Pedro Ruiz Cuevas[1], Antonio Cano Ortiz[2] y Alberto García Párrizas

[1] Departamento de Optometría, Hospital Oftalmológico La Arruzafa (Avd de la Arruzafa, 9, 14012, Córdoba, España)
[2] Departamento de Cirugía Refractiva y Segmento Anterior, Hospital Oftalmológico La Arruzafa(Avd de la Arruzafa, 9, 14012, Córdoba, España) Contacto: timoteogc@gmail.com

Introducción: Es ampliamente conocido que la principal fuente de astigmatismo refractivo (AR) proviene del astigmatismo generado por la superficie corneal anterior (AC). Sin embargo, esta relación no siempre es lineal y a menudo existe una discrepancia entre ambos astigmatismos. Esta discrepancia viene influenciada por el astigmatismo ocular residual (ORA) o astigmatismo interno, de manera que el cilindro refractivo final es la suma de estas dos fuentes de astigmatismo. Algunos autores identifican el ORA con la presencia de aberraciones de alto orden (HOAs)[1], al astigmatismo presente en la cara posterior de la córnea[2], o al astigmatismo lenticular. En 1890 Emile Javal describió un astigmatismo inverso sistemático atribuible al cristalino de 0,50D. Este hallazgo conocido como ley de Javal es considerado actualmente en la práctica clínica diaria y es ampliamente aceptado por la mayoría de los clínicos. Conocer la variación del astigmatismo lenticular con el paso del tiempo, hasta ahora no bien clarificado en la literatura científica, es de vital importancia a la hora del manejo quirúrgico del astigmatismo refractivo. El principal objetivo de este estudio es calcular el ORA en diferentes grupos de edades con la finalidad de evaluar el cambio del astigmatismo interno con el tiempo y determinar si la ley de Javal es aplicable a todos los grupos de edades.

Metodología: Se llevó a cabo un estudio descriptivo sobre las discrepancias entre el AR y AC en sujetos miopes diferenciados en tres grupos de edades: Grupo 1, infantil (n=98 ojos), edad media 10,38 ± 2,43; grupo 2, adultos (n=83 ojos), edad media 28,32 ± 6,80 y grupo 3, senior (n=96 ojos), edad media 59,25 ± 10,53 años. El equivalente esférico para cada grupo fue de -3,23 ± 1,89; -3,45 ± 1,35 y -3,09 ± 2,73 (D), respectivamente. Todos los pacientes tenían un astigmatismo refractivo ≤ 3,00 D. El AR derivado de la refracción subjetiva mediante el ajuste fino a través de los cilindros cruzados de jackson así como el AC recogido por la topografía (Pentacam AXL) fueron realizados en el mismo día. Los datos de astigmatismo recogidos en notación esfero cilíndrica fueron pasados a notación vectorial con la finalidad de calcular el astigmatismo interno. Para la representación de los resultados se utilizó el método gráfico de Alpins[3]. El análisis estadístico se realizó mediante el software SPSS statistical IBM ver 25. Para la representación gráfica de los resultados se usó el software Matlab con el módulo "Refractive Analysis Toolbox" de Manuel Rodríguez Vallejo[4].

Resultados: El astigmatismo interno entendido como la discrepancia vectorial entre el AR y AC fue similar en los 3 grupos (tabla 1). No se encontraron diferencias estadísticamente significativas para las coordenadas polares J0 y J45 entre ningún grupo (Kruskal Wallis, p>0.05). Únicamente se encontraron diferencias para la media aritmética del valor del astigmatismo entre el grupo de adultos y senior mediante el test Kruskal Wallis y la prueba post hoc de Bonferroni.

Poster (X) / Charla () Simposio: Ciencias de la Visión ¿Opta al premio RNO2021? Sí (X)/No()

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Astigmatismo ORA	*Infantil (n=98)*	*Adultos (n=83)*	*Senior (n=96)*	*P valor**
Media aritmética	-0.69 ± 0.39	-0.68 ± 0.47	-0.84 ± 0.49	0.02
Vector medio	-0.54 x 91º	-0.52 x 93º	-0.65 x 90º	NA
J0	-0.271 ± 0.255	-0.240 ± 0.255	-0.325 ± 0.286	0.60
J45	-0.007 ± 0.142	-0.009 ± 0.220	-0.003 ± 0.222	0.72

*NA= No aplica; * Test Kruskal Wallis (pos hoc, Bonferroni)*

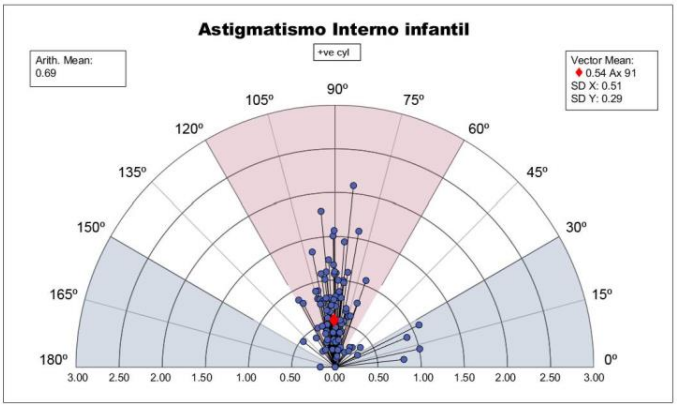


Figura 1: Gráfico de ángulo simple ORA infantil

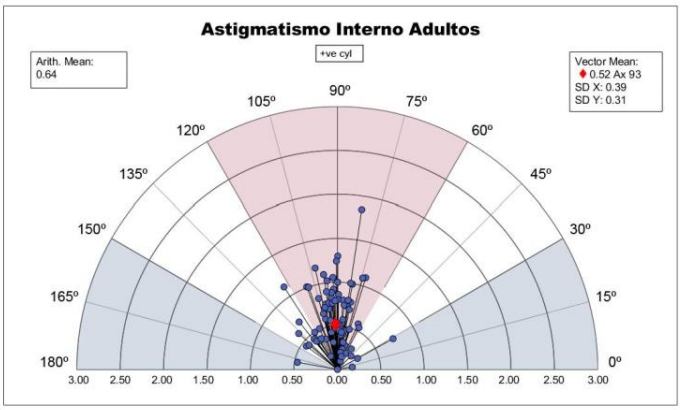


Figura 2: Gráfico de ángulo simple ORA adultos

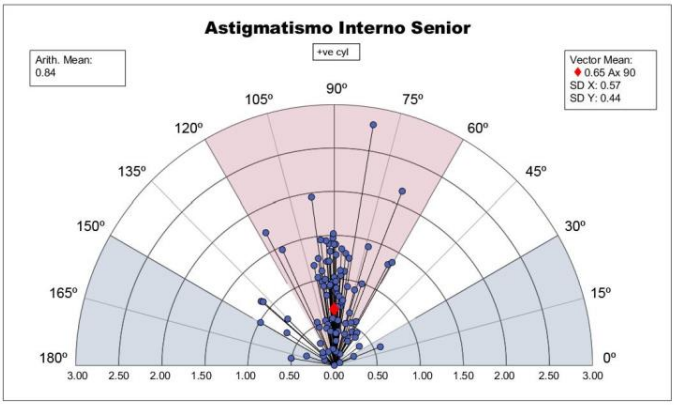


Figura 3: Gráfico de ángulo simple ORA senior

Discusión y conclusión: Con el presente estudio se confirma la presencia de un astigmatismo interno de entorno -0,50D en el eje vertical (en contra de la regla) en todas las edades. Este astigmatismo permanece estable en el tiempo, aunque se observa una tendencia a hacerse mayor en edades avanzadas. Aunque se conoce que las HOAs pueden influenciar el astigmatismo refractivo[1], los autores creen que en córneas sanas el peso de estas es mínimo y que el astigmatismo interno sistemático encontrado es debido al cristalino (astigmatismo lenticular). Es de vital importancia tener presente esta fuente de astigmatismo en todo proceso quirúrgico refractivo.

[1] W. Zhou and F. Stojanovic; *Journal of Refractive Surgery,* **37*(4)***, *274 (2021).*
[2] LW. Lu and C. Rocha-de-Lossada; *Journal Français d'Ophtalmologie,* **44(7)**, *1052* (2021).
[3] NA. Alpins and M. Goggin; *Survery of Ophthalmology*, **49(1)**, *109 (2004).*
[4] M. Rodríguez-Vallejo M. Refractive Analysis v.1.0.2. A Matlab toolbox for the analysis of refractive results in anterior segment surgery. http://test-eye.com/index.php/en/refractive-analysis. Accessed June 26 2021.

Poster (X) / Charla () Simposio: Ciencias de la Visión ¿Opta al premio RNO2021? Sí (X)/No()

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Predicción de la profundidad de ablación en tratamientos personalizados mediante un modelo de regresión lineal múltiple

Timoteo González Cruces[1] y Antonio Cano Ortiz[2]

[1] Departamento de Optometría, Hospital Oftalmológico La Arruzafa (Avd de la Arruzafa, 9, 14012, Córdoba, España)
[2] Departamento de Cirugía Refractiva y Segmento Anterior, Hospital Oftalmológico La Arruzafa(Avd de la Arruzafa, 9, 14012, Córdoba, España)

Contacto: timoteogc@gmail.com

Introducción: El desarrollo de la industria oftalmológica, así como los sucesivos avances científicos en el campo de la cirugía refractiva han situado a las técnicas refractivas de ablación corneal (LASIK/PRK) como el "gold standar" en la cirugía de la baja y media miopía. Recientemente se han diseñado patrones de ablaciones optimizados con el fin de mejorar la calidad óptica final. Además, con la implementación de dispositivos como los topógrafos y aberrómetros se han introducido perfiles de ablaciónes guiados cuya finalidad es controlar las aberraciones ópticas derivadas de la ablación refractiva[1]. No obstante, los resultados publicados en la literatura científica son controvertido[2,3]; está en duda el balance coste beneficio de estos nuevos tratamientos, además, genera la cuestión de si estos nuevos patrones de ablación llevan consigo una mayor profundidad de tejido ablacionado. De este modo, el presente estudio tiene un doble objetivo: ofrecer un modelo predictivo sobre la profundidad de ablación en un perfil personalizado de ablación y el de comprar estos resultados con perfiles estándares, no customizados.

Metodología: Se llevó a cabo un modelo de regresión múltiple con el objetivo de predecir la variable dependiente profundidad de ablación en función de las variables independientes refracción (esfera y cilindro) y asfericidad en el tratamiento refractivo personalizado Custom-Q (WaveLight 500Ex, ALCON). Para la realización del modelo de regresión lineal se analizaron retrospectivamente la refracción, asfericidad y profundidad de ablación de 51 pacientes con una edad media de 28.71 ± 5.56 años. Los valores refractivos medios fueron de -2.58 ± 1.21 D para la esfera, -0.60 ± 0.78 D para el cilindro y -0.32 ± 0.12 para la asfericidad. La variable refracción fue introducida en el modelo como la suma en valor absoluto de la esfera y el cilindro. El equivalente esférico no fue tenido en cuenta ya que proporcionaba unos resultados inferiores en el valor de predicción. Las predicciones arrojadas por este modelo fueron comparadas con las proporcionadas por el Software del láser (el cual se tomó como referencia) mediante un gráfico de Bland-Altman. Así mismo, estos resultados se compararon con las profundidades calculadas postcirugía, entendidas como la diferencia entre la paquimetría mínima antes y después de la cirugía medidas con el tomógrafo Pentacam AXL (Oculus). Con el objetivo de comparar estos datos de profundidad de ablación con los realizados por un tratamiento convencional no personalizado (wavefront optimazed) llevados a cabo por la misma plataforma de excimer se realizó el test inferencial T de Student de grupos independientes.

Resultados: Se obtuvo un coeficiente de regresión R^2=0.99, es decir, el 99% de la variabilidad encontrada en la profundidad de ablación queda explicada por las dos variables (refracción y asfericidad) introducidas en el modelo (tabla 1). Al comparar estos resultados con los arrojados por el software del láser, el gráficos Bland Altman (gráfico 1) muestran un error sistemático del modelo prácticamente nulo Erro=0.19 µm, con unos límites de acuerdo al 95% de ± 2.16 µm. Sin embargo, si lo comparamos con las ablaciones calculadas

Poster (x) / Charla () Simposio: Ciencias de la Visión ¿Opta al premio RNO2021? Sí (x)/No()

postcirugía encontramos un Error = 0.54 µm con unos límites de ± 13.95 µm. No se encontraron diferencias estadisticamentes significativas entre la profundidad de ablación realizada por el perfil personalizado Custom-Q comparado con el perfil de ablación estándar Wavefront optimazed (p=0.81; T-student).

Modelo	*Coeficientes no estandarizados*	*Valor de significancia*
Constante	2.512	0.02
Refracción	14.320	<0.01
Asfericidad	4.207	0.13

Figura 1: Modelo de regresión lineal múltiple

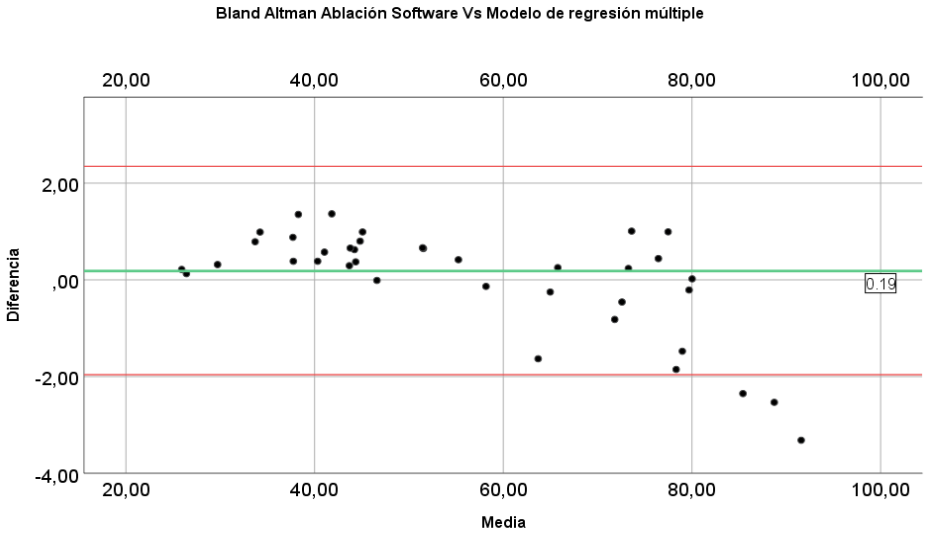


Gráfico 1: Bland Altman: Modelo de regresión Vs Software del fabricante

Discusión y conclusión: La profundidad de ablación realizada por el perfil personalizado Custom-Q a través de la plataforma WaveLight 500EX (ALCON) se puede predecir con una alta fiabilidad a través del modelo de regresión lineal múltiple presentado. Este tratamiento no supone un mayor incremento en el consumo de micras comparado con el tratamiento convencional realizada por la misma plataforma, por lo que a efectos de seguridad paquimétrica ambos tratamientos pueden ser considerados de forma independiente. Aunque este modelo pueda ser usado para calcular la profundidad de ablación predicha por el fabricante existen discrepancias con la profundidad de ablación calculada como la diferencia paquimétricas pre y postcirugía.

[1] J. Kim and SH. Choi; *Journal of Cataract and Refractive Surgery, **45(7)**, 959 (2019)*
[2] *A.* Tawfik and AM. Eid; *International Ophthalmology*, **34(2)**, 259 (2014).
[3] A. Stojanovic and L. Wang; *Journal of Refractive Surgery*, **24(8)**, 779 (2008).

Poster (x) / Charla () Simposio: Ciencias de la Visión ¿Opta al premio RNO2021? Sí (x)/No()

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Visual acuity in phakic and pseudophakic eyes under RGB light

Laura Clavé[1,2], Aurora Torrents[2] Miquel Ralló[2] y María S. Millán[2]

[1] Hospital de Mataró, Servicio de Oftalmología, Consorci Sanitari del Maresme, Carretera Cirera s/n 08304Mataró, España)

[2] Grupo de Óptica Aplicada y Procesado de Imagen, Departamento de Óptica y Optometría, Universitat Politècnica de Catalunya-BARCELONA**TECH**, Terrassa, España

Contacto: lclave@csdm.cat

Introduction: Chromatic aberration of the human eye is produced by the dependence of the refractive index of the ocular media with the wavelength. The longitudinal chromatic aberration (LCA) of the human eye is estimated from the chromatic difference of refraction[1] corresponding to extreme wavelengths. The replacement of the natural lens of the eye by an intraocular lens might modify LCA of the pseudophakic eye, depending on the chromatic dispersion of the lens material as well as other design features of the implant.[2] Most studies report LCA data as chromatic difference of refraction, but the impact of LCA on the visual acuity (VA) has been scarcely studied, particularly in pseudophakic patients.[3]

Purpose: To assess the impact of quasi-monochromatic illumination on the VA of young phakic and monofocal pseudophakic subjects using red (R), green (G), and blue (B) wavelengths.

Methods: 31 young phakics (age 23.06 SD = 5,11) and 30 pseudophakics (age 68.64 SD=9.52) implanted with a monofocal intraocular lens participated in this study.[3] Distance VA was measured with custom optotype illuminated sequentially with B (455nm), G (530nm), R (625nm), and white (W) LED lights. Near VA was additionally assessed in young phakic eyes under the same illuminations. All VA measurements were taken monocularly and are reported in logMAR scale. Statistical analysis was performed and P-values under 0.05 were considered statistically significant.

Results: Best mean distance VA was obtained under R and W lights in young phakic eyes (VA^{W}= -0.104 and VA^{R}=-0.108), whereas it was best under W and G lights in pseudophakic eyes (VA^{W} = -0.012 and VA^{G}=-0.009). Although the interclass differences might be considered subtle, a further analysis of variance on repeated measures (within-subject) has allowed us to demonstrate its statistical significance. For both groups, the B illumination led to the worst mean distance VA outcomes (phakic VA^{B}=0.258, pseudophakic VA^{B}=0.258) (Figure 1). No significant differences were found in young phakics among mean near VA for R, G and B lights (Figure 2).

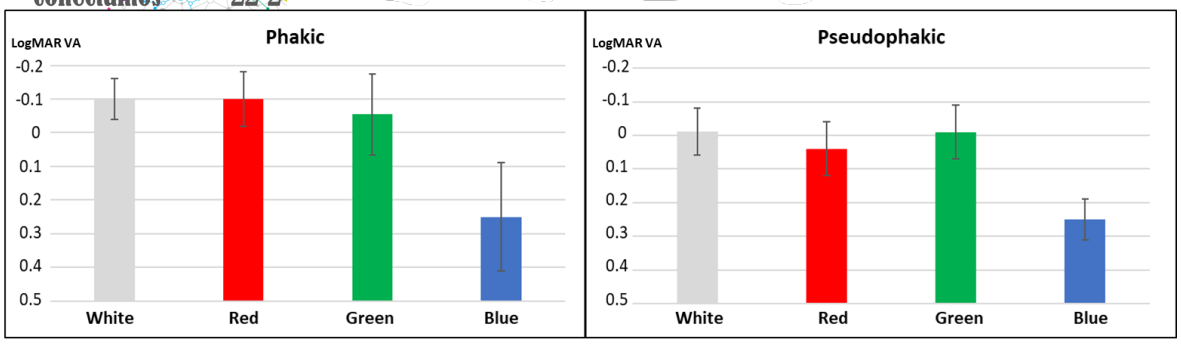


Figure 1. Distance VA under white, red, green, and blue light (mean, SD): (left) phakic group, (right) pseudophakic group.

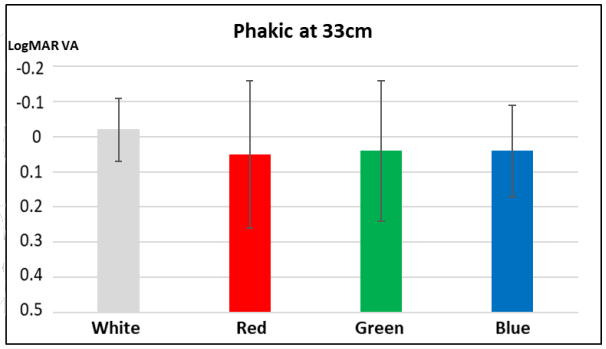


Figure 2: Phakic group near VA under white, red, green and blue light (mean, SD)

Discussion: Clinical VA assessment under R, G, and B lights allowed the detection of tiny variations in the chromatic difference of refraction existing in phakic and monofocal pseudophakic patients. Pseudophakic patients reached their maximum distance VA under G (used in intraocular power calculation to target postoperative refraction) and W lights. Young phakic subjects reached their maximum distance VA under R illumination (equal to the one obtained with white light) thanks to the combination of LCA and some accommodative effort. Yet for them, the mean near VAs showed balanced results under R, G, and B illuminations, thus adapting their accommodative effort to the chromatic difference of power.

References:

[1] L. N. Thibos, A. Bradley, and X. X. Zhang, "Effect of ocular chromatic aberration on monocular visual performance.," Optom. Vis. Sci., **68**, (8), 599–607, (1991).

[2] M. S. Millán, F. Vega, and I. Ríos-López, "Polychromatic image performance of diffractive bifocal intraocular lenses: Longitudinal chromatic aberration and energy efficiency," Investig. Ophthalmol. Vis. Sci., **57**, (4), 2021–2028, (2016).

[3] L. Clavé, A. Torrents, M. Ralló, M.S. Millán, "Visual acuity assessment in phakic and pseudophakic eyes under red, green, and blue illumination," Opt. Pura Apl. 53 (4) 1-10 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Examination of the corneal endothelium using imaging techniques. Relevance in invasive surgery

Marta Estalrich Soliveres, María S. Millán

Facultad de Óptica y Optometría de Terrassa, Universidad Politécnica de Cataluña, 08222 Terrassa, Barcelona

Contact: martaesua@gmail.com

Endothelial cells (EC) play a crucial role in corneal transparency by maintaining the cornea in a state of relative dehydration. In addition, the corneal endothelium provides a surface for metabolic exchange and forms a permeable barrier between the cornea and the aqueous humour[1]. Its status is commonly addressed in the clinic by magnified imaging of the specular reflection of light in the tissue, which is obtained in-vivo and non-contact using a specular microscope. In invasive surgical procedures, such as cataract surgery with intraocular implantation, there is concern that the endothelium may suffer cellular damage that compromises the patient's vision. Research in the last decade[2-4] has highlighted the regenerative potential of peripheral ECs that could act as a cellular resource for the restoration of some corneal endothelial damage. This property of peripheral ECs that are located in the posterior limbus, relatively protected from injuries, makes it advisable to examine the corneal endothelium over a large area from the central to the paracentral and peripheral zone (Figure 1).

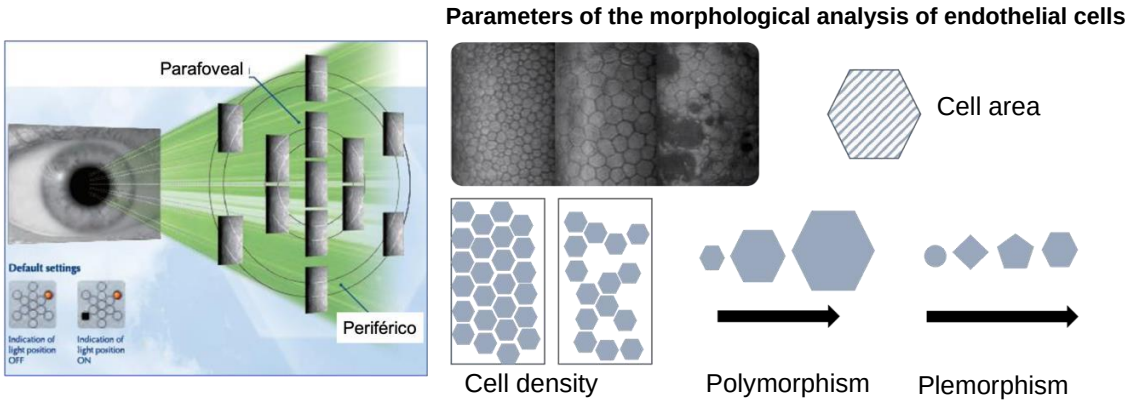


Figure 1. Possible locations of measurements on the EM 4000 specular microscope (left) and parameters for the evaluation of the EC status (right)).

The characterisation of the corneal endothelium by imaging techniques and their use in the pre and postoperative protocol of invasive surgeries is the focus of this study. Several aspects are addressed: the morphological analysis of ECs in the central and peripheral areas of the cornea (Figure 1); the position and size of the corneal incision and its impact on the status of the endothelium; a comparative analysis of the performance of eight commercial specular microscopes[5]; an understanding of recent advances in endothelial examination and their potential clinical application. The study includes a survey of clinical practice in the professional setting. The questionnaire was addressed to a group of 30 optometrists with experience in diagnostic testing and 10 ophthalmologists specialised in cornea or traumatology.

The results reveal a routine clinical examination of the corneal endothelium in pre and postoperative cataract surgery, corneal incision surgery and corneal transplant follow-up. Practitioners limit their evaluation to central ECs and the most of them respond negatively on the examination of peripheral ECs.

Although all the specular microscopes analysed in the study and used by the surveyed practitioners allow endothelial examination beyond the central region, i.e. in the paracentral and/or peripheral regions, this feature is rarely used and sometimes unknown. Figure 2 shows one of the questions asked to ophthalmologists and optometrists in the questionnaire: *Do you know the function of specular microscopes that allows the analysis of ECs in different gaze positions?* The aim of this question is to identify the percentage of professionals who are aware of the examination of ECs in more peripheral areas and, if so, whether they use it.



Figure 2: *Answers to the question: Are you aware of the function of specular microscopes that allows ECs to be analysed in different gaze positions?*

The progressive use of in-vivo specular microscopy in clinical practice for the evaluation of different regions of the corneal endothelium would improve the understanding of the potential regenerative capacity of the peripheral cornea and facilitate progress in the restoration of the functional endothelial monolayer.

ACKNOWLEDGEMENTS: Ministerio de Ciencia e Innovación del gobierno de España (ref. PID2020-114582RB-I00).

References

[1] B. Van den Bogerd, S.N. Dhubhghaill, C. Koppen, M.J. Tassignon, N. Zakaria; *Surv. Ophthalmol.*, **63**, 149 (2018).

[2]E. M. Espana, M. Sun, and D. E. Birk; *Investig. Ophthalmol. Vis. Sci.*, **56**, 3827 (2015).

[3]N. C. Joyce; *Exp. Eye Res.*, **95**, 16 (2012).

[4]S. O. Choi, H.S. Jeon, J.Y. Hyon, Y.J. Oh, W.R. Wee, T.Y. Chung, Y.J. shin, J.W. Kim, PLoS ONE, **10**(9), [0138076] (2015).

[5] Microscopios especulares incluidos en el estudio: NIDEK Co. CEM-530, SUOER SW-9000, TOPCON SP-1P, TOPCON SP-3000P, TOMEY EM-3000, TOMEY EM-4000, CSO Perseus, Rexxam SPM-700. Información técnica proporcionada por los fabricantes en sus portales de internet.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Effects of cannabis on visual function and driving performance

Carolina Ortiz[1], Sonia Ortiz-Peregrina[1], Miriam Casares-López[1], José J. Castro-Torres[1], Luis Jiménez del Barco Jaldo[1]

[1] Laboratory of Vision Sciences and Applications, Department of Optics, University of Granada, 18071 Granada, Spain

Contacto: ortizh@ugr.es

1. Introduction

Today, driving under the influence of cannabis (DUIC) is one of the major concerns in terms of road safety. In Spain, roadside studies have revealed that more than half of drivers who tested positive for drugs had consumed cannabis[1]. It has been shown that cannabis consumption almost doubles crash risk[2]. Also, with regard to driving performance, cannabis use has negative effects on both longitudinal and lateral control, with drivers under the influence of cannabis driving more slowly and adopting longer following distances relative to a lead vehicle[3]. However, limited information about the effects of cannabis on visual function is available. Some studies have reported that cannabis users seem to suffer significant impairments in visual parameters such as contrast sensitivity[4,5]. Therefore, the aim of this study was to evaluate the effects of cannabis use on vision and driving performance, and whether these effects are correlated.

2. Material and Methods

Twenty volunteers and occasional users participated in the study (23.3±1.0 years). Vision and driving performance were evaluated in a baseline session and another 20 min after smoking cannabis. This study was in line with the Declaration of Helsinki and was prospectively approved by the University of Granada Human Research Ethics Committee (921/CCEIH/2019).

Visual function examination included the following test: Visual acuity and contrast sensitivity were assessed binocularly using the chart implemented in the POLA VistaVision Visual Chart System. Stereoacuity was also evaluated for far-distance at 5.5 m, and for near-vision at 0.4 m (Fly Stereo Acuity Test). The accommodative response (AR) was tested with an open-field autorefractor, the Grand Seiko WAM-5500. The target was placed at 0.4 m and 0.2 m, assessing two accommodative demands (2.5 or 5 D, respectively). All the visual tests performed were carried out while the participants were wearing the spectacle correction usually worn for driving (if any).

With regard to driving performance, the Simax Drive Simulator (Simax Virt, S.L., Pamplona, Spain) software was used. The participants drove an itinerary of approximately 12.5 km. The following driving measures were considered: time to complete the circuit (s), mean speed (kph), standard deviation of the lateral lane position (SDLP) (m), distance driven outside the lane (m), reaction time (s) and collisions. Also, we determined the Overall Driving Performance Score (ODPS).

3. Results

Figure 1 shows worse visual function after cannabis consumption. Visual acuity was reduced approximately two lines in the cannabis condition compared to the baseline condition ($p<0.001$). Stereoacuity deteriorated significantly for both distances evaluated, although the most notable worsening was for distance vision ($p<0.001$). Average contrast sensitivity decreased by 8.3% after THC consumption. Finally, participants showed greater accommodative lags after smoking cannabis. Participants under the influence of cannabis also showed poorer performance in driving parameters related to lane maintenance, such as a higher SDLP ($p=0.006$).

Correlation analysis revealed that visual changes after cannabis use were associated with impaired driving performance, which could pose greater driving risk. So, the ODPS was significantly associated with visual acuity (ρ=-0.370; p=0.020).

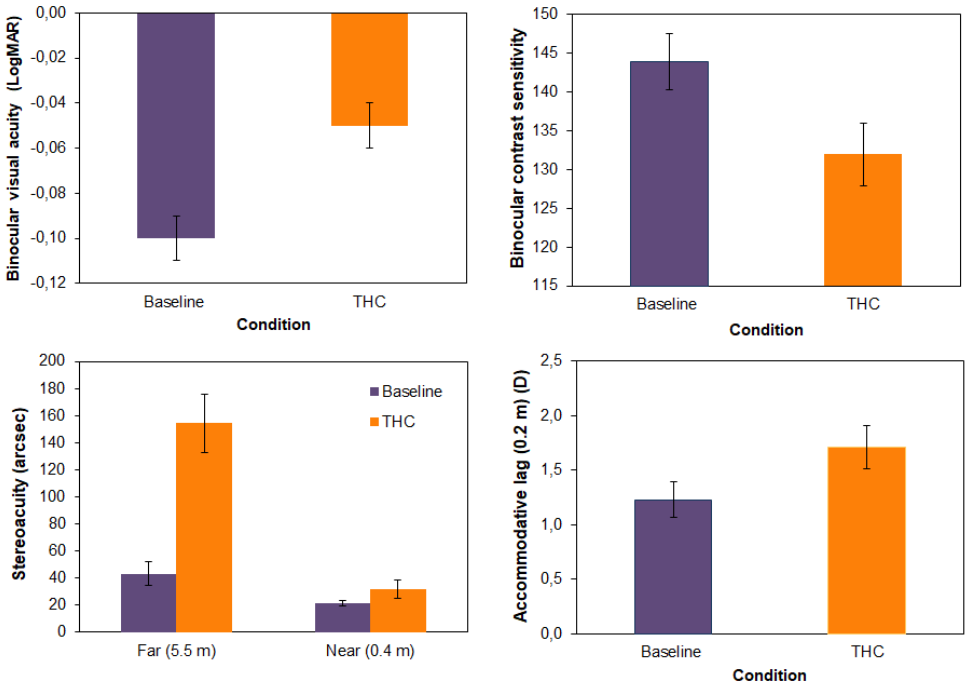


Figure 1: Results obtained for visual parameters that deteriorated significantly after cannabis consumption (p<0.05).

4. Conclusions

This study shows that the visual effects of cannabis could deteriorate driving performance, increasing safety risk. The results suggest a need for awareness-raising and information campaigns.

AGRADECIMIENTOS: This work was supported by the Ministry of Economy and Competitiveness (Spain) and the European Regional Development Fund (ERDF) (FIS2017- 85058- R), and by the Ministry of Science, Innovation and Universities (Spain) (Grant FPU15/05571). The authors thank Dräger Iberia for lending us the Dräger DrugTest 5000 and the Dräger Alcotest 7110 MK- III employed in this study.

References

[1]Domingo-Salvany A, Herrero MJ, Fernandez B, Perez J, del Real P, González-Luque JC, de la Torre R. Prevalence of psychoactive substances, alcohol and illicit drugs, in Spanish drivers: A roadside study in 2015. *Forensic Sci Int*, **278**, 253 (2017).

[2]Asbridge M, Hayden JA, Cartwright JL. Acute cannabis consumption and motor vehicle collision risk: Systematic review of observational studies and meta-analysis. *BMJ*, **344**, e536 (2012).

[3]Hartman RL, Brown TL, Milavetz G, Spurgin A, Pierce RS, Gorelick DA, Gaffney G, Huestis MA. Cannabis effects on driving longitudinal control with and without alcohol. *J Appl Toxicol*, **36**, 1418 (2016).

[4]Mikulskaya E, Martin FH. Contrast sensitivity and motion discrimination in cannabis users. *Psychopharmacology*, **235**, 2459 (2018).

[5]Ortiz-Peregrina S, Ortiz C, Casares-López M, Jiménez JR, Anera RG. Effects of cannabis on visual function and self-perceived visual quality. *Sci Rep,* **11**, 1655 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Optopad-CSF

Dolores de Fez[1], Kevin Javier Mena[1], Mª José Luque[2] y David Piñero[1]

[1] Departamento de Óptica, Universidad de Alicante, (Campus de San Vicente, 03690, Alicante, España)
[2] Departamento de Óptica, Optometría y Ciencias de la Visión, Universidad de Valencia, (Campus de Burjasot, 46100, Valencia, España)

Contacto: dolores.fez@ua.es

El uso de dispositivos portátiles tipo tablets para medidas clínicas es una muy buena opción siempre que todos los estadios del proceso se hagan bajo el necesario control, implicando desde el diseño del test hasta el profesional clínico que controlará la sesión de medida. Para que una medida clínica sea fiable y comparable con tests convencionales, el diseño en un dispositivo portátil debe tener en cuenta las posibilidades de reproducción del color del dispositivo, las características físicas de los estímulos del test (espaciales, temporales, colorimétricas) y las condiciones de visualización.

Caracterización del dispositivo. Con el fin de elaborar un test que permita explorar la función de sensibilidad al contraste (CSF) de los pacientes en un dispositivo portátil, de forma cómoda, rápida y fiable, se ha procedido a caracterizar colorimétricamente un dispositivo iPad (Apple iPad, 6ª generación A1893)[1,2]. Esta caracterización se ha llevado a cabo mediante tablas de valores triestímulo 3DLUT, obteniendo una muy buena reproducción del color (con errores en la diferencia de color por debajo de media unidad CIEDE2000).

Test Optopad-CSF. La programación del test Optopad-CSF se ha llevado a cabo en entorno Matlab, mediante una aplicación que, como paso inicial, permite cargar el archivo de caracterización colorimétrica de cualquier dispositivo en formato 3DLUT, así como las características espaciales de la pantalla. También permite definir parámetros de diseño de los estímulos, como los rangos y escalones de contraste, el perfil de los estímulos (sinusoide con borde, con borde suavizado, gabor y letras), la frecuencia espacial de las redes, su orientación, la luminancia del fondo, la luminancia promedio del estímulo y el color de las redes. Nuestros algoritmos generan imágenes tiff del test, que deben ser reproducidas en el dispositivo final.

Se han diseñado tres tests de CSF: acromático (CSF-A), rojo-verde (CSF-T) y azul-amarillo (CSF-D) utilizando redes sinusoidales con variaciones de color a lo largo de las direcciones cardinales del espacio DKL[3]. Cada test consta de 5 láminas independientes, una por frecuencia espacial (1.5, 3, 6, 12 y 24 cpg para CSF-A y 1, 2, 4, 8 y 12 cpg para las dos CSFs cromáticas). Cada lámina contiene una serie de estímulos, cada uno en una ventana circular de 2° de forma que decrecen en contraste. Se distribuyen en una cuadrícula de 4x4, numerados del 1 al 16 empezando arriba a la izquierda y en el sentido habitual de lectura. La orientación de cada red se elige aleatoriamente entre tres posibilidades, partiendo de la vertical: -15°, 0° y 15°. El fondo de la lámina corresponde al acromático del dispositivo encendido al máximo, mientras que en cada estímulo la luminancia media es de 60 cd/m^2. Para minimizar la posible intrusión del mecanismo acromático, las redes cromáticas incluyen ruido acromático aleatorio. Tanto el umbral de contraste como la sensibilidad al contraste se definen en el espacio de contraste de conos[3]. El umbral se define como el promedio entre el último estímulo visto y el siguiente de contraste más bajo.

El objetivo de este estudio preliminar del test Optopad-CSF es, en primer lugar, comprobar la usabilidad del test: si la tarea y extensión del test son adecuadas, y si el observador tiene facilidad

en comprender la tarea y llevarla a cabo sin cometer errores debido a la falta de comprensión o a la fatiga. En segundo lugar, comprobar si la definición de los contrastes de cada estímulo para cada frecuencia y cada CSF son adecuadas o es conveniente explorar otro rango o espaciado entre los valores de contrastes.

Método de medida. Se ha llevado a cabo la medida del test Optopad-CSF para un conjunto de 26 sujetos, con edades comprendidas entre 24 y 65 años (43±14). Además, se ha procedido a la medida de la sensibilidad al contraste acromático mediante el test VCTS, que evalúa las frecuencias espaciales: 1.5, 3, 6, 12 y 18 cpg. Todas las medidas se llevan a cabo en una habitación a oscuras, tras tres minutos de adaptación del paciente a la oscuridad, y de forma monocular. El iPad se conecta a corriente, con el brillo de pantalla al máximo y se coloca a una distancia de observación de 40 cm, perpendicular al paciente. La tarea del sujeto es identificar la orientación de las redes sinusoidales en las 15 láminas (CSF-A, CSF-T, CSF-D). Se anota el último estímulo visto correctamente, en una plantilla diseñada a tal efecto en Excel. Nuestro propio software dispone de una aplicación de resultados que transforma el número de orden del estímulo anotado en el correspondiente valor de sensibilidad al contraste, permitiendo a partir de ese momento que el usuario realice los cálculos necesarios para su estudio particular.

Resultados. Se ha realizado el análisis de los resultados con la población total y separando en rangos de edad (décadas). En el test acromático, el comportamiento es similar al VCTS. Se ha detectado que los saltos de contraste en bajas frecuencias deberían ser menores, ya que, a pesar de obtener un filtro pasa-banda, casi no se aprecia la bajada típica hacia esta zona de frecuencias. En los tests cromáticos se ha obtenido el comportamiento pasa-baja esperado. En todos los casos se ha obtenido una clara separación entre décadas, siendo las sensibilidades más altas las obtenidas para la década 30-39 y las más bajas para la década 60-69.

Conclusiones. Los resultados de este nuevo test son prometedores, incluso con un número escaso de pacientes que deberemos ampliar en estudios futuros. El test requiere ajustes en los pasos de contrastes entre estímulos, pero se ha obtenido una buena evaluación de la sensibilidad al contraste tanto acromática como cromática en un dispositivo caracterizado colorimétricamente y con errores de reproducción espaciales y cromáticos mínimos. En cuanto a la usabilidad, los pacientes han opinado que el test es fácil de llevar a cabo, aunque la realización en la misma sesión de las cuatro curvas de sensibilidad al contraste de este estudio (que no corresponde a una medida típica en clínica), ha resultado excesiva para ellos.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por la Generalitat Valenciana (proyecto: AICO/2021/130)

[1]D. de Fez, M.J. Luque, M.C. García-Domene, V. Camps, D. Piñero; *Optometry and Vision Science,* **Jan;93(1)**, 85 (2016).
[2]D. de Fez, M.J. Luque, M.C. García-Domene, M.T. Caballero, V. Camps; *Optometry and Vision Science*, **Nov;95(11)**, 1054 (2018).
[3]A.M. Derrington, J. Krauskopf, P. Lennie; *Journal of Physiology,* **357**, 241 (1984).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Implicaciones del deterioro visual tras consumo de alcohol en la conducción

Miriam Casares López[1], José Juan Castro Torres[1] Francesco Martino[1], Sonia Ortiz-Peregrina, José R. Jiménez Cuesta[1].

[1] Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada, Avenida de Fuente Nueva s/n, 18071, Granada, España

Contacto: clmiriam@ugr.es

Introducción: La visión juega un papel fundamental en la conducción, de manera que un trastorno en la visión podría tener serias repercusiones en la capacidad para conducir.[1] Es por ello que existen requisitos mínimos para conducir, que generalmente incluyen la agudeza visual y el campo visual. Un comportamiento que se observa frecuentemente en carretera es la conducción bajo la influencia de sustancias psicoactivas, como el alcohol, que es responsable de entre el 27 y el 30% de los accidentes mortales en carretera en España y Estados Unidos.[2,3] Además, se sabe que el alcohol no sólo afecta a la psicomotricidad, sino que puede alterar diversas funciones visuales después del consumo.[4,5] Teniendo esto en cuenta, el objetivo de este trabajo es analizar si existe una relación entre el deterioro visual y el deterioro en la calidad de la conducción tras el consumo de alcohol analizando, para ello, dos tipos de vía: autovía y carretera de montaña.

Metodología: En el experimento participaron un total de 39 conductores (18 mujeres y 21 hombres) de edades entre 20 y 56 años. Se realizaron dos sesiones experimentales: una en condiciones normales (sin consumo de alcohol) y otra tras consumir 450 ml de vino tinto (13,5% de alcohol). La concentración de alcohol en aire expirado (BrAC) se midió con el alcoholímetro *Alcotest* 6820. En ambas sesiones se midieron la sensibilidad al contraste binocular para 6 frecuencias espaciales diferentes con el test de contraste *Vista Vision* y la calidad óptica de forma objetiva mediante la razón de Strehl para un diámetro pupilar de 5mm con el instrumento de doble paso *Optical Quality Analysis System II* (OQAS II). También se evaluó la habilidad para conducir con el simulador *Simax Driving Simulator* en dos escenarios con diferentes características: un tramo de autovía (4,5 km) y otro de carretera de montaña (6,0 km). Esto permitió obtener diferentes variables: la desviación estándar de la velocidad (SDSP), la distancia recorrida en el arcén (DDS), la desviación estándar de la velocidad angular del volante (SDωSW) y la desviación estándar de la posición lateral del coche (SDLP, sólo en carretera de montaña).

Resultados: Los resultados promedio de las variables visuales se representan en la Figura 1. Se observó un deterioro significativo tanto de la sensibilidad al contraste ($Z = -4,283$; $p < 0,001$) como de la razón de Strehl ($Z = -2,814$; $p = 0,005$) tras consumo de alcohol. En el caso de la conducción, en autovía aumentó de manera significativa la DDS (Tabla 1). En carretera de montaña, aumentó significativamente la DDS, la SDωSW y la SDLP (Tabla 1). Además, el deterioro de la calidad de la conducción fue mayor en la carretera de montaña ($p = 0,035$), que es el escenario más difícil puesto que presenta un solo carril para cada sentido, más curvas y pendientes y más tráfico. Por último, se comprobó que la disminución de la sensibilidad al contraste estaba correlacionada significativamente con el aumento del SDSP tanto en autovía ($\rho = -0,365$; $p = 0,022$) como en carretera de montaña ($\rho = -0,330$; $p = 0,040$), pero también con el SDωSW en carretera de montaña ($\rho = -0,427$; $p = 0,007$). También se encontró una correlación significativa entre la disminución de la razón de Strehl y un aumento de la DDS en autovía ($\rho = -0,318$; $p = 0,049$) y carretera de montaña ($\rho = -0,389$; $p = 0,014$).

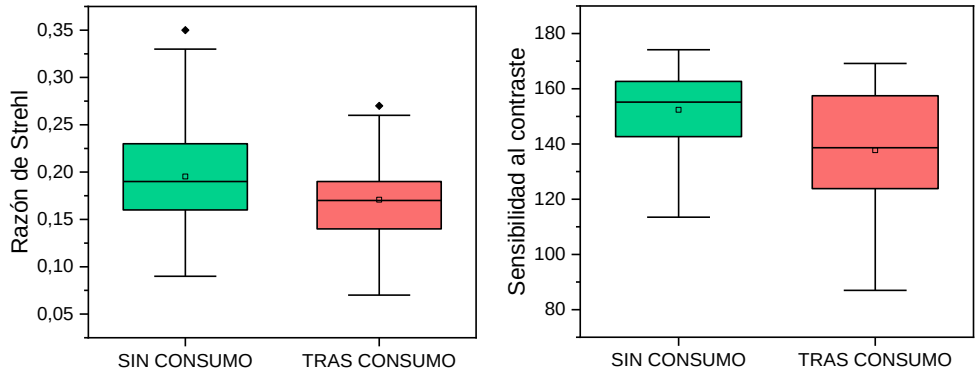


Figura 1: Diagrama de cajas de la razón de Strehl promedio y la sensibilidad al contraste promedio en condiciones normales (sin consumo) y tras consumo de alcohol (N = 39).

	Autovía			
	Sin consumo	Tras consumo	Estadístico y p-valor	Deterioro
SDSP (km/h)	9,48 ± 0,49	10,97 ± 1,17	Z = -1,196; p = 0,232	-1,52 ± 1,17
DDS (m)	0,11 ± 0,02	0,15 ± 0,03	Z = -2,110; p = 0,035	-0,04 ± 0,02
SDωSW (rad/s)	0,22 ± 0,01	0,22 ± 0,01	Z = -0,321; P = 0,748	0,00 ± 0,01
	Carretera de montaña			
	Sin consumo	Tras consumo	Estadístico y p-valor	Deterioro
SDSP (km/h)	21,49 ± 0,40	22,31 ± 0,66	Z = -1,158; p = 0,247	-0,82 ± 0,56
SDLP (m)	0,58 ± 0,02	0,69 ± 0,03	Z = -3,517; p < 0,001	-0,11 ± 0,03
DDS (m)	0,08 ± 0,02	0,21 ± 0,06	Z = -3,749; P < 0,001	-0,14 ± 0,06
SDωSW (rad/s)	0,65 ± 0,02	0,77 ± 0,04	Z = -4,053; P < 0,001	-0,13 ± 0,03

Tabla 1: Valores promedio y error estándar de las diferentes variables de conducción en condiciones normales (sin consumo) y tras consumo de alcohol. Se incluyen los estadísticos del test de Wilconxon y el deterioro (diferencia sin consumo – tras consumo).

Conclusiones: Tras consumir alcohol, el deterioro que se produce de la calidad de la conducción está relacionado con una disminución de la sensibilidad al contraste y la calidad óptica. Este deterioro de la conducción es más importante cuando el escenario en carretera es más difícil.

Referencias

1. C. Owsley y G. McGwin. Vision impairment and driving. *Surv. Ophthalmol.* **43**, 535–550 (1999).
2. Observatorio Nacional de Seguridad Vial. Dirección General de Tráfico. Siniestralidad relacionada con el consumo de alcohol y drogas (2016–2017).
3. Z. L. Li, X. W. Li, X. H. Zhao y Q. Z. Zhang. Effects of different alcohol dosages on steering behavior in curve driving. *Hum. Factors* **61**, 139–151 (2019).
4. R. G. Watten y I. Lie. Visual functions and acute ingestion of alcohol. *Ophthalmic Physiol. Opt.* **16**, 460–466 (1996).
5. J. J. Castro, A. M. Pozo, M. Rubiño, R. G. Anera, Y L. J. del Barco. Retinal-image quality and night-vision performance after alcohol consumption. *J. Ophthalmol* (2014).

AGRADECIMIENTOS: A Dräger Iberia por la cesión del etilómetro y a las bodegas Pago de Almaraes (Benalúa de Guadix, Granada) por proporcionarnos el vino usado en el estudio. Financiación: Ministerio de Economía yCompetitividad (España) y Fondo Regional de Desarrollo Europeo (FIS2017-85058-R).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Determination of intraocular pressure in the hospital environment: Comparison between invasive and noninvasive methods.

Maria Luisa De La Cruz Fiestas

Faculty of Optics and Optometry of Terrassa, Polytechnic University of Catalonia, Street of Violinista Vellsola, 37, 08222 Terrassa, Barcelona, Spain.

Contact: mariacruzfiestas@gmail.com

Due to the pandemic caused by the SARS-CoV-2 virus, the Spanish Society of Ophthalmology stated in the report "Recommendations for ophthalmological care during the COVID-19 pandemic in the staggered return phase"[1], the use of devices that would allow the disposable terminals (Icare and Tonosafe), avoiding the aerosolization of tear drops to the environment.

Several studies confirm the good repeatability of the Icare ic100 rebound tonometer[2-6] and the concordance of the intraocular pressure (IOP) measurement with the Goldmann applanation tonometer (GAT).[2,5,6] On the other hand, various investigations differ in the overestimation or underestimation of IOP with Icare.[7-10] Due to the controversy in the conclusions, the present study is proposed to determine the criterion validity of the Icare ic100.

Purpose: The Icare ic 100 rebound technology allows us to obtain intraocular pressure measurements indirectly. It does not require anesthesia, air puffs, calibration, or specialist knowledge to use. This study aims to determine the criterion validity of the Icare ic 100 with respect to the Gold Standard, Goldmann Applanation Tonometer (GAT).

Methods: Intraocular pressure was determined with both methods in 220 eyes of 110 patients, choosing one eye at random to determine the validity of the criteria. Three patients were excluded because they did not meet the inclusion criteria. First, the IOP was taken with Icare ic 100 and optical biometry was performed by the seme optometrist. Afterwards, IOP was measured using GAT, performed by an ophthalmologist who was unaware of the previous IOP result of the Icare ic 100. The agreement index was evaluated by intervals, the concordance between both methods and the concordance were evaluated according to the parameters of central corneal thickness (CCT), axial length (AL) and corneal astigmatism.

Results: 214 eyes of 107 patients were included in the study. The IOP measured with Icare ic 100 was 16.9 mmHg ±4.7 (mean ± SD) and with GAT it was16.1 ± 4.2 mmHg. All the left eyes (107 eyes) were chosen to assess the criterion validity of the Icare ic 100, due to the high correlation between both eyes that has been determined in the results of this study. A good correlation was found between the IOP measurements of ic 100 and GAT (rho=0.809, $p<0.001$). The IOP measured with ic 100 was on average 0.94 mmHg ±2.54 higher than the GAT IOP within the IOP interval ≤ 21 mmHg. In the interval >21 mmHg, the difference was 0.19 mmHg ±2.90 but with a higher standard deviation. The mean IOP difference between both methods was 0.8 mmHg.

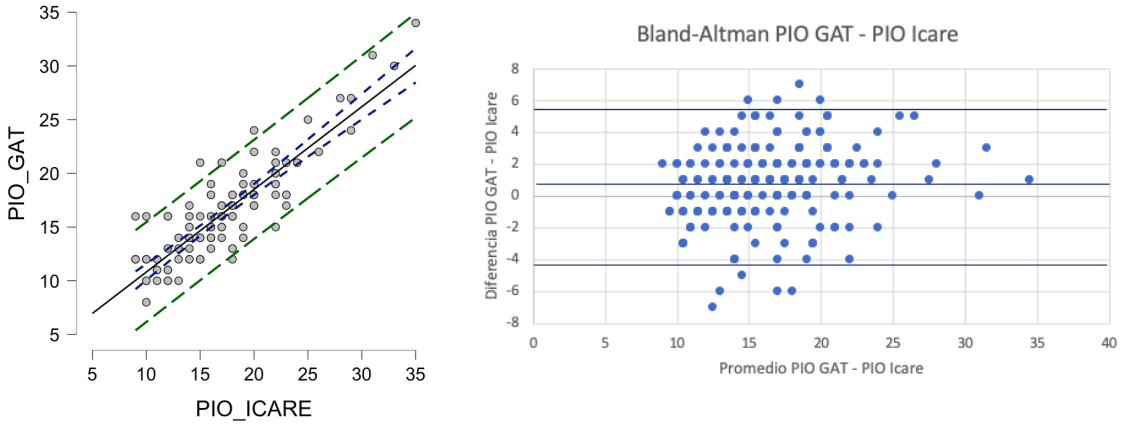


Figure nº 1. Agreement between both methods and Bland-Altmand PIO GAT – PIO Icare.

Conclusion: The Icare ic100 rebound tonometer presented higher IOP in intervals ≤21 mmHg than GAT, this difference was not statistically significant. There is good agreement between both methods. From 25 mmHg, all the differences are in favor of Icare, giving values above. A clear bias was found for high intraocular pressure values that could result in false positives. No statistically significant difference were obtained between the CCT, AL and corneal astigmatism values in relation to the IOP difference between both methods. The Icare ic 100 tonometer can provide clinically useful IOP measurements and useful in glaucoma screening campaigns as it can be used by both ophthalmologists and optometrists.

Acknowledgment: Faculty of Optics and Optometry of Terrassa, Valles Ophthalmology Research, Oftalmología Médica y Quirúrgica, Hospital General de Catalunya, Hospital Sagrat Cor, Ph.D. Lluïsa Quevedo i Junyent, Dr. Gabriel Londoño, Dr. Indira Aristeguieta, Dr. Lianny Colina and Dr. Souki Spyridoula.

[1]S.E.O.; *Recomendaciones para la atención oftalmológica durante la pandemia por COVID-19 en la fase de retorno escalonado*, **1**, 9 (2020).
[2]F. Grigorian, AP. Grigorian and SE. Olitsky.; *Journal American Association for Pediatric Ophthalmology and Strabismus.* **6**, 508 (2012).
[3]I. Sánchez Pavón, P. Cañadas and R. Martin.; *Clinical and Experimental Optometry.* **6**, 808 (2020).
[4]Y. Kato, S. Nakakura, N. Matsuo, K. Yoshitomi, M. Handa, H. Tabuchi, Y. Kiuchi.; *International Ophtalmology.* **2**, 687 (2018).
[5]M. Nakamura, U. Darhad, Y. Tatsumi, M. Fujioka, A. Kusuhara, H. Maeda, A. Negi.; *American Journal of Ophtalmology.* **2**, 332 (2006).
[6]S. Garcia y Otero, JA. Paczka, M. Romo, Y. Dorantes.; *Investigative Ophtalmology & Visual Science.* **8**, 5320 (2017).
[7]C. García-Resúa, JM. González-Meijome, J. Gilino, E. Yebra- Pimentel.; *Optometry and Vision Science.* **2**, 102 (2006).
[8]MJ. Moseley, NM. Evans, AR. Fielder.; *Eye (Lond).* **3**, 332 (1989).
[9]M. Molero, L. Morales, F. Saenz, J. García, JM. Martínez.; *European Journal of Ophthalmology.* **6**, 1349 (2020).
[10]B. Wong, D Parikh, L. Rosen, M Gorski, A. Angelilli, C. Shih.; Journal of Glaucoma. **12**, 1119 (2018).

Standardization of the Ferning test as diagnostic support in Dry Eye Disease.

Alexander Meneses Barrera[1] María Fernanda Forero[1,] Angie-Tatiana Mejía[1,] y Sandra-C Durán-C[2]

[1] Students of Optometry, Faculty of Health Sciences, Universidad de la Salle,Bogotá- Colombia.
[2]Research Professor, Faculty of Health Sciences, Universidad de la Salle, Bogotá- Colombia.

Contact: almeneses47@unisalle.edu.co

Dry eye is a multifactorial disease, so its etiology is due to innumerable intrinsic and extrinsic factors, in addition, the subjectivity of the tests causes significant diagnostic variability, so it is important to develop new tools and optimize those that are found. Available[1]. Among these developments, the Ferning Test has been a clinical test with a great clinical impact, which allows to identify the behavior of the mucino aqueous phase of the tear film and thus to know its electrolytic and mucinous properties, properties that can be affected in Dry Eye disease. However, in the Ferning Test there are variables that can alter the results. Therefore, the objective of the study is to standardize the parameters that should be considered for the performance and analysis of the Ferning[2, 3] test. For this, a descriptive analytical cross-sectional study was carried out, where 60 university students (120 eyes) were evaluated, from whom tear samples were taken in different volumes, relative humidity and temperature were modified and whose evaporation time and formation of lacrimal fern was evaluated using the Zeiss Prime Star microscope at different magnifications. Additionally, an evaluation of the ocular surface was performed using the Keratograph 5M to establish the relationship of the Ferning test with other clinical tests. Preliminary Results: Up to now, it has been shown that the tear volume is an important factor when evaluating and classifying the formation of the tear fern and a direct relationship was established between reduced values of the tear meniscus height changes in the formation of the lacrimal fern.

Thanks to:
Universidad de la Salle - Colombia.

[1] Mohammad-Ali Javadi, Sepehr Feizi. Dry Eye Syndrome. Ophthalmic *Vis Res* Vol 6(3): 192-198. (2011).
[2] Masmali A, Purslow C, Murphy P. The tear ferning test: a simple clinical technique to evaluate the ocular tear fim. *Clin Exp Optom*; Vol 97(5):399-406. (2014).
[3] Dutta D, Kim J, Sarkes M, Nath S, Markoulli M. The repeatability of subjective and objective tear ferning assessment and its association with lipid layer thickness, non-invasive tear break-up time and comfort. *Cont Lens Anterior Eye* Vol 42(4), 420–427. (2019).
[4] Resultados Preliminares Estandarización de la prueba de Ferning como apoyo diagnóstico en la Enfermedad de Ojo seco. Estudios realizados en el laboratorio de Superficie Ocular – Universidad de la Salle Bogotá - Colombia 2021.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

"Importance of visual perception and contrast sensitivity in people exposed to neurotoxic substances

Sandra-C Durán-C[1] y Alejandro León-Alvarez[2]

[1] Docente Investigador, Facultad Ciencias de la Salud, Universidad de la Salle, Grupo Cuidado Primario visual y ocular, Bogotá- Colombia.
[2] Docente Investigador, Facultad Ciencias de la Salud, Universidad de la Salle, Grupo Optometría Pediátrica, Terapia y Rehabilitación Visual, Bogotá- Colombia.

Contacto: sduran@unisalle.edu.co

Abstract

In Colombia, the productivity of the agricultural sector has increased in recent years and in this way the number of workers in the sector has also increased [1]. However, exposure to agrochemical agents, especially organophosphates and carbamates that inhibit the action of acetylcholinesterase, can cause neurotoxicity effects, associated with the dysregulation of the cholinergic system [2]. The visual system is cortically regulated, and the participation of some neurotransmitters leads to adequate visual processing [3,4]. For instance, the cholinergic system, whose activity can be affected using acetylcholinesterase inhibitors. For this reason, the Aim of this study was to determine changes in the visual perception and contrast sensitivity in workers exposed to pesticides. For this, a case-control study was conducted, in subjects exposed to pesticides (n=16) with exposure time greater than six month and subjects not exposed to pesticides (n=22) who living in the same localization, the evaluation of neurotoxicity symptoms was included through the modified Q16, and the evaluation of visual functions such as contrast sensitivity at frequencies of 0.5, 1.0 , 3.0, 6.0 and 12 by means of a computerized test using the Gabor parameter, color vision, fundus, visual perception by means of the DTVP-A test. Results: The contrast sensitivity test, with respect to its low frequencies, were reduced in people exposed in comparison with people not exposed to pesticides, there are not found differences in medium and high spatial frequency. Similarly, lower scores were obtained in visual-perceptual skills in people exposed to pesticides. Conclusion: There are changes in contrast sensitivity in low spatial frequency and visual perception is reduced in workers exposed to pesticides and are important in evaluating individuals exposed to pesticides that could reflect some degree of neurotoxicity.

Referencias[1].

(1) Instituto Nacional de Salud (Colombia). Intoxicaciones Por Sustancias Quimicas Periodo Epidemiológico IX. Colombia 2020. **2020**, 0–1.
(2) Fait, A.; Iversen B; Tiramani M; Visentin S; Maroni M; Fengsheng, H. Preventing Health Risks from the Use of Pesticides in Agriculture. **2001**, 1–35.
(3) Kang, J. Il; Huppé-Gourgues, F.; Vaucher, E. Boosting Visual Cortex Function and Plasticity with Acetyl choline to Enhance Visual Perception. *Front. Syst. Neurosci.* **2014**, *8*, 172. https://doi.org/10.3389/fnsys.2014.00172.
(4) Gratton, C.; Yousef, S.; Aarts, E.; Wallace, D. L.; D'Esposito, M.; Silver, M. A. Cholinergic, But Not Dopaminergic or Noradrenergic, Enhancement Sharpens Visual Spatial Perception in Humans. *J. Neurosci.* **2017**, *37* (16), 4405–4415. https://doi.org/10.1523/JNEUROSCI.2405-16.2017.

AGRADECIMIENTOS:

Vicerrectoría de Investigación Y transferencia de la Universidad de la Salle por su Financiación para llevar a cabo el proyecto titulado "Acetilcolinesterasa en lágrima como biomarcador de neurotoxicidad en individuos expuestos a agroquímicos en Cundinamarca".

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Influencia de las aberraciones de alto orden en el test de los Cilindros Cruzados de Jackson (CCJ).

Diana Gargallo[1], Laura Remón[1], Jorge Ares[1] y Sara Perches[1].

[1]Universidad de Zaragoza, Departamento de Física Aplicada (C. Menéndez Pelayo, 24, 50009)

Contacto: diana.gargallo@hotmail.com

El defecto refractivo ocular es el estado ocular por el cual se produce un desenfoque de la imagen en la retina, produciendo una disminución de calidad visual y a su vez de agudeza visual(AV). El objetivo principal de la refracción subjetiva es determinar la compensación esfero-cilíndrica necesaria sin estimular la acomodación teniendo en cuenta tanto la percepción del sujeto y sus necesidades. El test de los Cilindros Cruzados de Jackson (CCJ)(1) se lleva a cabo dentro de la refracción subjetiva y permite determinar y/o afinar la orientación y la potencia del cilindro corrector de forma más precisa que otros test como el de la Esfera Horaria.

El objetivo de este estudio es analizar las diferencias existentes en los resultados obtenidos del test de los CCJ cuando un cierto sistema tiene diferentes perfiles aberrométricos. Para ello se evaluaron 3 sistemas diferentes (A: sistema sin aberraciones de alto orden (HOA´s), B: sistema con aberración esférica (AE) dentro de los límites normales ($AE_{primaria}$= -0,200 µm) y C: sistema con aberración esférica típica de una lente multifocal ($AE_{primaria}$=-0,3952 µm y $AE_{secundaria}$=-0,0812 µm) con magnitudes de astigmatismo diferentes (-0,75 y -1,25 D). Para llevar a cabo el estudio se utilizó un Software de Refracción Subjetiva desarrollado en MATLAB [véase más detalles del software empleado en la Ref.(2)]. Este Software permite obtener la imagen retiniana al llevar a cabo la prueba de los CCJ con diferentes ángulos de volteo (0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10°, 15°, 20°, 30°) con respecto a la posición ideal y con 2 optotipos diferentes (letras y puntos). Para cada ángulo de volteo se obtienen dos imágenes (véase Figura 1) obteniéndose un total de 96 imágenes retinianas las cuales se mostraron a los pacientes, los cuales debían valorar de manera cualitativa qué imagen preferían, si la imagen 1, la imagen 2 o si no existía preferencia entre ambas. El examen se realizó de manera binocular con el paciente sentado frente al ordenador, donde se mostraban las imágenes, a una distancia del monitor de 40 cm. Las imágenes se mostraron a cada uno de los participantes de manera aleatoria y las medidas se realizaron en las mismas condiciones de iluminación para controlar la acomodación y el tamaño de pupila.

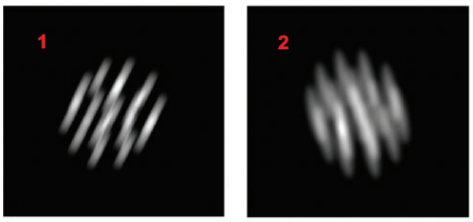


Figura 1: Pareja de imágenes simuladas para el sistema $A_{-0,75}$ con volteo de los CCJ a 20°.

Los sujetos participantes en este estudio fueron 40 personas con edades comprendidas entre 18 y 30 años con una AV en visión binocular mejor de 0,1 logMAR con su corrección, sin signos de patología ocular, ni cirugía refractiva, 24 de ellos eran emétropes, 15 miopes [-0,25 a -5,00 D] y 1 hipermétrope [+0,25 a +2,50 D]. No participaron en el estudio pacientes con astigmatismo. No se tuvo en cuenta el perfil aberrométrico de los participantes del estudio. Todos los datos obtenidos fueron registrados en el programa Excel de Microsoft. Para el análisis estadístico se utilizó el programa SPSS y el cálculo del parámetro % aciertos se calculó mediante el método de intervalo de puntuación de Wilson(3).

De los resultados globales se concluye que el % de aciertos es mayor para el sistema A con un 88,41±16,54 % de aciertos, que para los sistemas B y C que tienen un 76,48±24,69 % y 73,27 ± 26,05 % de aciertos respectivamente. En la Figura 2 se muestra el % de aciertos para cada grado de volteo. Si se estudia lo que ocurre en las diferentes orientaciones de volteo para los sistemas $A_{0,75}$, $B_{0,75}$ y $C_{0,75}$ se observa que cuando se voltean los CCJ coincidiendo con el eje del astigmatismo (en 0°), el perfil que obtiene mejor % de aciertos es el $A_{0,75}$ con un 85,56 ± 11,26% de aciertos frente a un 84.21 ± 10.6% para el perfil B y un 78.95±11.84%. La caída del % de aciertos cuando se voltean a 2,5° es mucho más pronunciada para los sistemas que presentan aberración esférica ($B_{0,75}$ y $C_{0,75}$) con un 21,34 ± 9.83% y 23.68 ± 12.34% frente al sistema $A_{0,75}$ con un 60.53 ± 14.18% de aciertos.

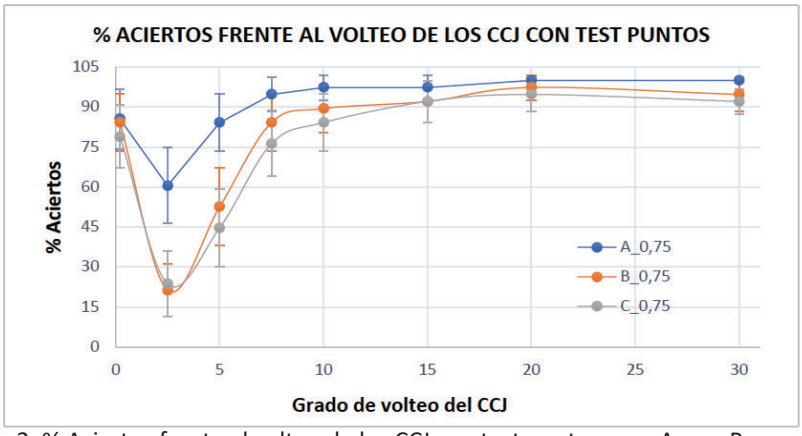


Figura 2: % Aciertos frente al volteo de los CCJ con test puntos para $A_{0,75}$, $B_{0,75}$ y $C_{0,75}$.

De los resultados obtenidos se concluye que en los sistemas B y C (con HOA´s) existe una mayor dificultad para el observador de establecer la igualdad entre las imágenes observadas respecto al caso sin HOA´s (sistema A). El % de aciertos cae en torno a 2,5°, pero conforme se aleja de la orientación del eje correcto crece el % de aciertos, más despacio si existen HOA´s, hasta llegar al máximo de aciertos entorno al 100%. Cuando el volteo se produce a 7,5° para el sistema $A_{0,75}$ se obtiene un % de aciertos de 94,74 ± 6,51; para los sistemas $B_{0,75}$ y $C_{0,75}$ 84,21 ± 10,60% y 76,32 ±12,34 % respectivamente. La caída del porcentaje de aciertos que se observa entorno a 2,5º (véase Figura 2) representa, en realidad, situaciones en la que al observador le resulta muy complicado diferenciar si las imágenes que proporcionan ambos volteos son iguales o diferentes, y de ser diferentes también le cuesta establecer cuál de las dos sería la mejor.

Las HOA´s escogidas en este estudio provocan una mayor dificultad para el observador de establecer la igualdad entre las imágenes observadas respecto al caso sin HOA´s existiendo una probabilidad de cometer un error en la prescripción del eje del astigmatismo de 2,5°del 43 ± 13.56 % en sistemas sin HOA´s y del 76 ± 12.40 % en sistemas con HOA´s. La probabilidad de cometer un error de 5° sin HOA´s disminuye considerablemente a un 10 ± 14.45%, en cambio, con HOA´s se mantiene en 59 ± 13.42%.

(1) Burnett SM. Models for Demonstrating Refraction by Crossed Cylinders. Trans Am Ophthalmol Soc[Internet]. 1888 [cited 2021 Sep 9];5:112.

(2) Perches S, Collados MV, Ares J. Retinal Image Simulation of Subjective Refraction Techniques. PLoS One [Internet]. 2016 Mar 1 [cited 2021 Sep 9];11(3):e0150204.

(3) Agresti A, Caffo B. Simple and effective confidence intervals for proportions and differences of proportions result from adding two successes and two failures. Am Stat. 2000;54(4):280–8.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

TEAR STABILITY EVALUATION IN AN EXTENDED AREA OF MEASURE BASED ON CORNEAL REFLEX DEGRADATION

Joan Goset Maldonado[1], Mikel Aldaba Arévalo[1], Jaume Pujol Ramo[1]

[1]Centro de desarrollo de sensores, instrumentación y sistemas, Universitat Politècnica de Catalunya, (Rambla Sant Nebridi 10, 08222, Terrassa, Barcelona)

Contact: joan.goset@upc.edu

Introduction: The dry eye disease is an ocular surface multifactorial pathology characterized by the tear film homeostasis alteration. The break up time (BUT) test is the most widely used for its diagnosis. In this test fluorescein is instilled and it is measured the time between the last blink until the practitioner detects when the tear film breaks up. Even though its popularity in use, this test presents several limitations like the tear film alteration by instilling fluorescein or the subjectivity of the practitioner deciding when the break up occurs. In the last years a new method[1] for the tear film stability evaluation by means of the corneal reflex image degradation has been developed in order to overcome these limitations. The method on its original version is simple, objective, and non-invasive. However, it has a main limitation: the reduced measured area (3.7 mm), which is not clinically significant as break ups usually start on the peripheric zone of the cornea. Having all these information in mind, the main objective of the present project is to extend the measured corneal area evaluated by the original proposal to a clinically relevant area of 8 mm in diameter.

Methodology: The system uses a laser that reflects at the first layer of the corneal surface and then it is captured by a camera. When the break ups in the tear film appear, the registered image deteriorates due to physical effects like diffraction, phase difference and speckle. In the original design[1] the laser reaches the tear film collimated. In the present project a new optic design is presented to extend the measured area which is based in previous studies[2,3] proposing a normal incidence of the laser on the corneal surface.

The figure 2a shows the new set up scheme. The laser beam is collimated and reaches the first beam splitter. The transmitted beam is reflected in a hot mirror and reaches the incidence lens (f'=50 mm, Ø=50 mm). The beam is focused to procure a normal incidence on the corneal surface. The corneal reflex follows the same path backwards until it arrives to the beam splitter. The reflected beam reaches the camera focus lens to create an image at the camera sensor.

A fixation test and a second camera allow an easy patient centering during the image registration. A Raspberry pi 4 (small single-board computer) is used for the feed and control the different components of the setup (laser, cameras and fixation test) as well for the visualization and storage of the images using custom-made software.

The prototype has been tested using artificial corneas of PMMA, comparing one completely smooth with some others that had irregularities (different set of cavities of 3 µm in depth) on the surface to simulate the tear break up. Moreover, images on a patient have been recorded.

Results: As seen in the figure 2b a prototype has been build according to the specifications described in the section before. The diameter of the measured cornea depends on the diameter and the focal length of the incidence lens; in this work the lens has a 50 mm focal length and 50 mm diameter resulting in a measured diameter of 7.8 mm. To confirm the theoretical value, the beam's illumination zone has been registered and measured in a flat surface in the position where the corneal plane. This measured area matched the theoretical value.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

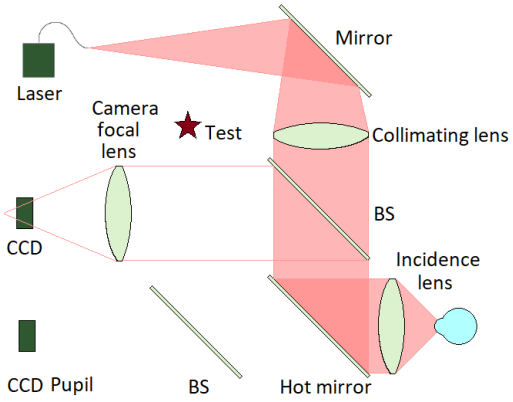


Figure 2a New proposal scheme. The beam incides perpendicular to the corneal surface

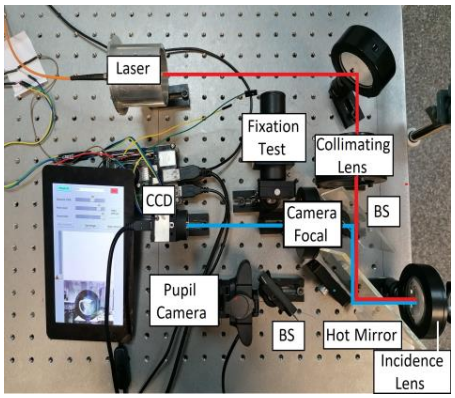


Figure 2b Prototype. In red, beam's path to the cornea. in Blue, path to the camera

The recordings from the PMMA lenses and the patient confirm the suitability of the setup to detect the break-up of the tear film. In figure 3, images of corneal reflex are shown; in the left just after the patient blinked and in the right when the tear film has broken. As can be seen, the recorded image degrades with the break up. Using as quality metrics the number of structures in which the image is broken as a result of the breakups[1], there was an increase of number of structures (quality worsening) of 213% for a PMMA lens with 10 breakups and of 485% for a patient with broken up tear film after 20 seconds without blinking.

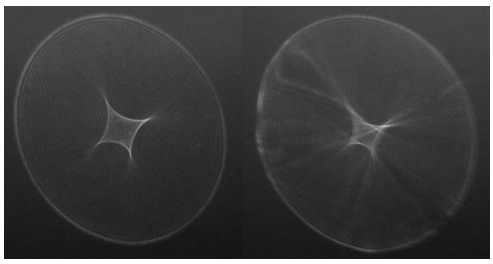


Figure 3 Left, reflection after blink. Right, reflection when the tear film is broken

To conclude, a new setup has been developed with enlarged and clinically significant measured area and abled to perform non-invasive and objective BUT measurements.

ACKNOWLEDGEMENTS:
This Project has been co-financed by the European Union by the Fondo Europeo de Desarrollo Regional (FEDER) in the operative program FEDER of Catalunya 2014-2020 and the subsidy of the Ministerio de Economia y Competitividad de España DPI-2017-89414-R.

[1] M. Aldaba, A. Mira-Agudelo, J. F. Barrera, C. E. García-Guerra, J. Pujol "Tear film stability assessment by corneal reflex image degradation" Journal of the Optical Society of America vol 36, No. 4, April 2019
[2] T. J. Licznerski, H. T. Kasprzak, and W. Kowalik, "Analysis of shearing interferograms of tear film by the use of fast Fourier transforms," J. Biomed. Opt. 3, 32–37 (1998).
[3] A. Dubra, C. Paterson, and C. Dainty, "Study of the tear topography dynamics using a lateral shearing interferometer," Opt. Express 12, 6278–6288 (2004).

Efecto del cannabis sobre la visión del color

Virginia López de Dios[1], Mª Carmen García-Domene[1,2], Mª Amparo Díez-Ajenjo[1,2], Mª José Luque-Cobija[1,2], Susana Ortí Navarro[1] y Dolores de Fez Saiz[3]

[1] Departamento de Óptica, Optometría y Ciencias de la Visión, Facultad de Física, Universidad de València, Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot, Valencia, España
[2] FISABIO Oftalmología Médica, Bifurcación Pío Baroja-General Avilés, s/n. 46015 Valencia, España.
[3] Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Alicante, Apartado de correos 99, 03080, Sant Vicent del Raspeig, Alicante, España

Contacto: amparo.diez@uv.es

Introducción:

En España el consumo de tabaco y cannabis es legal. En los consumidores de tabaco, el humo inhalado actúa sobre el sistema inmunológico, dificultando la reparación de tejidos al crear una disminución del oxígeno[1]. En cuanto al cannabis, los artículos muestran efectos beneficiosos de los cannabinoides en los sistemas neurobiológicos, especialmente los relacionados con el dolor y la inflamación, pero los estudios clínicos siguen siendo limitados[2-4].

Si nos centramos en el sistema visual, fumar tabaco se asocia con la aparición precoz o desarrollo de algunas patologías oculares como cataratas entre otras[5]. En el caso del cannabis, se producen ojos rojos[6], midriasis[7], disminución de la amplitud de acomodación[8] y, en consumidores habituales, problemas en sacádicos y seguimientos[9]. También puede disminuir la presión intraocular, aunque este efecto sólo es apreciable con cantidades importantes de cannabis[10].

La visión cromática en fumadores de tabaco sí está estudiada, incluso en pacientes jóvenes[11-12], pero no sucede lo mismo con el cannabis. Algunos estudios hablan de una alteración cromática inespecífica[13], y se presupone que puede haberla, debido a daños que ésta provoca en retina central y paracentral[14]. Por tanto, el objetivo será analizar la visión cromática de consumidores habituales de cannabis frente a una población control para describir cómo es dicha pérdida.

Metodología experimental:

Se seleccionaron 22 pacientes jóvenes de edades comprendidas entre los 18 y los 30 años. 16 eran no fumadores y 6 consumidores de cannabis al menos una vez al día desde hace cinco años. Los criterios de inclusión fueron pacientes con agudezas visuales (AV) mayores a 0.1 logMAR, sin patologías oculares ni sistémicas, ni ingesta actual de fármacos o cirugía ocular previa y no bebedores habituales de bebidas alcohólicas. El estudio se realizó en la Universidad de Valencia, tras aprobación del Comité Ético. Todos los participantes firmaron un consentimiento informado.

Las pruebas se hicieron solo en el ojo derecho para evitar duplicidad de datos. Se midió la AV con un test EDTRS y se analizó la visión cromática mediante un test Farnsworth Munsell de 100 tonos (FM100h) bajo iluminante D65, calculándose los valores TES totales y parciales (PTESRG y PTESBY) y el parámetro definido por Smith y Pokorny para comparar la variación entre los valores parciales PTESRG y PTESBY[15]. El análisis estadístico se realizó con el programa SPSS v24, considerando diferencias estadísticamente significativas cuando $p<0.05$.

Resultados:

Participaron un total de 7 hombres y 15 mujeres, 4 hombres y 2 mujeres en el grupo cannabis

(edad media 23.0±1.6) y 3 hombres (edad 23.0±1.6 años) y 13 mujeres en el control (edad 21.6 ±1.7 años). No se encontraron diferencias estadísticas en cuanto a la edad en ambas muestras.

Los grupos no diferían en AV (0.14±0.10 logMAR). En el FM100h, el grupo cannabis presentó un TES medio de 50±26 frente al 40±24 del grupo control, aunque la diferencia resultó no ser estadísticamente significativa (p=0.43). Los valores parciales PTESRG promedio fueron ser 24±18 en el grupo cannabis y 17±12 en el grupo control (p=0.39), y los valores PTESBY fueron de 26±12 para el grupo cannabis y de 24±17 para el grupo control (p=0.72). En cuanto al valor del parámetro de Smith et al (c), en ambos grupos se obtuvo dentro de parámetros normales, aunque se observó un cambio de tendencia entre ambos grupos, siendo mayor el cambio en el eje azul-amarillo en la población control (c=-0.67) y rojo-verde en la muestra cannabis (c=-0.33).

Conclusiones:

Aunque se aprecian valores mayores rojo-verde en pacientes cannabis, los datos están dentro de los valores de normalidad según Kinnear y Saharaie[16], y no son concluyentes, probablemente debido a que afortunadamente la muestra de cannabis es pequeña. Futuros estudios serán necesarios para comprobar si esta tendencia puede ser significativa, y para definir mejor el efecto en la visión del color que ésta produce, y que se encuentra descrito vagamente en la bibliografía.

AGRADECIMIENTOS: Cátedra Alcon+FISABIO-UVEG

---

1. A. Galor & DJ. Lee DJ, *Curr Opin Ophthalmol*, **22(6)**, 477 (2011).
2. EM. Sánchez Robles et al, *Eur J Pain*, **16(8)**, 1116 (2012).
3. Y. Cheng & SA. Hitchcock, *Expert Opin Investig Drugs*, **16(7)**, 951 (2007).
4. Y. Shang & Y. Tang, *Int J Neurosci,* **127(9)**, 812 (2017).
5. Y. Solberg et al, Surv Ophthalmol, **42(6)**, 535 (1998).
6. JG. Bramness et al, *Addiction*, **105**, 1080 (2010).
7. A. Merzouki et al, *J Forensic Leg Med*, **15**, 335 (2008).
8. J. González Pérez et al, *Ophthalmic Physiol Opt,* **15**, 493 (1995).
9. L. Huestegge et al, *J Psychopharmacol*, **23**, 714 (2009).
10. X. Sun et al, *Yale J Biol Med*, **88**, 265 (2015).
11. MA. Díez-Ajenjo et al, *J Optom*,**14(2)**, 199 (2021).
12. H. Arda et al, *Int J Ophthalmol*, **8(1)**, 77 (2015).
13. MA. Fitzcharles & E. Eisenberg, *Eur J Pain*, **22(3)**, 485 (2018).
14. T. Schwitzer et al, *Schizophr Res*, **219**, 56 (2020).
15. VC. Smith et al, *Am J Ophthalmol*, **100(1)**, 176 (1985).
16. PR. Kinnear PR & A. Sahraie, *Br J Ophthalmol*, **86(12)**, 1408 (2002).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

¿El uso de lentes de contacto blandas de hidrogel de silicona afecta a la biomecánica corneal?

María Concepción Marcellán*, Laura Remón y Francisco J. Ávila

Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza (C/Pedro Cerbuna, 12, 50009, Zaragoza, España)

*Contacto: mcvidosa@unizar.es

Las propiedades biomecánicas de la córnea son responsables de su estabilidad y funcionalidad y tienen un alto impacto en la visión.[1] La córnea se caracteriza por tener propiedades elásticas y viscoelásticas[2] que juegan un papel fundamental en la cirugía refractiva[3], ortoqueratología[4], progresión del queratocono, glaucoma o ectasia corneal. Las lentes de contacto (LCs) blandas son actualmente uno de los modos más populares de corrección de errores de refracción. Con los avances en la tecnología de las lentes de contacto, se han vuelto más cómodas y seguras; sin embargo, todavía conllevan los riesgos asociados con la modificación de la morfología corneal tales como un abombamiento o aplanamiento de la córnea central, pérdida de la simetría radial y cambios en el astigmatismo o en las aberraciones de alto orden.[5,6] Estos cambios físicos han mostrado una estrecha relación con las alteraciones biomecánicas.[7,8]

El objetivo de este trabajo es determinar el efecto del uso de lentes de contacto de hidrogel de silicona (LC-SiH) sobre las propiedades biomecánicas y parámetros físicos de la córnea. El Ocular Response Analyzer (ORA, Reichert Ophthalmic Instruments, Depew, NY) se usó para medir la histéresis corneal (CH), el factor de resistencia corneal (CRF) y las imágenes de Scheimpflug se usaron para medir el grosor corneal central (CCT) antes y después de usar los LC-SiH durante un periodo de 10 y 20 días.

En este estudio participaron un total de 40 ojos de 20 sujetos de adultos jóvenes sanos (edad media 22,87 ± 4,14 años). No se incluyeron pacientes con antecedentes conocidos de enfermedades oculares y/o sistémicas, cirugía ocular previa, uso previo de lentes de contacto, uso de medicación ocular o sistémica y personas con astigmatismo irregular u ojo seco. Todos los participantes fueron informados sobre la naturaleza, los riesgos y las posibles consecuencias adversas del estudio y firmaron un documento de consentimiento informado. El estudio se llevó cabo con la aprobación del comité de ética del Instituto de Ciencias de la Salud de Aragón, España. Para este estudio se seleccionaron LCs-SiH de reemplazo mensual (Horizont Bio, Tiedra Farmacéutica S.L. España). Los parámetros queratométricos, paquimétricos (CCT) y los errores de refracción oculares se midieron utilizando un analizador dual Scheimpflug y el CH, el CRF y la presión intraocular (PIO) se midieron utilizando el ORA. Las medidas se realizaron antes de la inserción de las LCs (medidas control) y en dos grupos temporales: 10 (Grupo 1) y 20 (Grupo 2) días después del uso de los LC-SiH, dos horas después de pedir a los participantes que se quitaran los CL una vez finalizado el tiempo de uso. El análisis estadístico se realizó utilizando el software Origin Lab (Origin Lab Corp.). Se utilizó la prueba t de Student pareada para comparar las diferentes variables entre sí y el coeficiente de correlación de Spearman.

En la figura 1 se muestra los valores de PIO (figura 1a), CCT (figura 1b), CH (figura 1c) y CRF (figura 1d) de los dos grupos de participantes. Se observa que la PIO se redujo significativamente 10 días después de usar los LC-SiH (p = .009). Dentro del período de 20 días, el Grupo 2 reveló una disminución aún más pronunciada de la PIO (p = .003) y el CH aumentó significativamente (p = .04). CCT y CRF no mostraron un cambio significativo durante el período de uso de LC-SiH.

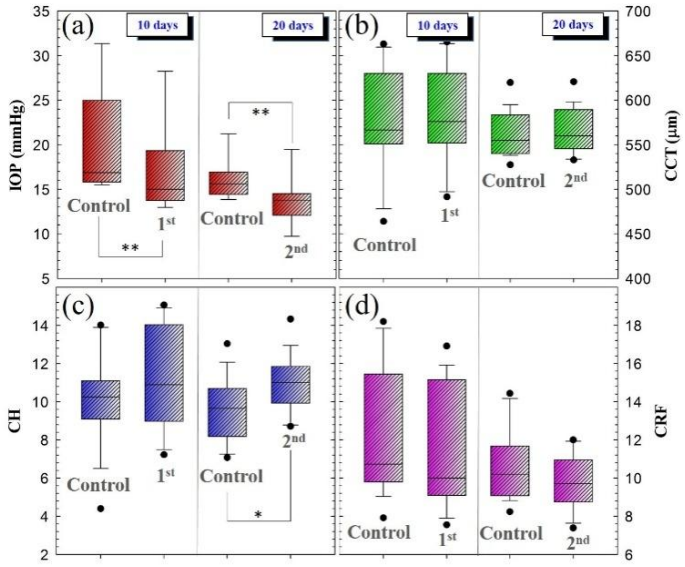


Figura 1: Diagramas de caja de los valores de PIO (a), CCT (b), CH (c) y CRF (d) que comparan las medidas de control con cada grupo temporal. Para cada casilla, se muestran la mediana (línea central dentro de cada casilla), los cuartiles Q1 y Q4 (bordes inferior y superior de cada casilla, respectivamente) y los valores máximo y mínimo (bigotes). (*, p <.05); **, p <0,005).

Se concluye que los parámetros biomecánicos corneales y las propiedades físicas de la córnea pueden alterarse con el uso de LCs-SiH y de los resultados obtenidos se ha podido obtener expresión analítica que relaciona PIO, CCT, CRF y CH dentro de un modelo experimental de compensación biomecánica, la cual podría tener un impacto en el manejo de ciertas patologías o tratamientos quirúrgicos.

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen a Tiedra Farmacéutica S.L. España por la donación de las lentes de contacto empleadas en el estudio.

[1] S. Kling and F. Hafezi; *Opthal Physiol Optics*, **37**,240 (2017).
[2] S. Woo, A. Kobayashi, W. Schlegelet al; *Exp Eye Res,***14**, 29 (1972).
[3] I.B. Damgaard, M. Reffat and J. Hjortdal; *Open Ophthalmol J*, **12**, 164 (2018).
[4] A.K. Lam, Y. Hon, Y. Leung, et al.; *Sci Rep*, **29**, 12566 (2019).
[5] J. Ruiz-Montenegro, C.H. Mafra, S.E. Wilson et al; *Ophthalmol*, **100**, 128 (1993).
[6] F. Lu, X. Mao, J. Qu et al; *Optom Vis Sci*, **80**, 135 (2003).
7F. Lu, S. Xu, J. Qu J, et al; *Invest Ophthalmol Vis Sci*, **52**, 3207 (2006).
[8] J. Matalia, M. Francis, P. Gogri, et al. *Cornea*, **36**, 1221 (2017).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Endothelial cell density and corneal edema onset after cataract surgery with laser-assisted femtosecond.

Celeste Briceno-Lopez[1,2,3], Neus Burguera-Giménez[1,2,3], MªCarmen García-Domene[1,3], Mª Amparo Díez-Ajenjo[1,3], Cristina Peris-Martínez[2], Mª José Luque[1,3]

1. *Department of Optics and Optometry and Vision Sciences. University of Valencia. Burjassot. Spain*
2. *FISABIO-Medical Ophthalmology. Valencia. Spain*
3. *Cátedra Alcon – FISABIO- UVEG. Valencia, Spain.*

Contact: Celeste.Briceno@uv.es

Purpose: To analyse the effect on the corneal endothelium density after the Femtosecond Laser-Assisted Cataract Surgery (FLACS) in the development of corneal edema.

Methods: This observational prospective research recruited patients from FISABIO Medical Ophthalmology Clinic (FOM) who underwent a complete medical and optometric evaluation. The sample comprised 191 subjects with cataracts, from which one eye was selected randomly. Patients with systemic pathologies, altered corneal morphologic characteristics or who presented changes from a previous corneal surgery were excluded. Endothelial cell density was measured using specular microscopy (CEM-530, Nidek Co., Ltd. Nagoya, Japan) and cataracts were graded by an experienced ophthalmologist. Femtosecond laser-assisted 60kHz IntraLase® (IntraLase, IntraLase Corp.) was the phacoemulsification cataract extraction technique in all cases. The medical and optometric revision were performed before and 24 hours after surgery. The presence and grade of corneal edema were determined by the surgeon using the slit lamp, 24 hours after the cataract extraction.

Results: Descriptive statistics data are shown in Table 1. The Kolmogorov-Smirnov test revealed that the sample has a non-parametric distribution ($p<0,05$). Sensitivity and specificity were determined employing the non-parametric Receptor Operative Curve (ROC). The ROC curve aimed to evaluate the predictive capacity of the endothelial cell density in the onset of corneal edema after cataract surgery. The area under the curve (AUC) suggested that the predictive power of the endothelial cell loss is not enough to be used as a predictor for corneal edema (AUC=0,557; p=0,203). The curve obtained is below the 50% of specificity represented by the diagonal red line (Figure 1), which in our case, means that the false positive ratio is 55,4% for a sensitivity of 65%.

Discussion: The relationship between endothelial cell loss and ageing[1] or the oxidative stress suffered by the cornea during the phacoemulsification[2,3] led us to question whether there could be a cause-effect relationship between the endothelial cell density and edema onset after cataract surgery. Other researchers point out that these complications during the phacoemulsification can be related to the anterior chamber depth[4], axial length, phacoemulsification released intracameral energy or free radical development[3]. These complications may have a direct effect in decreasing the endothelial cell density after surgery[4]. Our results suggest that the endothelial cell density predictive capacity in the edema onset is untrustworthy since its false positive ratio is more than half the cases.

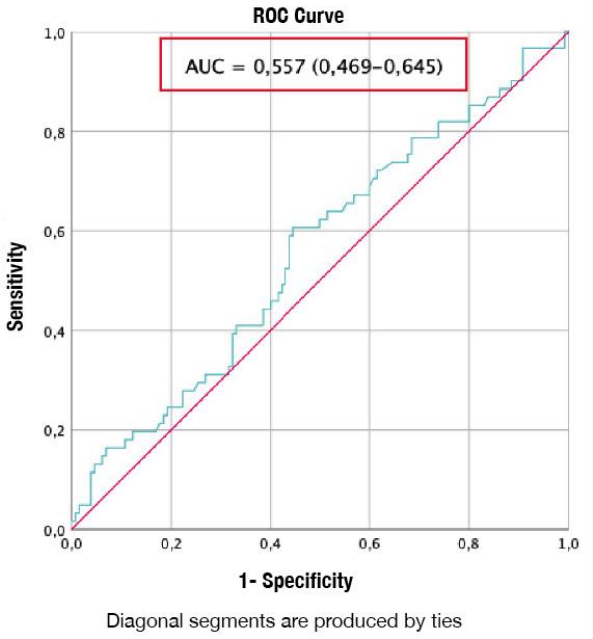


Figure 1: Endothelial cell density ROC Curve of edema development, for CI of 95%.

Sample (n)	191
Gender (Women:Men)	116:75
Age (years)	73,3 ± 0,6
Endothelial cell density (cells/mm²)	2324,7 ± 23,7
Edema (Yes:No)	61:130

Table 1: Descriptive statistic data (average ± standard error and frequencies) of the sample.

References.

1. Armitage WJ, Dick AD, Bourne WM. Predicting endothelial cell loss and long-term corneal graft survival. Investig Ophthalmol Vis Sci. 2003;44[8]:3326–31.
2. Abell RG, Kerr NM, Howie AR, Kamal MAAM, Allen PL, Vote BJ. Effect of femtosecond laser-assisted cataract surgery on the corneal endothelium. J Cataract Refract Surg [Internet]. 2014;40[11]:1777–83. Available from: http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrs.2014.05.031
3. Takács ÁI, Kovács I, Miháltz K, Filkorn T, Knorz MC, Nagy ZZ. Central corneal volume and endothelial cell count following femtosecond laser-assisted refractive cataract surgery compared to conventional phacoemulsification. J Refract Surg. 2012;28[6]:387–91.
4. Nagy ZZ, Takacs AI, Filkorn T, Kránitz K, Gyenes A, Juhász É, et al. Complications of femtosecond laser-assisted cataract surgery. J Cataract Refract Surg. 2014;40[1]:20–8.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Corneal astigmatism changes after femtosecond laser-assisted cataract surgery.

Celeste Briceno-Lopez[1,2,3], Neus Burguera-Giménez[1,2,3], MªCarmen García-Domene[1,3], Mª Amparo Díez-Ajenjo[1,3], Cristina Peris-Martínez[2], Mª José Luque[1,3]

1. *Department of Optics and Optometry and Vision Sciences. University of Valencia. Burjassot. Spain*
2. *FISABIO-Medical Ophthalmology. Valencia. Spain*
3. *Cátedra Alcon – FISABIO- UVEG. Valencia, Spain.*

Contact: Celeste.Briceno@uv.es

Purpose: To study and define the corneal radii changes on the corneal surface and residual astigmatism changes after Femtosecond Laser-Assisted Cataract Surgery (FLACS).

Methods: This prospective comparative study was developed with patients from FISABIO Medical Ophthalmology Clinic (FOM). Each patient went through an exhaustive ophthalmologic and optometric evaluation. The sample comprised 160 subjects with senile cataracts, from N2 to N4 according to LOCS III classification criteria. Patients with systemic pathologies, previous corneal surgical procedures as well as any other corneal pathological condition that could compromise corneal integrity were excluded from the study. Corneal astigmatism along with the meridians were determined using the autokeratorefractometer Topcon KR-8100P (Topcon, Tokyo, Japan). This study included eyes of patients scheduled to have femtosecond laser-assisted cataract surgery using 60kHz IntraLase® (IntraLase, IntraLase Corp.). The medical and optometric revisions, including measurement of the keratomeric parameters, were performed before and 24 hours after surgery. Any signs of corneal edema after phacoemulsification meant the exclusion from the study.

Results: Descriptive statistic data of the sample is shown in Table 1. The Kolmogorov-Smirnov normality test revealed that the sample has a non-parametric distribution ($p<0,05$). The variables compared in this analysis were the vertical and horizontal keratometric power, cylinder power and the axis of the astigmatism before and after the phacoemulsification with FLACS. Wilcoxon's test for related samples revealed significance over the horizontal keratometric power ($p=0,000$) and the cylinder astigmatic power between the values gathered before and after the cataract surgery (see Table 2). The dioptric powers are in average more negative after the clinical procedure while this trend was hyperopic before the surgery.

Discussion: Femtosecond laser-assisted surgery has showed comparable results, repeatability and reproducibility to manual incision phacoemulsification according to some authors. [1–4] The control of position, width, length and architecture of the incision turns FLACS in a reliable tool to predict surgically induced refractive errors, changes in refraction and biomechanical corneal parameters.[2,3] Statistic outcomes show that femtosecond laser surgery has a significant impact on the horizontal keratometric radii ($p=0,000$). The initial corneal power was, in average, more positive than the final result which agreed with other studies.[4,5] Residual refractive astigmatism may be clinically significant since it is near to 1,50 D ($1,39 \pm 0,08$ D), which is higher than stated by other studies. Besides, the axis of the astigmatism changes in counterclockwise direction, as it has been proven by other researchers.[4,5] Finally, we suggest a further optometric evaluation after 1 and 3 month periods to evaluate whether these changes are permanent and clinical relevance exists.[6]

Sample (n)	160
Gender (Women:Men)	106:68
Age (years)	73,36 ± 0,61

Table 1: Descriptive statistic data (average ± standard error and frequencies) of the sample.

	K_H (D)	K_V (D)	Cyl. (D)	Axis (°)
PRE	43,94 ± 0,13	43,75 ± 0,13	-0,93 ± 0,05	92,45 ± 3,85
POST	43,65 ± 0,16	43,78 ± 0,15	-1,39 ± 0,08	95,09 ± 4,44
Z	**-4,978**	1,018	**-5,298**	0,136
Bilateral sig.	**0,000***	0,309	**0,000***	0,892

Table 2: Wilcoxon test results for related samples, average values ± standard error and p-values are shown for each paired variable (*p<0,05 are assumed to be statistically significant).

References.

1. Alió JL, Abdou AA, Puente AA, Zato MA, Nagy Z. Femtosecond laser cataract surgery: Updates on technologies and outcomes. J Refract Surg. 2014;30[6]:420–7.
2. Wei Y, Xu L, Song H. Application of corvis ST to evaluate the effect of femtosecond laser-assisted cataract surgery on corneal biomechanics. Exp Ther Med. 2017;14[2]:1626–32.
3. Kolb C, Shajari M, Kohnen T. Reply: Comparison of femtosecond laser-assisted cataract surgery and conventional cataract surgery: a meta-analysis and systematic review. J Cataract Refract Surg. 2021;47[2]:278–9.
4. Chan TCY, Cheng GPM, Wang Z, Tham CCY, Woo VCP, Jhanji V. Vector Analysis of Corneal Astigmatism after Combined Femtosecond-Assisted Phacoemulsification and Arcuate Keratotomy. Am J Ophthalmol [Internet]. 2015;160[2]:250-255.e2. Available from: http://dx.doi.org/10.1016/j.ajo.2015.05.004
5. Diakonis VF, Yesilirmak N, Cabot F, Kankariya VP, Kounis GA, Warren D, et al. Comparison of surgically induced astigmatism between femtosecond laser and manual clear corneal incisions for cataract surgery. J Cataract Refract Surg [Internet]. 2015;41[10]:2075–80. Available from: http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrs.2015.11.004
6. Juan V De. Refractive Stabilization and Corneal Swelling. 2013;90[1]:31–6.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Influence of refractive error and axial length over subfoveal choroidal thickness

Neus Burguera-Giménez[1-2], Celeste Briceno-Lopez[1-2], Mª Amparo Díez-Ajenjo[1-2], Mª José Luque-Cobija[1-2], Mª Carmen García-Domene[1-2], Noemí Burguera[3], Cristina Peris-Martínez[2,4]

[1] Department of Optics and Vision Sciences, Faculty of Physics, University of Valencia, C/ Dr. Moliner, 50, 46100, Burjassot, Valencia, Spain.
[2] Cornea and anterior segment unit, Fisabio Oftalmología Médica (FOM), Avda. Pío Baroja, 12, 46015, Valencia, Spain.
[3] Ophthalmology department, Q vision, Vithas Virgen del Mar Hospital, Ctra. el Mami a Viator, Km.1, 04120, Almería, Spain.
[4] Surgery department, Faculty of Medicine, University of Valencia, Avda. Blasco Ibañez, 15, 46010, Valencia, Spain.
Contact: neus.burguera@uv.es

Purpose: To evaluate the influence of refractive error and axial length (AL) over subfoveal choroidal thickness (SCT) in emmetropic and myopic eyes.

Methods: Cross-sectional and prospective study in which 45 eyes of 45 healthy patients aged between 18 and 35 years were recruited from Fisabio ophthalmological medical centre. A comprehensive ophthalmological exam was performed which included subjective refraction, sphere (S), cylinder (C) and axis (A), AL using IOL Master 700 (Carl Zeiss Meditec, Jena, Germany) and SCT using Swept Source Optical Coherence Tomography (DRI Atlantis SS-OCT, Topcon Medical System, Japan). The sample was stratified in 2 groups taking into account spherical equivalent (SE= S+C/2): emmetropic (+0.75 D < SE > - 0.75 D, n= 23) and myopic (SE ≤ - 0.75D, n=22) eyes.

Results: Mean demographic values are illustrated in Table 1. Statistically significant differences were found between both groups for AL (Mann-Whitney 's U, 362.50, p=0.007). However, although SCT was thinner in myopic eyes, SCT not varied significatively among groups (p= 0.261). SCT was not correlated with SE (r= 0.05, p >0.05), and AL (r= -0.03, p >0.05) in emmetropic eyes. In myopic eyes however, SCT showed a positive, moderate and significant Pearson correlation with SE (r= 0.389, p= 0.037) while a negative, strong and significant correlation with AL (r= -0.608, p <0.001), as shown in Figure 1. The independent linear regression between SCT, AL and SE confirmed that, in myopic subjects, AL could be a factor influencing SCT (B = -44.66 µm, 95% IC -71.86 to -17.45, adjusted R^2= 0.338, p= 0.03) unlike SE. In contrast, SE and AL did not exhibit any influence over SCT in emmetropic eyes.

Discussion: Eye growth are closely associated to myopia progression and involve morphological changes as mechanical stretching, thinning, and degeneration of the retina. [1,2] This axial elongation could also affect structures as the choroid which has an important function supplying the outer retina with oxygen and nutrients. Moreover, the choroid plays an important role in the mechanism regulating eye growth[3] and it has been analyzed by a few investigations.[3-6] Several studies have reported thicker subfoveal macular thickness in myopic compared to emmetropic eyes.[1,2] However, the opposite occurs on the choroidal layer. As our findings demonstrated, a subfoveal choroidal thinning could be expected in myopic eyes which was in concordance with the results reported by previous investigations.[4,5] Although SE and AL are strongly related, SCT would not necessarily be similarly affected by both factors. In fact, it was observed that only AL could be associated with a choroidal thinning in myopic rather than emmetropic patients. Jin et al [5] described an association between SCT and SE, however, it could be due to the inclusion of a wide range of myopic eyes with higher AL in comparison to the present analysis. Currently, an increase in SCT has been described applying surgical technics as scleroplasty which may enhance the inhibitory effect that it has on the myopia progression.[6]

Conclusions: AL seems to have influence over SCT in myopic eyes. As AL increased thinner SCT were observed. SE was not an influential factor although slight correlation with SCL have been found. Myopic eyes showed subfoveal choroidal thinning against emmetropic eyes highlighting the role of SCT as a mechanism regulating myopic eye growth.

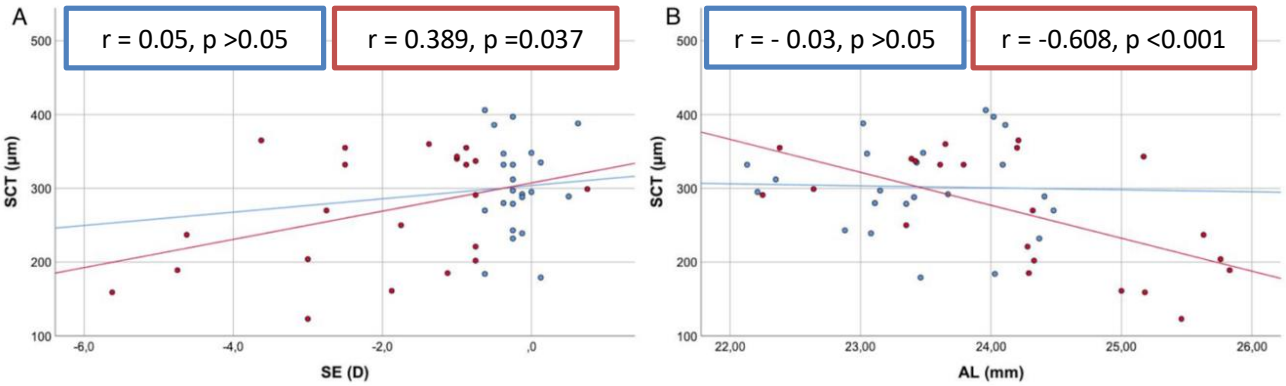


Figure 1: Scatter plot representing the linear relation between subfoveal choroidal thickness (SCT), (A) spherical equivalent (SE) and (B) axial length (AL) in emmetropic (blue dots) and myopic (red dots) eyes.

Parameters	Main groups (Mean ± SD)		Mann-Whitney 's U (p-value)
	Emmetropic (n=23)	Myopic (n=22)	
Age (years)	26.48 ± 5.77	24.86 ± 5.19	210 (0.330)
SE (D)	-0.18 ± 0.32	-2.72 ± 1.59	23 **(< 0.001*)**
AL (mm)	23.44 ± 0.68	24.18 ± 1.06	362.50 **(0.007*)**
SCT (µm)	302.17 ± 62.31	268.64 ± 77.98	230.50 (0.261)

Table 1: Mean demographic values of the parameters included in the analysis for both groups. SE: spherical equivalent; AL: Axial length; SCT: subfoveal choroidal thickness; D: dioptres; * bold asterisk indicated statistically significant differences between both groups using U de Mann-Whitney test.

[1] Liu M, Wang P, Hu X, Zhu C, Yuan Y, Ke B. Myopia-related stepwise and quadrant retinal microvascular alteration and its correlation with axial length. Eye 2021 Aug 21;35(8):2196–205.
[2] Cheng SCK, Lam CSY, Yap MKH. Retinal thickness in myopic and non-myopic eyes. Ophthalmic and Physiological Optics 2010 Nov 1;30(6):776-84.
[3] Read SA, Fuss JA, Vincent SJ, Collins MJ, Alonso-Caneiro D. Choroidal changes in human myopia: insights from optical coherence tomography imaging. Clinical and Experimental Optometry 2019 May 1;102(3):270-85.
[4] Alzaben Z, Cardona G, Zapata MA, Zaben A. Interocular asymmetry in choroidal thickness and retinal sensitivity in high myopia. Retina 2018 38(8):1620–8.
[5] Jin P, Zou H, Zhu J, Xu X, Jin J, Chang TC, et al. Choroidal and Retinal Thickness in Children with Different Refractive Status Measured by Swept-Source Optical Coherence Tomography. American Journal of Ophthalmology 2016 Aug 1 168:164–76.
[6] Tarutta EP, Markossian GA, Sianosyan AA, Milash Sv. Choroidal thickness in children with myopia and its changes after surgical strengthening of the sclera. Vestnik oftalmologii 2020 May 1;136(3):10–7.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Estirando la profundidad de foco de soluciones ópticas a la presbicia en presencia de aberración esférica ocular

E. Gonzalez-Amador[1], E. Acosta[1], P. Charlón[2], J. Arines[4]

[1]Departamento de Física aplicada, Facultad de Física, Campus Vida, Universidad de Santiago de Compostela, 15782
[2]Instituto Oftalmológico Victoria de Rojas, A Coruña, España, and Hospital HM Rosaleda, Santiago de Compostela,
[3]Departamento de Física aplicada, Facultad de Óptica y Optometría, Campus Vida, Universidad de Santiago de Compostela, 15782 España
Contacto: enrique.gonzalez.amador@rai.usc.es

La calidad de la imagen retiniana depende de la transmisión de la información existente en el espacio objeto hasta la retina. En este tránsito podemos encontrar elementos que distorsionen dicha transmisión, como aberraciones ópticas oculares o de transparencia o dispersión de los medios oculares. Las principales aberraciones oculares (errores refractivos) que limitan la calidad visual son la miopía, hipermetropía y astigmatismo. Podríamos incluir aquí la presbicia también puesto que su aparición limita la conjugación óptica de planos del espacio objeto próximos al ojo, con el plano de la retina. Las principales soluciones ópticas planteadas para corregir estos errores refractivos neutralizan el exceso o defectivo refractivo añadiendo o restando potencia dióptrica. Este principio de neutralización se lleva empleando siglos en la corrección de todos los errores refractivos. Más recientemente encontramos soluciones ópticas que también emplean el concepto de extensión de profundidad de foco. Estas soluciones están orientadas fundamentalmente a la corrección de la presbicia. En los últimos años se ha incorporado a la óptica oftálmica el principio de enmascaramiento óptico[1]. Éste no se basa ni en el concepto de neutralización, ni en el de extensión de la profundidad de foco, se basa en introducir aberraciones ópticas en el sistema que permitan enmascarar la influencia de las aberraciones que mayor emborronamiento de la imagen producen. Este concepto se basa en la técnica de formación de imagen conocida como Wavefront Coding, en la que se emplea un elemento óptico que proporciona una función de transferencia óptica (OTF) invariante frente a cambios en el frente de onda de la pupila de salida del sistema.[1-3]

Nuestros primeros trabajos en este tipo de elementos ópticos se realizaron empleando siempre el mismo diseño de elemento de fase, una fase cúbica basada en el polinomio de Zernike Z_3^3, donde A es la fuerza de la fase y Z_3^3 es el polinomio de Zernike conocido como trebol. La principal limitación de las soluciones basadas en el principio de enmascaramiento es la disminución del contraste de la imagen retiniana. Con el interés de mejorar el contraste proporcionado por este tipo de soluciones empezamos a trabajar con diseños más flexibles basados en los polinomios de Jacobi Fourier[4] (JFP) de la forma $J_n^m = \alpha*\mathrm{sqrt}(n)*(R^{(n-1)/2})*(\cos((m*T)))$ donde α representa la fuerza del elemento de fase, R es la coordenada radial y T es la coordenada angular. El caso de n=7, m=3 vemos que el JFP equivale al polinomio de Zernike Z_3^3. Decimos que son diseños más flexibles porque nos permiten jugar con la progresión de la diferencia de camino óptico de una forma más flexible que los polinomios de Zernike. En nuestros trabajos previos analizamos el rango de visión nítida que nos proporcionan este tipo de soluciones a ojos présbitas sin otro tipo de aberraciones. Sin embargo, es sabido que la presencia de aberración esférica ocular puede afectar negativamente a los resultados visuales ofrecidos por lentes de contacto o intraoculares de profundidad de foco extendida. En este trabajo vamos a analizar el comportamiento de distintos JFP como elementos para corregir la presbicia en presencia de aberración esférica ocular. Para ello simulamos mediante óptica de Fourier la imagen retiniana correspondiente a un optotipo de agudeza visual decimal 0.8, obtenida con distintos diseños basados en JPF de distinto orden radial

n=7,8,9,10 y orden angular m=3, en presencia de distintos grados de aberración esférica positiva y negativa (+0.15 y -0.15) µm para 5 mm de diámetro, para tres diámetros pupilares distintos D= (7,5,3) mm de diámetro. La simulación incluye el efecto Stiles-Crawford, y la función de transferencia neuronal y un amplio rango de distancias objeto. Se usaron como métricas la VSOF, la VS Combinada y el coeficiente de correlación de la imagen proporcionada por el sistema frente a la limitada por difracción. En la figura 1 mostramos un ejemplo de los resultados obtenidos.

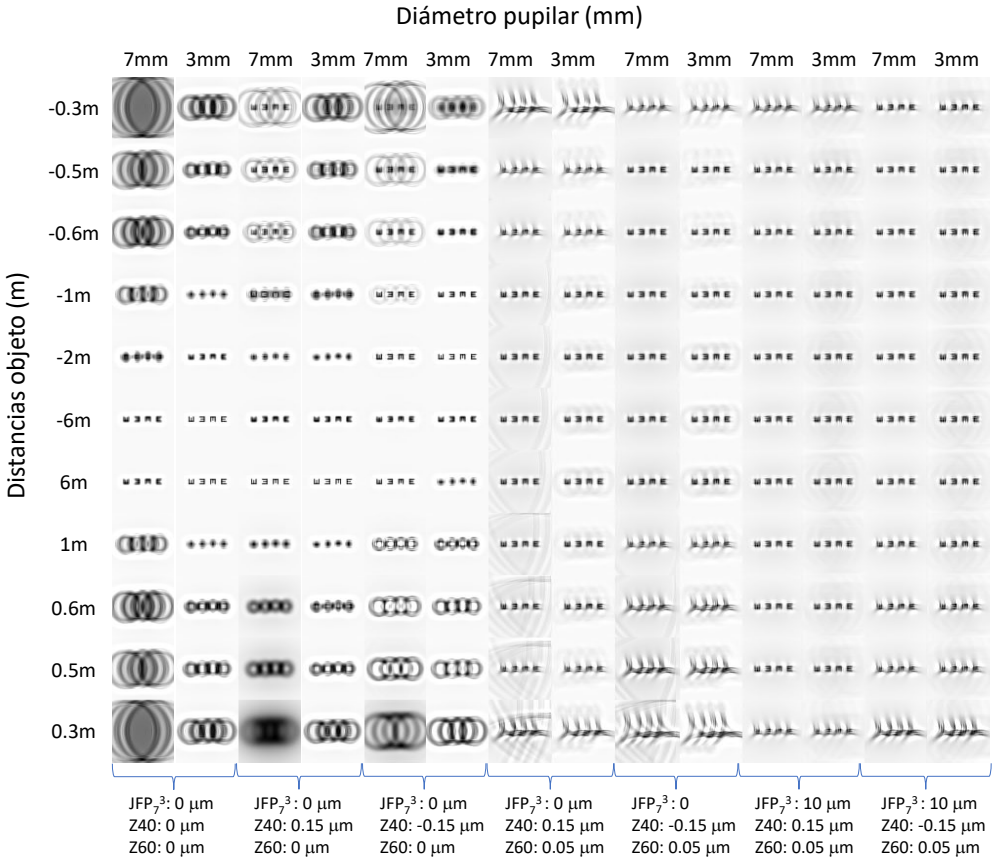


Figura 1: Imagen de los optotipos de AV decimal = 0.8, para diferentes distancias objeto y JFP_7^3 de distinta magnitud en combinación con aberración esférica de primer y segundo orden.

Concluimos que los polinomios de JFP son una base útil para desarrollar elementos ópticos que proporcionen un buen rango de visión nítida a pacientes con presbicia que presenten aberración esférica positiva o negativa. Estos elementos además presentan una dependencia muy baja con el tamaño de la pupila superando muchos de los diseños actuales basados en el uso de aberración esférica de primer y segundo orden, o elementos multifocales.

AGRADECIMIENTOS: Consellería de Cultura, Educación e Ordenación Universitaria, Xunta de Galicia (ED43B 2020/29), y Ministerio de Ciencia e Innovación PID2020-115909RB-I00

[1]Arines J., Almaguer C., Acosta E., Opht. Phys. Opt.**37(2)**, 141-150 (2017).
[2]Almaguer, C., Acosta, E. and Arines, J. Biom Optics, **23(1)**, p.015002 (2018).
[3]Almaguer J., Arines C., Óptica Pura y Aplicada, **50(2)**, 155-163 (2017)
[4]Gonzalez-Amador E., et al, Optics and Lasers in Engineering Volume 126, 105880 (2020)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Mejora de imágenes retinianas degradadas por cataratas

E. Gonzalez-Amador[1], E. Acosta[1], M.J. Abraldes[2], P. Charlón[3], J. Arines[4]

[1] Departamento de Física aplicada, Facultad de Física, Campus Vida, Universidad de Santiago de Compostela, 15782
[2] Service of Ophthalmology, Complejo Hospitalario Universitario de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela, España; and Department of Surgery and CIMUS, University of Santiago de Composte-la, Santiago de Compostela,
[3] Instituto Oftalmológico Victoria de Rojas, A Coruña, España, and Hospital HM Rosaleda, Santiago de Compostela,
[4] Departamento de Física aplicada, Facultad de Óptica y Optometría, Campus Vida, Universidad de Santiago de Compostela, 15782 España
Contacto: enrique.gonzalez.amador@rai.usc.es

Las opacidades oculares presentes en la córnea, así como las cataratas del cristalino causan pérdida de visión. Estas últimas están asociadas principalmente a procesos de envejecimiento, patologías oculares, traumatismos. La pérdida de visión asociada a las cataratas se manifiesta en una pérdida de contraste debido a la dispersión de la luz en el cristalino. Esta pérdida de contraste no sólo disminuye la capacidad visual del paciente, sino que también limita la visualización de su fondo de ojo, afectando negativamente al diagnóstico de enfermedades oculares o sistémicas con afectación en esta estructura ocular como la degeneración macular asociada a la edad, el desprendimiento de retina, o hemorragias retinianas. Así mismo, el deterioro generado depende en gran medida del estado de desarrollo de la catarata.

La mejora de las imágenes de fondo de ojo se viene practicando desde hace años, evolucionando hacia una detección y clasificación automática mediante el empleo de inteligencia artificial o redes neuronales[2]. Algunos estudios se centraron en la detección de vasos sanguíneos, y solo algunos trabajaron con imágenes obtenidas a través de cataratas[3], pero en estos trabajos emplearon imágenes de gris o el canal verde de la imagen retiniana (que es el canal que mayor contraste de vasos sanguíneos presenta). Sin embargo, según nuestro conocimiento por ahora no se ha presentado una estrategia de mejora de imágenes estrictamente centrada en mejorar imágenes degradadas por la presencia de cataratas. Por ello en este trabajo presentaremos una metodología para la mejora de la calidad visual de imágenes de fondo de ojo degradas por cataratas. Para ello emplearemos un conjunto de imágenes de fondo de ojo obtenidas con un Retinógrafo no Midriático NIDEK CO. LTD, situado en el servicio de Oftalmología del Complejo Hospitalario Universitario de Santiago de Compostela. Dichas imágenes fueron recogidas en pacientes que presentaban distintos grados de cataratas. Para mejorar las imágenes y favorecer su observación, se desarrolló el algoritmo que describiremos a continuación. Posteriormente se pidió a dos expertos que analizaran las imágenes sin procesar en busca de signos clínicos y también se les pidió que hicieran lo mismo con las imágenes procesadas para poder analizar las mejoras.

El algoritmo desarrollado se ha incorporado a un entorno gráfico que facilita el procesado de las imágenes. Se le ha dotado de unos valores de partida determinados en función de la severidad de la catarata o de la degradación que presente la imagen retiniana. Dichos valores de partida pueden ser modificados por el usuario para mejorar la calidad de la imagen o apreciar ciertos detalles de la misma. El procesado de imagen desarrollado se basa principalmente en aplicar el algoritmo *Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization* (CLAHE)[4] que proporciona una ecualización adaptativa local del histograma donde la amplificación del contraste se limita a un valor dado. Este proceso amplifica el ruido de la imagen por lo que se acompaña de un filtro de mediana para su eliminación. En nuestro caso el programa se desarrollo en el entorno Matlab

2015b. Las funciones empleadas fueron *adapthisteq()* que aplica el CLAHE y *medfilt2()* que aplica el filtro de mediana. Tanto el CLAHE como el filtro de mediana se aplicaron sobre el canal de luminancia de la imagen una vez transformada la imagen RGB al espacio CIELAB. Posteriormente se volvió al espacio RGB para presentar la imagen. El programa también permite la selección de una zona pequeña de la retina en la que se desea analizar con detalle la imagen.

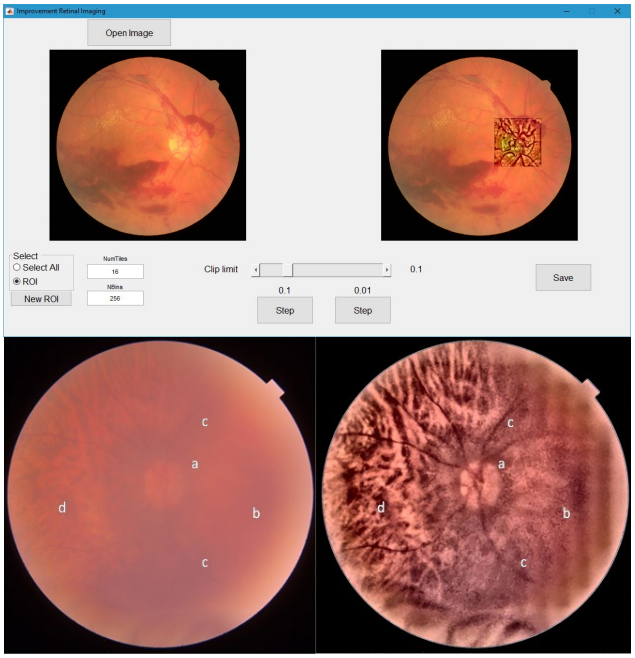


Figura 1: Arriba: Imagen del entorno gráfico. Abajo: imágenes del fondo de ojo sin procesar (izq) y procesada (der). (a)disco óptico; (b) la mácula; (c)el plexo superficial vascular de la retina; (d) el tapetum choriorretiniano.

En la figura 1 mostramos una imagen del entorno gráfico desarrollado y una imagen de fondo de ojo obtenida a través de una catarata hipermadura. Se puede observar en la figura como la aplicación del algoritmo permite una mejor observación del disco óptico (a); la mácula (b); el plexo superficial vascular de la retina (c); y el tapetum choriorretiniano (d).

Concluimos que el algoritmo desarrollado permite mejorar significativamente la calidad de las imágenes de fondo de ojo obtenidas a través de cataratas. La calidad de la imagen procesada depende de la degradación impuesta por la catarata, permitiendo en todos los casos observar lo signos clínicos con mayor facilidad y rapidez, e incluso permitiendo la observación de algunos signos que en la imagen sin procesar pasaron inadvertidos.1

AGRADECIMIENTOS: Consellería de Cultura, Educación e Ordenación Universitaria, Xunta de Galicia (ED43B 2020/29) y Ministerio de Ciencia e Innovación PID2020-115909RB-I00.

[1]Abràmoff, M. D.; Garvin, M. K.; Sonka, M., 3, 169-208 (2010).
[2]Islam, M. T.; Imran, S. A.; Arefeen, A.; Hasan, M.; Shahnaz, C. IEEE - SPICSCON; pp. 59-63 (2019).
[3]Russell, G.; Oakley, J. P.; McLoughlin, N.; Nourrit, V. IEEE International Conference on Imaging Systems and Techniques Proceedings, pp. 176-178 (2012).
[4]Zuiderveld, K. Grap. Gems. 474-485 (1994).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Efecto en la estereopsis del deterioro monocular inducido con filtros

José Juan Castro Torres[1], Francesco Martino[1], Miriam Casares López[1], Carolina Ortiz Herrera[1] y José Ramón Jiménez Cuesta[1]

[1] Laboratorio de Ciencias de la Visión y Aplicaciones. Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada, Avenida de Fuente Nueva s/n, 18071, Granada, España

Contacto: jjcastro@ugr.es

Introducción

La visión binocular es nuestro estado natural de visión y esta binocularidad es la que nos permite una percepción única y simple con información más precisa respecto a la monocular[1]. En la evaluación clínica de la visión resulta, pues, importante, el estudio del sistema visual binocular y de cómo una alteración monocular, debido, por ejemplo, a una patología en un ojo que afecta a su calidad óptica, puede afectar al rendimiento visual binocular. Una forma de evaluar este rendimiento es a través de la estereopsis, una cualidad de nuestro sistema visual que nos permite la percepción en profundidad gracias a la disparidad proporcionada por los dos ojos y que nos aporta precisión en tareas visuales[2]. Esta función puede verse comprometida en patologías oculares y en presencia de diferencias interoculares[2]. El objetivo de este trabajo es estudiar cómo se ve afectada la estereopsis para diferentes niveles de deterioro monocular obtenidos tras inducir difusión luminosa ocular con el uso de filtros.

Metodología

En el estudio participaron 5 sujetos jóvenes con una edad promedio de 28,6 ± 7,9 años. Los participantes debían cumplir los siguientes criterios de inclusión: agudeza visual decimal mayor o igual a 1.0 en ambos ojos, no presentar patología ocular que pudiera influir en el rendimiento visual binocular y una estereopsis normal (≤ 40 segundos de arco). Para inducir diferentes niveles de deterioro monocular se usaron láminas Bangerter (usadas para el tratamiento de la ambliopía) de grados 0.8, 0.6 y 0.4 y además se usaron dos filtros de niebla usados en fotografía: el Black Pro-Mist 2 (Tiffen, Hauppauge, NY, EE.UU.) y el Fog_1 (B+W, Schneider, Bad Kreuznach, Alemania). Para caracterizar los niveles de difusión luminosa inducidos en cada ojo y, por tanto, el deterioro monocular producido, a cada participante se le midió el índice de *scattering* mediante el parámetro OSI (*Objective Scatter Index*, OQAS) y el velo luminoso o "*straylight*" mediante el parámetro log(s) (C-Quant, Oculus) tanto en condiciones naturales como con cada uno de los filtros en el ojo dominante. Para evaluar el deterioro binocular en estas mismas condiciones (con y sin filtro en el ojo dominante) se les evaluó la estereopsis mediante la estereoagudeza en lejos (test de líneas, Pola VistaVision) y en cerca (test de Frisby).

Resultados

La Tabla 1 muestra los valores promedio del índice de scattering OSI y del velo luminoso o *straylight* (log(s)) para las diferentes condiciones experimentales. Con respecto a la condición natural, tanto el OSI como el velo luminoso aumentaron de forma significativa ($p<0,05$) con las láminas Bangerter y lo hicieron de forma progresiva con el grado de penalización de las mismas, siendo el mayor deterioro, debido a una mayor difusión luminosa inducida, para la lámina B_0,4. Para las tres láminas Bangerter se obtuvieron valores promedio de OSI comparables a una catarata madura[3]. Para los filtros de niebla, aunque el OSI aumentó en promedio respecto a la condición natural, no lo hizo de forma significativa respecto a la condición natural. Sin embargo, el valor del straylight sí aumentó de forma significativa para estos filtros, especialmente para el

Fog_1, que superó a los valores de *straylight* de las láminas Bangerter. Las diferencias entre los resultados de OSI y los del straylight se deben, principalmente, a la diferente metodología usada por los respectivos dispositivos de medida OQAS/C-Quant (luz infrarroja vs. luz blanca; método objetivo vs. método psicofísico; 12-20 minutos de arco de la imagen del doble paso vs. ángulo visual de 5-10 grados, etc.)[4], pero también a la propia estructura y densidad y tamaño de partículas con los que están fabricados los filtros (o burbujas en las láminas Bangerter)[4,5].

	OSI	log(s)	Estereopsis en lejos (“)	Estereopsis en cerca (“)
Natural	0,5 ± 0,1	0,84 ± 0,04	18 ± 8	10 ± 9
B_0,8	4,1 ± 0,5	1,24 ± 0,08	74 ± 73	20 ± 21
B_0,6	5,2 ± 1,5	1,37 ± 0,05	98 ± 65	34 ± 21
B_0,4	6,5 ± 1,6	1,58 ± 0,04	204 ± 81	50 ± 11
BPM2	0,9 ± 0,2	1,11 ± 0,09	34 ± 25	24 ± 19
Fog_1	0,7 ± 0,2	1,65 ± 0,10	38 ± 23	13 ± 10

Tabla 1: Valores promedio del índice de scattering OSI y del parámetro straylight log(s) para el ojo dominante, y de la estereoagudeza en lejos y cerca (en segundos de arco). Se incluye la desviación estándar.

La estereopsis, en promedio, sufrió un deterioro que aumentó progresivamente con el grado de la lámina Bangerter, no siendo este deterioro significativo con los filtros de niebla. Al mostrar los filtros de niebla un menor tamaño de partícula[4], indujeron menos deterioro en la calidad de imagen retiniana pero al difundir la luz en un mayor ángulo se encontró un mayor efecto de velo luminoso y, por tanto, de sensibilidad al deslumbramiento. Al no deteriorarse tanto la calidad óptica como con las láminas Bangerter, la estereopsis no se vio tan comprometida. Se obtuvieron además correlaciones significativas entre la estereoagudeza en lejos y las diferencias interoculares en los parámetros analizados (OSI y log(s)).

Conclusiones

La estereopsis, evaluada a través de la estereoagudeza, se deteriora al inducir difusión luminosa en el ojo dominante y este deterioro es mayor a medida que aumenta el nivel de penalización monocular, tal y como puede ocurrir en el progreso de una patología ocular unilateral. La estereoagudeza además se correlaciona positivamente con las diferencias interoculares inducidas con los filtros de modo que a mayores diferencias interoculares, peor percepción estereoscópica.

AGRADECIMIENTOS: Ministerio de Economía y Competitividad (España) y Fondo Regional de Desarrollo Europeo (FIS2017-85058-R).

[1]J.R. Jiménez; “Stereoacuity and Optics”; *Handbook of Visual Optics*. CRC Press, 377 (2017).
[2]J.J. Castro, J.R. Jiménez, C. Ortiz, M. Casares López, S. Ortiz Peregrina; *J Modern Optics* **64**, 1307 (2017).
[3]P. Artal, A. Benito, G.M. Pérez, E. Alcón, A. De Casas, J. Pujol, J.M. Marín; *PLoS One*. **6**, e16823 (2011).
[4]J.J. Castro Torres, F. Martino, M. Casares López, S. Ortiz Peregrina and C. Ortiz; *Biomed. Opt. Express* **12**, 2902 (2021).
[5]G.M. Pérez, S.M. Archer and P. Artal, *Invest. Ophthalmol. Visual Sci* **51**, 609 (2010).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Evaluation of the keratometric approach through machine learning

Julián Espinosa[1,2], Jorge Pérez[1,2] and Asier Villanueva

[1] IUFACyT, Universidad de Alicante (Carretera San Vicente del Raspeig s/n, 03690, San Vicente del Raspeig, Spain)
[2] Departamento de Óptica, Farmacología y Anatomía, Universidad de Alicante (Carretera San Vicente del Raspeig s/n, 03690, San Vicente del Raspeig, Spain)

Contacto: julian.espinosa@ua.es

The cornea is main the refractive element of the eye and thus determining of the final image quality. The strong correlation between spherical power and between the astigmatic components[1] of the anterior and the posterior corneal surface, and the weak contribution of this last to the total refractive power of the eye, lead to treat the cornea as a single refracting surface which separates air from the aqueous humour with an equivalent keratometric index[2]. One of the simplest eye models is the Emsley schematic eye since it contains just a single refractive surface. The improvement of corneal topography techniques allowed the inclusion of more precise corneal surface data into eye models, but the objective of all the approaches have been the same: predicting the visual quality (visual acuity, subjective refraction, …).

Machine learning has been recently used to predict refractive prescription from eye wavefront aberromety[3,4]. We aimed assessing the keratometric approach of cornea compared to considering the whole cornea through the obtention of regression learning algorithms that predict subjective refraction. The age, the axial length, the anterior chamber length, and keratometry and the corneal optical path were selected as features on which subjective refraction depends. Obviously, the results of either approach will not be good because of neglecting the lens but they will serve to compare them and assessing the effect of each approach.

We adhered to the Declaration of Helsinki principles. Participants were all informed about the nature and purpose of the study, and they gave their informed consent in writing. 200 subjects underwent a complete ophthalmic examination, including manifest refraction, eye's lengths measurement through IOL Master and corneal topography (Sirius, CSO, Firenze, Italy). Subjective refraction and data from keratometry and the corneal optical path for 4.5 mm of diameter were transformed to power vector notation[5], being respectively (M, J_0, J_{45}), (P_K, J_0(K), J_{45}(K)) and (P_c, J_0(c), J_{45}(c)). An extra parameter with random value was added to check the significance of the rest of the parameters. Database was split into a training (3/4) and a test (1/4) subset to avoid overfitting.

A filter type feature selection algorithm which used a diagonal adaptation of neighborhood component analysis was applied over the training subset to determine the feature normalized weights that report about the importance of each feature in the regression models of the power vector components. Figure 1 show two bar graphs with the normalized weights of each of the features plus the random one used in the training of those machine learning algorithms. Normalized weights are similarly distributed between the features for both M models and for both J_{45} models. However, the feature weights significantly differed for the J_0 model. The keratometric J_0 feature is the only contributor to that power vector component of the subjective refraction but in the model considering the whole cornea the weights are distributed between several features. Hence, it can be inferred that posterior corneal surface introduce astigmatism and thus neglecting its measurement may lead to incorrect estimation of corneal astigmatism[6].

Gaussian process regression (GPR) algorithms hyperparameter tuned by using Bayesian

optimization were trained with data from the training set through the regression learner app[7] from Matlab® R2021a. Likewise, 10-fold cross validation technique was applied over the training data for assessing how the results of a statistical analysis would generalize to an independent data set. Later, the algorithms were tested with data from the test one.

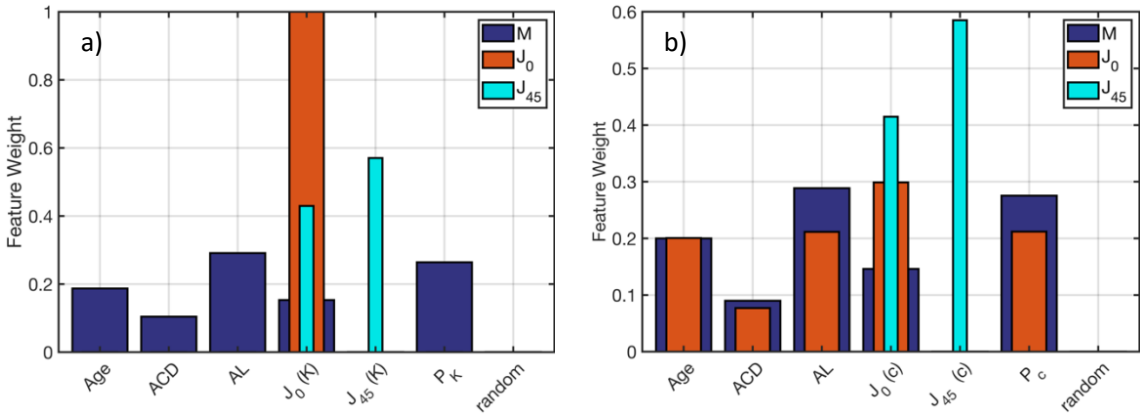


Figure 1. Normalized weights of the features used in the training of GPR algorithms for the three power vector components considering data a) Just from anterior corneal surface and b) From the whole cornea.

In table 1, the root mean squared errors (RMSE), the mean absolute errors (MAE) and R^2 obtained from the training and test subsets for each power vector component are presented. As expected, RMSE are too high (mainly in the M component) to use the models as prediction tools. However, there is no significant difference between considering the whole cornea or the keratometric approach. This fact seems to contradict the different distribution of weights in the features of each approximation, specifically when modelling J_0. Posterior corneal surface introduce astigmatism but the GPR algorithm redistribute the weights of the features in the optimization process until minimizing RMSE, which result in the same error than that from the keratometric approach. It can be concluded that both corneal approaches allow predicting the astigmatic components of subjective refraction with similar accuracy that previous works[4] but without knowing the crystalline lens contribution to eye aberrations.

		M			J_0			J_{45}		
		RMSE (D)	**MAE (D)**	**R^2**	**RMSE (D)**	**MAE (D)**	**R^2**	**RMSE (D)**	**MAE (D)**	**R^2**
1s	**Train**	1.17	0.85	0.90	0.23	0.17	0.80	0.18	0.13	0.53
	Test	1.04	0.84	0.93	0.19	0.15	0.83	0.19	0.14	0.62
c	**Train**	1.20	0.89	0.90	0.25	0.18	0.76	0.18	0.13	0.50
	Test	1.26	0.96	0.89	0.20	0.15	0.81	0.20	0.15	0.58

Table 1: RMSE, MAE and coefficient of determination (R^2) obtained for each power vector for the training and test subsets considering just the anterior corneal surface (1s) and the whole cornea (c)

[1]D. Mas et al. Ophthalmic and Physiological Optics, **29**, 219–226 (2009).
[2]A. Guirao and P. Artal, J. Opt. Soc. Am. A, *JOSAA*, **17**, 955–965, (2000).
[3]A. Leube et al., Procs. 12th HEALTHINF, 199-205 (2019).
[4]R. Rampat et al., Scientific Reports, **10** (2020).
[5]L. N. Thibos et al., Optom Vis Sci, **74**, 367–375 (1997).
[6]Jau-Der Ho et al., Am J Ophthalmol, **147**, 788-95 (2009).
[7]Regression Learner App - MATLAB & Simulink'. https://www.mathworks.com/help/stats/regression-learner-app.html (accessed Jul. 27, 2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Conteo automatizado de agregados celulares en procesos de uveítis mediante tomografía de coherencia óptica.

Verónica Mieites[1,2], Gonzalo Santos[3], Eusebio Real[4], Rosalía Demetrio[5], Alfonso Casado[5], José M. Lopez-Higuera[1,2,4], y Olga M. Conde[1,2,4].

[1] Grupo de Ingeniería Fotónica, Dep. TEISA, Universidad de Cantabria, (Avenida Los Castros S/N,39006, Santander, España).
[2] Instituto de Investigación Sanitaria Valdecilla (IDIVAL) (Calle Cardenal Herrera Oria, 39011, Santander, España)
[3] Grupo de Óptica, Dep. Física Aplicada, Fac. Ciencias, Universidad de Cantabria (Av. Castros, 48, 39005, Santander, España)
[4] CIBER-BBN, (C. de Melchor Fernández Almagro, 3, 28029 Madrid, España)
[5] Servicio de Oftalmología. Hospital Universitario Marqués de Valdecilla (Av. de Valdecilla, 25, 39008 Santander, España)

Contacto: mieitesv@unican.es

1. Introducción. La uveítis consiste en la manifestación de patologías de carácter inflamatorio a través de la aparición de células, o conjuntos celulares, en suspensión en la cámara anterior del ojo. En la práctica clínica, uno de los parámetros estándar que se utiliza para contabilizar el grado de uveítis basa en utilizar una lámpara de hendidura de 1mm x 1mm para contar, de forma manual, el número de partículas hiperreflectantes que se observen en el haz. Debido a la naturaleza del método, existe una variabilidad interobservador debido a la subjetividad de los evaluadores. Para facilitar la cuantificación y reducir dicha variabilidad, el método SUN[1] (Standardization of Uveitis Nomenclature) propone la gradación en 6 niveles en función del número de partículas. Los métodos actuales de cuantificación de células en pacientes con uveítis utilizan escaneos de sistemas OCT para la detección celular y extracción de otras métricas. Estos estudios se basan en comparar el número de partículas detectadas, empleando software de análisis de imagen (ImageJ). El utilizar software de análisis gráfico presenta la ventaja de poder implementar las técnicas deseadas de forma sencilla, pero la desventaja de tener que ajustar dicho análisis a las características de cada imagen específica. Generalmente, los autores validan los resultados comparándolos con el grado SUN[2,3] o, directamente, con el conteo manual sobre las imágenes OCT[3,4]. En este trabajo se propone un método de conteo automático, que no requiere asistencia del usuario y que generaliza lo suficiente como para extraer el número de partículas, independientemente de las características de la imagen. El método propuesto detecta agregados celulares en la cámara anterior del ojo basándose en la estadística de los valores de intensidad detectados en regiones con y sin agregados celulares ahorrando así tiempo de análisis, evitando la asistencia del usuario y eliminando la subjetividad de éste.

2. Materiales y métodos. Para este estudio se han utilizado escaneos de tomografía de coherencia óptica (OCT) de la cámara anterior del ojo para realizar el conteo automático, no supervisado de partículas hiperreflectantes de la cámara anterior, eliminando así la variabilidad interobservador y proporcionando una cuantificación objetiva del número de partículas[2,5]. El equipo utilizado (Spectralis OCT, Heidelberg Engineering Co., Heidelberg, Germany) cuenta con una resolución[6] lateral de 21,68 µm/píxel y de 3,87 µm/píxel en el eje axial a una longitud de onda de 870nm. Este método se ha aplicado sobre 27 ojos de 16 pacientes, de los cuales 16 presentan partículas hiperreflectantes y 11 se toman como control. Las muestras proceden de la consulta clínica del Servicio de Oftalmología del Hospital Marqués de Valdecilla (HUMV), y cuenta con la autorización del Comité de Ética de Investigación Clínica de Cantabria (código 2019.010).

3. Procesado de imagen. Para realizar el conteo se utiliza el método de análisis de componentes conectadas[7], de forma que se recorre toda el área de humor acuoso del escaneo OCT. Este método requiere de una adecuada binarización de la imagen para aislar las partículas previamente. Este trabajo utiliza el método desarrollado[8] para la realización de la binarización de la imagen que permite distinguirlas del fondo de ruido. Este método se basa en que el speckle presente en las imágenes OCT sigue una distribución determinada, de forma que el valor promedio de intensidad, así como la desviación estándar, en regiones de speckle presentará unos valores máximos que puede alcanzar. Este valor cambia ante la presencia de agregados celulares en la cámara anterior, ya que presentan una intensidad media mucho mayor que la del

ruido y, en su vecindario, provocarán un aumento de la desviación estándar. Las imágenes se segmentan para separar el aire, la córnea y el humor acuoso. A continuación, se hallan los valores medios y las desviaciones estándar de las regiones de aire y de humor en vecindarios 3x3 a lo largo de dichas regiones. Este vecindario se elige para alterar lo mínimo posible el tamaño de los agregados celulares detectados tras la binarización. El máximo valor que se alcanza en el par media-desviación sobre regiones con presencia única de speckle define el valor de umbral que se utiliza para binarizar (fig. 1a). Valores superiores a este umbral, en la región de humor acuoso, se atribuyen únicamente a los aglomerados celulares.

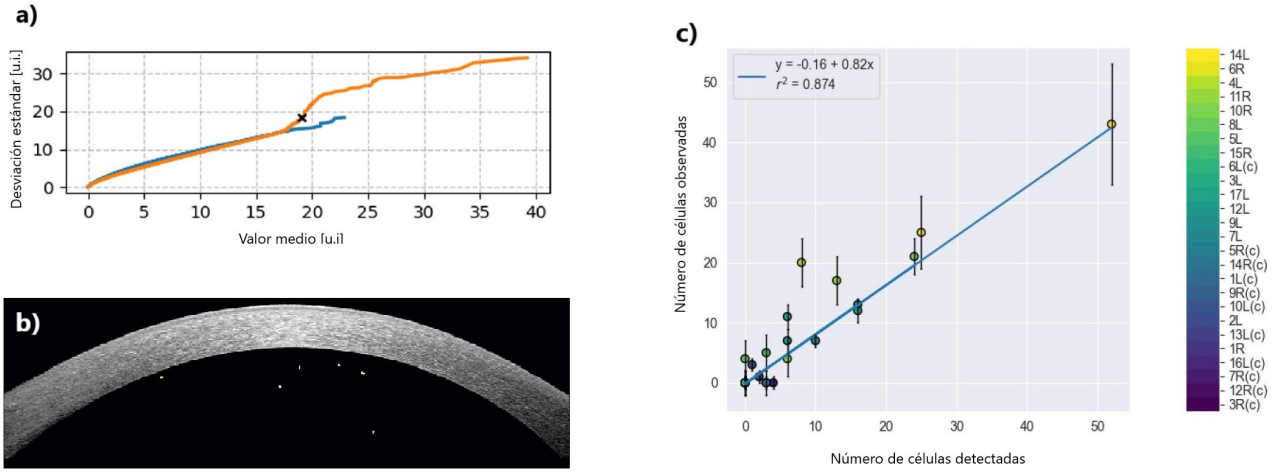


Figura 1: Método de binarización propuesto. 1a: evolución de los valores de intensidad y en su desviación estándar, en vecindarios 3x3, en regiones con agregados (humor acuoso, curva naranja) y regiones con solamente speckle (aire, curva azul). La cruz negra marca el umbral detectado para la binarización. 1b: resultado de la detección de partículas sobre la región de humor acuoso con el umbral propuesto. 1c: comparación de la mediana del número de partículas contadas de forma manual frente a los detectados con el método propuesto. Las muestras de control (c) se concentran entorno al cero para el algoritmo propuesto.

4. Resultados. El conteo automático de partículas se ha comparado con el conteo manual realizado por 17 observadores sobre las imágenes OCT (fig. 1b) y se encontró buena correlación entre ambos métodos (R^2=0.87, N=26) (fig. 1c), donde las medidas con mayor dispersión en cuanto a la variabilidad interobservador se corresponden con las que mayor número de partículas presentan. En comparación con otros estudios en los que se utiliza esta misma métrica[4], la correlación entre conteo manual y automático presenta valores ligeramente inferiores (R^2=0.98, N=38) que podría estar motivado por un menor número de muestras y que se espera que mejore al aumentar el conjunto de datos. Por otro lado, los parámetros del método propuesto no se modifican para ojo, aplicándose de forma general para todas las imágenes OCT analizadas evitando el sesgo y subjetividad del usuario.

Agradecimientos: Trabajo cofinanciado por proyectos INNVAL 18/23 (DAPATOO), DTS17-00055 (INTRACARDIO) y DISFOS (PID2019-107270RB-C21 financiado por MCIN/AEI/10.13039/501100011033) financiados por el ISCIII, la Fundación Instituto de Investigación Valdecilla (IDIVAL) y el MCIU y MCIN cofinanciado con fondos FEDER.

[1]D. A. Jabs, R. B. Nussenblatt, *et al*; *American Journal of Ophtalmology*, **149**, 509 (2005).
[2]V. Llorenç, A. R. Serrano, *et al*; *Acta Ophtalmologica*, publicación online pre-impresión (2021).
[3]A. Invernizzi, S. Marchi, *et al*; *Ophtalmology*, 124, 1670 (2017).
[4]E. Baghdasaryan, T. C. Tepelus, *et al*; *International Ophtalmology*, 39, 1793 (2019).
[5]M. Lu, X. Wang, *et al*; *American Journal of Ophtalmology*, **216**, 59 (2020).
[6]E. Real, R. Demetrio, *et al; 11ª Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL)*, (2019).
[7]J. Rose-Nussbaumer, Y. Li, et al; *Investigative Ophtalmology and Visual Science*, **53,** 1430, (2015).
[8]G. Santos; *Trabajo de fin de Máster Univ. Ciencia e Ingeniería de la Luz*, Universidad de Cantabria (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Diseño y validación de un test pediátrico de medida de la sensibilidad al contraste para el canal parvocelular

Antonio Ferrer[1], Paula García[1], M. Josefa Luque[1], Mireia Malonda[1], Jose Antonio Mira[2], Rosa Vila[1]

[1]Universidad de Valencia (Av. de Blasco Ibáñez, 13, 46010 València, España)
[2]Universidad Politécnica de Valencia (Camí de Vera, s/n, 46022 València, España)

Contacto: rosvila@ucm.es

La medida de la CSF permite detectar y seguir la evolución de distintas patologías que afectan al sistema visual[1]. Para la realización de este tipo de pruebas, suelen utilizarse tests poco intuitivos para el paciente, que, generalmente, debe detectar o describir la orientación de un estímulo sinusoidal o gabor. Esto genera un problema al evaluar pacientes pediátricos, ya que muestran un efecto del aprendizaje más marcado y dificultad a la hora de mantener la atención en una tarea larga o repetitiva[2]. Por ello, nuestro equipo ha diseñado un test de medida de la CSF acromática mediante una tarea de discriminación, con cebras y caballos como estímulos atractivos para pacientes pediátricos, que aísla la respuesta del sistema parvocelular acromático, el mecanismo que media el procesado de imágenes acromáticas y estáticas[3].

Para ello, generamos un patrón acromático, cuyo espectro de Fourier es el producto de un patrón de ruido gaussiano y una gaussiana de 1 cpg de anchura de banda y cuyo máximo está en la frecuencia a explorar (1.5, 3, 6, 12 y 18 cpg), lo que proporciona una textura similar al pelaje de las cebras. La luminancia media era 30 cd/m^2. Este patrón, recortado por la silueta de un caballo que subtiende 3° en horizontal (Figura 1, izquierda), proporcionaba el estímulo "cebra". El patrón recortado pero de contraste cero, constituía el "caballo". Para evitar las contribuciones de alta frecuencia debidas al recorte por la silueta, se suavizaron los bordes de la imagen y se aplicó un filtro pasa-baja. Los estímulos se generaron en Matlab y Python. Se desarrolló, asimismo, una aplicación en Python para realizar la medida de la CSF y almacenar y procesar los resultados, con el objetivo de que el test fuera de fácil uso en clínica.

Mediante un fundido lento de 3 segundos que evitase intrusiones del canal magnocelular, se presentan al observador simultáneamente tres caballos y una cebra, y se le pide identificar cuál de ellos se corresponde con la cebra. En este estudio previo, el umbral de contraste que permite hacer esta tarea se determinó mediante el método de límites decrecientes con elección forzosa, disminuyendo el contraste de las siguientes imágenes tras un acierto y cambiando de frecuencia tras un error en la detección de la cebra.

Previo a su uso con niños, se llevaron a cabo medidas en cinco adultos sanos con una media de edad 22±2 años y se definió un rango de normalidad como el máximo y mínimo contraste percibido para cada una de las frecuencias (Figura 1, derecha), que serviría para las medidas preliminares en niños, en los rangos de edad en la que la CSF está completamente desarrollada[2]. El análisis de resultados permitió detectar detalles a optimizar en el diseño (por ejemplo, la sensibilidad para las frecuencias de 1.5 y 3 cpg era la misma debido a que la variación introducida en la sinusoide solapaba las frecuencias y para la de 18 cpg aparecían fenómenos de aliasing que enmascaraban los resultados). El diseño fue probado con dos pacientes de entre 7 y 11 años, usuarios de gafas, y pudo observarse una CSF correspondiente a la normalidad definida por la

bibliografía anterior en todos ellos, así como fallos en las altas frecuencias al no llevar la compensación. No obstante, el método de medida resultó ser excesivamente largo en algunos casos, por lo que en clínica debería utilizarse un método de medida en escalera. Así pues, la aparición de imágenes fantasma al utilizar el test con niveles bajos de iluminación en la sala nos llevó a su utilización en condiciones mesópicas en las que la CSF puede fluctuar más, por lo que es importante su utilización siempre en las mismas condiciones para poder comparar medidas.

En conclusión, mediante este test se puede determinar de manera rápida la curva de sensibilidad al contraste. Debido a que la tarea consta de estímulos con forma de animales y a que sigue una estructura de juego, podrá ser de ayuda para realizarlo en individuos de población pediátrica. Aunque el estudio de validación del test se encuentra aún en las etapas iniciales, los resultados previos muestran que puede utilizarse en sujetos de entre 7 y 11 años, y que puede detectar el efecto de defectos de origen óptico.

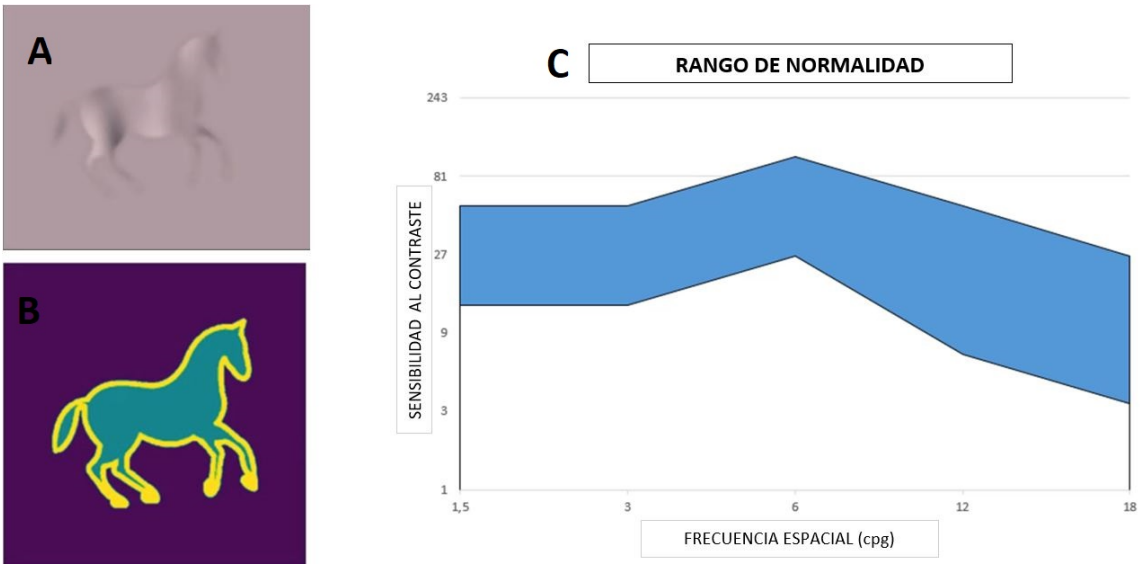


Figura 1: A: Visualización de la cebra en test. B: Máscara realizada en Python durante el diseño del test. C Rango de Normalidad obtenido tras realizar medidas con el test en pacientes jóvenes adultos.

[1.] A.P. Ginsburg;. *International ophthalmology clinics, **43**, 5 (2003),*
[2.] R. Hernández-Andrés, M.J. Luque and M.Á. Serrano; *Optometry and Vision Science,* **97,** 400 (2020).
[3.] X. Xu, J.M. Ichida, J.D. Allison, J.D. Boyd, A.B. Bonds and V.A. Casagrande; *The Journal of physiology,* **531,** 203 (2001).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Efecto de la aberración esférica sobre un implante intracorneal difractivo trifocal.

Anabel Martínez-Espert[1, 2], Diego Montagud-Martínez[2], Vicente Ferrando[3], Walter D. Furlan[2], Juan A. Monsoriu[3]

[1] Clínica Aiken, Fundación Aiken, 46004 Valencia, España.
[2] Departamento de Óptica y Optometría y Ciencias de la Visión, Universitat de València, 46100 Burjassot, España.
[3] Centro de Tecnologías Físicas, Universitat Politècnica de València, 46022 Valencia, España.
Contacto: amares9@alumni.uv.es

La presbicia es un proceso fisiológico natural de envejecimiento, que aparece a partir de los 40 años, que consiste en la pérdida progresiva de la capacidad de acomodación del cristalino [1]. A causa de esta pérdida, es necesario utilizar compensación óptica para realizar tareas de visión cercana [1]. Entre las diferentes soluciones para compensarla encontramos la cirugía refractiva y, dentro de ella, la implantación de lentes intracorneales [2]. Las lentes intracorneales son pequeños implantes biocompatibles que se insertan en el estroma corneal [3]. Recientemente se ha propuesto un diseño de Implante Intracorneal Difractivo Trifocal Transparente (PDCI, del inglés *Phase Diffractive Corneal Inlay*) [4]. El perfil trifocal se obtiene mediante un diseño basado en el concepto de "photon sieve" (tamiz de fotones) aplicado sobre un material transparente. Además, este diseño puede ser personalizado según las necesidades visuales y la fisiología del paciente, como diferentes valores de adición, compensación de la Aberración Esférica (AE), relación de intensidades entre los tres focos, etc., mediante el ajuste de diferentes parámetros de diseño, tales como el radio del agujero central, el diámetro del implante o la distribución de los microagujeros [4-7]

En este trabajo se estudió por primera vez el efecto de la AE sobre el PDCI y su efecto en la profundidad de foco alcanzada por el ojo.

Se utilizó un simulador visual de óptica adaptativa (VAO, Voptica SL, Murcia, España) que permite simular un dispositivo óptico (lente intracorneal, lente intraocular, lente de contacto) a partir de su perfil de fase [8]. Las imágenes del simulador se capturaron mediante una cámara que actuó como ojo artificial. Como objeto se utilizó: un optotipo con Es de Snellen de diferentes tamaños, correspondientes a las Agudezas Visuales (AVs) de 0.4, 0.2 y 0.0 unidades logMAR, y una red sinusoidal de 12 ciclos por grado (correspondiente a una AV 0.4 logMAR). A partir de las imágenes de la red sinusoidal se calculó el contraste de Michelson con un script propio de Matlab R2018B (The MathWorks, inc., Natick, MA, USA), con el que se obtuvo la Fig. 1.b). Para ambos estímulos se midió la curva de desenfoque en el rango de vergencias de +1.00 D a -4.00 D en pasos de 0.25 D.

El PDCI presenta una distribución trifocal que cuando se le añade AE extiende la profundidad de foco, superponiendo el foco intermedio con el foco lejano o cercano según su signo. Como muestra la Fig. 1.b), cuando se añade una AE negativa, el foco intermedio se solapa con el foco de

cerca, mientras que cuando se añade una AE positiva el foco intermedio se solapa con el foco de lejos.

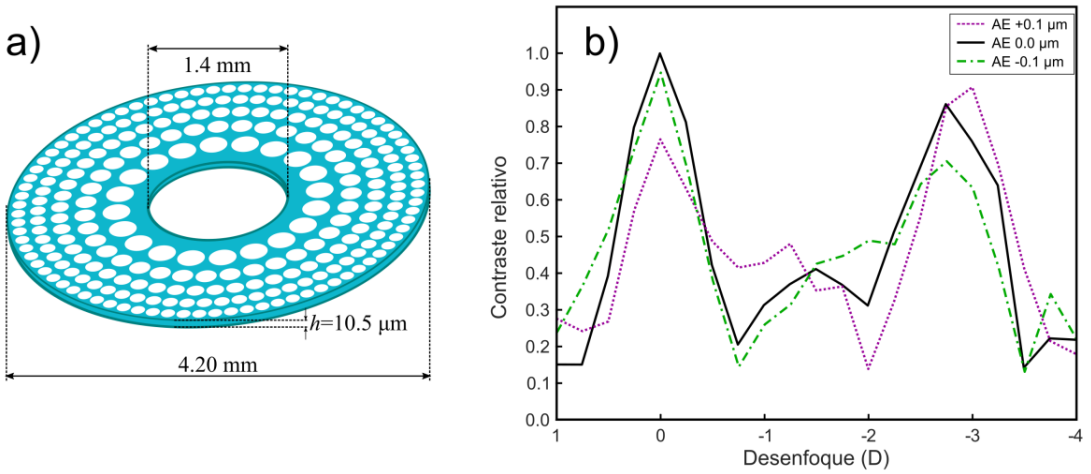


Figura 1: a) Diseño y parámetro físicos del PDCI. b) Contraste relativo del PDCI para diferentes valores de AE en pupila de 4.5 mm.

.A partir de los resultados obtenidos, la AE puede utilizarse para personalizar el rendimiento visual del PDCI. Este parámetro puede ser aplicado durante la cirugía de implantes intracorneales.

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen el apoyo del Ministerio de Ciencia e Innovación, España (Beca PID2019-107391RB-I00) y de la Generalitat Valenciana, España (Beca PROMETEO/2019/048).

[1]W.N. Charman; *Ophthalmic Physiol Opt*, **34**, 8 (2014).
[2]P. Hossain and R. Barbara; *Eye*, **35**, 359 (2021).
[3]M.A. Moarefi, S. Bafna and W. Wiley; *Opthamol Ther*, **6**, 55 (2017).
[4]W.D. Furlan, D. Montagud-Martínez, V. Ferrando, S. García-Delpech and J.A. Monsoriu; *Sci Rep*, **11**, 6620 (2021).
[5] W.D. Furlan, S. García-Delpech, P. Udaondo, L. Remón, V. Ferrando, J.A. Monsoriu; *J Biophotonic,* **10,** 1110 2017).
[6]D. Montagud-Martínez, V. Ferrando, F. Machado, J.A. Monsoriu and W.D. Furlan; *IEEE Access*, **7,** 163933 (2019).
[7]D. Montagud-Martínez, V. Ferrando, J.A. Monsoriu and W.D. Furlan; *Appl Optics,***59***,* D54 (2020).
[8]S. Manzanera, P.M. Prieto, D.B. Ayala, J.M. Lindacher and P. Artal; *Opt Express*, **15**, 16177 (2007).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Clinical applications of a whole anterior segment and retinal SS-OCT prototype

Ana Rodríguez-Aramendía[1,2], Fernando Díaz-Doutón[2], José Fernández-Trullás[2], Jaume Pujol[2], Ireneusz Grulkowski[3], José Luis Güell[1].

[1]*Instituto de Microcirugía Ocular, Barcelona, Spain*
[2]*Center for Sensors, Instruments and Systems Development, Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain*
[3]*Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University in Torun, Torun, Poland*

Contact: ana.rodriguez.aramendia@upc.edu

Whole eye visualization and morphometry are of utmost importance and relevance in the clinical practice. Due to its non-invasiveness and ability to generate cross-sectional and volumetric data sets with micrometer resolution, OCT is a great candidate in the quest for whole eye imaging and biometry by using only one instrument. However, OCT imaging with wide field of view (FOV) of the anterior and posterior segments of the eye poses important challenges. Different strategies have been proposed to assess them. These include the use of tunable lens technology to dynamically change the focus position along the ocular structures[1], the use of extended coherence length VCSEL sources[2], the use of dual path configurations that avoid adapting the reference arm by using coherence revival[3] and can image both eye segments either simultaneously[4], sequentially[5] or interlaced detection schemes that require the use of two detectors[6].

In this paper, we describe a dual path SS-OCT instrument that sequentially images the whole anterior segment from corneal apex to posterior face of the lens and the retina using a single source and detector[7], as depicted in Fig. 1.

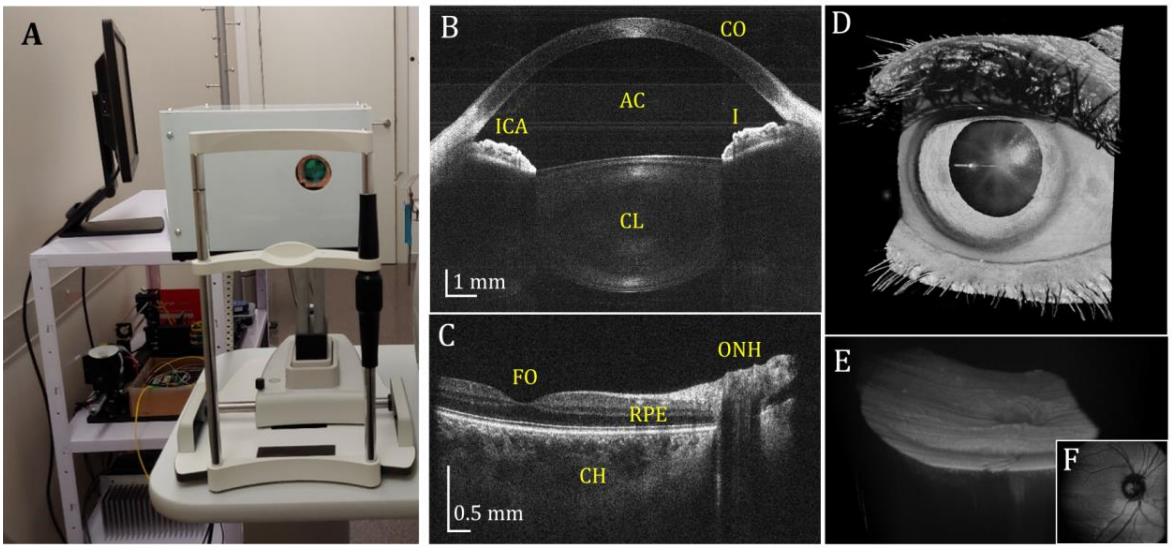


Figure 1: The prototype was installed in a clinical setting (A). The whole eye OCT data sets include whole anterior segment (B) and retinal (C) B-scans. Volume rendering of the data sets allows to generate 3D visualizations of the anterior segment (D) and the retina (E), including *enface* reconstructions (F).

The prototype was deployed to a clinical setting where 178 eyes where imaged. Each subject provided informed consent prior to any imaging under a protocol approved by the Ethical Committee at Institute of Ocular Microsurgery (Barcelona, Spain) and all measurements were performed according to the tenets of the declaration of Helsinki. Examples of the clinical data acquired with the prototype are shown in Fig. 2.

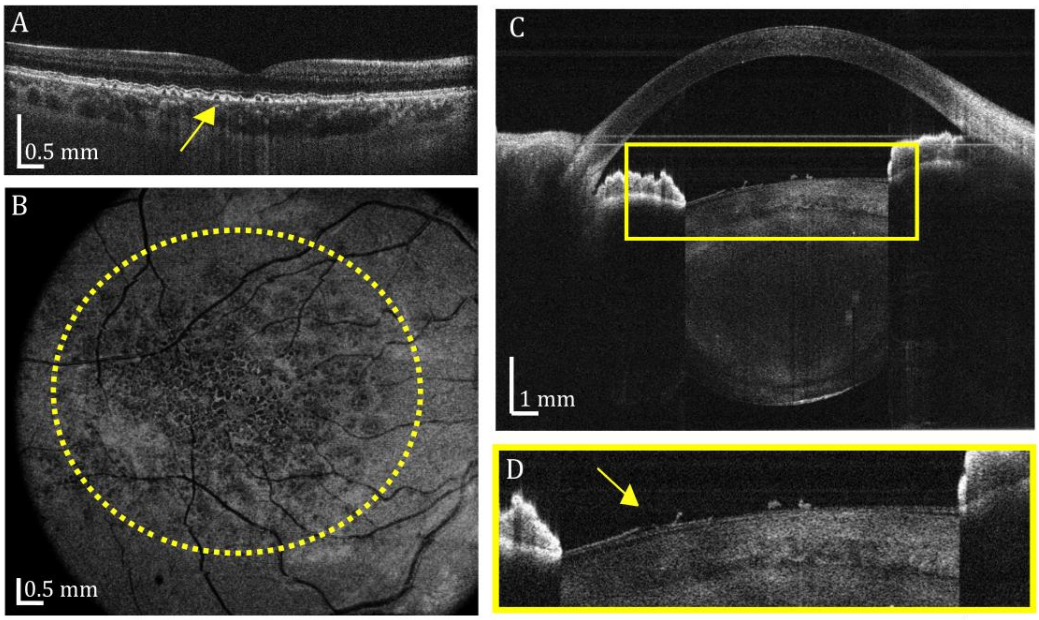


Figure 2: Two examples of clinical data acquired with the prototype. An asymptomatic 35yo subject exhibited retinal drusen in the macula (A and B) and pseudo exfoliation syndrome (PEX) and posterior subcapsular cataract were imaged in a 51yo subject (C and D).

ACKNOWLEDGEMENTS: The study is supported by the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme through the project Advanced Biomedical Optical Imaging and Data Analysis (BE-OPTICAL) Marie Skłodowska-Curie grant agreement No. 675512.

1 Grulkowski, I. *et al.* Swept source optical coherence tomography and tunable lens technology for comprehensive imaging and biometry of the whole eye. *Optica* **5**, 52-59, (2018).

2 Grulkowski, I. Liu J.J., Potsaid B, Jayaraman V., Lu C. *et al*. Retinal, anterior segment and full eye imaging using ultrahigh speed swept source OCT with vertical-cavity surface emitting lasers, *Biomed. Opt. Express* **3**, 2733-2751 (2012).

3 Dhalla A., Nankivil D., Izatt J.A., Complex conjugate resolved heterodyne swept source optical coherence tomography using coherence revival, *Biomed. Opt. Express* **3**, 633-649 (2012).

4 McNabb R.P., Polans J., Keller B., *et al.* Wide-field whole eye OCT system with demonstration of quantitative retinal curvature estimation. *Biomed. Opt. Express* 10(1):338–355 (2018).

5 Nankivil D., Waterman G., LaRocca F., Keller B., Kuo A.N., Izatt J.A. Handheld, rapidly switchable, anterior/posterior segment swept source optical coherence tomography probe. *Biomed. Opt. Express*. 6(11):4516–4528 (2015).

6 Kim H.J., Kim M., Hyeon M.G., Choi Y., Kim B.M. Full ocular biometry through dual-depth whole-eye optical coherence tomography. *Biomed Opt Express* 9(2):360–372. (2018).

7 Ana Rodríguez-Aramendía, Fernando Díaz-Doutón, José Fernández-Trullàs, Pol Falgueras, Laura González, Jaume Pujol, Ireneusz Grulkowski, and José Luis Güell, "Whole anterior segment and retinal swept source OCT for comprehensive ocular screening," Biomed. Opt. Express **12**, 1263-1278 (2021)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Applications of Adaptive Optics Visual Simulators

Sara Aissati[1], Maria Vinas[1,2], Clara Benedi-Garcia[1], Ana Maria Gonzalez-Ramos[1], Shrilekha Vedhakrishnan[1] and Susana Marcos[1,3]

[1] Instituto de Óptica 'Daza de Valdés', Consejo Superior de Investigaciones Científicas, CSIC, Madrid, Spain.
[2] Wellman Center for Photomedicine, Massachusetts General Hospital, Harvard Medical School, Boston, Massachusetts, USA.
[3] Center for Visual Science, The Institute of Optics and Flaum Eye Institute, University of Rochester, New York, USA.

Contact: sara.elaissati@csic.es

Introduction

The eye is an optical element that projects images of the world on the retina. This optical system is not perfect, as it suffers from aberrations, as well diffraction and scattering which degrade the quality of the retinal image. In recent years, a large number of techniques based on Adaptive Optics (AO) have developed for the measurement and correction of ocular aberrations. 3D biometric measurements the eye has allowed better understanding of the contribution of the different components of the eye to the degradation of the quality of the images. In addition, manipulation of the optical aberrations allows understanding connections between optical degradation and perceived visual quality. The optics of the eye changes with age, ocular disease and treatments. Therefore, understanding the sources of variations of natural aberrations, the interactions between monochromatic (HOA) and chromatic aberrations (Longitudinal Chromatic Aberration 'LCA' and Transverse Chromatic Aberration 'TCA'), and the impact of optical blur on vision[1]. This knowledge allows shedding light into some basic mechanisms in the eye, and, among others, to guide the design and optimization of new alternatives for the correction of presbyopia- myopia, as well as other more complex and personalized refractive corrections.

Adaptive Optics (AO) based visual simulators are excellent tools to investigate vision under natural and modified optics in mono- and polychromatic conditions. A wavefront sensor in combination with an active optical element (Deformable Mirror, Spatial Light Modulator, SimVis Technology) and a psychophysical channel allows to investigate the optics of the eye, the neural adaptation processes behind it and the response to modified or simulated optics. Very recently AO-based visual simulators have been demonstrated to accurately mimic multifocal corrections for presbyopia in the visual simulation of complex multifocal designs for Presbyopia and Myopia, allowing the testing of multifocal lens designs before they are manufactured or implanted in a patient.

Methods

A custom-developed polychromatic AO system (Visual Optics and Biophotonics Lab, IO-CSIC, Madrid, Spain) described partially in previous publications was used in the studies summarized here[2-9]. The current system is formed by 8 different channels: the illumination-Channel, with light coming from the supercontinuum laser source (SCLS); the AO-Channel, whose main components are the Hartmann-Shack wavefront sensor and the deformable mirror; the SLM-Channel, which incorporates the Spatial Light Modulator (SLM) to simulate complex pattern (refractive & diffractive); the retinal imaging-Channel, which captures retinal aerial images; the Testing-Channel allows evaluating the simultaneous vision simulator (SimVis technology), as well as, the real IOLs in

a cuvette or phase plates; a Psychophysical-Channel consists of a Digital Micro-Mirror Device (DMD) allows displaying visual stimuli, illuminated either with monochromatic light or white light; The Badal optometer- Channel to correct and induce defocus; and the pupil Monitoring-Channel, allows monitoring of pupil size and subject position during measurements.

Results and Discussion

Using a polychromatic AO Visual Simulator, it has allowed the characterization of ocular optics under polychromatic conditions for the first time. Measuring both monochromatic and chromatic aberrations. Vinas et al[2]. shows low intersubject variability for LCA and differences across technique. LCA from a psychophysical method was significantly higher (by 0.50 D in the 488-700 nm range) than reflectometric techniques, and independent of the presence of HOAs. Aissati et al.[6] found that by correcting the HOAs the value of the perceived TCA increased, suggests that we may extend the observation that the presence of monochromatic optical aberrations protects vision against LCA[1] to a protection against the TCA as well. Visual simulators have allowed the simulation of complex multifocal designs for presbyopia[3], providing subjects with the experience of multifocal vision. Through focus (TF) optical (on bench and in vivo) and visual (in vivo) quality measurements captured the expected broadening of the curves with increasing add in multifocal contact lenses (MCLs). Root mean square (RMS) difference between real and SimVis-simulated lens was 0.031/0.025 (low add), 0.025/0.015 (medium add), 0.019/0.011 (high add)[8]. Also predict visual performance with multifocal intraocular lenses (MIOLs), both in an AO environment and in a clinical simulator. RMS difference between the TF visual acuity curves with pre-operative visual simulations and post-operative was 0.06 ± 0.01, data were in good agreement[4]. For myopia, visual simulators are a good tool to evaluate new corrections, before physically trying them on-eye replicating the optical and visual performance with the same real lenses. Visual performance with simulated MCLs outperformed real MCLs by ~20%[9].

ACKNOWLEDGEMENTS: Spanish Government (FIS2014-56643R, FIS2017-84753R, FPU16/01944, ISCIII DTS16/00127); European Research Council (ERC-2011-AdC 294099, ERC-2019-AdG-833106); H2020 Marie Skłodowska-Curie Actions H2020-MSCA (IF-GF-2019-MYOMICRO-893557 & COFUND 291820 program).

[1]J. S. McLellan et al, "Imperfect optics may be the eye's defence against chromatic blur," Nature 417, 174-176 (2002).

[2]M. Vinas et al, "Longitudinal chromatic aberration of the human eye in the visible and near infrared from wavefront sensing, double-pass and psychophysics," Biomed Opt Express **6**, 948-962 (2015).

[3]M. Vinas et al, "Visual simulators replicate vision with multifocal lenses," Scientific Reports 9, 1539 (2019).

[4]M. Vinas et al, "Pre-operative simulation of post-operative multifocal vision," Biomedical Optics Express 10, 5801-5817 (2019).

[5]S. Marcos et al, "VioBio lab adaptive optics: technology and applications by women vision scientists," Ophthalmic Physiol Opt 40, 75-87 (2020).

[6]S. Aissati et al, "Testing the effect of ocular aberrations in the perceived transverse chromatic aberration," Biomedical Optics Express 11, 4052-4068 (2020).

[7]M. Vinas et al, "Longitudinal Chromatic Aberration in Patients Implanted with trifocal diffractive hydrophobic IOLs", J Refract Surg 36 (12), 804-810 (2020).

[8]M. Vinas et al, "Optical and Visual Quality with Physical and Visually Simulated Presbyopic Multifocal Contact Lenses," Translational Vision Science & Technology 9, 20-20 (2020).

[9]S. Vedhakrishnan et al,"Vision with spatial light modulator simulating multifocal contact lenses in an adaptive optics system," Biomedical Optics Express **12**, 2859-2872 (2021).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Ex-vivo endothelial degeneration with increasing IOP evaluated with SS-OCT

Alejandra Consejo[1,2], Maciej M. Bartuzel[3], Patrycjusz Stremplewski[3] and Iwona Gorczynska[3]

[1] Department of Applied Physics, University of Zaragoza, C/Pedro Cerbuna 12, 50009, Zaragoza, Spain
[2] Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224, Warsaw, Poland
[3] Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Grudziądzka 5/7, 87-100 Torun, Poland

Contact: alejandra.consejo@unizar.es

Introduction and purpose

The corneal endothelium is a single layer of endothelial cells on the inner surface of the cornea. It plays a decisive role in maintaining a healthy and transparent cornea. Because of their critical role in the vision process and severely limited regenerative ability, preservation of endothelial cells is crucial. Glaucoma, a group of eye diseases related to high intraocular pressure (IOP) and one of the leading causes of blindness worldwide, is associated with corneal endothelial cell damage.[1] Different previous studies suggest that elevations in IOP result in damage to the corneal endothelium.[1] However, those earlier studies were conducted in vivo and were consequently multifactorial.[1] In the present work, we present an ex-vivo experiment that manipulates IOP as a single variable to develop a greater understanding of corneal endothelial cell damage due to high intraocular pressure. This study aimed to evaluate the influence of an increase in IOP on the corneal endothelium optical coherence tomography (OCT) speckle distribution in an ex-vivo experiment on porcine intact eyes.

Methods

Five porcine eyeballs were used in the inflation test, where IOP was set from 10 mmHg to 45 mmHg in steps of 5 mmHg. Porcine eyes from domestic pigs (*sus scrofa domestica*) were obtained immediately after slaughter from a local abattoir, stored in a medium of physiological salt (PS) solution, and transported to the laboratory in a portable refrigerator. The inclusion criteria to qualify and eye to the measurements were corneal transparency and lack of mechanical damage of the eyeball. To perform the experiment, we stabilized eyeballs using a custom holder mounted on a kinematic tip-tilt holder for better alignment (Figure 1). Eyeballs were moisturized with PS every 15 seconds throughout the duration of the experiment. The pressure inside the eye was exerted by means of the height of a water column, which was controlled manually with a syringe. The needle for the IOP control was inserted through the sclera into the vitreous body in the front pole of the eye (Figure 1). For each eye, at each IOP level, 3 repetition measurements were performed.

A custom Fourier domain mode-locking (FDML) swept-source OCT (SS-OCT) was used to acquire the images. The central wavelength, axial and lateral resolutions of the device were 1060 nm, 8 µm, and 14.8 µm, respectively. The images were sampled through 946 B-scans, 800 A-scans each, at 1.6 MHz frequency. Each measurement, for each eye, and at each IOP value, was processed as a cube, from which C-scans were extracted. Because endothelium is a very thin layer (a few µm), C-scans were not flattened to avoid introducing confounding-layers errors. For each measurement, a total of 800 C-scans was computed. The mean pixel intensity of each C-scan was calculated and used to estimate the transition between posterior stroma and endothelium. Once the first C-scan corresponding to the endothelium was found (an example can be seen in Figure 2 left), a region of interest (ROI) corresponding to endothelial tissue was selected, and the speckle contrast calculated, defined as the ratio of the standard deviation to its mean (i.e., $\sigma_I/\bar{I}$, where $\bar{I}$ is the mean intensity).

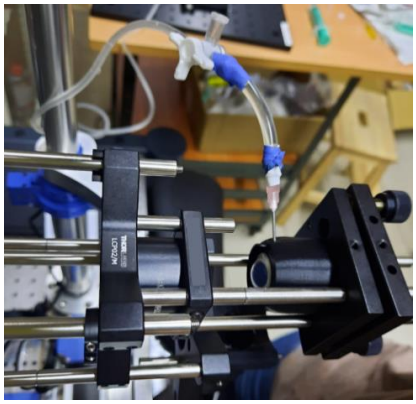
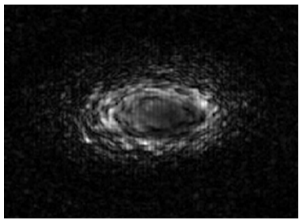


Figure 1: Detail of the experimental setup. Eyeball mounted on the holder with IOP controlled.

Results and conclusions

As Figure 2 (right) shows, speckle contrast tends to decrease with IOP, indicating a tissue alteration with increasing IOP. Speckle contrast was chosen as a parameter to quantify tissue change since it has been previously appointed as a good metric to describe signal-carrying speckle.[2] This result is in agreement with previous works, which suggested that elevations in pressure result in damage to the corneal endothelium.[1] A better understanding of corneal endothelium degeneration with increasing IOP will be of help in glaucoma control and management.



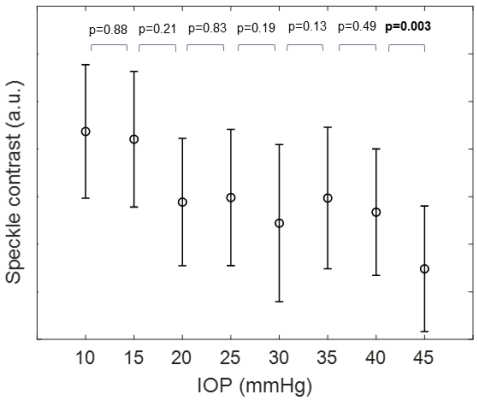


Figure 2: Detail of an endothelial C-scan (left). Group mean speckle contrast, expressed in arbitrary units (a.u.) as a function of intraocular pressure (IOP), error bars indicate the standard error. The statistical significance of differences between the speckle contrast for the adjacent IOP levels, assessed using paired t-test, is presented above the plots. Bold indicates a statistically significant result.

ACKNOWLEDGEMENTS: This research was supported by National Science Centre, Poland, grant No. 2020/37/B/ST7/00559 and 2018/31/B/ST7/03138. AC received support from Universidad de Zaragoza, Fundación Bancaria Ibercaja, Fundación CAI (ref. CB 4/21).

[1] B.J. Janson et al; *Survey of Ophthalmology*, **63**, 500 (2018)

[2] J.M. Schmitt, S.H. Xiang and K.M. Yung; *Journal of Biomedical Optics*, **4(1)**, 95 (1999)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

COMPARACIÓN DE LA AGUDEZA VISUAL NATURAL Y MEDIANTE SIMULACIÓN DE VERGENCIAS PARA TRES POSICIONES DEL TEST

Arantxa Ribés[1], Aurora Torrents[2] y María Sagrario Millán[2]

[1] Facultat d'Òptica i Optometria de Terrassa, Universitat Politècnica de Catalunya-BarcelonaTECH, Terrassa, España
[2] Grupo de Óptica Aplicada y Procesado de Imagen, Departamento de Óptica y Optometría, Universitat Politècnica de Catalunya-BarcelonaTECH, Terrassa, España

Contacto: arantxa.ribes@estudiantat.upc.edu

Introducción: Las curvas de desenfoque son muy utilizadas en optometría, ya que permiten visualizar rápidamente la agudeza visual (AV) de un sujeto a diferentes distancias. El procedimiento habitual para hallarlas consiste en colocar un test a 5 metros o más y anteponer lentes negativas al sujeto para hallar la AV, simulando ópticamente un rango de vergencias cercanas. Este procedimiento resulta más simple y rápido que evaluar la AV natural para cada una de las distancias[1]. Para que el método sea útil, es necesario comprobar que exista una equivalencia entre las AV naturales y las AV obtenidas mediante simulación de vergencias. Pieh et al.[2] abordaron este tema en un grupo de sujetos pseudofáquicos monofocales y concluyeron que la simulación de vergencias con lentes negativas subestimaba los valores de AV.
Por otra parte, la simulación de vergencias también puede ser realizada colocando el test en una posición cercana y añadiendo lentes positivas para relajar la acomodación. Sin embargo, este sistema no es el recomendado por la FDA (U.S.A.) para obtener las curvas de desenfoque.
Hasta la fecha, no hemos encontrado ningún estudio que compare ambos métodos con las AV naturales en un grupo de sujetos sin disfunciones acomodativas ni binoculares.

Objetivos: Comparar las AV naturales a 5 m, 66 cm y 33 cm con las AV obtenidas mediante simulación de vergencias (con lentes negativas y con lentes positivas) en una muestra de sujetos jóvenes con la acomodación preservada, para analizar si son equivalentes.

Método: Se han seleccionado 30 sujetos de edades comprendidas entre 18 y 30 años que cumpliesen con los criterios de inclusión del estudio, como tener una AV mínima de 0'8 decimal en visión de lejos y cerca, y ausencia de disfunciones acomodativas y binoculares. Se ha medido la AV monocularmente para evitar la influencia de la acomodación inducida por la convergencia.

Se han utilizado optotipos de C de Landolt diseñados para este estudio. Los tests de AV de alto contraste cubren el rango AV= {0'5,…,2'0} decimal, en pasos de 0'1. En el caso de AV elevadas, propias de observadores jóvenes sanos[3], la escala decimal permite incrementos más pequeños en el tamaño del estímulo que los tests de progresión geométrica logMAR. Por esta razón, se ha utilizado la escala decimal para la presentación de los tests y la toma de medidas.

Los participantes han llevado la mejor compensación posible a 5 m. A todos ellos se les ha evaluado monocularmente la AV a 5 m, 66 cm y 33 cm tanto en condiciones de visión natural como de vergencia simulada: test a 5 m más lentes negativas (método habitual), test a 66 cm más lentes positivas o negativas, y test a 33 cm más lentes positivas. Las pruebas se han realizado bajo luz artificial, luminancia constante de 145±10 cd/m^2 sobre el test y utilizando gafa de prueba. Las medidas se han realizado una sola vez por sujeto en cada condición experimental.

Resultados: la figura 1 muestra las curvas de desenfoque con los valores medios de las AV de la

muestra en notación logMAR, para cada una de las cuatro condiciones experimentales: visión natural, test situado a 5 m más lentes negativas (vergencia objeto -0'2 D), test situado a 66 cm más lentes positivas o negativas (vergencia objeto -1'5 D) y test situado a 33 cm más lentes positivas (vergencia objeto -3 D). Se han recalculado las AV en notación logMAR por ser la más utilizada para la presentación y comparación de resultados en las publicaciones clínicas.

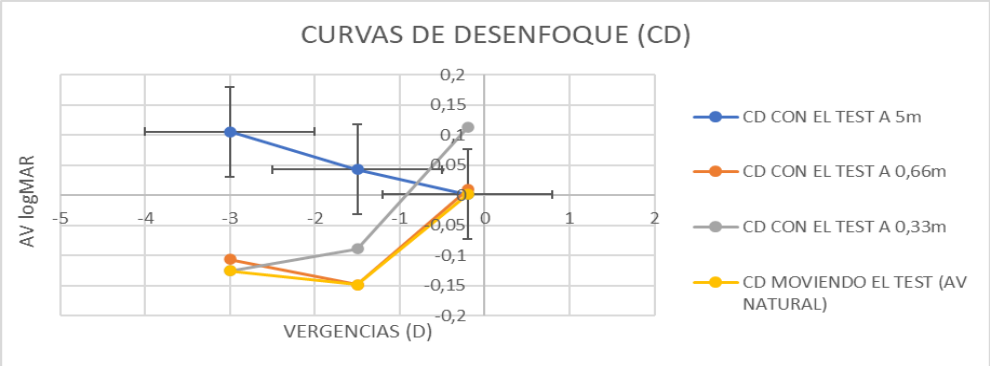


Figura 1: Curvas de desenfoque medias en función de la condición experimental. Cada punto indica el valor medio y la correspondiente desviación estándar (barra de error).

Los resultados obtenidos muestran diferencias significativas en función de la condición experimental. La curva de desenfoque más parecida a la correspondiente a la visión natural ha sido la obtenida con el test a distancia intermedia (0,66m), mientras que las AV halladas con el test situado a 5m y lentes negativas (método habitual) han sido bastante inferiores a las AV en visión natural en visión cercana (0,33m) e intermedia. La curva de desenfoque obtenida con el test en visión cercana y lentes positivas también difiere de la obtenida en visión natural especialmente en visión lejana, ya que la AV obtenida mediante simulación de vergencias ha sido menor. Es destacable que las AV halladas en visión natural han variado en función de la distancia del test, siendo la distancia intermedia la de mejor resolución y la lejana, la peor de las tres. Esta tendencia es parecida en todas las curvas de desenfoque excepto en la obtenida con el test a 5 m.

Conclusiones: Los métodos estudiados para medir la AV y realizar las curvas de desenfoque en sujetos con la acomodación preservada muestran diferencias medias que son detectables. Estas diferencias son mayores en la evaluación de la AV de cerca e intermedia y menores en la AV de lejos. La discrepancia entre los valores medios de la AV de cerca e intermedia se sitúa en torno a +/- 0.1 logMAR. En la visión de lejos, el método de medida de la AV con el test situado a 0.66m presenta valores medios que coinciden con los del método habitual (test a 5m y lentes negativas). La condición con el test a 0.33m presenta desviaciones en la AV de lejos de 0.1 logMAR respecto a las demás. Se intentará buscar las causas de estos resultados en futuros estudios.

Financiación: (PID2020-114582RB-I00/AEI/10.13039/501100011033)

Referencias:

[1]N. Gupta, J. S. W. Wolffsohn, and S. A. Naroo, "Optimizing measurement of subjective amplitude of accommodation with defocus curves," *J. Cataract Refract. Surg.*, **34**(8):1329–1338 (2008)

[2]S. Pieh *et al.*, "Comparison of visual acuities at different distances and defocus curves," *J Cataract Refract Surg*, **28(**11): 1964-7 (2002)

[3]L. Clavé, A.Torrents, M. Ralló and M.S. Millán, "Visual acuity assessment in phakic and pseudophakic eyes under red, green, and blue illumination," *Óptica Pura y Apl.*,**53**(4): 1–10 (2020)

Óptica Cuántica y Óptica No Lineal



XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Dispersive wave emission at a fixed wavelength through parameter scaling

Aurora Crego[1], Enrique Conejero Jarque and Julio San Roman

[1] Aplicaciones del Laser y Fotonica Research Group, Applied Physics, University of Salamanca, Plaza de la Merced s/n E-37008, Salamanca, Spain.

Contact: acrego@usal.es

The generation of tunable ultrashort laser pulses in the ultraviolet (UV) is of great relevance for several applications in science. There are different techniques to generate these pulses in the UV, such as using nonlinear crystals, high-harmonic generation or supercontinuum generation. A promising alternative to generate these UV sources is through the dispersive wave (DW) emission process inside gas-filled capillaries[1]. For certain laser and capillary parameters, the gas-filled capillary presents anomalous dispersion, which leads to the formation of a soliton during the pulse propagation. As a consequence of the anomalous dispersion, there is a self-compression of the pulse down to the few-cycle regime, resulting in an ultrashort pulse with a high intensity peak. Due to the nonlinear propagation of the pulse inside the capillary, the propagating soliton can transfer energy from the anomalous dispersion region to a certain frequency in the normal dispersion region, separated from the soliton spectrum, through a perfectly phase-matched process. This emitted radiation in the normal dispersion region is usually known as DW emission. One of the most interesting features of this DW emission is the wavelength tunability from the UV to the infrared, which can be done by changing the capillary geometry, gas species and pressure[2]. This tunability is very important when a precise wavelength is needed, and in combination with the short pulse duration, this process turns into an ideal tool for ultrafast applications.

In this work we present a parameter scaling route to obtain an ultrashort DW at a precise wavelength from different laser sources. We study numerically the nonlinear propagation of a pulse in a gas-filled capillary using a (1+1)D and a (2+1)D time-dependent models to solve the propagation equation[3]. We simulate the propagation of a 35 fs pulse inside a capillary filled with neon, since this gas does not present resonances in the UV. First, we study the DW emission in the case of a 800 nm pulse with 0.33 mJ at 0.468 bar of Ne.

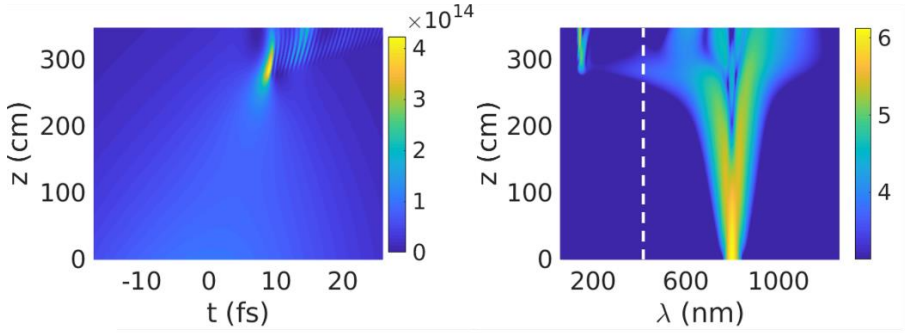


Figure 1: Temporal intensity (W/cm^2) (left) and spectral intensity evolution (arb. units) in log scale (right) of a 35-fs pulse centred in 800 nm with 0.33 mJ, propagating inside a capillary with 100 µm core radius filled with 0.5 bar of Ne, using the (1+1)D model. The zero-dispersion wavelength (ZDW) is the white dashed line.

In Fig. 1 (left) we show the temporal intensity distribution, where we can observe the soliton formation and the self-compression process. The spectral intensity distribution (Fig. 1 right) shows the generation of the dispersive wave at 150 nm, in agreement with the theoretical predictions.

Using this case as a reference, our aim is to obtain the same propagation dynamics for different pump wavelengths. It is important to note that the propagation dynamics depends on the interplay between the dispersion and the nonlinearity and, for this reason, the laser and capillary parameters must be chosen carefully in each case. To obtain the same dispersion for different pump wavelengths we change the following parameters: The pulse duration to obtain the same number of cycles, the core radius of the capillary to maintain the same propagation losses, the gas pressure and, hence, the location of the zero-dispersion wavelength. To obtain the same nonlinearity for different pump wavelengths we scale the input pulse energy, which is done by comparing the nonlinear phase accumulated during the propagation.

Following these guidelines, we perform a wavelength scan from 500 to 1200 nm. In Fig. 2 we show a comparison of the nonlinear propagation dynamics for all the pump wavelengths considered here. We can observe that the evolution of the spectral intensity distribution (in log scale) in each case is almost identical and the DW is emitted at the same distance inside the capillary in the UV region of the spectrum (at 150 nm approximately), which means that every pulse experiences the same self-compression during the propagation. The efficiency of the process is always between 4-5%. To complete this study we validate the results with the (2+1)D model, which takes into account the interplay among different propagation modes. By means of this scaling, we show that it is possible to obtain a DW at a desired wavelength that is not easily accessible by current laser systems.

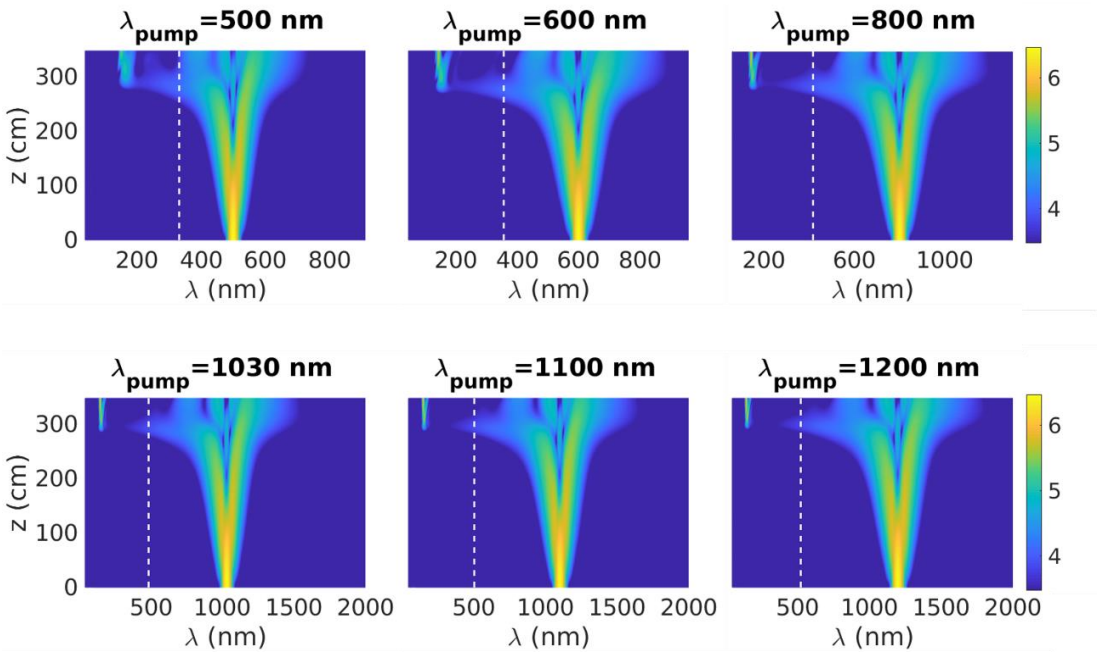


Figure 2: Spectral intensity evolution (log scale) along the propagation in the capillary for different pump wavelengths using the (1+1)D model. The ZDWs are represented as white dashed lines.

ACKNOWLEDGEMENTS: Ministerio de Economía y Competitividad (BES-2017-080280); Junta de Castilla y León (SA287P18); Ministerio de Ciencia e Innovación (PID2019-106910GB-I00)

[1]J.C. Travers, T.F. Grigorova, C. Brahms et al.; *Nat. Photonics*, **13**, 547 (2019).
[2]C. Brahms, F. Belli and J. C. Travers; *Phys. Rev. Research*, **2**, 043037-1 (2020).
[3]G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5th. ed., (Academic Press, 2012).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Improving (de)multiplexing of optical modes in coupled waveguides by combining Stark-Chirped Rapid-Adiabatic-Passage and Supersymmetry

David Viedma, Verònica Ahufinger and Jordi Mompart

Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain

Contact: david.viedma@uab.cat

Optical devices are currently facing the issue of the ever-increasing transmission requirements for technological applications. This has stimulated the development of Multiplexing techniques[1], exploiting the orthogonality of different physical dimensions to allow for an increase in the transmission capacities of these devices. A prominent example is found in multimode optical waveguides and fibers, which allow to use different guided modes as independent information channels through Mode-Division Multiplexing (MDM)[2,3]. In order to exploit this advantage, however, it is required to precisely excite the desired modes by matching the input field to the modes' spatial profiles, a challenging experimental feat that limits the application of MDM. Existing techniques for this purpose rely on either externally shaping the input pulse through e.g. spatial light modulators or phase plates, or on a specific design for the propagating medium with e.g. optical fibers featuring gratings or multiple cores[4]. In that sense, a method to prepare and transmit specific excited modes of general multimode waveguides with precision is highly desired.

Stark-Chirped Rapid-Adiabatic-Passage (SCRAP) is a highly efficient and robust transfer method that can be exploited for this matter. It was initially devised for population transfer between atomic states[5], causing a crossing of energy levels allowing for an adiabatic drive of the population. In the context of optical waveguides, an equivalent effect can be achieved by modulating the refractive index of the waveguide core along the propagation direction, thus achieving a variation in the propagation constants of the guided modes. Only modes with similar propagation constants will be transferred between waveguides, so the method allows to control light propagation in the system.

In this work[6], we combine the SCRAP implementation with Supersymmetry (SUSY) transformations. In recent years, the mathematical framework of SUSY has been adapted to optics[7,8]. Starting from a particular waveguide index profile, a superpartner profile can be found. This profile shares the same scattering properties as the original one and hosts the same guided modes except the fundamental one, which is no longer supported. We consider a two-mode step-index waveguide, with its core refractive index modulated along the propagation direction, coupled to its superpartner waveguide. In this way, light transfer can only occur between the excited mode of the first waveguide and the fundamental mode of the superpartner.

This modal control that SUSY provides combined with the transfer capabilities of SCRAP allows to pump specific modes in multimode waveguides with high accuracy. Namely, we achieve fidelities above 99% when pumping the TE_1 mode of a two-mode waveguide with the proposed method, which can also be used for higher-order modes in multimode waveguides.

Additionally, the SCRAP method can be exploited to spatially separate superpositions of different modes. For two-mode waveguides, we achieve values for our figure of merit around $\mathcal{F} = 0.97$. This can be improved to values above $\mathcal{F} = 0.99$ by adding SUSY to one of the waveguides, at the cost of altering the output intensity profile of the excited mode. For more details on the work, please see Ref. [6].

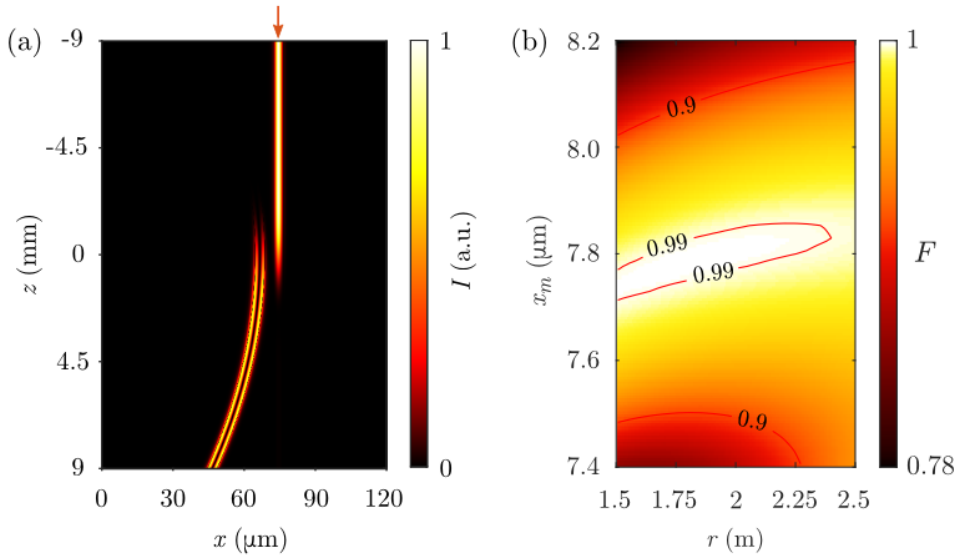


Figure 1: (a) Light propagation in the system when pumping the TE_1 mode of a two-mode step-index waveguide starting from a fundamental-mode input on its superpartner waveguide by combining SCRAP and SUSY transformations. (b) Fidelity $F = |\langle\phi_t|\psi_{out}\rangle|^2$ of the pumping of the TE_1 mode with respect to the minimum distance between the waveguides, x_m, and the radius of curvature of the modulated waveguide, r.

ACKNOWLEDGEMENTS: The authors acknowledge financial support from the Spanish Ministry of Science and Innovation MICINN (contracts no. FIS2017-86530-P and PID2020-118153GB-I00) and Generalitat de Catalunya (contract no. SGR2017-1646).

[1]P. Winzer; *Nat. Photonics*, **8**, 345 (2014).
[2]D. J. Richardson, J. M. Fini and L. E. Nelson; *Nat. Photonics*, **7**, 354 (2013).
[3]Y. Su, *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 200502 (2021).
[4]Y. Fazea and V. Mezhuyev; *Opt. Fiber Technol.*, **45**, 280 (2018).
[5]L. P. Yatsenko, *et al.*; *Phys. Rev. A*, **60**, R4237 (1999).
[6]D. Viedma, V. Ahufinger and J. Mompart; arxiv:2109.00771 (2021).
[7]M.-A. Miri, *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 173001 (2007).
[8]M. Heinrich, *et al.*; *Nat. Commun.*, **5** (2014).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Quantum optics meet topological photonics: individual & collective effects

Carlos Vega[1], Miguel Bello[2], Diego Porras[1], Alejandro González-Tudela[1]

[1] Instituto de Física Fundamental IFF-CSIC, Calle Serrano 133b, 28006 Madrid, Spain
[2] Max-Planck Institut für Quentenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany

Contact: carlos.vega@iff.csic.es

Recent experimental advances allow one to engineer topological models in bosonic systems like photonic crystals, coupled microwave resonators, or optical lattices experiments, among other platforms[1]. In parallel, experimental progress is also being made to couple quantum emitters to such platforms in order to obtain (or simulate) light-matter Hamiltonians[2-4] with topological photons. The emergent behaviour and applications of such topological quantum optics, however, remain mostly unexplored.
In this talk, I will discuss recent works[5,6] where emergent quantum dynamics and interactions appearing when quantum emitters are coupled to topological 1D waveguides are explored. We will show how topological photons can be used to mediate robust quantum emitter interactions, and how atom-photon bound states in these structures are linked to the topological invariant.

[1] Rev. Mod. Phys. 91, 015006 (2019)
[2] Nature 508, 241–244 (2014), Nature Communications 5, 3808 (2014), Rev. Mod. Phys. 87, 347 (2015), Science 359, 666 (Feb 2018)
[3] Nature Physics 13 (1), 48-52 (2017), Nature Communications, 9, 3706 (2018)
[4] Nature 559, 589–592 (2018)
[5] Science Advances 5, eaaw0297 (2019), arXiv:2106.11637, arXiv:2105.12470
[6] Physical Review A 104 (5), 053522

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Ultrafast Talbot Spectroscopy

Ana García-Cabrera, Carlos Hernández-García and Luis Plaja

[1]Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Pl. Merced s/n, E-37008, Salamanca, Spain

Contact: anagarciacabrera@usal.es

High-order harmonic generation (HHG) is a well-established technique to generate attosecond x-ray coherent radiation and, also, an extraordinary spectroscopic tool to probe ultrafast dynamics in the matter. The highly nonlinear HHG mechanism has been thoroughly studied in atomic and molecular gases while, lately, there is an increasing interest in driving it in solid targets. In this latter case, HHG has been used to reveal, for instance, the electronic band structure of crystals. In atomic and molecular targets, HHG can be easily understood by means of the so-called *three-step model*. According to this interpretation, when an intense laser field interacts with an atomic or molecular target, electronic wavepackets are liberated through tunnel ionization. Then, they are accelerated by the laser field and, finally, after the reversal of the field, they are driven back to rescatter with the parent ion. The high-frequency radiation, resulting from the oscillating dipole induced in this final step, is emitted in the form of several high-order harmonics of similar intensity, giving rise to a spectral *plateau*. Although in solids the driving laser field polarization is typically considered perpendicular to the target's surface, it has been shown that HHG from two-dimensional solids at grazing incidence is also possible and that stems from a mechanism very similar to the atomic three-step model[1].

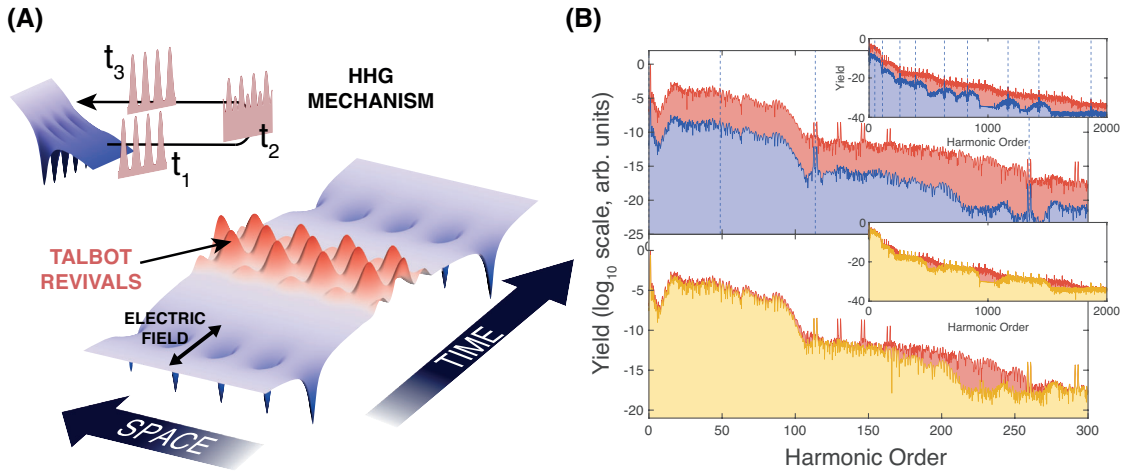


Figure 1: (A) Interaction geometry and HHG process in a low-dimensional solid under grazing incidence. (B) HHG spectra for a single Bloch state (blue), ten Bloch states equally distributed along the Brillouin zone (red) and five of those ten states with lower energy (first band partially filled).

One of the most relevant properties of HHG is that the coherence of the electronic wavefunction is preserved during the process. In this work, we demonstrate that HHG from 2D solids at grazing incidence is an excellent scenario to explore common phenomena in coherent optics[2], such as

Talbot imaging, in matter waves at the ultrafast time scale. The possibility of exploring subfemtosecond subnanometer coherent matter-wave phenomena has, to the best of our knowledge, not been addressed yet. As a main result, we show that the harmonic spectra enclose Talbot interferometric signals. Therefore, our proposal of *ultrafast Talbot spectroscopy* emerges as a natural procedure to access interferometric measurement in the unprecedented subfemtosecond/subnanometer scales[3].

Talbot effect, in coherent optics, refers to the formation of a series of self-images at periodic distances that follows on from the near-field diffraction of light by a periodic grating. In this work, to study the analogous matter-wave phenomenon in the ultrafast scale, we consider a few-cycle mid-infrared laser pulse interacting with a one-dimensional 2.1 Å-lattice-parameter crystal at grazing incidence. Figure 1(A) schematizes the interaction geometry and the HHG process. In this scenario, the periodic electronic wavepackets in the crystal potential (blue) are tunnel-ionized to the continuum, a situation that is analogue to the diffraction of light by a grating. The released electronic wavepackets (red), under the influence of the laser field, experience a series of ultrafast Talbot revivals before being driven back to recollide with the crystal. During this rescattering, the Talbot modulations in the ionized electronic wavefunction leave an unequivocal signal in the HHG spectrum. To some extent, the crystal potential at rescattering plays the role of the second optical grating, of a Talbot-Lau interferometer.

Figure 1(B) shows the HHG spectrum arising from the numerical resolution of the two-dimensional time-dependent Schrödinger equation (TDSE). The blue filled curve shows the spectrum corresponding to an electron that is initially occupying a single Bloch state. The Talbot revivals of the ionized electron lead to the appearance of a series of high frequencies, well above the cut-off. These frequencies emerge as a sequence of *plateaus* with decreasing intensity which are, indeed, replicas of the first *plateau*. The red-filled plot corresponds to the HHG spectra resulting from the total contribution of a set of ten Bloch states equally distributed along the Brillouin zone, showing a variety of replicas. We have developed a strong-field approximation description of the process, that allows us to identify the Talbot frequencies (blue dashed lines in Fig. 1(B)). As proof of the practical application of Talbot spectroscopy, we present at the bottom of Figure 1(B) a comparison between the spectrum when the valence band is totally filled with that of a partially filled band (yellow-filled), demonstrating that the spectral signal is sensitive to the band occupation.

ACKNOWLEDGEMENTS: We acknowledge support from Ministerio de Ciencia e Innovación (PID2019-106910GB-I00). This project has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation program (Grant Agreement No. 851201). We also acknowledge support from Junta de Castilla y León FEDER funds (Project No. SA287P18). AG-C acknowledges support from Ministerio de Educación, Cultura y Deporte (FPU18/03348). CH-G acknowledges Ministerio de Ciencia, Innovación, y Universidades for a Ramón y Cajal contract (RYC-2017-22745), co-funded by the European Social Fund.

[1]N. Tancogne-Dejean and A. Rubio; *Sci. Adv.*, **4**, eaao5207 (2018).
[2]C. Granados and L. Plaja; *Phys. Rev. A*, **89**, 023428 (2014).
[3]A. García-Cabrera, C. Hernández-García and L. Plaja; *New J. Phys.,* **23**, 093011 (2021)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Láser de Nd:KGW con oscilación múltiple sintonizable

Miguel Cuenca, Haroldo Maestre, Adrián J. Torregrosa y Juan Capmany

Grupo de Sistemas Fotónicos, Universidad Miguel Hernández, Avenida Universidad s/n, 03202, Elche (Alicante),España.

Contacto: miguel.cuenca02@goumh.umh.es

El cristal de tungstato de gadolinio y de potasio dopado con Neodimio (Nd:KGW) es una material láser biáxico eficiente con emisión polarizada en el infrarrojo cercano. Su sección eficaz presenta un pico intenso a la longitud de onda de 1067 nm y tres picos con niveles menores a 1058, 1076 y 1086 nm, como se puede ver en la Figura 1 a). La emisión en los picos inferiores no ha sido reportada hasta el momento. Además, el material matriz (KGW) dispone de una elevada susceptibilidad no lineal de tercer orden, permitiendo *scattering* Raman estimulado[1]. En este trabajo se presenta un láser de Nd:KGW con oscilación a las longitudes de onda de 1067 nm y por primera vez, a 1076 y 1086 nm con sintonía y operación en régimen de doble longitud de onda. Estos resultados pueden ser empleados para generar nuevas líneas Raman, generación de terahercios[2] (THz) o sistemas de conversión de imagen infrarroja a visible con aumento del campo de visión[3].

Para la selección de longitud de onda de emisión se puede emplear un sistema de realimentación externa (cavidad externa) que, en conjunto con el espejo de salida, genera una reflectividad efectiva[4] a una longitud de onda deseada, reduciendo el umbral y forzando la oscilación a dicha longitud de onda (autoinyección de fase o self-injection locking). Debido a la diferencia en el valor de la sección eficaz entre 1067 nm y el resto de longitudes de onda del espectro de emisión del Nd:KGW no se pudo obtener realimentación óptica suficiente en nuestras condiciones experimentales para forzar la oscilación más allá de 1067 nm. Por este motivo se ha introducido un filtro tipo notch en el interior de la cavidad para atenuar las líneas espectrales con sección eficaz más intensa, cuya respuesta es sintonizable con el ángulo de incidencia, apreciable en la figura 1 a), y facilitar la selección. Este filtro introduce pérdidas intracavidad debido a su reflectividad en la zona de paso. Esta pérdida se ha empleado junto a un sistema de realimentación externa por red de difracción generando así una pérdida efectiva variable en intensidad y en longitud de onda. El montaje experimental para la selección y sintonización de la longitud de onda del láser de estado sólido basado en Nd:KGW se muestra en la Figura 1 b). Para la cavidad láser se ha optado por una configuración planocóncava formada por los espejos M1 y M2. Ambos espejos disponen de un AR a la longitud de onda de bombeo y un HR>99% en el rango de 1040 - 1090 nm.

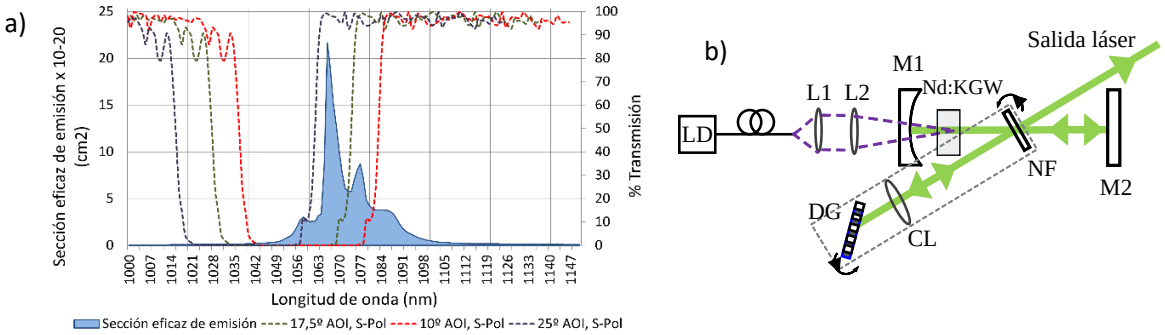


Figura 1: a) sección eficaz de emisión del Nd:KGW y respuesta del filtro notch para diferentes ángulos de incidencia b) cavidad láser empleada para la selección y sintonización de longitud de onda del láser de Nd:KGW. Diodo láser de bombeo (LD), lente de colimación de bombeo (L1), lente de focalización (L2), espejo plano-cóncavo (M1, radio de curvatura 100 mm, filtro notch con banda de rechazo de 44 nm centrada en 1064 nm (NF), espejo plano (M2), lente de colimación láser Nd:KGW (CL), red de difracción (DG)

En el interior de la cavidad, el filtro notch presenta una reflectividad residual de en torno al 2% en la banda de paso generando dos salidas. Una de ellas es empleada, a través de la lente de colimación (CL) y una red de difracción (DG), como realimentación, mientras que la otra es empleada como salida del láser. Con la correcta combinación de la banda de rechazo del filtro y la realimentación óptica conseguimos seleccionar las diferentes longitudes de onda de emisión, su sintonía y la emisión de dos longitudes de onda simultáneas equiparando las potencias umbrales necesarias para lograr la emisión. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 2. En a) se ha configurado para la emisión de una única longitud de onda, para ello la longitud de onda central de la banda de rechazo del notch se ha situado en longitudes de onda inferiores a 1040 nm para la emisión de 1067 nm, en 1050 nm para la emisión a 1076 nm y en 1060 nm para la emisión de 1086 nm. Además, se ha logrado una sintonía de ~3 nm para 1067 nm, ~2 nm para 1076 nm y ~1 nm para 1086 nm. Si configuramos el láser en el modo de operación de doble longitud de onda, obtenemos los resultados de b) y c). Para ello debemos atenuar levemente (zona de transición del filtro) con el filtro la línea espectral más intensa y añadir realimentación a la longitud de onda más larga. Obteniendo de tal manera una operación de doble longitud de onda en b) de 1069 - 1076 nm y en c) de 1077,5 - 1086 nm.

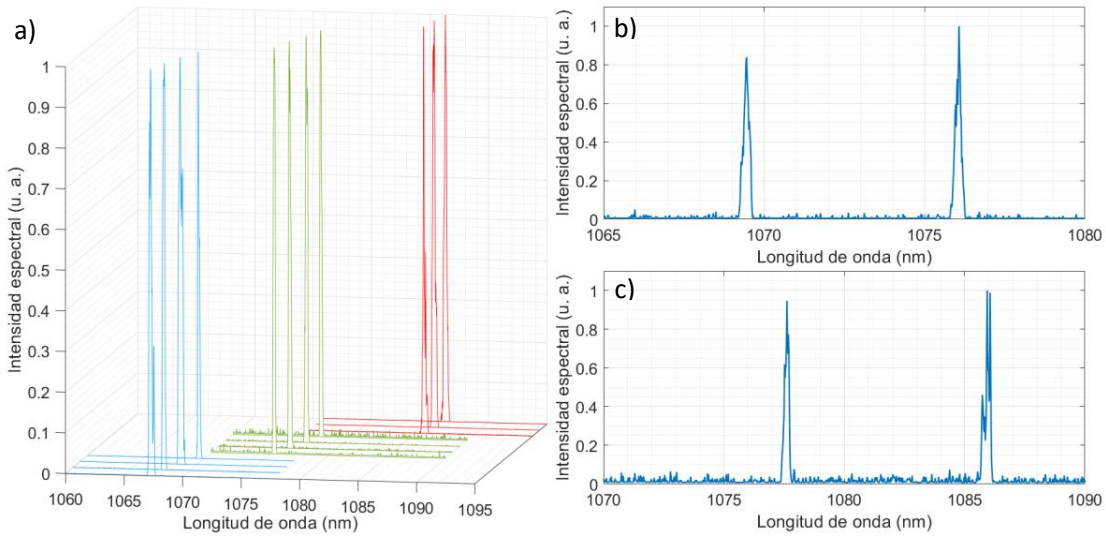


Figura 2: Espectro normalizado para: a) emisión y sintonía para 1067, 1076 y 1086 nm, b) oscilación de doble longitud de onda 1069 - 1076 nm y c) oscilación de doble longitud de onda 1077,5 – 1086 nm

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado a través de los proyectos: TEC2017-88899- C2-1-R del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, PID2020-117658RB-I00 del Ministerio de Ciencia e Innovación, y de fondos FEDER.

[1] C. Tang, W. Zhuang, K. Su, and Y. Chen, "Efficient Continuous-Wave Self-Raman Nd:KGW Laser With Intracavity Cascade Emission Based on Shift of 89 cm−1, " IEEE J. Sel. Top. Quant. 21, 142-147 (2015).
[2] Alain Brenier, "Two-frequency pulsed YLiF4:Nd lasing out of the principal axes and THz generation," Opt. Lett. 40, 4496-4499 (2015)
[3] H. Maestre, A. J. Torregrosa, and J. Capmany, "IR Image upconversion using band-limited ASE illumination fiber sources," Opt. Express 24, 8581-8593 (2016)
[4] M. Tsunekane et al., Analysis and design of widely tunable diode-pumped Cr:LiSAF lasers with external grating feedback," IEEE J. QUANTUM ELECT. 34, 1288-1296 (1998).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Experimental and theoretical study of second and third harmonic generation from gold nanolayers

L. Rodríguez-Suné[1], C. Cojocaru[1], M. Scalora[2], N. Akozbek[3], D. De Ceglia[4], M. A. Vincenti[5], R. Vilaseca[1] and J. Trull[1]

[1] Department of Physics, Universitat Politècnica de Catalunya, Rambla Sant Nebridi 22, 08222 Terrassa, Spain
[2]Aviation and Missile Center, US Army CCDC, Redstone Arsenal, AL 35898-5000 U.S.A
[3]Bluehalo Inc., 401 Jan Davis Dr. 35806, Huntsville, AL U.S.A
[4]Department of Information Engineering – University of Padova, Via Gradenigo 6/a, 35131 Padova, Italy
[5]Department of Information Engineering – University of Brescia, Via Branze 38, 25123 Brescia, Italy

Contact: laura.rodriguez.sune@upc.edu

Second and third harmonic generation (SHG and THG) are well known nonlinear processes where light-matter interaction leads to the generation of new frequencies. Harmonic generation has been studied extensively, traditionally in bulk optical materials with low absorption at fundamental and harmonics frequencies, high nonlinearities, and under phase matching conditions, where the efficiency of the process is high. In this case, the nonlinear polarization describing the interaction between light and matter is approximated to the electric dipole contribution which is given by the second and third order nonlinear susceptibilities $\chi^{(2)}$ and $\chi^{(3)}$. However, when the thickness of the nonlinear material is drastically reduced and nanometric size is reached, SHG and THG efficiencies decrease and phase matching conditions and absorption no longer play a primary or significant role. At this scale, the electric dipole approximation is no longer valid as other terms such as magnetic dipole and electric quadrupole-like contributions must be considered in the expression of the total nonlinear polarization. Therefore, at the nanoscale light-matter interactions can display completely new phenomena and conventional approximations should be revised.

In this work we focus on the measurement and analysis of harmonic generation from a gold (Au) nanolayer. We report experimental results on SHG and THG from 20nm and 70nm-thick Au nanolayers which are compared with numerical simulations based on a microscopic hydrodynamic model which accounts for surface, magnetic and bulk nonlinearities arising from free and bound electrons, preserving linear and nonlinear dispersion, nonlocal effects and an intensity dependent free electron density, to which we refer as hot electron contribution. We highlight and discuss the relative roles bound and hot electrons play in THG and end up with the conclusion that the generated TH signal is mostly triggered by hot electron dynamics. This experimental-theoretical comparison allows us to properly understand the light-matter interaction at the nanoscale. The model is adapted and applied anew based on previous work reported in references [1-4].

Measurements of SHG and THG from the gold nanolayers have been taken in transmission and in reflection, and as a function of the angle of incidence. Two different laser sources have been used, one emitting fs pulses at 800nm, and another emitting ps pulses at 1064nm. To do this, we have developed an experimental set-up capable of analysing the angular dependence of the harmonic signals in both transmission and reflection configurations, and that allows us to properly separate the harmonic fields from each other and from the fundamental field radiation. A calibration procedure has been done in order to calculate the efficiencies of the processes. Fig. 1 shows results of the transmitted (blue) and reflected (red) SHG from the gold nanolayers as a function of the angle of incidence. Experiments are depicted using full circles and simulations using solid curves. In Fig. 1(a) we plot the results for the 20nm-thick Au layer when it is illuminated at 800nm. In Fig. 1(b) we show the results for the 70nm-thick Ay layer when the pump pulse is tuned at 1064nm. In both cases experiments and theory agree quite well qualitatively and quantitatively.

In Fig. 2(a) we have plotted the predictions of the reflected THG efficiency as a function of incident pump wavelength for a 20nm-thick Au layer. Three different curves are obtained under three different scenarios. The black and the red curves are calculated when only the bound electrons and the hot electrons contributions, respectively, are considered. The blue curve is obtained when both contributions are added at the simulations. As it can be seen, when they act separately, both responses are quite similar. However, when they interfere, the TH pick is redshifted and so the TH response is altered. In Fig. 2(b) we show experimental and theoretical results of THG as a function of the angle of incidence from the 20nm-thick Au layer when the incident pulse is 1064nm. Theoretical efficiencies only match the experimental ones, being of order 10^{-8}, when not only the bound electrons contribution is considered, but also the hot electron effect.

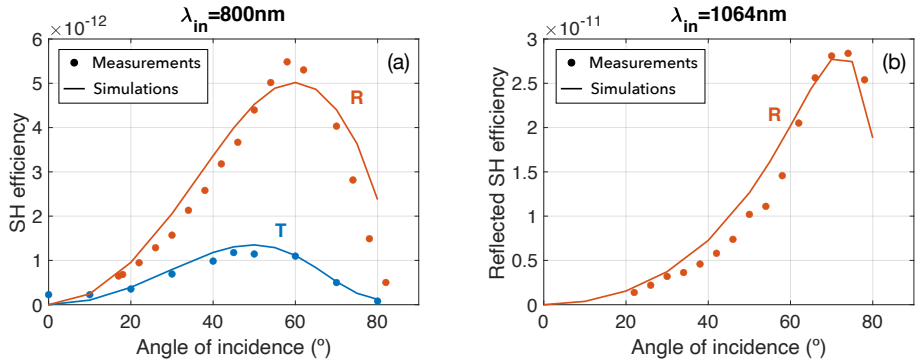


Figure 1: Measurements (full circles) and simulations (solid curves) of SHG as a function of the angle of incidence measured (a) in transmission (blue) and reflection (red) from the 20nm-thick Au layer when the incident pulse is tuned at 800nm, and (b) in reflection from the 70nm-thick Au layer when the incident pulse is tuned at 1064nm.

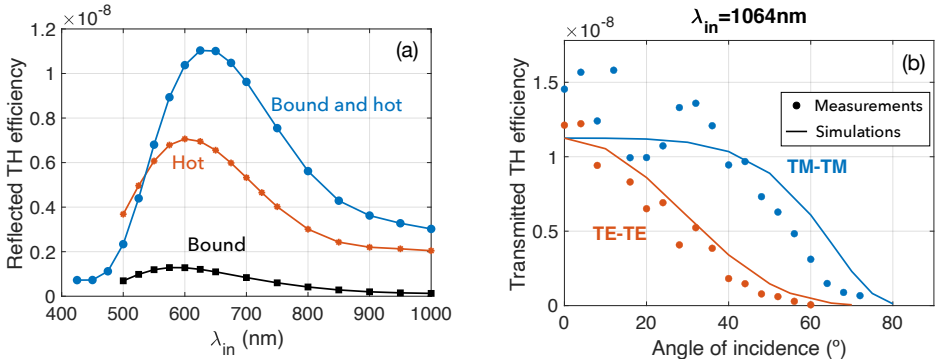


Figure 2: (a) Predictions of the reflected TH efficiency as a function of incident pump wavelength under three different scenarios and (b) Predicted and measured THG efficiency as a function of angle of incidence from the 20nm-thick Au layer and for an input wavelength of 1064nm.

[1]M. Scalora, M. A. Vincenti, D. de Ceglia, V. Roppo, M. Centini, N. Akozbek and M. J. Bloemer, *Phys. Rev. A* **82**, 043828 (2010)
[2]M. Scalora, M. A. Vincenti, D. de Ceglia, C. M. Cojocaru, M. Grande and J. W. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 2129-2138 (2010)
[3]L. Rodríguez-Suné, M. Scalora, A. S. Johnson, C. Cojocaru, N. Akozbek, Z. J. Coppens, D. Perez-Salinas, S. Wall and J. Trull, *APL Photonics* **5**, 010801 (2020)
[4]M. Scalora, J. Trull, D. de Ceglia, M. A. Vincenti, N. Akozbek, C. Coppens, L. Rodríguez-Suné and C. Cojocaru, *Phys. Rev. A* **101**, 053828 (2020)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Helicity states of light in classical and quantum communications

Jon Lasa-Alonso[1,2], J. J. Miguel Varga[1], Martín Molezuelas-Ferreras[1] , Aitzol Garcia-Etxarri[2,3] and Gabriel Molina-Terriza[1,2,3]

[1] Centro de Fisica de Materiales, Paseo Manuel de Lardizabal 5, 20018 Donostia-San Sebastian, Spain
[2] Donostia International Physics Center, Paseo Manuel de Lardizabal 4, 20018 Donostia-San Sebastian, Spain
[3] IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Maria Diaz de Haro 3, 48013 Bilbao, Spain

Contact: jonqnanolab@gmail.com; gabriel.molina.terriza@gmail.com

Helicity, the nonparaxial generalization of the notion of polarization, has been shown to play a fundamental role in electromagnetism and, specifically, in the area of Nanophotonics during the last decade[1-4]. The study of this magnitude, through the Riemann-Silberstein representation of the electromagnetic field[5], has been useful in the understanding of a number of fundamental optical problems such as the construction of metasurfaces[6-7], the identification of anapoles in nanoparticles[8] or the study of Kerker conditions within Mie theory[9].

Here, we will show that the successful application of helicity states of light can also be brought to the analysis of quantum scattering problems. We will find a correspondence between classical and quantum states of light with well-defined total angular momentum and helicity, and show their usefulness in the analysis of scattering problems with cylindrical symmetry. We will discuss the notion of multiphoton symmetry-protected states of light and their possible implementation in tabletop experiments[10]. Finally, we will show that the robustness of symmetry-protected states make them suitable candidates for the transmission of quantum information[11-12].

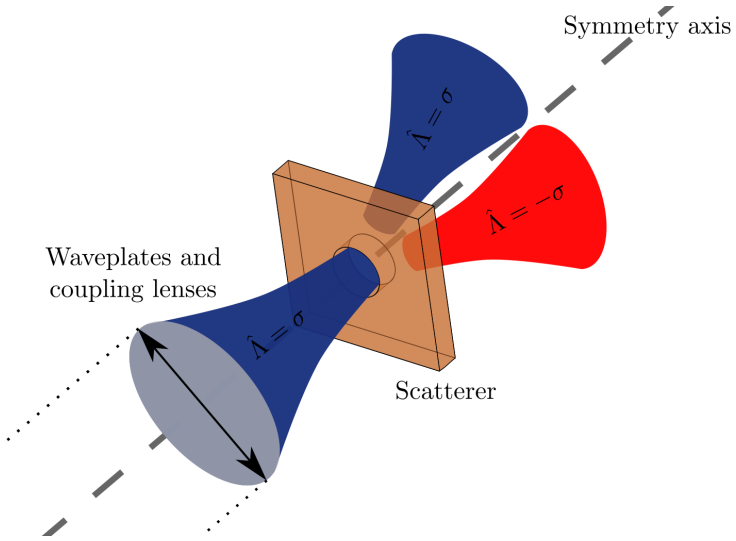


Figure: A sketch of a generic scattering problem with cylindrical symmetry where helicity is not a conserved quantity.

[1] I. Fernandez-Corbaton, X. Zambrana-Puyalto, N. Tischler, X. Vidal, M. L. Juan and G. Molina-Terriza. Physical Review Letters 111, 060401 (2013)
[2] S. Person, M. Jain, Z. Lapin, J. J. Saenz, G. Wicks and L. Novotny. Nano Letters 13, 4, 1806-1809 (2013)
[3] X. Zambrana-Puyalto, I. Fernandez-Corbaton, M. L. Juan, X. Vidal and G. Molina-Terriza. Optics Express 38, 1857-1859 (2013)
[4] A. Garcia-Etxarri and J. A. Dionne. Physical Review B 87, 235409 (2013)
[5] I. Bialynicki-Birula and Z. Bialynicki-Birula. Journal of Physics A: Math. Theor. 46, 053001 (2013)
[6] J. Lasa-Alonso, D. R. Abujetas, A. Nodar, J. A. Dionne, J. J. Saenz, G. Molina-Terriza, J. Aizpurua and A. Garcia-Etxarri. ACS Photonics 7, 2978-2986 (2020)
[7] M. L. Solomon, J. Hu, M. Lawrence, A. Garcia-Etxarri and J. A. Dionne. ACS Photonics 6, 43-49 (2019)
[8] C. Sanz-Fernandez, M. Molezuelas-Ferreras, J. Lasa-Alonso, N. de Sousa, X. Zambrana-Puyalto and J. Olmos-Trigo. Laser & Photonics Reviews 15, 2100035 (2021)
[9] J. Olmos-Trigo, C. Sanz-Fernandez, D. R. Abujetas, J. Lasa-Alonso, N. de Sousa, A. Garcia-Etxarri, J. A. Sanchez-Gil, G. Molina-Terriza and J. J. Saenz. Physical Review Letters 125, 073205 (2020)
[10] A. Buse, M. L. Juan, N. Tischler, V. D'Ambrosio, F. Sciarrino, L. Marrucci and G. Molina-Terriza. Physical Review Letters 121, 173901 (2018)
[11] J. Lasa-Alonso, M. Molezuelas-Ferreras, J. J. M. Varga, A. Garcia-Etxarri, G. Giedke and G. Molina-Terriza. New Journal of Physics 22, 123010 (2020)
[12] J. J. M. Varga, J. Lasa-Alonso, M. Molezuelas-Ferreras, N. Tischler and G. Molina-Terriza. Optics Communications, 127461 (2021)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Micro-rotores como sensores ópticos remotos

Elisa Ortiz Rivero[1,2], Patricia Haro González[1,2] y Daniel Jaque[1]

[1] Nanomaterials for Bioimaging Group, Departamento de Física de materiales, Universidad Autónoma de Madrid (Calle Francisco Tomás y Valiente 7, 28049, Madrid, España)
[2] Instituto Nicolas Cabrera de Ciencia de materiales, Universidad Autónoma de Madrid (Calle Francisco Tomás y Valiente 7, 28049, Madrid, España)

Contacto: elisa.ortiz@uam.es

La manipulación en 3D y el control remoto de forma precisa de una única partícula es clave en diversas aplicaciones tanto físicas como biológicas o médicas. Entre ellas se encuentran la espectroscopia de moléculas aisladas, el estudio de la dinámica coloidal, el ensamblaje de objetos de pequeñas dimensiones, el aislamiento de proteínas, los estudios de superficie de alta resolución, la investigación de procesos biológicos y la optimización de la espectroscopia de superficies. Por lo tanto, mediante la manipulación de micro-partículas individuales se puede obtener información de diversos sistemas de tamaño reducido, desde dispositivos fotónicos hasta células. Además, cuando las partículas se dopan con tierras raras, actúan como sondas fluorescentes, su luminiscencia puede proporcionar información adicional sobre el estado del sistema.

La técnica idónea para este tipo de estudios es el atrapamiento óptico o pinzas ópticas (OT), que permite la manipulación tridimensional estable, precisa y sin contacto (es decir, de forma estéril) de objetos individuales micro- o nano-métricos mediante un haz láser coherente enfocado. Fue demostrada en los años 70 por Arthur Ashkin[1] (premio Nobel 2018) y se basa en la presión de radiación y las fuerzas ópticas ejercidas por un haz láser enfocado sobre una partícula, que experimenta una fuerza de atracción hacia la región de alta intensidad creada por el foco del láser, manteniéndose atrapada dentro del haz y centrada en él. Adicionalmente, cuando el haz láser está circularmente polarizado, existe una transferencia de momento angular láser-partícula que permite su rotación.[2] Por lo tanto, gracias a esta técnica se consigue un gran control sobre la dinámica de objetos pequeños.

En este trabajo se explora la rotación de micropartículas birrefringentes como mecanismo de detección, una característica muy poco explotada hasta la fecha. Las propiedades de rotación de la micropartícula se ven altamente afectadas por las propiedades del entorno, por lo que una micropartícula con la habilidad de rotar (un micro-rotor) es una herramienta poderosa para medir diferentes propiedades del sistema, como su temperatura, viscosidad o elasticidad. Además, este método presenta la ventaja de que la velocidad de rotación se puede obtener mediante el uso de fotodetectores, de la imagen óptica o de su propia luminiscencia, lo que permite sistemas experimentales más versátiles.

Recientemente, nuestro grupo de investigación ha realizado novedosas investigaciones en este campo, utilizando la rotación de partículas para medir la viscosidad y la temperatura del medio.[3] Adicionalmente, seleccionando el láser de atrapamiento y un dopaje de iones lantánidos adecuado, el micro-rotor puede adicionalmente enfriar o calentar el medio. Por lo que permite inducir y detectar cambios en el sistema simultáneamente y de manera remota.[4]

Otro parámetro importante que condiciona la dinámica del micro-rotor es su tamaño (volumen). Cualquier cambio en la superficie del micro-rotor (proximidad o adhesión de un micro- o nano-objeto) también afectará a su movimiento. Esta característica permite el desarrollo novedoso de

un micro-rotor como biosensor capaz de detectar no solo pequeños objetos (nanopartículas, virus, bacterias o células), sino también pequeñas cantidades de los mismos. Los biosensores actuales requieren de una instrumentación sofisticada y costosa, en muchos casos de manera invasiva al sistema, una inversión de tiempo considerable (ej. 24h en caso de biosensores de bacterias) y una cantidad elevada del objeto a detectar, por lo que su eficiencia está limitada por estos factores. Nosotros proponemos una prueba de concepto, un micro-rotor como biosensor de células y bacterias en el medio, disminuyendo el tiempo de detección al orden de segundos.[5]

Por lo tanto, en este trabajo se presentan los resultados obtenidos para diferentes micropartículas birrefringentes de β-$NaYF_4$ dopadas con tierras raras, demostrando su aplicación como sensores remotos de las propiedades del medio. En concreto, dos sensores de temperatura (Figura 1a,b) que al ser atrapados seleccionando el láser y longitud de onda adecuados, pueden actuar su vez como micro-calentador óptico (β-$NaYF_4$: Nd^{3+}) por un proceso de absorción de fonones de la red cristalina de $NaYF_4$ o como un micro-enfriador óptico (β-$NaYF_4$:Yb^{3+}) por emisión de fonones, anti-Stokes[4], respectivamente. Adicionalmente, se presenta otro micro-rotor β-$NaYF_4$: Yb^{3+}, Er^{3+} como sensor remoto de la viscosidad del medio y de la presencia de bio-objetos (por su recubrimiento superficial de proteínas que permite la adhesión de células o bacterias). (Figura 1c)

En conclusión, el análisis de la dinámica de rotación de un sensor óptico es una herramienta novedosa que permitirá no solo la manipulación controlada y remota del sensor, sino también una mejor caracterización del medio (viscosidad, temperatura) y detección de nano- y micro- objetos.

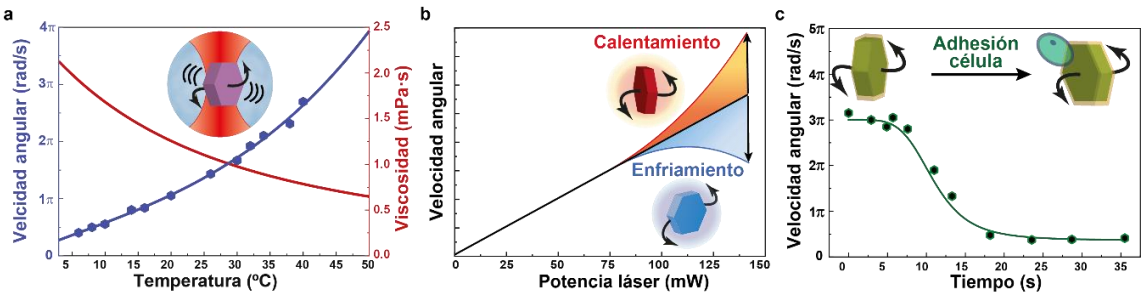


Figura 1: a) Variación de la viscosidad de un medio líquido (agua) con la temperatura. La velocidad angular del micro-rotor atrapado permite caracterizar la viscosidad y temperatura del medio. b) Representación gráfica de la velocidad angular en función de la potencia láser aplicada para una temperatura constante (tendencia lineal, línea negra), en presencia de calentamiento inducido por el láser (línea roja) y de enfriamiento inducido (línea azul). c) Evolución de la velocidad angular con el tiempo, detectando la presencia de bio-objetos en el medio por su adhesión al micro-rotor, alterando su dinámica de rotación.

AGRADECIMIENTOS: Al Ministerio de Ciencia e Innovación de España (PID2019-106211RB-I00 y PID2019-105195RA-I00) y a la Universidad Autónoma de Madrid y Comunidad Autónoma de Madrid (SI1/PJI/2019-00052). Además, al del Ministerio de Universidades por su programa FPU (FPU19/04803).

[1]A. Ashkin; *Physical Review Letters* **24**, 4, 156 (1970).
[2]P. Rodriguez-Sevilla, T. Lee, L. Liang, P. Haro-Gonzalez, G. Lifante, X. Liu and D. Jaque; *Advanced Optical Materials* **6**, 12, 1800161 (2018).
[3]P. Rodríguez-Sevilla, Y. Arita, X. Liu, D. Jaque and K. Dholakia; *ACS Photonics* **5**, 9, 3772 (2018).
[4]E. Ortiz-Rivero, K. Prorok, I. R. Martín, R. Lisiecki, P. Haro-González, A. Bednarkiewicz, D. Jaque, *Small,* 2103122 (2021).
[5]E. Ortiz-Rivero, M. Skowickł, K. Prorok, D. Lu, T. Lipinski, A. Bednarkiewicz, D. Jaque, P. Haro-González; *Small* **15**, 1904154 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Time-crystalline order in Van der Pol lattices

Danyang Chen[1,2], Germán J. de Valcárcel[3] and Carlos Navarrete-Benlloch[1]

[1] Wilczek Quantum Center, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China
[2] Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA
[3] *Departament d'Òptica i Optometria i Ciències de la Visió, Facultat de Física, Universitat de València, Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot, Spain*

Contact: derekkorg@gmail.com

Modern experimental platforms such as superconducting circuits allow us to implement models that were out of reach in the quantum regime not long ago. By engineering clever driving schemes and tailoring dissipation, one can explore driven-dissipative quantum systems in unconventional situations. For small systems with just one or a few modes, this gives access to many interesting models close to well-known quantum-optical ones, but with the possibility of diving into the quantum regime in ways that we never suspected would be reachable. On the other hand, scaling up in size these systems has become a reality in the last decade, thanks to the promise of building quantum computers and simulators, reaching many-body regimes in which elusive exotic phases of condensed-matter systems such as supersolids or time crystals can perhaps be stabilized.

In this series of works[1,2,3], we consider an incoherently-pumped quantum oscillator subject to nonlinear loss, the so-called quantum Van der Pol (VdP) oscillator, and its many-body extension. The VdP oscillator is a paradigm among systems with self-sustained oscillations, and we use it as a platform for the study of spontaneous time-translational symmetry breaking in the quantum domain. This is interesting for a single oscillator because it allows us to show how quantum fluctuations tend to restore through phase diffusion the symmetry broken at the classical level. On the other hand, we also study the possibility of freezing phase diffusion and stabilize the self-sustained oscillations states by coupling several oscillators in what we call a VdP lattice. The presence of such free-phase robust oscillatory states protected by many-body effects would imply that the system is in a novel (out-of-equilibrium) phase of matter called time crystal. By performing exact (up to numerical accuracy) simulations of the quantum dynamics based on stochastic phase-space representations, we manage to compute the observable whose persistent oscillations signal the existence of a time-crystalline phase. In particular, denoting by $\hat{a}_j$ the annihilation operator of the jth oscillator, we find

$$\lim_{t\to\infty}\langle \hat{a}_j^\dagger(t)\hat{a}_j\ (t+\tau)\rangle \propto e^{-i\omega\tau - V_\theta(\tau)},$$

with

$$V_\theta(\tau) = \lim_{t\to\infty}\overline{[\theta(t+\tau)-\theta(t)]^2} \propto v + \gamma\tau,$$

where ω is the frequency of the oscillator, θ the oscillation's random phase, whose variance $V_\theta(t)$ at long times depends only on v and γ, accounting for the phase's asymptotic variance and diffusion rate, respectively. The oscillations persist only if v is finite (and small) and γ vanishes.

Let us denote by L the number of oscillators (system size), which we arrange in 1D, 2D, or 3D square geometries, but consider as well all-to-all connections, that is, the so-called mean-field or ∞D limit. Our numerical analysis, as well as the analytics found with a Floquet-based linearization technique that we developed recently[1,2], show that $\gamma \propto 1/L$ for all geometries, and hence one of the conditions for the existence of time-crystalline order is indeed satisfied: many-body effects in the thermodynamic $L \to \infty$ limit halt phase diffusion asymptotically. However, we also show that $v \propto L^{\beta}$, where $\beta = 0$ for ∞D, but $\beta > 0$ for 1D, 2D, and 3D. Hence, time-crystalline order is achieved for ∞D, but not in finite dimensions, because by the time the phase diffusion is halted, its variance has already diverged.

Our results show that, even in the thermodynamic limit (infinite-size system), quantum fluctuations destroy time-crystalline order in finite dimensions for an array of coupled self-sustained oscillators, because many-body effects are not able to stabilize the oscillation's global phase quick enough. Hence, time crystals based on these systems would require all-to-all connections. To our knowledge, it is the first time that this strong conclusion is unequivocally reached by considering full quantum dynamics.

We propose a concrete implementation based on superconducting circuits where our findings can be experimentally explored.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work was funded by the Spanish Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, Agencia Estatal de Investigación, and the European Union Fondo Europeo de Desarrollo Regional (FEDER) through Projects No. FIS2014- 60715-P, No. FIS2017-89988-P, and No. PID2020-120056GB-C22. C.N.-B. acknowledges additional support from a Shanghai talent program and from the Shanghai Municipal Science and Technology Major Project (Grant No. 2019SHZDZX01).

[1] Carlos Navarrete-Benlloch, Talitha Weiss, Stefan Walter, and Germán J. de Valcárcel, Phys. Rev. Lett. **119**, 133601 (2017).

[2] Carlos Navarrete-Benlloch, Rafael Garcés, Naeimeh Mohseni, and Germán J. de Valcárcel, Phys. Rev. A **103**, 023713 (2021) [Editor's suggestion].

[3] Danyang Chen, Germán J. de Valcárcel, and Carlos Navarrete-Benlloch, in preparation.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

15 fs all-fiber supercontinuum source and its application to multimodal nonlinear microscopy

Azahara Almagro-Ruiz[1], Salvador Torres-Peiró[1], Héctor Muñoz-Marco[1], Marina Cunquero[2], Gustavo Castro-Olvera[2], Romain Dauliat[3], Raphael Jamier[3], Rosa Romero[4], Paulo T. Guerreiro[4], Miguel Miranda[4], Helder Crespo[4,5,6], Philippe Roy[3], Pablo Loza-Álvarez[2] and Pere Pérez-Millán[1]

[1] FYLA LASER S.L., Ronda Guglielmo Marconi 14, 46980, Paterna, Valencia, Spain
[2] ICFO-Institut de Ciències Fotòniques, The Barcelona Institute of Science and Technology, Av. Carl Friedrich Gauss 3, 08860 Castelldefels, Spain
[3] XLIM UMR CNRS 7252, University of Limoges, 123 Av. Albert Thomas F-87000 Limoges, France
[4] Sphere Ultrafast Photonics, S. A., R. do Campo Alegre 1021, Edifício FC6, 4169-007, Porto, Portugal
[5] IFIMUP and Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, R. do Campo Alegre s/n, 4169-007 Porto, Portugal
[6] Present Address: Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2AZ, UK

Contact: aalmagro@fyla.com

Supercontinuum (SC) sources emit ultra-broadband spectra in short pulses, usually at high repetition rates. The broadest spectra (up to 400 to 2500 nm using SiO_2 fibers) are generated by pumping highly nonlinear photonic crystal fibers (PCFs) with femtosecond or picosecond pulses with wavelengths in the anomalous group velocity dispersion regime of the PCF, and close to its zero-dispersion wavelength. The mechanisms leading to spectral broadening in this case[1,2] do not maintain temporal coherence across the bandwidth, so the SC pulses generated are not temporally coherent. Instead, pumping near the flattened top of the convex dispersion curves of all-normal dispersion (ANDi) PCFs, the mechanisms dominating the spectral broadening are the self-phase modulation effect and the optical wave breaking[3], leading to the generation of highly coherent, flat-top SC emission.

We present a monolithic fiber-optic configuration for the generation of transform-limited temporally coherent SC pulses with central wavelength at 1.06 μm, repetition rate of 75 MHz, average power of 250 mW and duration as short as 14.8 fs (figures 1 and 2). We pump the ANDi PCF with pulses of hundreds of fs duration produced by all-fiber chirped pulsed amplification of a modelocked Yb fiber laser seed. The novelty of this source lies in that all stages of its configuration are fiber based and fiber coupled between them, in comparison to previously reported configurations of temporally coherent SC sources based in ANDi PCFs. This structure thus presents unequalled robustness, efficiency, and cost-effectiveness.

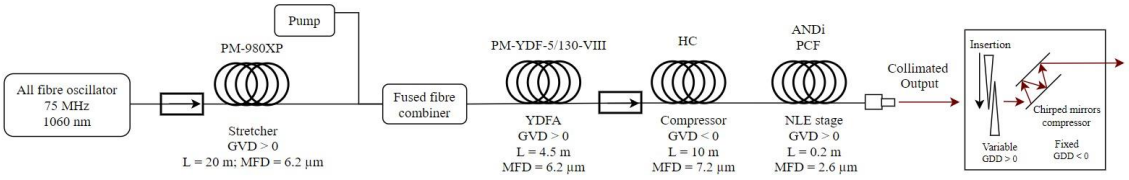


Figure 1: All-fiber configuration of the few-cycle temporally coherent SC source.

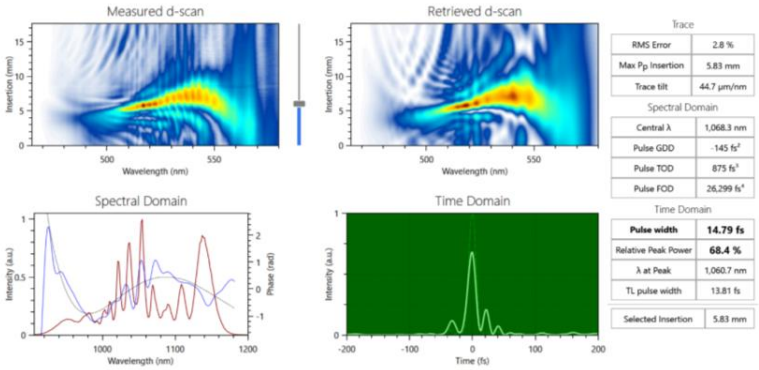


Figure 2: SHG d-scan retrieval results and resulting pulse in the spectral and time domain. (Top-left) Measured, calibrated d-scan trace. (Top-right) Retrieved d-scan trace. (Bottom-left) Red line: Measured linear spectrum. Blue line: Retrieved spectral phase. Black line: 4th order polynomial fit of the spectral phase. (Bottom-right) Dashed green: Temporal intensity profile of the transform limited pulse. Light green: Temporal intensity profile of the measured pulse.

The ANDi PCF was designed and produced so that the dispersion curve was convex and flat-top with group velocity dispersion comprised between -20 and 0 ps/nm/km in the wavelength range from 900 to 1200 nm. The temporal compression and characterization of the output pulses is done with a d-scan system designed and built for this purpose. Pulses with a spectral composition broader than 150 nm, supporting a Fourier limit pulse duration of 13.8 fs, have been compressed down to 14.8 fs (4.2 optical cycles) and delivered from the source to a two-photon fluorescence and second-harmonic generation microscopy setup successfully obtaining 3D images of biological samples.

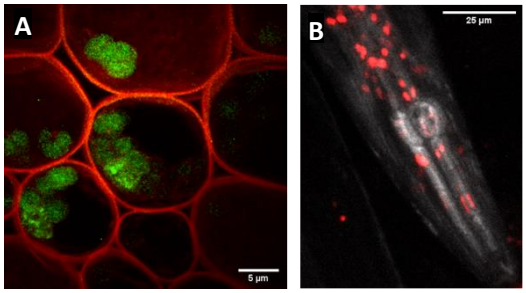


Figure 3: (A) MAX projection of a Z-stack of TPEF images of a rhizome of Convallaria majalis. Chloroplasts (green) and cell walls (red) are clearly shown. Scalebar: 5 µm. (B) SUM projection of a Z-stack corresponding to 56 images (0.65 µm step spacing) of SHG signal of the muscle and pharynx (gray) and TPEF from the neurons (red) of a living C. elegans (OH15500 strain). Scalebar: 25 µm.

ACKNOWLEDGEMENTS: The authors acknowledge funding from the European EUREKA program, project E!11729 FEMTECPRO / CDTI-INNO-20171026 and from the program for Industrial Doctorates of the Spanish Ministry of Science and Innovation, grant nº DI-17-09578.

[1]A. V. Husakou and J. Herrmann; *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 203901 (2001).
[2]J. M. Dudley, G. Genty and S. Coen; *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1135 (2006).
[3]A. M. Heidt, J. S. Feehan, H. V. Price and T. Feurer; *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, 764 (2017).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Violation of semiclassical Bell inequalities

Laura Ares and Alfredo Luis

[1] Departamento de óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid (Plaza de ciencias 1, 28040, Madrid, Spain)

Contact: laurares@ucm.es

Proposed violations of Bell inequalities in classical optics hold in terms of field mean intensities and correlations while the quantum Bell violations point to statistics and probabilities [1]. Such replacement of probabilities by light intensities has been regarded as the crux of the problem [2].

In this work we present a semiclassical violation of Bell inequalities for light fields in terms of probabilities. The key point is that we convert light intensities into probabilities via the standard photoncounting equation giving the number of ejected electrons in a photoelectric quantum detection. This is, the click probability when illuminated with a field intensity I is

$$P(I) = 1 - e^{-\eta T I},$$

where T is the detection time and η the quantum efficiency.

The utilized physical system is a Young interferometer illuminated by a purely classical transverse vectorial light field. The subsystems will be the spatial space (slits) and polarization space. The space measurement is carried out by properly mixing the fields coming by the apertures, for example via an unpolarizing beam splitter. The polarization measurement is carried out after the beam splitter by a perfect linear polarizer. Then, the outcoming intensity impinges on a quantum detector that produces a response in the form of click probabilities.

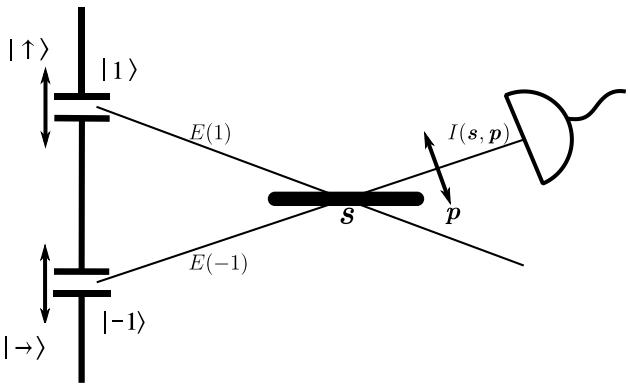


Figure 1: System and observation scheme.

The statistics is bounded by the typical Bell inequalities

$$0 \geq C \geq -1$$

where

$$C = P_{x,u} - P_{x,v} + P_{y,u} + P_{y,v} - P_y - P_u ,$$

where the subscripts x, y refer to two different projection measurements in the space subsystem and x,v to two different projection measurements un the polarization subsystem.

We find two types of violations: when the incoming field has classical entanglement between space and polarization spaces, and when the initial space has no entanglement, this is it is factorized. Since we ensure that the measurements performed on each subsystem are statistically independent, the violation of the Bell theorem must be ascribed either to classical field entanglement [3], or to the nonlinearity of the connection between probability and intensity.

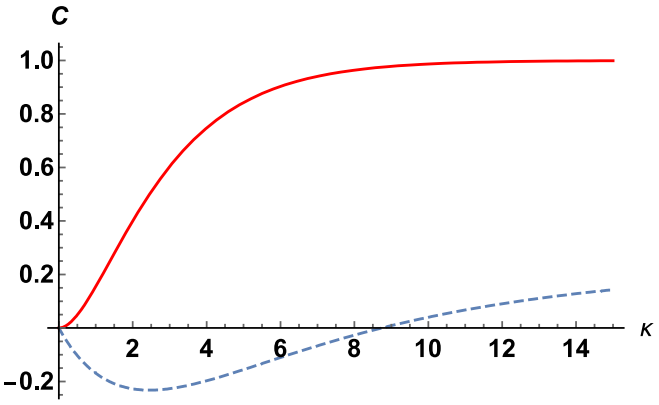


Figure 2: Violation of Bell inequality for the entangled state (solid red line), and for a factorized state (dashed blue line), being κ proportional to the intensity.

Quantum linearity might thus emerge as a further implicit hypothesis in the quantum Bell theorem, since quantum theory is linear by construction, but classical and semi classical optics are not.

[1]X.-F. Qian, B. Little, J. C. Howell, and J. H. Eberly; Optica **2**, 611 (2015).

[2]M. Markiewicz, D. Kaszlikowski, P. Kurzyski, and A. Wójcik; npj Quantum Information **5**, 5 (2019).

[3]A. Forbes, A. Aiello, and B. Ndagano, Volume **64**, 99-153 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Pressure gradients in the compression of few-cycle pulses in gas-filled hollow-core fibers

Marina Fernández Galán, Julio San Román and Enrique Conejero Jarque

Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, Departamento de Física Aplicada, University of Salamanca, E-37008, Salamanca, Spain

Contact: marinafergal@usal.es

In the last years, ultrashort laser pulses have become essential tools in several areas of physics, biology, chemistry or material science, as they allow to probe the fundamental properties of matter on extremely short time scales. At present, one of the most commonly employed methods for generating these few-cycle ultrashort pulses is based on the nonlinear propagation of light pulses in gas-filled hollow-core fibers[1] (HCFs). Among the parameters which influence the pulse dynamics in these systems, the pressure of the filling gas is one of the most relevant ones and it can be easily modified in practice. Varying the pressure affects the gas dispersion, the strength of the nonlinearity and, to a lesser extent, the linear losses of the fiber. In this work, we have theoretically studied the nonlinear propagation of femtosecond laser pulses in the fundamental mode of an argon-filled HCF with pressure gradients, to find out the degree of control that this parameter offers. For this purpose, we have carried out several numerical simulations, based on the solution of the generalized nonlinear Schrödinger equation[2], which have allowed us to investigate the effect of different pressure profiles in the fiber and their applications for optimizing pulse compression in HCFs[3].

First, we have observed that, when the propagation takes place in the normal-dispersion regime of the fiber, the use of a pressure gradient in the spectral broadening stage of not very energetic pulses (in the μJ level) does not improve the results obtained when the filling gas is kept at a constant pressure, and we have demonstrated that the same final state can be achieved in both cases by applying a simple scaling rule for the pressure values on both ends of the fiber, which consists in matching the integrated nonlinear phase shift throughout the whole propagation[4].

Second, we have analyzed pulse propagation in the anomalous-dispersion regime of the HCF, where the interplay between the negative group-velocity dispersion and self-phase modulation (SPM) can lead to soliton self-compression. In this scenario we have found that the pulse dynamics can be very different depending on whether the propagation occurs in a region of strong anomalous dispersion or in the vicinity of the zero dispersion. In the first case, we have proved that the same compression can be obtained with different pressure gradients or with constant pressure if we match the total nonlinear phase shift. The only difference we have noticed in the use of different pressure gradients is the speed of the compression process, which could be of use in experiments for tuning the point where the minimum duration is achieved. By contrast, in the second case, we have confirmed an enhancement of the compression when a decreasing pressure gradient is applied to the filling gas, as had been recently demonstrated for higher-order modes of the fiber[5]. We have attributed this enhancement to an effective suppression of high-order dispersion and self-steepening in the last stages of pulse compression and to a continuous shift of the zero-dispersion frequency (ZDF) towards higher frequencies at the

same time as the spectrum broadens during propagation so that the new spectral components generated by SPM propagate under anomalous dispersion conditions.

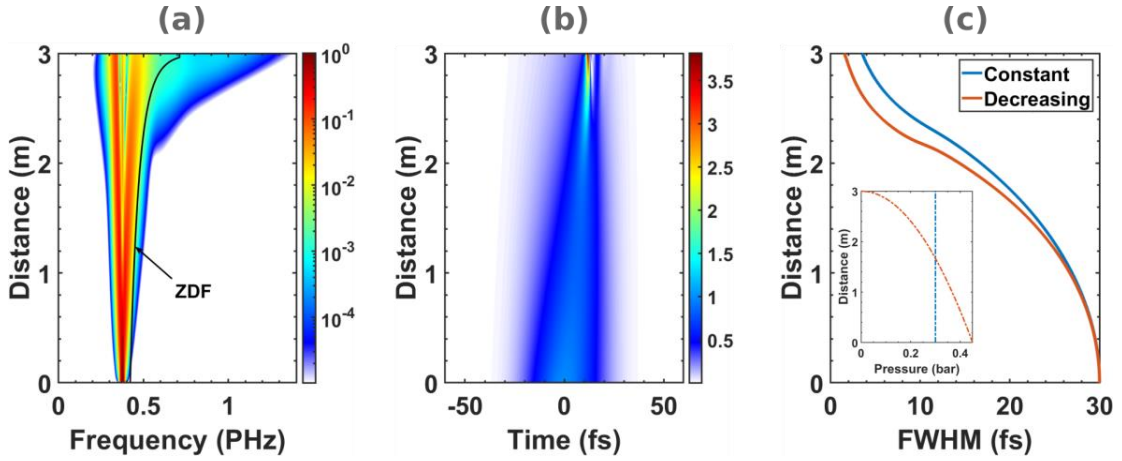


Figure 1: (a) Spectral and (b) temporal evolution of the normalized intensity of a 60 µJ, 30 fs pulse at 800 nm propagating in the fundamental mode of a HCF with a 100 µm radius core filled with argon with a decreasing pressure gradient in the anomalous-dispersion regime. (c) Evolution of the pulse duration along the fiber in the decreasing gradient (orange) and with the equivalent constant pressure (blue). The inset in (c) shows the pressure gradient profile (orange) and its equivalent constant pressure (blue).

Based on these results, we have suggested other decreasing pressure gradients, different from the conventional square root profile[3,4,5], that allow for a further improvement in the self-compression process. We have identified that the pressure profiles which most benefit the compression are those which start from a high pressure lying in the normal-dispersion regime of the fiber, so that the pulse first experiences a strong nonlinear spectral broadening by SPM, followed by a transition to the anomalous-dispersion regime where the spectral phase of the whole spectrum is compensated. We have also demonstrated an improvement in the final shape of the self-compressed pulses with the pressure profiles that decrease faster, since the compression stage is carried out in a region of low pressure, reducing the perturbations introduced by higher-order dispersion and nonlinear effects such as self-steepening.

This decreasing pressure method could be used to generate clean ultrashort laser pulses by soliton self-compression in a single HCF, thus avoiding the subsequent phase compensation in an external compressor, and has great prospects for moving towards the single-cycle regime. Moreover, since the pressure decreases to zero at the end of the compression stage, this technique would be specially interesting to deliver the self-compressed pulses free of dispersion and nonlinear effects to vacuum experiments.

ACKNOWLEDGEMENTS: Junta de Castilla y León (SA287P18); Ministerio de Ciencia e Innovación (PID2019-106910GB-I00)

[1]M. Nisoli, S. De Silvestri and O. Svelto; *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
[2]G. Agrawal; *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press (2013).
[3]A. Suda, M. Hatayama, K. Nagasaka and K. Midorikawa; *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 111116 (2005).
[4]M. Nurhuda, A. Suda, K. Midorikawa, M. Hatayama and K. Nagasaka; *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 2002 (2003).
[5]Y. Wan and W. Chang; *Opt. Express*, **29**, 7070 (2021).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

All-polarization maintaining thulium-doped passively modelocked fiber laser under long and short cavity configurations

L.A. Sánchez[1], C. Cuadrado-Laborde[2,*], A. Carrascosa[1], A. Díez[1], J.L. Cruz[1], and M.V. Andrés[1]

[1] Departamento de Física Aplicada, ICMUV, Universidad de Valencia, Dr. Moliner 50, Burjassot E-46100, Spain
[2] Instituto de Física Rosario (CONICET-UNR), Blvr. 27 de Febrero 210bis, S2000EZP, Rosario, Argentina
[*] Contact: *christian.cuadrado@uv.es*

In this work, we present a self-starting low-frequency modelocked all-fiber laser operating at a wavelength of 2 μm. Thanks to the use of polarization-maintaining (PM) fiber and components for the whole resonator, robustness and insensitivity to harsh environments are ensured. The experimental setup is shown in Fig. 1a and consists of a pump unit and an oscillator. The former consists of a double-cladding Er/Yb-doped fiber which was fusion-spliced with a highly reflective fiber Bragg grating (FBG) and a beam combiner. The latter was in turn fusion-spliced to the output of a light-emitting diode (LED, 976 nm, 7700 mW). Finally, an optical circulator was fusion-spliced to the output of the beam combiner to avoid back reflections. This pumping unit provided an adjustable CW power from 0 mW to 800 mW at 1561 nm. On the other hand, the oscillator structure consisted of a typical Fabry-Perot resonator (FP). The CW light from the pump unit entered the FP resonator via a highly reflective polarization-maintaining (PM) FBG, which in turn was fusion-spliced to a PM Tm-doped fiber (TDF). The free end of the PM Tm-doped fiber was fusion-spliced with a 1550/1950 nm PM wavelength division multiplexer (WDM). The remaining pump power was returned to the cavity by connecting the 1550 nm port of the PM WDM to a dichroic mirror (DM). The common port of the PM WDM was again fusion-spliced to a PM delay line (PM DL). The other end of the delay line was fusion-spliced to the input port of a PM fiber optic coupler (PM OFC). Finally, the FP cavity was closed by connecting the 90% port of the PM OFC to a saturable semiconductor saturable absorber mirror (SESAM). The output signal of this oscillator was obtained via the 10% port of the PM OFC, into which an optical PM isolator (PM I) was also integrated to avoid unwanted back reflections. We analysed the behaviour of this laser in two configurations: long and short cavity, by varying the length of PM DL. The resulting cavity lengths (total chromatic dispersion per round-trip) were: 44.67 m (-7.6×10^3 ps^2) and 6.25 m long (-1×10^3 ps^2), respectively for long and short resonators[1].

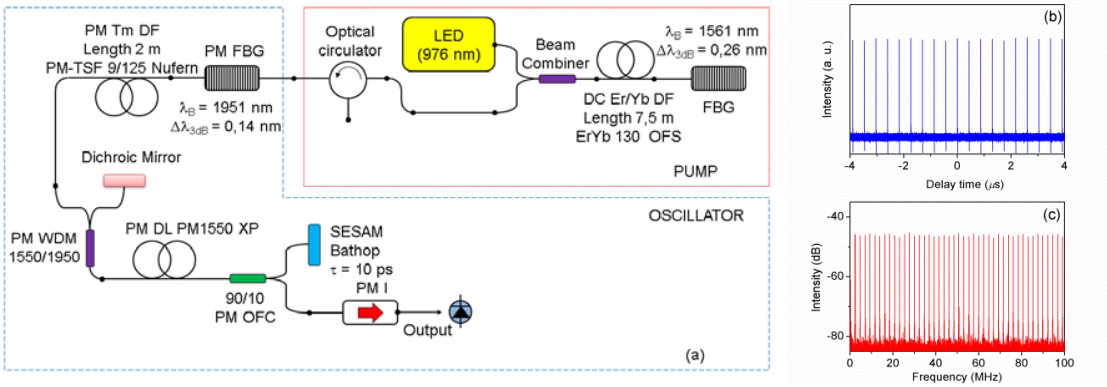


Figure 1: (a) Experimental setup. (b) Oscilloscope trace for long-cavity. (c) RF spectrum.

The laser is self-starting mode-locked in both short and long cavity configurations. As an example, Fig. 1b shows the light pulse train for the long cavity setup at a frequency of 2.3 MHz for a CW pump power of 197 mW at 1561 nm. The quality of this mode-locking regime was verified by

measuring the RF spectrum; see Fig. 1c. When the cavity was shortened, the laser also showed self-starting mode-locking, but at a higher CW pump power of 333 mW. In this case, the output light pulse is at a consequently higher frequency of 15.6 MHz. The temporal waveform of a single light pulse is detailed in Fig. 2a. It was recorded using an oscilloscope with 63 GHz sampling rate. The pulse has a secant hyperbolic profile with a full width at half maximum (FWHM) of 81 ps. We also measured the output of this laser for the short cavity. This waveform is shown in Fig. 2b. Comparing the two waveforms 2a and 2b, no significant change is observed. This result is understandable if we consider that with the increase of the cavity size, not only the dispersion of the cavity but also the nonlinearity increases[2,3]. Thus, when both dispersion and nonlinearity are taken into account, little, if any, change in pulse width is expected.

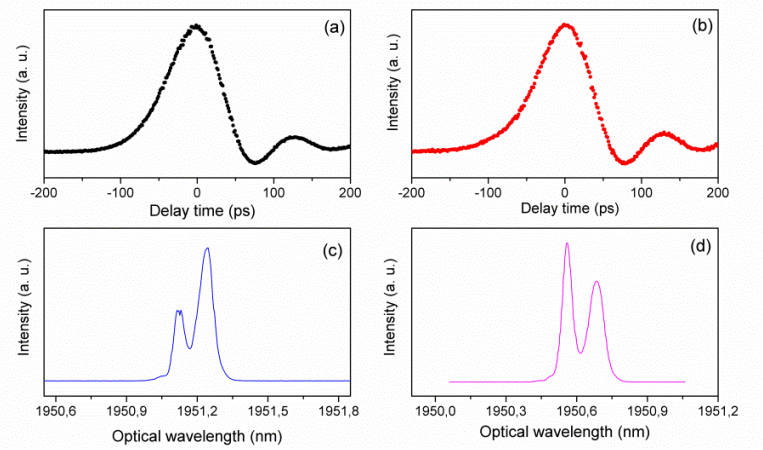


Figure 2: Oscilloscope traces showing the output light pulses for the long (a) and short (b) cavities. Optical spectra measured at the output for the long (c) and short (d) cavities.

We also measured the optical spectrum for both the long and short cavities, which are shown in Figs. 2c and 2d, respectively (in a linear intensity scale in both cases). The spectrum exhibits a double peak; the peak at the short wavelength would be associated with spurious CW emission. The pulsed emission, on the other hand, is associated with the long-wavelength peak, so the output light pulses are transform-limited in both cases.

In this work we have shown our results in the development of a passively mode-locked low-frequency PM Tm-doped fiber laser. This laser differs from previously presented lasers in its unique combination of transform-limited clean pulses with a low-repetition-rate and narrow spectral linewidth. We can envision several applications where this combination could be useful, from LIDAR to material-selective processing where the target material has significantly higher absorption at a given wavelength than adjacent materials.

ACKNOWLEDGMENTS: This work was supported in part by the European Union, IPN-Bio project (Ref.: H2020-MSCA-RISE-2019-872049), and by the *Generalitat Valenciana* of Spain (Ref.: PROMETEO/2019/048). C. Cuadrado-Laborde gratefully acknowledges financial support from the project PIP 2015-0607 (CONICET, Argentina).

[1] L. A. Sánchez, et al., *Submitted* (2021).
[2] H. A. Haus, IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron. **6**, 1173 (2000).
[3] O.E. Martinez, R.L. Fork, and J.P. Gordon, Opt. Lett. **9**, 156 (1984).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Reaching strong optomechanical coupling between a single photon and a single atom

Javier Argüello-Luengo, Darrick E. Chang

ICFO-Institut de Ciencies Fotoniques, The Barcelona Institute of Science and Technology, 08860, Castelldefels (Barcelona), Spain

Contact: javier.arguello@icfo.eu

Single atoms coupled to a cavity offer unique opportunities as quantum optomechanical devices because of the low atomic mass and strong interaction with light. We discuss and optimize the conditions needed to achieve the single-photon strong coupling regime of optomechanics, where the scattering of single photons becomes entangled with the atomic motional wavefunction. We show that this can lead to a per-photon motional heating that is significantly larger than the single-photon recoil energy, as well as non-classical features in second-order time correlations of the emitted light[1]. Furthermore, we show that it can be realized using current technology[2]. As this regime has been elusive to reach in other platforms, our result opens the door to the realization of qualitatively different phenomena and applications based on optomechanical systems.

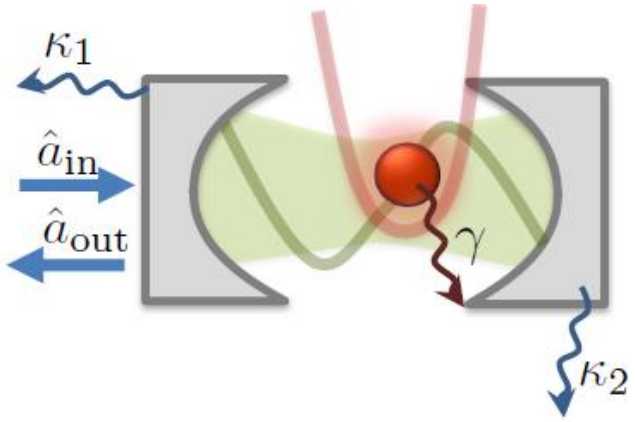


Figure 1: Scheme of our system, where a single atom is trapped in an harmonic potential (red) centered in a given position of a cavity mode (green), that is externally driven with input field $\hat{a}_{in}$. The atom is subjected to spontaneous decay γ, and the cavity mode can decay through the same channel used to address the cavity (κ_1), or through other undetected routes (κ_2).

[1] Javier Argüello-Luengo and Darrick E. Chang, *arXiv:*2108.03526 (2021).

[2] P. Samutpraphoot et al., *Phys. Rev. Lett.* **124**, 063602 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Structuring XUV Vector-Vortex Beams via High Harmonic Generation

Alba de las Heras[1], Alok Kumar Pandey[2], Julio San Román[1], Javier Serrano[1], Elsa Baynard[2], Guillaume Dovillaire[3], Moana Pittman[2], Charles G. Durfee[4], Luis Plaja[1], Sophie Kazamias[2], Olivier Guilbaud[2], and Carlos Hernández-García[1]

[1] Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Pl. La Merced s/n, Salamanca E-37008, Spain
[2] Laboratoire Irène Joliot-Curie, Université Paris-Saclay, UMR CNRS, Rue Ampère, Bâtiment 200, Orsay Cedex F-91898, France
[3] Imagine Optic, rue Charles de Gaulle, 18, Orsay F-91400, France
[4] Department of Physics, Colorado School of Mines, Golden, Colorado 80401, USA

Contact: albadelasheras@usal.es

The nonlinear optical process of high harmonic generation (HHG) provides an appealing opportunity to up-convert the properties of visible or infrared (IR) beams into the extreme ultraviolet regime (XUV), or even into the x-ray regime. This is particularly relevant in the context of the emerging field of structured light[1], since a precise control of light properties is substantially more demanding in the high-frequency spectral range. Remarkably, it has recently been shown that the coherent nature of the HHG process allows to up-convert vortex driving beams—carrying orbital angular momentum (OAM)—and vector beams—which present spatially tailored polarization encoded in their spin angular momentum (SAM)[2-4]— from the IR into the XUV.

In this work, we demonstrate experimentally and theoretically a novel short-wavelength XUV structured beam, a Vector-Vortex beam (VVB), which integrates the characteristics of vortex and vector beams into a unique configuration of phase and polarization singularities[5]. Such structured XUV beam, which is spatially tailored in its phase and polarization, results from driving HHG with an IR VVB. However, the up-conversion process is far from trivial. The HHG build-up is governed by the conservation of the Pancharatnam topological charge of the qth-harmonic, $\ell_{P,q}$, which considers the intertwined OAM and SAM properties in its definition[6], and scales linearly with the harmonic order q ($\ell_{P,q} = q\,\ell_{P,1}$, being $\ell_{P,1}$ the topological charge of the driving beam). As a result, the complex propagation dynamics of the IR VVB driver is not mapped into the XUV VVB, which exhibits a smooth propagation. Figure 1 shows the IR VVB at its generation plane (a) and at the gas target (b), which reflects its complex propagation dynamics. In contrast, the 25th harmonic VVB presents a clean structure both at the gas target (c) and at the far-field (d). This behaviour can be understood in terms of the conservation of the Pancharatnam charge, and taking into account the drastic HHG efficiency decrease for high driving ellipticities[7].

The 25th harmonic VVB characterization in Fig. 1(c,d) points out the spatial dependence on both polarization and phase. On the one hand, the inhomogeneous polarization structure of the harmonic VVB can be identified in the vertical polarization projection depicted in (c,d). Apart from the polarization dependence on the azimuthal coordinate, we distinguish a rotation of the polarization plane along the propagation axis both in the IR and XUV as an effect of the Gouy phase[8]. On the other hand, we show the wavefront characterization of the 25th harmonic VVB in Fig. 1(d), where we identify a topological charge $\ell_{P,25} = 50$, in agreement with the theoretical scaling of the topological Pancharatnam charge for a driver with charge $\ell_{P,1} = 2$.

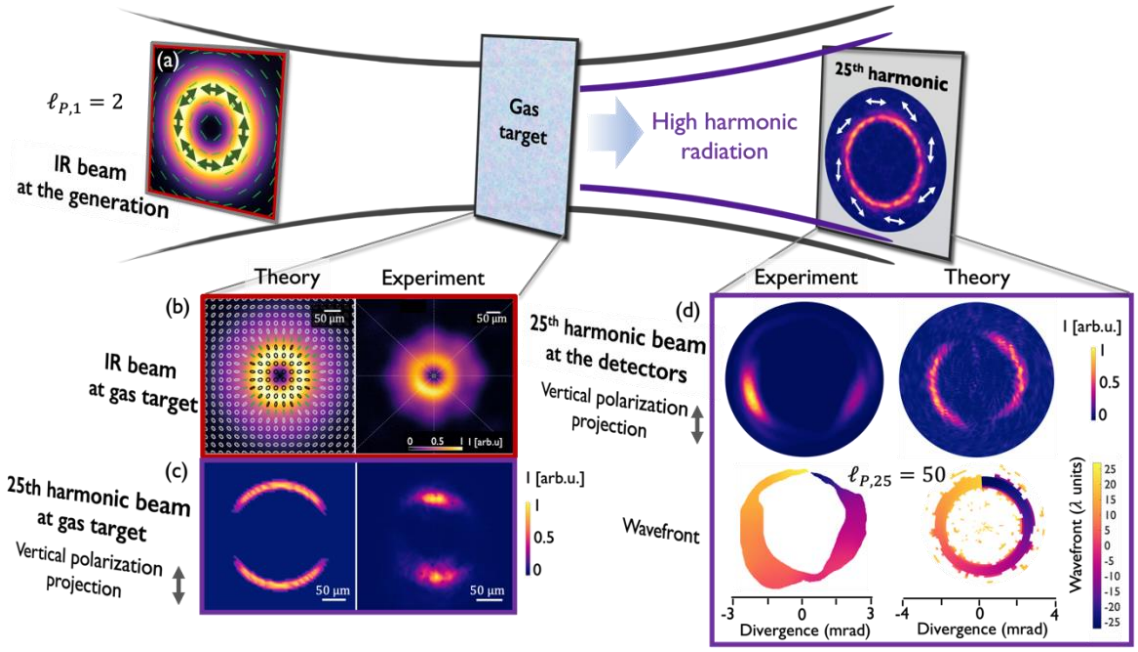


Figure 1: Scheme of the generation of XUV vector-vortex beams through high-order harmonic generation. The IR vector-vortex is built-up with a topological charge $\ell_{P,1} = 2$ and azimuthal linear polarization (a). Then, this IR structured beam evolves to an intricate polarization and intensity distribution at its waist, located at the gas target (b). Despite the complexity of the driving beam, the harmonic vector-vortex beam presents a clean distribution of the vertical polarization at the gas target (c), and a robust propagation towards the far-field XUV detectors (d). The second row of panel (d) shows the wavefront characterization of the 25th harmonic, corresponding to a topological charge $\ell_{P,25} = 50$.

In brief, we demonstrate a robust up-conversion of VVB from the IR to the XUV with a very good agreement between experiment and theory. We have explored HHG driven by non-pure modes of the propagation operator, obtaining surprising outcomes such as an efficiency increase for vector-vortex drivers with higher topological charge. Our results may encourage advances in diverse fields, such as high-resolution imaging, optical communications, attochemistry, or intense laser-matter interactions.

ACKNOWLEDGEMENTS: European Research Council (851201); Ministerio de Ciencia de Innovación y Universidades (FIS2016-75652-P, PID2019-106910GB-I00, RYC-2017-22745); Junta de Castilla y León FEDER (SA287P18); Université Paris-Saclay (2012-0333T-OASIS, 50110000724-OPTX, PhOM REC-2019-074-MAOHAm); Conseil Régional, Île-de-France (501100003990)

[1]A. Forbes, M. de Oliveira, and M.R. Dennis, *Nat. Photonics*, **15**, 253 (2021).
[2]C. Hernández-García, A. Turpin, J. San Román, A. Picón, R. Drevinskas, A. Cerkauskaite, P. G. Kazansky, C. G. Durfee, and Í. J. Sola, *Optica*, **4**, 520 (2017).
[3]C. Hernández-García, A. Picón, J. San Román, and L. Plaja, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 083602 (2013).
[4]F. Sanson, A. K. Pandey, F. Harms, G. Dovillaire, E. Baynard, J. Demailly, O. Guilbaud, B. Lucas, O. Neveu, M. Pittman, D. Ros, M. Richardson, E. Johnson, W. Li, P. Balcou, and S. Kazamias, *Opt. Lett.*, **43**, 2780 (2018).
[5]A. de las Heras, A. K. Pandey, J. San Román, J. Serrano, E. Baynard, G. Dovillaire, M. Pittman, C. Durfee, L. Plaja, S. Kazamias, O. Guilbaud, and C. Hernández-García (submitted).
[6]A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman, *Opt. Express*, **14**, 4208 (2006).
[7]K. S. Budil, P. Salières, M. D. Perry, and A. L'Huillier, *Phys. Rev. A*, **48**, 3437–3440 (1993).
[8]M. M. Sánchez-López, J. A. Davis, I. Moreno, A. Cofré, and D. M. Cottrell, *Opt. Express*, **27**, 2374 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Autocompensating Measurement-Device-Independent multichannel quantum key distribution in multicore optical fibers

Gabriel M. Carral López[1], Jesús Liñares Beiras[1] and Xesús Prieto Blanco[1]

[1] Quantum Materials and Photonics Research Group, Optics Area, Department of Applied Physics, Facultade de Óptica e Optometría/Facultade de Física, Universidade de Santiago de Compostela, Campus Vida s/n, E-15782, Santiago de Compostela, Galicia, Spain

Contact: gabrielmaria.carral.lopez@usc.es

One of the most striking, albeit challenging, applications of quantum mechanics is secure quantum communications. Quantum Key Distribution (QKD) allows two parties (Alice and Bob) to establish a secret key through a quantum channel and then safely send information through a classical channel. The classical channel can be a conventional data link while the preferred implementation for the quantum one is photons propagating along an optical fiber or a free-space link. Simultaneously, as the amount of transmitted information steadily grows, there is a rising need for optical fibers capable of providing enough data bandwidth like multicore fibers[1] (MCFs). This, in turn, strongly suggests that QKD is implemented in those kinds of fibers. These optical fibers can be combined with integrated optical devices for quantum state generation, detection and processing[2]. Ideally, QKD promises unconditional security. In realistic settings, however, there are a number of imperfections affecting the quantum channel that compromise the security of QKD. For instance, different ways to crack QKD exploiting side-channels on real-life detectors have been proposed. Nonetheless, a solution to any such attack exists: Measurement-Device-Independent (MDI) QKD[3]. By means of an intermediate relay (Charlie), performing a Bell state measurement, detectors can be un-trusted while retaining security. The main drawback is the lower key rate compared to other protocols. Another practical limitation is due to perturbations (and imperfections) along optical fibers. Undesired coupling between optical modes alters the quantum states and scrambles the encoded information. To neutralize the effects of such perturbations and make use of pre-existent (or soon-to-be) optical fiber infrastructure in a plug & play fashion, autocompensating techniques are required [4, 5].

In this work, we present an implementation of an Autocompensating-MDI-QKD protocol in pairs of cores of a multicore fiber. Information will be encoded in codirectional modes of a MCF: if one has two cores and sends one photon on the first core and none on the second, the state is $|0\rangle$ and if one does the opposite the state is $|1\rangle$. The arrangement of the protocol[6] may be that of Figure 1. Alice and Bob are connected to Charlie by multicore fiber links consisting on N pairs of cores (N channels each party, $2N$ total). Each pair of channels is processed individually and simultaneously at the state generation, detection and autocompensating stages. Charlie (C) sends the state $2^{-1/2}(|0\rangle + |1_\tau\rangle)$ per each channel (the second state is delayed a time τ). The full state is a tensor product of $2N$ such states (N for Alice, N for Bob). At Alice and Bob's stations, A and B, information is encoded in the X and Y bases by means of phase modulation. Likewise, in A and B signal and decoy states are produced by attenuating the incoming beams and autocompensating devices act like effective Faraday mirrors. A directional coupler with coupling phase equal to $\pi/2$ plus a π phase shift is enough to produce autocompensation for modal coupling. Next, the weak pulses are combined in an integrated Bell states projector (BSP), consisting in a number of cascaded directional couplers plus phase shifts. On the other hand, the key rate per pair of

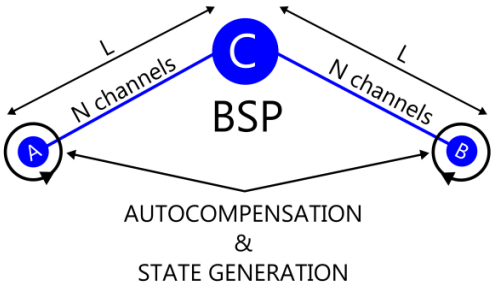
channels is given by the following expression[7]

$$R \geq Q_{11}[1 - H(e_{11})] - Q_{\mu_a\mu_b} f H(E_{\mu_a\mu_b}),$$

where Q_{11} is the single-photon gain, H is the binary Shannon entropy, e_{11} is the single-photon error, $Q_{\mu_a\mu_b}$ and $E_{\mu_a\mu_b}$ are the total gain and error, respectively, and f is the error correction inefficiency. The total key rate, involving all $N + N$ channels, is given by $N \times R$. In order to demonstrate the importance of autocompensation, effects of un-compensated perturbations are shown in the plot of the key rate. We have modelled the effect of mode coupling perturbations as the following optical error

$$E_{opt} = e_{opt} + \left(\frac{1}{2} - e_{opt}\right)(1 - e^{-\alpha_{opt}L}),$$

where e_{opt} is a misalignment error, α_{opt} is the modal perturbation coefficient and L is the length of the channel. As shown in Figure 2, it is crucial to autocompensate for modal perturbations; if one does not do so, the optical errors significantly impair the performance of the QKD protocol. In particular, not only is the key rate reduced but the maximal attainable distance is also limited.



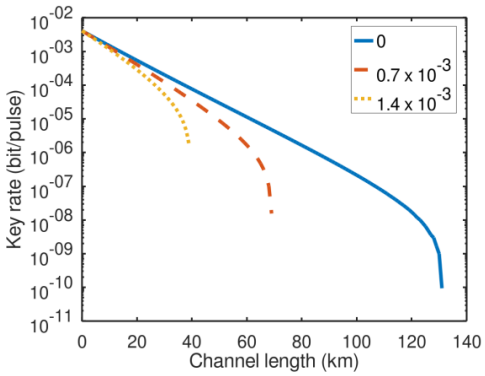


Figure 1 (left): Basic scheme for implementing an Autocompensating-MDI-QKD protocol.
Figure 2 (right): Secret key rate R per pair of channels vs. channel length for different values of α_{opt}

Note also that multichannel is not the same as high-dimensional (HD). Our method is more cost-effective than some high-dimensional MDI-QKD protocols[8], and also a simple solution for increasing the key rate, in terms of number of cores and detectors used. Opposite to HD-QKD, even though we use states of a Hilbert space of dimension $2N$, we are using $N + N$ photons too. So, our protocol does not benefit from the improved capability of detecting the presence of an eavesdropper that high-dimensional ones, based on 2-qudits, have, but it retains the same as two dimensional protocols, since Charlie launches $2N$-qubits, which can be monitored by Eve. The key rate benefits, however, from an important increase by a factor N in a feasible way.

ACKNOWLEDGEMENTS: Authors acknowledge the financial support by Xunta de Galicia, Consellería de Educación, Universidades e FP, by means of a grant Consolidation-GRC Ref.-ED431C2018/11, and a predoc grant (G. M. Carral, 2020), co-financed together with the European Social Fund.

[1]N. Bai *et al*; *Opt. Express.*, **20**, 2668 (2012).
[2]D. Balado *et al*.; *J. Opt. Soc. Am. B,* **36**, 2793 (2019).
[3]H. Lo et al.; *Phys. Rev. Lett.,* **108**, 130503 (2012).
[4]D. Bethune and W. Risk; *New J. Phys.,* **4**, 42 (2002).
[5]J. Liñares *et al*.; *Phys. Rev. A*, **103**, 043710 (2021).
[6]J. Liñares *et al*; *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ*., **17**, 19 (2021).
[7]X. Ma and M. Razavi; *Phys. Rev. A.,* **86**, 062319 (2012).
[8]L. Dellantonio *et al*; *Phys Rev. A.,* **98**, 062301 (2018).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Towards unravelling topological invariants through light-matter coupling in topological photonic insulators

Carlos Vega[1], Miguel Bello[2], Diego Porras[1] and Alejandro González-Tudela[1]

[1] Instituto de Física Fundamental IFF-CSIC, Calle Serrano 133b, 28006 Madrid, Spain
[2] Max-Planck Institut für Quentenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany

Contact: carlos.vega@iff.csic.es

Topological photonic structures are periodically modulated materials whose energy bands can be characterized by an integer topological invariant [1]. Like in their electronic counterpart, such invariants can be linked to the existence of edge modes in finite systems with open boundaries, which have already been measured in the photonic context [2]. However, differently from them, the proposal or observation of quantized responses in topological photonics still remains an open challenge of the field.

Recent experimental advances enable the integration of quantum emitters to such structures [3, 4]. Motivated by such experiments, in this talk we will address whether such "topological light-matter interfaces" can be used to probe topology in novel and unconventional ways. In particular, we explore the case of topological one-dimensional waveguides and find an interesting connection between the shape of the photon-mediated interactions in these systems, and the winding number [5, 6], the topological invariant characterizing such systems. Besides, we explore ways of further tuning such interactions based on the non-local light-matter couplings that can be obtained with giant atoms [7].

ACKNOWLEDGEMENTS:

[1] T. Ozawa et al.; *Reviews of Modern Physics*, vol. 91, no 1, p. 015006 (2019).
[2] M. Hafezi et al.; *Nature Photonics*, vol 7, no 12, p. 1001 (2013) .
[3] E. Kim et al.; *Physical Review X*, vol 11 no 1, p. 011015 (2021).
[4] S. Barik et al.; *Science*, vol. 359, no. 6376, p. 666 (2018).
[5] M. Bello et al.; *Science advances*, vol. 5, no 7, p. eaaw0297 (2019).
[6] C. Vega et al.; *arXiv preprint,* arXiv: 2105.12470 (2021).
[7] A. F. Kockum; *International Symposium on Mathematics, Quantum Theory, and Cryptography*, p. 125 (2021).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Recurrencias no lineales para vórtices autoatrapados en un medio con no linealidad no local

Ángel Paredes[1], José R. Salgueiro[1], David N. Olivieri[2] y Humberto Michinel[1]

[1] Departamento de Física Aplicada, Escuela de Ingeniería Aeronáutica y del Espacio, Universidad de Vigo, Campus de As Lagoas s/n, 32004 Ourense, España
[2] Departamento de Lenguajes y Sistemas Informáticos, Escuela Superior de Ingeniería Informática, Campus de As Lagoas s/n, 32004 Ourense, España

Contacto: angel.paredes@uvigo.es

Estudiamos estados propios auto-atrapados de tipo vórtice para una ecuación bidimensional con un término no local focalizante y una no linealidad cúbica local. Existe una familia de soluciones para cada valor de la carga topológica *l*, dependiendo de un parámetro que mide la importancia relativa de ambas no linealidades. Sorprendentemente, para *l* = 1 y *l* = 2, hay soluciones para las que el perfil inicial se rompe pero posteriormente se reconstruye, lo que conduce a una oscilación no lineal entre el vórtice y un azimutón[1]. Este comportamiento constituye un nuevo tipo de realización, en un sistema no integrable, de una recurrencia no lineal reminiscente del trabajo seminal de Fermi-Pasta-Ulam-Tsingou[2].

En concreto, consideramos la ecuación de Schrödinger no lineal con términos Kerr y Poisson, ambos focalizantes. En óptica, el primero constituye uno de los tipos de no linealidad más habituales para la propagación de haces láser en medios materiales mientras que el segundo es una no linealidad lenta que puede venir de un efecto termo-óptico o fotorrefractivo. Para que ambos términos sean comparables a la hora de determinar la dinámica espacial de un haz láser, se puede utilizar la propagación de un haz pulsado en un medio apropiado[3], siempre y cuando los pulsos sean lo suficientemente largos para que la dinámica temporal pueda ser ignorada. Tras un reescalado a variables adimensionales, el sistema de ecuaciones bidimensional a resolver es:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z} = -\frac{1}{2}\nabla^2\psi - |\psi|^2\psi + \Phi\psi, \quad \nabla^2\Phi = 2\pi|\psi|^2$$

Tras calcular las familias de vórtices auto-atrapados para distintas cargas topológicas, procedimos a integrar repetidamente esta ecuación utilizando los diferentes estados propios como condición inicial. Para ello, usamos el método numérico conocido como método de propagación de haces (*BPM* por sus siglas en inglés). Para ilustrar la evolución, resulta conveniente definir un parámetro que mide cómo de diferente es el perfil de intensidad del haz a una distancia *z* de propagación, en comparación con el estado inicial $|\psi_{vort}|^2$:

$$\sigma(z) = \frac{1}{P}\int |(|\psi_{vort}|^2 - |\psi|^2)|d^2\mathbf{x}.$$

donde *P* es proporcional a la potencia del haz (*P* cercano a 0 corresponde al caso sin término Kerr mientras que *P* grande corresponde al caso sin término Poisson). Con σ=0 se tendría el perfil inicial y cuanto mayor es mayor es σ, mayor es la diferencia. Para cargas topológicas *l*=1 y *l*=2, hay vórtices auto-atrapados estables para *P* pequeño. Lo más notable es que hay una región para *P* intermedio en la que los estados son perturbativamente inestables lo que lleva a la destrucción del perfil inicial, pero la propia evolución del sistema lleva a que dicho perfil inicial se reconstruya a sí mismo con gran precisión, dando lugar a un proceso de recurrencia, véase un ejemplo en la figura 1.

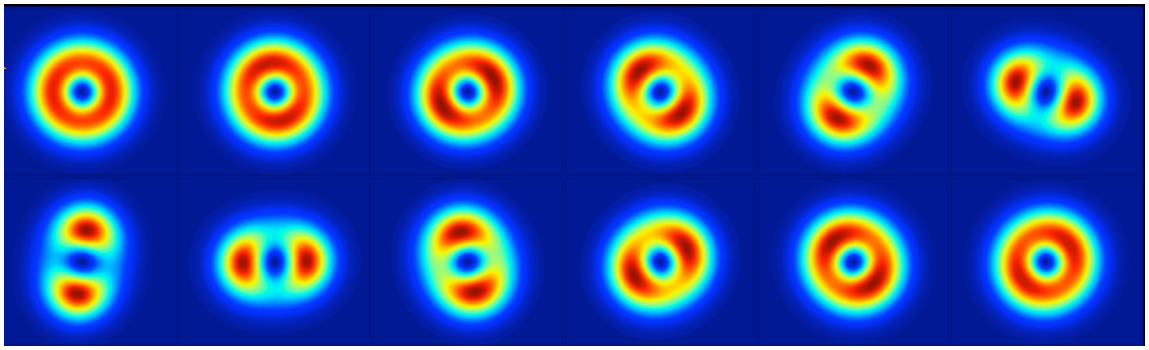


Figura 1: Un vórtice a distintas distancias de propagación. El código de colores muestra el perfil de intensidad $|\psi|^2$ en función de la posición en el plano *(x,y)*, siendo el rojo el máximo y el azul el mínimo.

Las perturbaciones azimutales modulan el perfil inicial y dan lugar a dos o tres "solitones" iguales orbitando uno alrededor del otro, es decir, un azimutón. Tras la evolución, las piezas se fusionan nuevamente y reproducen el estado radialmente simétrico inicial con alta precisión. Esto proporciona un llamativo ejemplo de transformaciones periódicas no triviales entre diferentes perfiles[4]. Oscilaciones cualitativamente similares fueron descritas en[5] para un modelo diferente. Sin embargo, el comportamiento oscilatorio en el presente caso es notablemente robusto, especialmente para *l*=1, véase la figura 2.

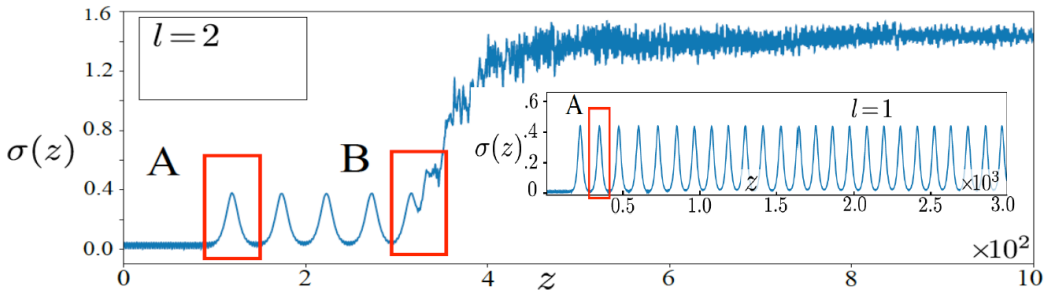


Figura 2: Evolución de la desviación de la distribución de potencia inicial para dos ejemplos. En el caso de *l* = 2, el vórtice se rompe en tres. Después de la primera rotura y reconstrucción (cuadro A), hay algunas repeticiones del proceso y la configuración finalmente se destruye (cuadro B). Las oscilaciones entre el anillo de vórtice y el azimutón son mucho más robustas para *l* = 1 como se aprecia en el recuadro.

AGRADECIMIENTOS: Queremos agradecer especialmente el entusiasmo y el trabajo de José Blanco Labrador, a cuya memoria dedicamos esta contribución. La presente investigación ha sido financiada por los proyectos FIS2017-83762-P del Ministerio de Economía y Competitividad (España) y ED431B 2018/57 de la Consellería de Educación, Universidad y Formación Profesional (Xunta de Galicia).

[1]A. Paredes, J. Blanco-Labrador, D. N. Olivieri, J. R. Salgueiro, H. Michinel. *Phys. Rev. E* **99**, 062211 (2019).

[2]E. Fermi, P. Pasta, S. Ulam, and M. Tsingou, "Studies of the Non- linear Problems", *Technical Report No. LA-1940, Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico,* (1955).

[3]A. Navarrete, A. Paredes, J. R. Salgueiro, and H. Michinel, *Phys. Rev. A* **95**, 013844 (2017).

[4]D. Buccoliero, A.S. Desyatnikov, W. Krolikowski, Y.S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 053901 (2007).

[5]S. Skupin, O. Bang, D. Edmundson, and W. Krolikowski, *Phys. Rev. E* **73**, 066603 (2006).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Measuring the second degree of coherence function to characterize the generation of pseudothermal light

Pien Vinke[1], Juan M. Bueno[1], Alejandro M. Jiménez[2], and Enrique J. Fernández[1]

[1] Laboratorio de Óptica, Universidad de Murcia, Campus de Espinardo (Ed. 34), 30100, Murcia, Spain
[2] Applied Optics Group, School of Physical Sciences, University of Kent, Canterbury CT2 7NH, United Kingdom

Contact: bueno@um.es

The Hanbury Brown-Twiss (HB-T) effect manifests in the form of non-trivial correlations in both time and space occurring at two separate detectors receiving light from a thermal source. It was first described in 1954 in the context of radioastronomy[1], to be soon after demonstrated in the visible range. A new type of interferometer was devised to characterize the effect[2]. In this interferometric technique, the signals generated from 2 detectors D_1 and D_2 at time t_1 and t_2, placed at positions ρ_1 and ρ_2 are correlated in both time and space. The resulting correlation function obtained in the HB-T interferometer is a version of the second degree of coherence function in the context of statistical and quantum optics [3]. This function $g^{(2)} = g^{(2)}(\rho_1, t_1, \rho_2, t_2)$ reaches the maximum value of 2 for a thermal source, and it is constant and equal to 1 for a continuous laser source. This effect allows to characterize the photon bunching through the maximum of the function $g^{(2)}$, which is a pillar of the quantum coherence field[3]. In this work, we developed a classical version of the HB-T intensity interferometer using optical fibers and avalanche photodiodes to characterize different pseudothermal sources in the laboratory by measuring the second order coherence function $g^{(2)} = g^{(2)}(\tau)$.

The pseudothermal sources were generated by implementing a set of commercial diffusers back illuminated by a laser source upon a rotating stage, keeping a constant angular velocity of 48.6 rad/s. The diffusers consisted of four N-BK7 ground glass filters (Thorlabs, DGK01 series of 120, 220, 600 and 1500 grit values), and two engineered diffusers (Thorlabs, EDK01 series) with pre-established divergence angles of 20 and 50 deg (ED1-C20 and ED1-C50, respectively). The grit index provided by the manufacturer informs about the roughness of the diffuser's surface, giving the density of random scratches generated on the filter. With the help of the HB-T intensity interferometer we investigated the influence of 2 experimental variables on the second order coherence function obtained with every diffuser from the set: the distance L between the diffuser and the detector, and the surface area of the laser beam on the diffuser surface (A). The main goal of the work was to establish which diffuser produced the best pseudothermal source in terms of coherence properties.

To determine the influence of the distance L on $g^{(2)}(\tau)$, the location of the diffusers was varied from 15 cm to 60 cm in steps of 2.5 cm. Measurements were taken recording between 40 and 200 runs for every distance and diffuser. As an example, Figure 1 shows the mean $g^{(2)}(0)$ value as a function of the distance for one of the filters (grit index 220). The maximum average value of $g^{(2)}(\tau)$ across all diffusers was 1.70±0.01, obtained at 22.5 cm for the filter of grit index 220.

The second experimental variable was A. Setting a distance L of 45 cm, the parameter A was changed, and the corresponding functions $g^{(2)}(\tau)$ were obtained. This variable impacted $g^{(2)}(0)$ significantly less than the distance to the detector. The maximum of $g^{(2)}(\tau)$ for the diffuser of 220 grit and A=11mm^2 was equal to 1.30±0.01. Figure 2 presents the mean value of $g^{(2)}(0)$ for the set of diffusers, using A=11mm^2 and L=45cm. The $g^{(2)}(0)$ values for the two EDK01 diffusers were significantly lower than for the other filters, indicating a poorer performance in terms of bunching, or generation of pseudothermal sources.

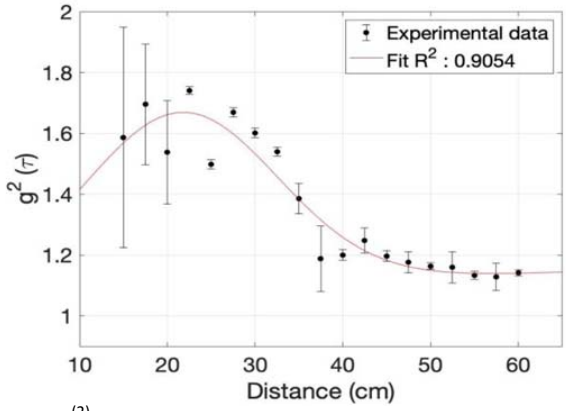


Figure 1. Values of $g^{(2)}(\tau)$ as a function of the distance between the diffuser and the detector. The black points represent the experimental data with their standard deviation. The red line is a Gaussian curve fitting.

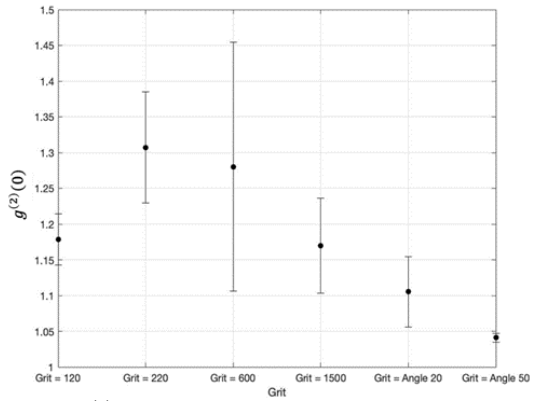


Figure 2. The mean values for $g^{(2)}(0)$ obtained with different diffusers for A=11mm^2 and L=45cm.

In conclusion, the performance of different diffusers as pseudothermal sources with a HB-T interferometer was characterized. The best filter and experimental conditions in terms of the function $g^{(2)}(\tau)$ were A=11mm^2 for a 220-grit diffuser located at L=22.5cm from the detector. Under these conditions, the maximum bunching reached 1.74±0.01. These results are useful for incoherent imaging or other modalities where photon bunching plays a role. In addition, pseudothermal sources are advantageous for the high values of irradiance and monochromaticity that can be accomplished as compared with thermal ones. These pseudothermal sources are of a capital importance in many imaging modalities such ghost imaging and non-linear imaging.

Acknowledgments

This work was supported by Ministerio de Ciencia e Innovación, Agencia Estatal de Investigación, Spain (PID2020-113919RB-I00).

[1] R. H. Brown and R. Q. Twiss; *Philosophical Magazine*, **45**, 366 (1954).
[2] R. H. Brown and R. Q. Twiss; *Nature*, **177**, 27 (1956).
[3] L. Mandel and E. Wolf; Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University Press (1995).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Sobre los límites del cálculo teórico de las resonancias inelásticas por confinamiento inducido en sistemas de átomos ultrafríos

Tomás Sánchez-Pastor[1], Alejandro Saenz[2] y Fabio Revuelta[1]

[1] Grupo de Sistemas Complejos, Escuela Técnica Superior de Ingeniería Agronómica, Alimentaria y Biosistemas, Universidad Politécnica de Madrid, Avda. Puerta del Hierro 2-4, 28040, Madrid, España.
[2] AG Moderne Optik, Institute für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstrasse 15, 12489 Berlin, Germany.

Contacto: t.ssanchez-pastor@upm.es

Los átomos ultrafríos se han convertido en un tema de gran interés desde la primera realización experimental de los condesados de Bose-Einstein [1]. Actualmente, son sistemas muy prometedores en cuanto a la revolución de las tecnologías cuánticas se refiere, siendo uno de los prometedores bloques fundamentales de los ordenadores cuánticos que se barajan hoy día debido al excelente grado de control experimental que se tiene sobre ellos. Una manera de hacerlo es variando la interacción entre átomos simplemente variando el campo magnético externo, esto es, a través de las resonancias de Feshbach [2].

Normalmente, los átomos forman parte de un gas ultrafrío que se confina en trampas ópticas —creadas con láseres— de diferente forma y geometría (trampas ópticas, pinzas ópticas, trampas dipolares, etc.). Cambiar el potencial de la trampa óptica es relativamente fácil en comparación con otras técnicas pues sólo se ha de variar la intensidad de los láseres que conforman la trampa. Así, es posible manipular el gas gracias a las resonancias inelásticas por confinamiento inducido (ICIR por sus siglas en inglés), que fueron observadas por primera vez en un experimento en Innsbruck [3]. Las ICIR se producen por a las imperfecciones del potencial de confinamiento que, teóricamente, se modelan con términos que van más allá de la aproximación armónica. Al incluir las anarmonicidades, las coordenadas del centro de masas y relativas se acoplan entre sí dando lugar a las resonancias no-adiabáticas citadas anteriormente.

En esta ponencia, examinamos los límites de la teoría de las ICIR en comparación con las simulaciones *ab initio*. Para ello, calculamos el espectro de energías de un sistema formado por dos átomos de litio resolviendo la correspondiente ecuación de Schrödinger de seis dimensiones (tres radiales y tres angulares). Las ICIR se manifiestan como cruces evitados en el espectro, debido a la interacción de los niveles moleculares con el primer estado de la trampa. Nuestros resultados demuestran que la teoría es precisa en trampas casi-1D [3,4], pero tiene graves limitaciones en trampas 3D [5].

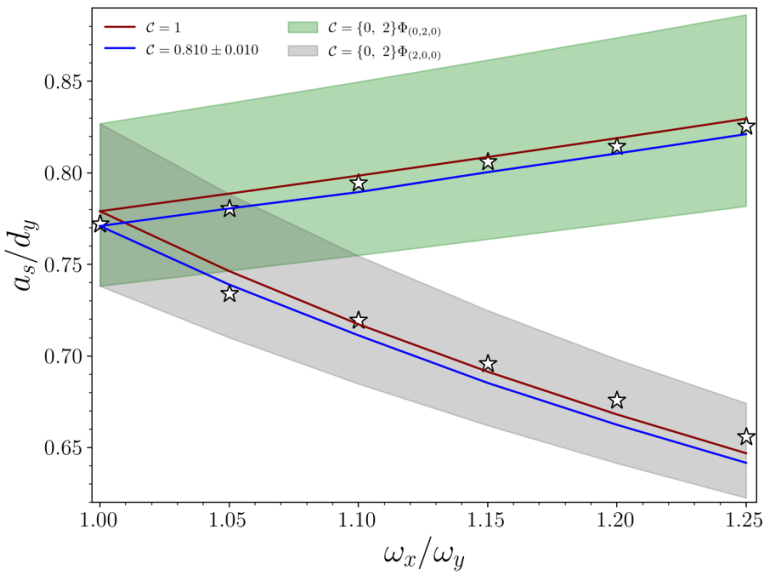


Figura 1: Posición de las resonancias inelásticas por confinamiento inducido en términos del cociente entre la longitud de dispersión a_s y la longitud característica transversal d_y, en función de la anisotropía de la trampa óptica expresado como el cociente de las frecuencias ω_x/ω_y, para dos átomos de litio en una trampa casi-1D. La anisotropía es responsable del desdoblamiento de la resonancia en dos ramas, asociadas a niveles moleculares de dos excitaciones del centro de masas. Las simulaciones *ab initio* (estrellas blancas) están en concordancia con las predicciones teóricas[4] (líneas azules) y también con las obtenidas anteriormente[5] (líneas rojas), que además, están dentro de los límites de la teoría (bandas sombreadas).

REFERENCIAS:

[1] K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett., **75**, 3969 (1995); M. H. Anderson *et al.*, Science **269**, 198 (1995).

[2] K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett., **75**, 3969 (1995); M. H. Anderson *et al.*, Science **269**, 198 (1995).

[3] E. Haller, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **104**, 153203 (2010).

[4] S. Sala, P.-I. Schneider, and A. Saenz, Phys. Rev. Lett., **109**, 073201 (2012); S. Sala, and A. Saenz, Phys. Rev. A **94**, 022713 (2016).

[5] T. Sánchez-Pastor, A. Saenz, and F. Revuelta. *On the limits of the theoretical calculation of inelastic confinement-induced resonances*, to be published.

AGRADECIMIENTOS:

Acción financiada por la Comunidad de Madrid en el marco del Convenio Plurianual con la Universidad Politécnica de Madrid en la línea de actuación de estímulo a la investigación de jóvenes doctores (proyecto APOYO-JOVENES-4L2UB6-53-29443N, GeoCoSiM) y por el Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades a través del proyecto PGC2018-093854-BI00.

Caracterización espaciotemporal de vórtices ópticos ultracortos

Miguel López-Ripa[1], Íñigo Sola[1] y Benjamín Alonso[1]

[1] Grupo de Aplicaciones del Láser y Fotónica (ALF), Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Plaza de la Merced s/n, 37008, Salamanca, España

Contacto: miguellr@usal.es

A lo largo de las últimas décadas, los avances en la generación de haces láser pulsados cada vez más complejos[1] y su creciente número de aplicaciones han llevado a que las técnicas de caracterización espaciotemporal cobren una gran importancia[2]. Sin embargo, el problema de la mayor parte de técnicas es que son altamente sensibles a perturbaciones externas y/o requieren sistemas complejos difíciles de implementar en el laboratorio.

En este trabajo hemos implementado un sistema sencillo, compacto y ultraestable basado en interferometría por desplazamiento lateral en un montaje monolítico capaz de realizar la caracterización espaciotemporal de haces pulsados complejos, y lo hemos empleado para determinar vórtices ópticos ultracortos de diferente momento angular orbital (MAO).

Nuestro sistema de caracterización aprovecha las propiedades de los cristales uniáxicos birrefringentes para obtener dos réplicas del pulso original con un cierto retardo (τ) y desplazadas lateralmente una cierta distancia denominada *walk-off* (Δ). Estas dos réplicas se denominan haz ordinario y haz extraordinario, siendo este último el que se desplaza lateralmente. Ambas contribuciones tienen polarizaciones ortogonales y, empleando un polarizador lineal, podemos proyectarlas en una orientación común para observar su interferometría espectral:

$$S_{SI}(r,\omega) = \frac{1}{2}S(r,\omega) + \frac{1}{2}S(r+\Delta,\omega) + \sqrt{S(r,\omega)+S(r+\Delta,\omega)}\cdot\cos(\varphi\,(r,\omega) - \varphi(r+\Delta,\omega) - \varphi_{OE}(r,\omega)) \quad [1]$$

siendo $S_{SI}(r,\omega)$ la interferometría espectral en el punto r. $S(r,\omega)$ y $\varphi(r,\omega)$ corresponden al espectro y la fase del haz ordinario, mientras que $S(r+\Delta,\omega)$ y $\varphi(r+\Delta,\omega)$ hacen referencia al espectro y la fase del haz extraordinario. Además, el término $\varphi_{OE}(r,\omega)$ corresponde a la fase relativa entre el haz ordinario y extraordinario.

Empleando un sistema de barrido 2D recopilamos la interferencia espectral en una cuadrícula con paso de medida igual al *walk-off* y, recurriendo a un algoritmo de filtrado por Transformada de Fourier, obtenemos el término de fase codificado en las interferencias. Este término corresponde al gradiente espacial (fase espectral relativa entre puntos adyacentes) en la dirección del *walk-off* más un término asociado a la fase añadida por el sistema de medida. Este último puede extraerse calibrando el sistema con un haz plano. Por lo tanto, midiendo el término interferencial para dos barridos con el *walk-off* introducido en direcciones perpendiculares (*x* e *y*, por ejemplo) podemos obtener el gradiente espacioespectral completo del haz. Tomando un punto del haz como referencia, se puede integrar el gradiente para obtener la fase espacioespectral relativa a dicha posición. Finalmente, conociendo la fase temporal (o espectral) en ese punto de referencia y, dado que en el barrido 2D se puede medir la amplitud espacioespectral del haz, se extrae la intensidad y fase espaciotemporal del haz.

El sistema experimental que hemos empleado para la detección consta de un cristal de calcita (espesor 1.06 mm) con el eje óptico a 45° respecto a la cara de entrada del cristal, que introduce un desplazamiento lateral de 113 µm para una longitud de onda de 800 nm. Se sitúa el cristal entre dos polarizadores lineales a 45° para crear las dos réplicas del haz y después realizar la proyección común. También empleamos una lámina retardadora de calcita (espesor 3 mm) con el

eje rápido en la dirección vertical (eje y) para modificar el retraso entre las réplicas. Además, recurrimos a la técnica recientemente desarrollada *amplitude swing*[3] para caracterizar la referencia temporal.

Para generar los vórtices ópticos con distinto MAO hemos combinado nuestro equipo láser de pulsos ultracortos, sistema Spitfire ACE de Spectra Physics que produce pulsos centrados en 798 nm, con el uso de láminas nanoestructuradas, también conocidas como s-plates[4,5]. Estos haces se caracterizan por tener una variación azimutal de la fase definida como $\exp(-i\ell\phi)$, siendo ℓ el MAO y ϕ la coordenada azimutal. Concretamente en la Fig. 1 mostramos la reconstrucción espaciotemporal para tres tiempos diferentes de un vórtice óptico ultracorto de MAO=+2 generado empleando un s-plate.

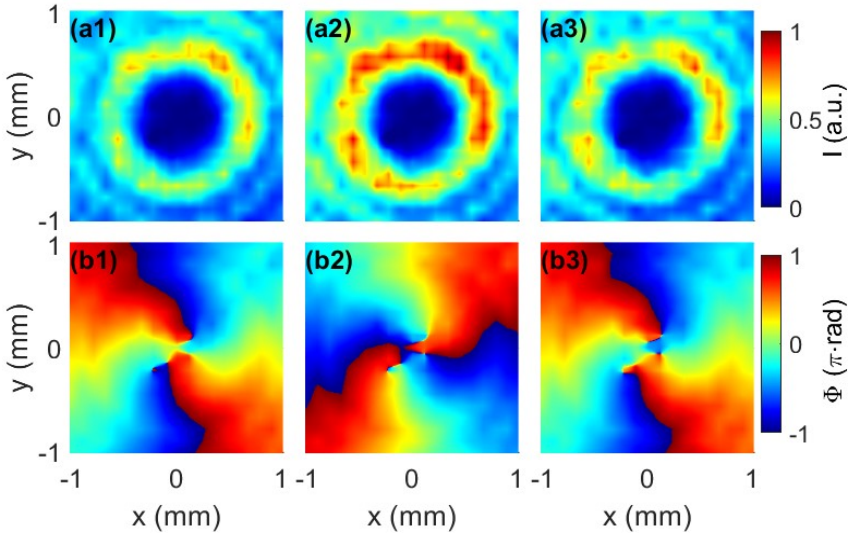


Figura 1: Reconstrucción espaciotemporal de la intensidad (a) y fase (b) de un vórtice de MAO=+2 para tres tiempos del pulso: (a1 y b1) t= -20 fs, (a2 y b2) t= 0 fs y (a3 y b3) t=+20 fs.

La configuración en línea del sistema de caracterización espaciotemporal le otorga gran estabilidad permitiendo medir con precisión el frente de ondas de los pulsos, tal y como se puede observar en la Fig. 1.

En conclusión, hemos implementado un sistema de caracterización espaciotemporal compacto y ultraestable y lo hemos aplicado para estudiar vórtices ópticos ultracortos. Esperamos que las características del montaje propuesto permitan explorar y optimizar nuevos casos de interés en aplicaciones de la óptica ultrarrápida.

AGRADECIMIENTOS: Fundación General de la Universidad de Salamanca (*Plan TCUE 2018-2020 0050*); Universidad de Salamanca (*Programa III: Ayudas para programas predoctorales*); Junta de Castilla y León y fondos FEDER (*SA287P18*); MINECO (*FIS2017-87970-R*)

[1]Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q.Liu, M. Gong and X. Yuan; *Light: Science and Applications*, **8**, 2047 (2019).
[2]C. Dorrer; *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **25**, 3100216 (2019).
[3]B. Alonso, W. Holgado and I.J. Sola; *Optics Express*, **28**, 15625 (2020).
[4]M. Beresna, M. Gecevičius and P.G. Kazansky; *Optical Materials Express*, **1**, 783 (2011).
[5]I. Lopez-Quintas, W. Holgado, R. Drevinskas, P.G. Kazansky, I.J. Sola and B. Alonso; *Journal of Optics*, **22**, 095402 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Cavidad láser de fibra óptica multibanda basada en reflectores pseudoaleatorios cuasidistribuidos

Arturo Sánchez-González[1,2], Rosa Ana Pérez-Herrera[1,2], Pablo Roldán-Varona[3,4,5], Luis Rodríguez-Cobo[4], José Miguel López-Higuera[3,4,5], y Manuel López-Amo[1,2]

[1] Departamento Ingeniería Eléctrica, Electrónica y de Comunicación, Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, España. [2] Instituto Smart Cities (ISC), Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, España. [3] Grupo de Ingeniería Fotónica, Universidad de Cantabria, 39005 Santander, España. [4] CIBER-bbn, Instituto de Salud Carlos III, 28029 Madrid, España. [5] Instituto de Investigación Sanitaria Valdecilla (IDIVAL), 39005 Cantabria, España

Contacto: arturo.sanchez@unavarra.es

Resumen: En este trabajo se presenta un análisis experimental de las prestaciones alcanzadas por una cavidad láser en línea asistida por un reflector de fibra con retrodispersión controlada artificialmente (RFRCA). Dicho reflector ha sido concebido para permitir oscilación en un único modo longitudinal (SLM) en bandas C y L, presentando inestabilidades en potencia de emisión inferiores a 0.1 dB y relaciones de señal óptica a ruido (OSNR) superiores a 44 dB.
Keywords: retrodispersión, láser de fibra óptica, monomodo, multibanda, reflector aleatorio.

1. Introducción:

Desde su concepción en la década de los noventa, la aplicación de láseres de fibra óptica como sistemas sensores se ha extendido y afianzado en multitud de áreas del conocimiento[1]. No obstante, este desarrollo se ha circunscrito principalmente a la banda C de comunicaciones ópticas. Así, la banda L, esencial para la detección de gases de gran impacto medioambiental, ha quedado prácticamente desprovista de sensores láser de fibra óptica. Centrándonos en el medio amplificador del sistema, la fibra óptica dopada con erbio (EDF) se sitúa como una de las opciones más extendidas, al dar lugar a láseres de elevada OSNR y reducida anchura de línea. A cambio, el ensanchamiento de línea homogéneo, intrínseco al medio, limita la estabilidad de la emisión láser, y con ello las prestaciones finales del sistema. Uno de los principales métodos para mitigar su efecto es lograr oscilación SLM. Sin embargo, todas las técnicas propuestas hasta la fecha suponen un encarecimiento del sistema, así como un incremento en su complejidad[2]. Como respuesta, este trabajo propone un resonador lineal de altas prestaciones utilizable como sistema sensor simultáneamente en bandas C y L. La cavidad se ve asistida por un nuevo diseño de RFRCA como elemento diferenciador, gracias a cuya retrodispersión se logra comportamiento SLM.

2. Proceso de inscripción:

El reflector pseudoaleatorio empleado ha sido fabricado sobre una sección de fibra monomodo estándar, inscribiendo aleatoriamente en su núcleo incrementos en el índice de refracción del orden de 10^{-3}. Tanto el montaje como el proceso de grabado utilizado han sido descritos en trabajos previos[3]. Sin embargo, aquí los parámetros de inscripción han sido modificados sustancialmente respecto de aquellos, permitiendo ahora una mayor variabilidad tanto en energía de pulso (aleatoria entre 0.19 y 0.9 µJ), como en periodicidad de grabado (aleatoria entre 0 y 12 µm). El resultado final ha sido un RFRCA de 15 mm de longitud, con una reflectancia distribuida uniformemente e inferior al 5% a lo largo del rango espectral de 1525 a 1565 nm.

3. Montaje experimental:

Tal como muestra la Figura 1, la cavidad lineal empleada consta del RFRCA diseñado como reflector izquierdo, de un espejo de lazo en fibra (FLM) como reflector derecho, y de dos

circuladores entre ambos para delimitar el sentido de circulación de la luz a través del amplificador. Esto último se debe a que el amplificador comercial empleado para oscilación en banda L es unidireccional. Por su parte, la emisión en banda C se logra sustituyendo el amplificador comercial previo por un multiplexor en división de longitud de onda (WDM) que permite inyectar un bombeo láser centrado a 976 nm sobre 2.5 m de EDF modelo I25 como medio amplificador. Tanto el controlador de polarización (PC) como el atenuador óptico variable (VOA) presentes en la cavidad permiten el ajuste fino de la estabilidad de oscilación. Finalmente, un acoplador óptico (OC) 95:5 extrae un 5% de la señal para su posterior caracterización.

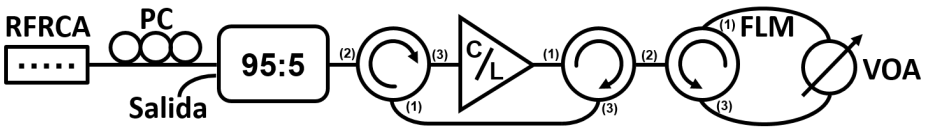


Figura 1. Montaje experimental de la cavidad láser propuesta.

4. Resultados:

Independientemente de la amplificación empleada, la cavidad diseñada exhibe resonancia con una potencia umbral de bombeo óptico de 50 mW. En ambos casos la oscilación se produce en una única línea, si bien para banda C esta se encuentra centrada en 1530.85 nm (Figura 2 (a)), frente a 1598.8 nm en el caso de banda L (Figura 2 (b)). Una vez superada la potencia de bombeo de 100 mW, dicha línea de emisión alcanza una OSNR superior a 44 dB y pasa a presentar un solo modo longitudinal, verificado tanto por medio de un analizador de espectros ópticos de muy alta resolución (0.08pm, BOSA-C) como por la técnica del heterodinaje óptico. La influencia del comportamiento SLM sobre la estabilidad de emisión se hace patente al monitorizar la potencia de pico a lo largo de una hora, obteniendo respectivamente inestabilidades de 0.04 y 0.08 dB al 95% de intervalo de confianza.

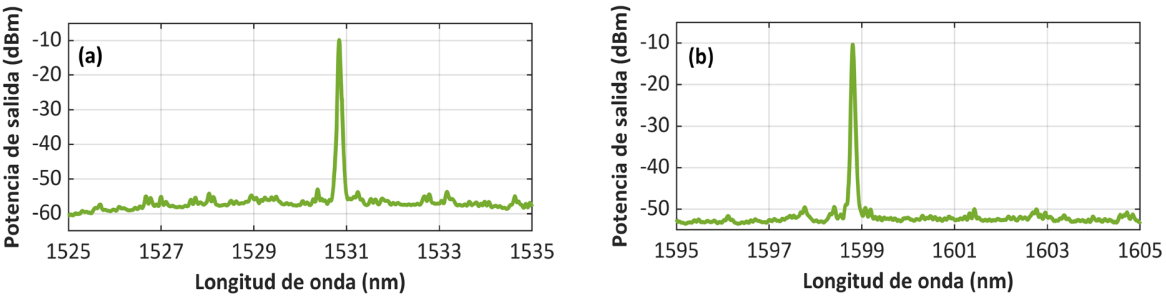


Figura 2. Espectro de emisión de la cavidad láser diseñada para amplificación en banda C (a), y banda L (b).

5. Conclusiones:

Este trabajo presenta una cavidad lineal de fibra asistida por un reflector RFRCA, capaz de lograr oscilación SLM de altas prestaciones en bandas C y L mediante la sustitución del medio de amplificación. Se trata del primer caso reportado que logra un comportamiento SLM reduciendo el RFRCA diseñado a 15 mm, longitud inferior al 1% del caso más próximo reportado[4].

AGRADECIMIENTOS: Trabajo financiado por MICINN y AEI (PID2019-107270RB); fondos FEDER; MECD (Beca PFU 2018/02797); y los Proyectos de Jóvenes Investigadores de la UPNA 2019 (PJUPNA1928).

[1]Y. Liu et al.; *Photonic Sens.*, **1**, 43 (2011)
[2]L. Rodríguez-Cobo et al.; *Sensors*, **18**, 3593 (2018)
[3]R. A. Pérez-Herrera et al.; *Proc. SPIE*, **11199**, 111992R (2019)
[4]R. A. Pérez-Herrera et al.; *IEEE Access*, **9**, 27428 (2021)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Generación de armónicos de orden elevado en presencia de campos magnéticos ultraintensos

Rodrigo Martín Hernández[1], Luis Plaja[1], Carlos Hernández-García[1]

[1]Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Pl. Merced s/n, E-37008, Salamanca, Spain

Contacto: rodrigomh@usal.es

La emergencia de haces de luz láser estructurados[1] está abriendo nuevas oportunidades en el campo de la óptica ultrarrápida. En particular, recientemente se ha estudiado cómo haces láser vectoriales acimutales (haces cuya polarización varía lo largo del plano perpendicular a la propagación), presentan un campo magnético oscilante en el eje, polarizado en la dirección propagación del haz[2]. Puesto que a lo largo del eje la amplitud del campo eléctrico en este tipo de haces es nula, el mencionado campo magnético se encuentra aislado, conformando un esquema idóneo para explorar la excitación magnética de los materiales. En concreto, utilizando haces acimutales intensos, infrarrojos y con duraciones de femtosegundo, se ha demostrado que se pueden alcanzar campos magnéticos aislados de varios Tesla, y con duraciones de femtosegundo[2]. Este tipo de campos magnéticos son potencialmente interesantes en áreas como la espintrónica y en el desarrollo de nuevos sistemas de almacenamiento magnético ultrarrápido[3].

La amplitud de estos campos magnéticos ultrarrápidos aislados depende directamente de la intensidad del haz acimutal. Considerando intensidades de campo electromagnético entorno a los 10^{23} - 10^{24} W/cm^2, en la frontera de los récords actuales[4], los campos magnéticos llegan a amplitudes de entre 10^5 - 10^6 T.

En este trabajo estudiamos cómo afectan estos campos magnéticos ultraintensos y ultrarrápidos en los procesos de generación de armónicos de orden elevado (HHG, por sus siglas en inglés). La generación de armónicos de orden elevado es un proceso altamente no lineal, resultado de la interacción de un láser intenso con la materia. Como resultado de la interacción no perturbativa, entre el campo láser y los átomos de gas, se pueden generar armónicos de ordenes muy elevados. El proceso puede entenderse a partir de un modelo clásico conocido como el modelo de los tres pasos. En primer lugar, por la acción del campo eléctrico del láser, el electrón en el átomo se ioniza por efecto túnel. Una vez ionizado, este se ve acelerado por el mismo campo eléctrico, ganando energía cinética. Finalmente, el electrón acelerado puede acabar recolisionando con el átomo, recombinándose y emitiendo un fotón muy energético[5]. Como consecuencia del proceso de HHG, se emite un haz de armónicos de orden elevado, pudiendo llegar a los rayos X blandos[6]. Nuestras simulaciones demuestran que el campo magnético introduce una dinámica de reaparición (*revival*) en la función de onda del fotoelectrón ionizado[7], modificando sustancialmente el proceso de HHG y el espectro de armónicos emitido.

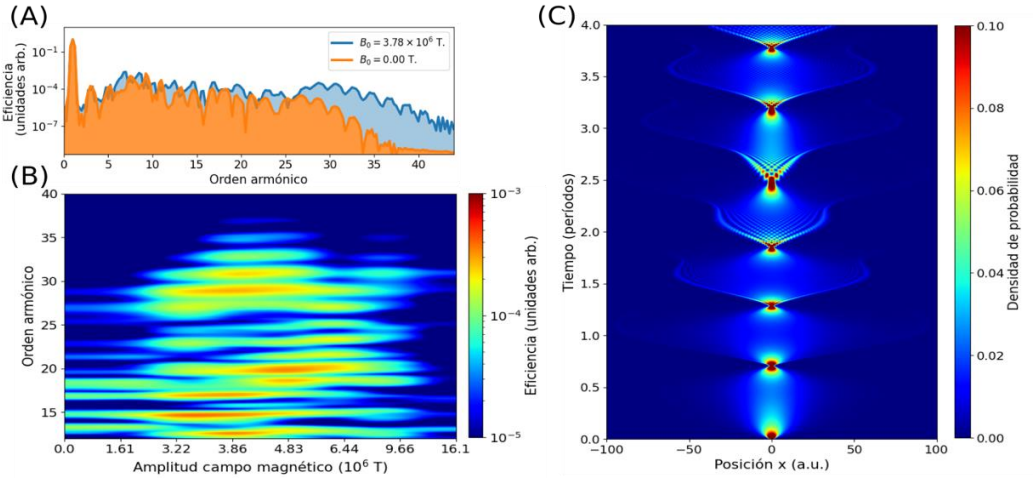


Figura 1: (A) Espectro de armónicos con (azul) y sin (naranja) campo magnético. (B) Variación del espectro de armónicos en función de la amplitud del campo magnético externo. (C) Evolución de la función de onda transversal del electrón ionizado en presencia de un campo magnético de 3.8x10^6 T oscilando con una longitud de onda de 800nm.

Nuestras simulaciones consisten en la resolución de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo en coordenadas cilíndricas para un sistema formado por un átomo de hidrógeno bajo la influencia simultánea de dos campos polarizados linealmente en la misma dirección. Por un lado, un campo eléctrico de intensidad 1.6x10^{14} W/cm^2 y con una longitud de onda de 800 nm, correspondiente al proveniente de un haz gaussiano estándar. Por otro lado, un campo magnético externo ultraintenso, en el entorno de 10^6 T, correspondiente al obtenido con el haz vectorial.

En la Fig. 1 (A) se muestra el espectro de armónicos con (azul) y sin (naranja) campo magnético externo, mientras que en la Fig. 1 (B) se muestra el espectro de armónicos en función de la amplitud del campo magnético externo. Nuestros resultados demuestran que a medida que aumenta la amplitud del campo magnético, la frecuencia máxima o *cutoff* aumenta, además de una mejora en la eficiencia en la parte final del espectro. Este aspecto es especialmente interesante, debido a que una de las debilidades del proceso de HHG estándar es la baja eficiencia de conversión del haz incidente infrarrojo a los armónicos.

En la Fig.1 (C) se puede observar la evolución de la densidad de probabilidad de la parte transversal de la función de onda cuando se encuentra bajo la acción del campo magnético. El efecto del campo magnético es revertir la dispersión transversal del paquete electrónico fotoionizado, induciendo una serie de reapariciones *(revivals).* El aumento de la eficiencia en el espectro se asocia a la recombinación del electrón en uno de los eventos de focalización.

AGRADECIMIENTOS: European Research Council (851201); Ministerio de Ciencia de Innovación y Universidades (PID2019-106910GB-I00, RYC-2017-22745); Junta de Castilla y León FEDER (SA287P18).

[1] L. Rego, M. Dorney Kevin, et al; *Science*, **364,** eaaw9486 (2019)
[2] M. Blanco, F. Cambronero, M. Teresa Flores-Arias, et al; *ACS Photonics*, **6**, 38 (2019).
[3] Jakob Walowski and Markus Münzenberg; *Journal of Applied Physics,* **120,** 140901 (2016).
[4] Jin Woo Yoon, Yeong Gyu Kim, et al; *Optica*, **8**, 630 (2021).
[5] Jeffrey L. Krause, Kenneth J. Schafer, and Kenneth C. Kulander; *Physical Review Letters,* **68,** 3535 (1992).
[6] Popmintchev Tenio, Chen Ming-Chang, et al; *Science*, **336**, 1287 (2012)
[7] J. Parker, C.R. Stroud; *Phys. Rev. Lett,* **56,** 716 (1985)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Ultra-fast Lorenz-Haken laser dynamics in nanolasers

Luis Cerdán[1,2]

[1] Institut de Ciència Molecular, Universitat de València, València 46071, Spain
[2] LuCer Lab (lucerlab.github.io)

Contact: lcerdanphd@gmail.com

The non-linear and coupled nature of the physical processes involved in the dynamics of lasers make them intrinsically "complex systems", i.e., those whose constituents interact with themselves and their environment to spontaneously give rise to collective and emergent behaviours.[1] As such, they display an extensive and rich catalogue of dynamics, from steady-state (CW lasing) to periodic pulsations (pulsed operation), and entering the realm of chaos.[2] In 1975 Hermann Haken showed that the dynamics of single mode homogeneously broadened lasers could be described with the so-called Lorenz system:[3]

$$\dot{X} = -\sigma(X - Y)$$
$$\dot{Y} = X(r - Z) - Y$$
$$\dot{Z} = -bZ + XY$$

which is one of the paradigms of chaos theory. If the parameters σ, b and r are chosen adequately, its steady state solutions may become unstable. In other words, the system will pulsate periodically or chaotically even if driven continuously. In the context of laser theory, X, Y, and Z are proportional to the electric field inside the cavity, the atomic polarization, and the population inversion, respectively, σ and b relate atomic and cavity properties, and r represents the pumping strength. In spite of the evident fundamental and technological interest that this phenomenon entails, it was soon realized that the so-called Lorenz-Haken (LH) instabilities were not easily obtained experimentally, as cavities with very low quality factors Q were needed, making the pumping conditions excessively stringent. In fact, they have only been observed to date in gas-phase NH^{4+} lasers emitting at 81 µm.

Nanolasers, either photonic or plasmonic, are characterized, precisely, for presenting relatively low Q factors, but their nanometric scale mode volumes V make them display extremely low thresholds.[4] These facts make them ideal candidates to prove the existence of LH dynamics in optical/IR solid-state devices. In addition, the ability of photonic and plasmonic devices to both tame the electromagnetic field environment and to modify the radiative and non-radiative response of atomic transitions could help easing the excitation of LH instabilities. Surprisingly enough, this kind of intrinsic instabilities had not been explored so far in solid-state nano-cavities.

In this communication, I will show that the formalism described by Haken can be adapted to deal with dielectric and plasmonic single-mode nanocavities,[5] and will prove that the use of these nanophotonic lasers has a profound effect on the final laser dynamics, opening the door to the excitation of trains of ultra-short pulses in the sub-ps regime and with MHz–GHz repetition rates without the need of resorting to neither mode-locking nor Q-switching techniques (Figure 1).

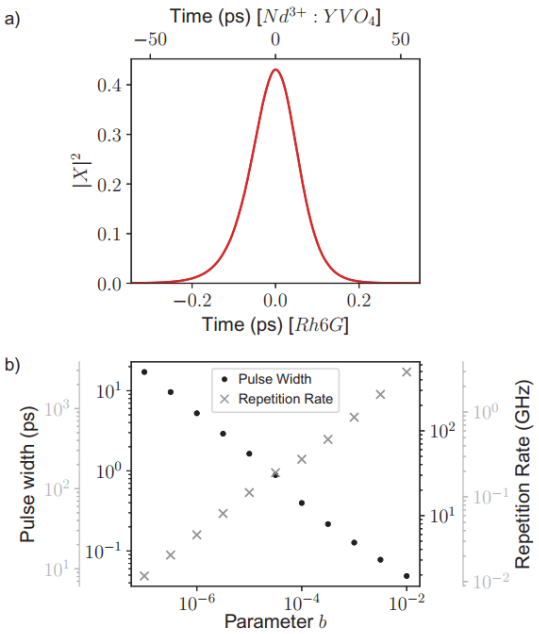


Figure 1: a) Evolution of laser intensity ($|X|^2$) for a single pulse as a function of absolute time for the laser dye Rh6G (bottom x-axis) and the laser crystal Nd^{3+}:YVO_4 (upper x-axis) assuming $b = 10^{-3}$. b) Variation of pulse full width half maximum (left axes) and repetition rate (right axes) as a function of parameter b for Rh6G (inner y-axis) and Nd^{3+}:YVO_4 (outer y-axis). Laser parameters: $\sigma = 3$, $r = 10$.

[1]H. Haken; *Synergetics: An introduction*, Springer-Verlag, Germany, 1983
[2]Y. I. Khanin; *Fundamentals of Laser Dynamics*, Cambridge International, UK, 2005
[3]H. Haken; *Phys. Lett.* **A-53** 77 (1975)
[4]M. A. Ma and R. F. Oulton; *Nat. Nanotechnol.* **14**, 12 (2019)
[5]L. Cerdán; *Ann. Phys. (Berlin)* **2100122**, 1 (2021)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Empleo de técnicas de medida láser y fotométricas para la identificación de aerosoles atmosféricos en el Círculo polar Ártico

Sara Herrero-Anta, David Mateos, Roberto Román, Daniel González-Fernández, Carlos Toledano, Ramiro González, Juan C. Antuña-Sanchez, Victoria E. Cachorro, Abel Calle, Ángel M. de Frutos

Grupo de Óptica Atmosférica, Departamento de Física Teórica, Atómica y Óptica, Facultad de Ciencias, Universidad de Valladolid, Paseo Belén 7, 47011 Valladolid, Spain

Contacto: sara@goa.uva.es

Los aerosoles atmosféricos son pequeñas partículas, líquidas o sólidas, que se encuentran suspendidas en la atmósfera[1]. Los informes difundidos públicamente por el Panel Intergubernamental del Cambio Climático (IPCC) señalan que, actualmente, los aerosoles constituyen la mayor fuente de incertidumbre en la determinación del cambio climático que está experimentando el planeta Tierra a nivel global[2]. Además, la presencia de aerosoles en zonas polares puede llegar a tener efectos mucho más significativos que en otras partes del planeta debido a la elevada sensibilidad climática que presentan estas zonas[3].

La importancia del estudio de los aerosoles ha llevado a la creación de extensas redes de monitorización a nivel de superficie terrestre, así como a la puesta en órbita de satélites enfocados en las interacciones de los aerosoles con la radiación y los procesos en los que intervienen. Una de estas redes de monitorización es AERONET (AErosol RObotic NETwork), que utiliza un fotómetro CE318 (*Cimel Electronique SAS*) como instrumento principal de medida[4].

En este trabajo se ha hecho un estudio de los aerosoles atmosféricos en el área del círculo polar Ártico a través del análisis de los datos proporcionados por tres instrumentos que utilizan técnicas de medida LIDAR. En concreto, la sinergia de las técnicas ópticas de observación atmosférica ha servido para estudiar las propiedades y el origen de una intrusión de aerosol mineral tropical en la localidad ártica de Ny-Ålesund (Svalbard, Noruega). Esta intrusión fue inicialmente detectada gracias al alto grado de turbiedad atmosférica registrado por un fotómetro CE318-T perteneciente a la red AERONET ubicado en dicho lugar.

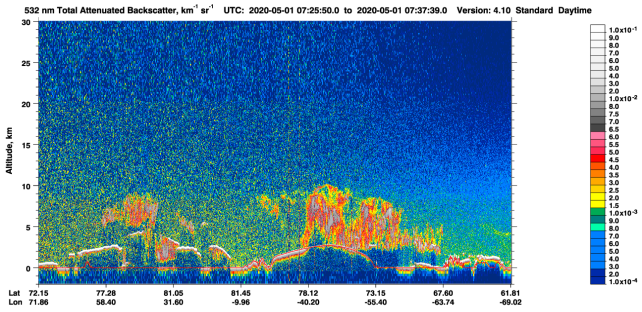


Figura 1: Ejemplo de perfil de backscatter a 532 nm proporcionado por el lidar CALIOP el día 1 de mayo del 2020 entre las 07:25:50 y las 07:37:39.

En primer lugar, el análisis de los datos de un Micro Pulse Lidar[5] (MPL), un lidar de baja intensidad que opera de forma continua a 532 nm, permitió conocer el perfil atmosférico durante todo el día. A continuación, la información proporcionada por un lidar Raman multi-espectral[6,7] (KARL), un instrumento más potente y con mayor variedad espectral (355, 532 y 1064 nm), hizo posible una caracterización más precisa del aerosol suspendido en la atmósfera, llevando a la conclusión de

que el aerosol detectado estaba formado por partículas no esféricas grandes. Finalmente, la utilización del lidar CALIOP[8] (Cloud-Aerosol LIdar with Orthogonal Polarization), a bordo del satélite CALIPSO, en conjunto con el modelo de trasporte de masas de aire HYSPLIT (Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory model), permitió también realizar un seguimiento de la pluma de aerosol en su avance alrededor del globo terrestre (ver Figura 1), pudiendo llegar a establecer que el origen de este aerosol estaba en las zonas tropicales del platneta[9].

Este análisis ha permitido corroborar la eficacia de la fotometría solar y la tecnología LIDAR en el estudio de los aerosoles, así como conocer y combinar diversa instrumentación, metodologías y recursos para confirmar y ampliar la información ofrecida por un fotómetro solar[9].

Referencias.

[1] Willeke, K., and Baron (1993): Aerosol Measurement. Principles. Techniques and Applications, P.A. Editors, John Wiley & Sons.

[2] Myhre, G., Shindell, D., Bréon, F.M., Collins, W., Fuglestvedt, J., Huang, J., Koch, D., Lamarque, J.F., Lee, D., Mendoza, B., Nakajima, T., Robock, A., Stephens, G., Takemura, T. and Zhang, H. (2013): Anthropogenic and Natural Radiative Forcing. In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

[3] Screen, J. and Simmonds, I. (2010): The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification, Nature 464, 1334–1337, doi:10.1038/nature09051

[4] Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J. P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y. J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I. and Smirnov, A. (1998): AERONET – a federated instrument network and data archive for aerosol characterization. Remote Sens. Environ., 66, 1–16. 14, 30, 41, 50, 59, 62, 64, 86, 88.

[5] Spinhirne, J. D. (1993): Micro pulse lidar, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 31(1), 48-55.

[6] Ritter, C., Kirsche, A. and Neuber, R. (2004): Tropospheric aerosol characterized by a Raman lidar over Spitsbergen, in Reviewed and Revised Papers Presented at the 22nd International Laser Radar Conference (ILRC 2004), Matera, Italy, vol. 1, 459–462, ESA Publ. Div., Noordwijk, Netherlands.

[7] Ritter, C., Hoffmann, A., Osterloh, L. and Böckmann, C. (2008): Estimation of the liquid water content of a low level arctic winter cloud, in Reviewed and Revised Papers Presented at the 24th International Laser Radar Conference: Boulder, Colorado, vol. 1, pp. 597–582, Int. Laser Radar Conf., Boulder, Colo.

[8] Winker, D.M., Pelon, J.R. and McCormick, M.P. (2003): The CALIPSO mission: spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds, Proc. SPIE 4893, Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III, doi: 10.1117/12.466539.

[9] Herrero-Anta, S. (2021): Análisis de la presencia de una pluma de aerosol mineral en el Ártico detectada mediante fotometría solar, Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Valladolid.

AGRADECIMIENTOS: Los autores agradecen al Ministerio de Ciencia, Innovación e Universidades el soporte obtenido a través del proyecto ePOLAAR (RTI2018-097864-B-I00) y a la Junta de Castilla y León por el proyecto AEROCyL (VA227P20). Se agradecen las aportaciones de C. Ritter, R. Neuber y el personal de la estación AWIPEV en Ny-Ålesund.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Interferometric Phase Measurements via Nonlinear Transient Detection Imaging

A. Esteban-Martín, J. García-Monreal, E. Roldán, F. Silva, and G. J. de Valcárcel

[1] Departament d'Òptica i Optometria i Ciències de la Visió, Universitat de València, Dr. Moliner 50, 46100-Burjassot, Spain

Contact: adolfo.esteban@uv.es

Some nonlinear wave mixing processes allow the full energy transfer of a light beam, call it signal, to another interacting beam, call it pump. This occurs when a diffraction grating (a volume hologram in general) with the appropriate characteristics is recorded in the nonlinear material owed to the interference between beams. Thus, the grating and the interacting beams are self-matched, but this configuration gets modified when the beams suffer changes. If the nonlinearity is non-instantaneous, such changes are not followed by an immediate variation of the grating and, in particular the signal beam is not fully diverted if its intensity or phase vary: we can *detect changes* in a scene. This is the principle of operation of so-called transient detection imaging systems (TDI), also known as optical novelty filters.

A TDI is an adaptive interferometric device that detects temporal changes in a scene while suppressing its static parts [1]. Removal of background improves contrast and helps visualizing and measuring intensity and phase. Most TDI systems are based on photorefractive two-wave mixing [2], and (partial) phase information is retrieved from conventional intensity measurements after calibration, using an input phase-output intensity transfer function of the particular system.

Here we report a novel approach to phase retrieval from TDI, based on the reconstruction of the output complex-field and its relation with the input signal phase changes. The experiment is based on a strontium-barium niobate (SBN) crystal and by single-frequency laser emitting at 532 nm. The laser beam is split into a signal beam, a pump beam, and a reference beam for interferometry. Signal and pump beams intersect at the nonlinear crystal, with an orientation leading to strong energy transfer from signal to pump under steady-state operation. The input signal beam is reflected onto a piezo-mirror which allows fine control of phase changes. Output signal phase is retrieved from off-axis holographic Fourier technique which, compared to conventional intensity-based TDI, provides important additional features such as directionality of the phase change, higher resolution, and differential-phase measurement for enhanced sensitivity without calibration.

We have evidenced the linear relation existing between input and output phase for the entire range from $-\pi$ to π in excellent agreement with our theory [3] (Fig. 1). Our results indicate that interferometric phase measurements largely improve inference from direct intensity measurements, reaching $\lambda/30$ resolution, and provide differential-phase detection. New results on phase retrieval of moving objects can be seen in Fig. 2.

We are currently investigating transient detection microscopy and phase measurements for single-spot signals [4] based on temporal Fourier complex-field retrieval. We believe that our results can be especially important for low-power small-change phase sensors, opening up new possibilities.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

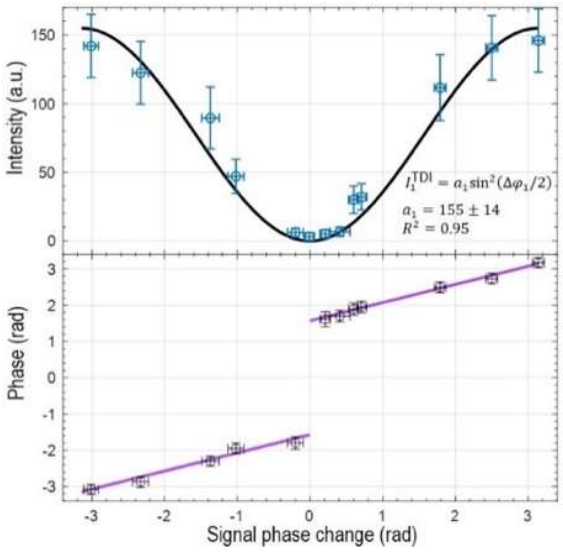


Figure 1: Transient output intensity and phase vs signal-phase changes. The sinusoid and the straight lines follow from the theory [3]. The former is a fit whereas the latter have no fitting parameters.

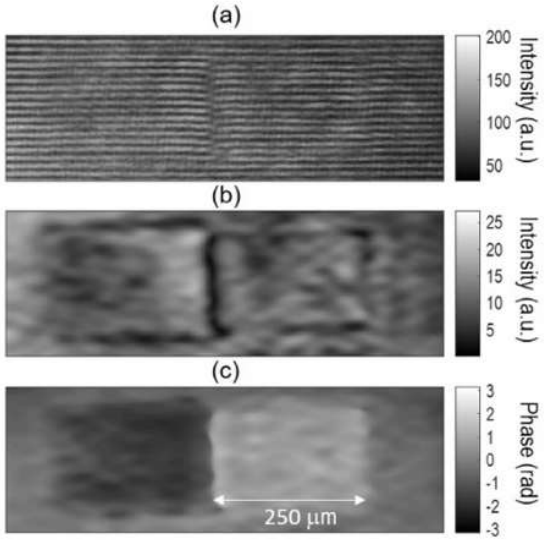


Figure 2: Example of transient 2D interferogram (a), intensity (b) and retrieved differential phase (c) of a squared-shape phase object moving from left to right.

ACKNOWLEDGEMENTS: We acknowledge financial support from the Spanish Government and EU-FEDER through project PID2020-120056GB-C22.

[1] R. S. Cudney, R. M. Pierce, and J. Feinberg, *Nature* **332** (6163), 424 (1988).
[2] M. Woerdemann, F. Holtmann, and C. Denz, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021108 (2008).
[3] A. Esteban-Martín, J. García-Monreal, F. Silva, and G. J. de Valcárcel, *Optics Express* **28**, 28782 (2020).
[4] K. Shcherbin and M. B. Klein, *Opt. Commun.* **282**, 2580 (2009).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Ultrastrong waveguide-QED with Giant Atoms

Sergi Terradas-Briansó[1], Carlos Andrés González-Gutiérrez[1], Franco Nori[2], Luis Martin-Moreno[1] and David Zueco[1]

[1] Instituto de Nanociencia y Materiales de Aragón (INMA), CSIC-Universidad de Zaragoza, Pedro Cebruna 6, 50008, Zaragoza, Spain

[2] Theoretical Quantum Physics Laboratory, RIKEN Cluster for Pioneering Research, Wako-shi, Saitama 351-0198, Japan

Contact: sterradas@unizar.es

Much of quantum optics is based around the dipolar approximation. Under this approximation the wavelength of the photons is considered much larger than the size of the system it interacts with (usually a two level system). Therefore the emitter effectively interacts with a spatially uniform field.

Giant atoms are systems that break this approximation by having a size comparable to that of the photon wavelength, and can couple to the same mode at different points.

Coupling these giant atoms at different points of a waveguide leads to interference effects depending on their number and distance between them. It has been shown that these systems can have their spontaneous emission and Lamb-shift engineered to desired values[1] and have been predicted to have unique states named oscillating bound states[2], wherein light oscillates between its coupling points without being emitted outside.

Our work is based on developing a theoretical approach to describe these systems within the ultrastrong coupling regime. Specifically, we focus a transmon qubit coupled at different equidistant points of an ohmic waveguide.

To treat the now non excitation conserving Hamiltonian, we resort to the Polaron transformation which allows us to write an effective Hamiltonian which does conserve the number of excitations.

Within the Polaron picture we find the static properties of the system and its dynamics for different numbers of coupling points and spacings.

This system shows a localization-delocalization transition, the renormalization of the transition energy of the two level system to 0 ($\Delta_r \to 0$). Which is affected by the distance between coupling points, and their number.

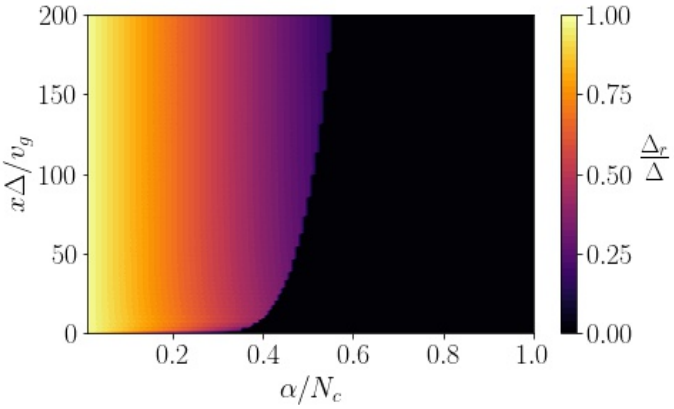


Figure 1: Plot of the renormalized transition energy of the giant emitter with number of equidistant couplings $N_c = 3$ as a function of the coupling strength α and the time delay for the minimal distance between coupling points x for a fixed group velocity v_g.

Following previous work within the rotating wave approximation[2] we characterize the dynamics of the system, find its spontaneous decay rate, the dark states and the condition for the existence of oscillating bound states, which now exhibits a regime where they cannot be formed.

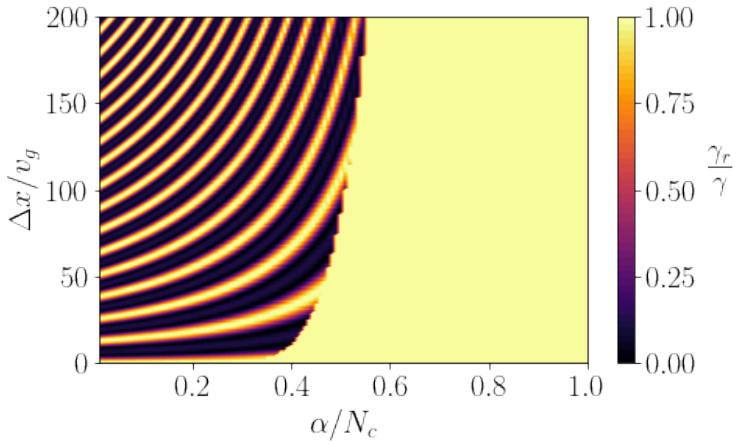


Figure 2: Ratio of the giant atom decay rate γ_r with three equidistant coupling points and that of a small emitter γ with a single coupling as a function of the coupling strength α and the time delay between the giant emitter's closest coupling points.

Acknowledgements: The authors acknowledge funding from the EU (COST Action 15128 MOLSPIN, QUANTERA SUMO and FET-OPEN Grant 862893 FATMOLS), the Spanish MICINN (MAT2017-88358-C3-1-R), the Gobierno de Aragón (Grant E09-17R Q-MAD).

[1] A. Kockum, P. Delsing and G. Johansson; *Physical Review A*, **90**, 013837 (2014)
[2] L. Guo, A. Kockum, F. Marquardt and G. Johansson; *Physical Review Research,* **2**, 043014 (2020)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Using spatio-temporal correlations for tuning the biphoton wavefunction

J.J. Miguel Varga[1,2], Jon Lasa-Alonso[1,2], Martín Molezuelas-Ferreras[1], Nora Tischler[4,5] and Gabriel Molina-Terriza[1,2,3]

[1] Centro de Física de Materiales, Paseo Manuel de Lardizabal, 5, 20018, Donostia – San Sebastián, Spain
[2] Donostia International Physics Center, Paseo Manuel Lardizabal, 4, 20018, Donostia – San Sebastián, Spain
[3] IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, María Díaz de Haro, 3, 48013, Bilbao, Spain
[4] Centre for Quantum Computation and Communication Technology (Australian Research Council), Centre for Quantum Dynamics, Griffith University, Brisbane, QLD 4111, Australia
[5] Dahlem Center for Complex Quantum Systems, Freie Universität Berlin, 14195 Berlin, Germany

Contact: miguelvarga@gmail.com , gabriel.molina.terriza@gmail.com

Photons are a natural choice for quantum information protocols[1-4]. Among others, one technical advance that has allowed this wide range of applications of photons is the production of photonics states in nonlinear processes, such as spontaneous parametric downconversion (SPDC). SPDC is a nonlinear instant optical process that converts one photon of higher energy, into a pair of photons of lower energy, in accordance with the law of conservation. The versatility of this technique resides in the fact that the generated pairs of photons can be manipulated in several degrees of freedom (DOFs)[5-8]. In particular, the correlations between spatial and temporal DOFs are specially important in SPDC processes[9]. Moreover, the ability of tuning the spectro-temporal distribution is also fundamental in several applications[10-12]. In this sense, several methods for shaping the spectro-temporal distribution of entangled photons have been reported in literature[13-17]. In particular[18], when pumping with a focused beam on a nonlinear crystal and collecting the photons with monomode optical fibers, the spatio-temporal correlations of the generated photons can be exploited in order to tuning their spectro-temporal distribution. Here, we will show how a typical experimental configuration of a SPDC photons source is and how we can shape its spectro-temporal distribution. In particular, we will show a versatile proposal that encompasses a straightforward experimental implementation. This method is to modify the area of the portion of the crystal from which we collect the photons, that is, the detection beam waist. In addition, we will see that the spectro-temporal distribution depends very weakly on the waist width of the Gaussian pump beam. Finally, we will see that under standard experimental conditions the spectral bandwidth of the biphoton wavefunction can be tuned by approximately a factor of five.

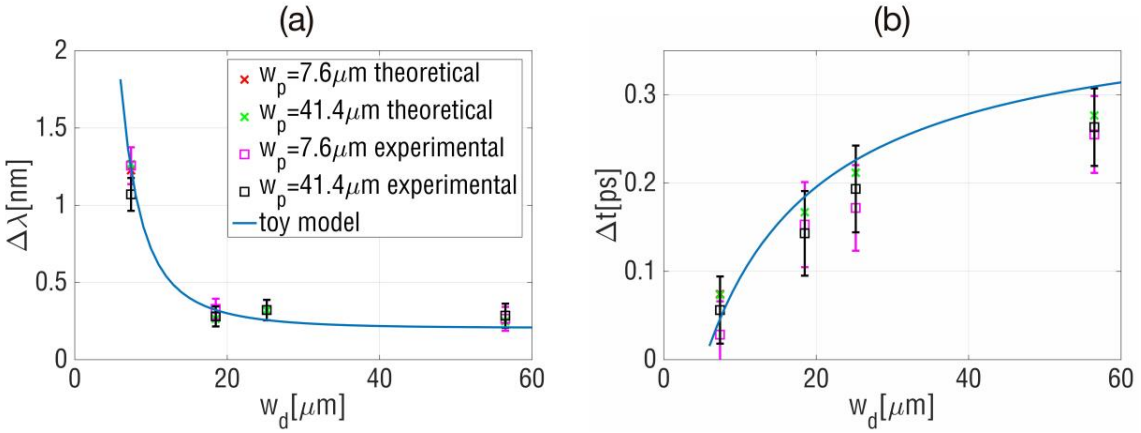


Figure 1: Dependence of the width of the biphoton spectra on detection beam waist width , w_d.

[1] A. Sit, F. Bouchard, R. Fickler, J. Gagnon-Bischoff, H. Larocque, K. Heshami, D. Elser, C. Peuntinger, K. Günthner, B. Heim, C. Marquardt, G. Leuchs, R. Boyd, and E. Karimi, *Optica*, **4** 1006 (2017).

[2] L. Shi, E. Galvez, R. Alfano, *Sci Rep* **6**, 37714 (2016).

[3] P. Shadbolt, J. Mathews, A. Laing, et al., *Nature Phys* **10**, 278–286 (2014).

[4] A. Büse, M. L. Juan, N. Tischler, V. D'Ambrosio, F. Sciarrino, L. Marrucci, and G. Molina-Terriza, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 173901 (2018).

[5] P.G. Kwiat, E. Waks, A.G. White, I. Appelbaum, P.H. Eberhard, *Phys. Rev. A* **60**, R773(R) (1999).

[6] S. Ramelow, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. K. Langford, A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 253601 (2009).

[7] J. Torres, C. Osorio, L. Torner, *Opt. Lett.* **29**, 1939 (2004).

[8] L. Neves, G. Lima, J. G. Aguirre Gómez, C. H. Monken, C. Saavedra, S. Pádua, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 100501 (2005).

[9] C.I. Osorio, A. Valencia, J.P. Torres, *New J. Phys.* **10**, 113012 (2008).

[10] A. Joobeur, B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *Phys. Rev. A* **50**, 3349 (1994).

[11] R. de J. León-Montiel, J. Svozilík, L.J. Salazar-Serrano, J.P. Torres, *New J. Phys.* **15**, 053023 (2013).

[12] J.M. Lukens, A. Dezfooliyan, C. Langrock, M.M. Fejer, D.E. Leaird, A.M. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 133602 (2014).

[13] Z.D. Walton, M.C. Booth, A.V. Sergienko, B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *Phys. Rev. A* **67**, 053810 (2003).

[14] A. Valencia, A. Ceré, X. Shi, G. Molina-Terriza, J.P. Torres, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 243601 (2007).

[15] D. Kielpinski, J.F. Corney, H.M. Wiseman, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 130501 (2011).

[16] A. Dosseva, Ł. Cincio, A.M. Brańczyk, *Phys. Rev. A* **93**, 013801 (2016).

[17] N. Tischler, A. Büse, L. G. Helt, M. L. Juan, N. Piro, J. Ghosh, M. J. Steel, and G. Molina-Terriza, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 193602 (2015).

[18] J.J.M. Varga, J. Lasa-Alonso, M. Molezuelas-Ferreras, N. Tischler, G. Molina-Terriza, *Optics Communications*, 127461 (2021).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Nonlinear optical properties of iron oxide nanoparticles in water suspension using a continuous wave laser

Daniel Arranz [1, 2, 3], Oscar Pérez [2], Anselmo Chávez [4], Patricia de la Presa [1, 3], Rosa Weigand [2]

[1] Instituto de Magnetismo Aplicado Salvador Velayos (UCM-ADIF-CSIC), A6 km.22'5 Las Rozas (Madrid). [2] Dpto. de Óptica, [3] Dpto. de Física de Materiales, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040 Madrid, Spain. [4] Facultad de Ingeniería, Benemérita Universidad Autónoma, Blvd. Valsequillo y Av. San Claudio, s/n, Edificio ING 4, Col. Jardines de San Manuel, 72570, Puebla Méjico.

Contact: daniarra@ucm.es

In the last few years, the thermal activation of iron oxide nanoparticles under near infrared laser irradiation has been intensively studied for thermal therapy of cancer tumors. The iron oxide nanoparticles are very versatile due to their high heating efficiency, magnetic properties and biocompatibility. Also, surface engineering of nanoparticles (coating them with different molecules and/or loading them with drugs) allows for a higher biocompatibility, increased blood circulation time and opens the possibility to combined treatments. The origin of the heat release under laser irradiation is still not well understood. Therefore, the characterization of the non-linear thermal refractive index with the z-scan technique can help to understand the physic behind this effect.

In the present work, we examine the nonlinear behaviour of two different iron oxide phases: maghemite and magnetite. Maghemite (γ-Fe_2O_3) sample has been synthesized under modified Massart[1] co-precipitation method. Briefly, an iron salt precursor is added to a basic medium (KNO_3 water solution), where the nucleation to Fe_3O_4 (magnetite) occurs. Nitric acid is used to oxidate the magnetite nanoparticles into maghemite, obtaining a stable water colloid. On the other hand, magnetite sample has been synthesized by co-precipitation method[2], using a N_2 flow to prevent oxidation. Physical characterization such as X-Ray Diffraction (XRD), electronic microscopy with TEM and SQUID magnetometry has been made. The resulting nanoparticles were found to be of 11 nm for maghemite and 30 nm for magnetite.

The z-scan technique was performed as described by Sheik-Bahae et al.[3], to determine the non-linear refraction index of thermal origin of iron oxide samples, using a He-Ne laser operating in continuous wave at 632.8 nm. The samples were on water suspensions in a 1 mm thick cuvette. In all cases transmittances were around 50%.

Figure 1 a) and 1 b) show the results obtained in the maghemite and the magnetite samples respectively, along with the fits to three different models, namely the standard one,[3] the aberrant thermal lens model,[4] and a more accurate aberrated lens model[5]. There are no significant differences between the nonlinear optical behaviour of the samples, despite the samples have different sizes and magnetic behaviour. At these sample concentrations, they did not exhibit an aberrated lens effect. It is worth noting that the values obtained for the non-linear refractive index n_2 were substantially higher ($-1{,}8\cdot10^{-10}$ m^2/W) than those obtained in hematite (α-Fe_2O_3) thin films[6] ($3{,}9\cdot10^{-16}$ m^2/W).

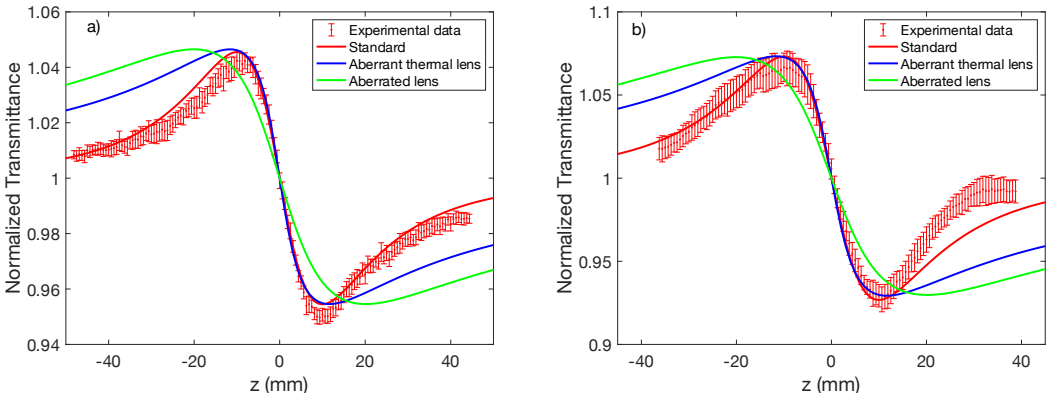


Figure 1: Experimental measurements and fits to models in reference[2,3,4] for a) maghemite and b) magnetite.

ACKNOWLEDGEMENTS: Projects FIS2017-87360P and RTI2018-095856-BC21. We also acknowledge the Sistema Nacional de Garantía Juvenil for providing a predoctoral contract through the Comunidad Autónoma de Madrid (PEJ-2020-AI/IND-17711).

[1] P. de la Presa et al., J. Phys. Chem 116, 25602 (2012).
[2] M. Andrés Vergés and R. Costo; *J. Phys. D: Appl. Phys.,* **41,** 134003 (2008).
[3] M. Sheik-Bahae and A. A. Said; *Opt. Lett.* **14**, 955 (1989).
[4] F. L. S. Cuppo, A. M. F. Neto, S. L. Gomez, and P. Palffy-Muhoray; *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1342 (2002).
[5] N. A. George; *Opt. Express* **25**, 18056 (2017).
[6] H. A. Garcia, R. P. de Melo Jr., A Azevedo, C. B. de Araújo; *Appl. Phys. B* **111**, 313 (2013).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Método experimental de interferometría y lente térmica para estudiar la propagación axial de calor en muestras líquidas

Luis G. Rodriguez

Departamento de Física, Instituto de Ciencias Básicas, Universidad Técnica de Manabí, Ave. José María Urbina y Che Guevara 130103, Portoviejo, Manabí, Ecuador

Contacto: gerarluis@gmail.com, luis.rodriguez01@utm.edu.ec

El efecto fototérmico se produce al iluminar un material absorbente con un haz de luz[1]. Debido a la absorción del haz, se genera una distribución de temperatura que induce un cambio local en el índice de refracción del medio[1, 2]. Si la distribución radial de intensidad del haz del láser es de tipo Gaussiano, entonces la distribución de temperatura inducida conserva ese perfil. Esto hace que, en el medio, la región más cercana al eje de propagación tenga una temperatura ligeramente mayor que la de los bordes, produciéndose un gradiente térmico que origina la formación de una lente térmica dentro de la muestra. Debido a su alta sensibilidad, el efecto fototérmico se ha utilizado para caracterizar óptica y térmicamente muestras líquidas semitransparentes[1, 2]. Un montaje experimental que combina la sensibilidad del efecto fototérmico y la exactitud de la interferometría fue desarrollado por Rodriguez et al.[2], con el cual coeficientes de absorción de solventes orgánicos comunes fueron medidos. Métodos de interferometría y lente térmica también han sido utilizados para medir coeficientes de absorción de dos fotones en muestras fluorescentes y no fluorescentes[2]. En este trabajo, se muestran observaciones experimentales de una lente térmica inducida axialmente en una solución de alta concentración de Tartrazina en agua ultrapura. Estas observaciones se realizan a través de la medición del corrimiento de fase ocurrido en un patrón de interferencia. Los datos experimentales son colectados utilizando una cámara CCD cuando un haz de láser de onda continua es enfocado en la solución acuosa de Tartrazina; la cual es expuesta al haz de luz durante un tiempo de 80 ms. Los patrones de interferencia registrados son digitalmente procesados utilizando la técnica de Takeda de análisis de Fourier[3], obteniéndose un mapa de fase fototérmico en dos dimensiones.

La figura 1 resume los pasos realizados para obtener el mapa de fase fototérmico a partir de los interferogramas colectados. En las figuras 1.a y 1.b, se muestran los interferogramas experimentales en ausencia (t = 0 s) y presencia (t = 80 ms) del efecto fototérmico, respectivamente. A estos interferogramas se le realiza la transformada rápida de Fourier en dos dimensiones (2D-FFT) obteniéndose sus respectivos espectros. La Fig. 1.c muestra el espectro obtenido para el interferograma en ausencia del efecto fototérmico, donde pueden observarse tres distribuciones de Dirac[3]. Durante el procesamiento digital que se realiza, cualquiera de las dos distribuciones de Dirac ubicadas a cada lado de la distribución central puede ser seleccionada. En la figura 1.c el rectángulo negro indica la distribución de Dirac seleccionada para realizar la deconvolución (2D-iFFT) en este trabajo. El mismo procesamiento se le realiza al interferograma en presencia del efecto fototérmico, obteniéndose así dos distribuciones en el espacio complejo que permiten obtener el mapa bidimensional de fase fototérmica. La topología del mapa de fase fototérmico resultante se muestra en la Fig. 1.d, básicamente se muestra una ampliación alrededor de la región donde el haz de excitación incide en la muestra. Este mapa de fase fototérmica está directamente relacionado con la distribución de temperatura inducida axialmente en el medio, mostrando que la señal fototérmica axial decrece exponencialmente a medida que el calor se propaga axialmente en el medio.

Para la figura 1.d, la intensidad del haz de bombeo incidiendo sobre la muestra es de 1.8 MW/m^2, induciendo aproximadamente un máximo de fase fototérmica de 0.8 Rad. La asimetría observada radialmente en el mapa de fase se debe a la pequeña desviación del haz de bombeo incidiendo en la muestra. Para evaluar cuantitativamente la fase fototérmica inducida se calcula el coeficiente de difusividad térmica de la solución de Tartrazina utilizada, estimándose su valor en 1.3 veces mayor que el valor establecido del agua pura.

Referencias.

1. J.P. Gordon, R.C.C. Leite, R.S. Moore, S.P.S. Porto, and J.R. Whinnery, "Long-Transient Effects in Lasers with Inserted Liquid Samples," J. Appl. Phys. 36, 3-8 (1965).
2. L. Rodriguez, H.Y. Ahn, and K.D. Belfield, "Femtosecond two-photon absorption measurements based on the accumulative photo-thermal effect and the Rayleigh interferometer," Opt. Express. 17, 19617-19628 (2009).
3. M. Takeda, H. Ina and S. Kabayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," J. Opt. Soc. Am. 72, 156-160 (1982).

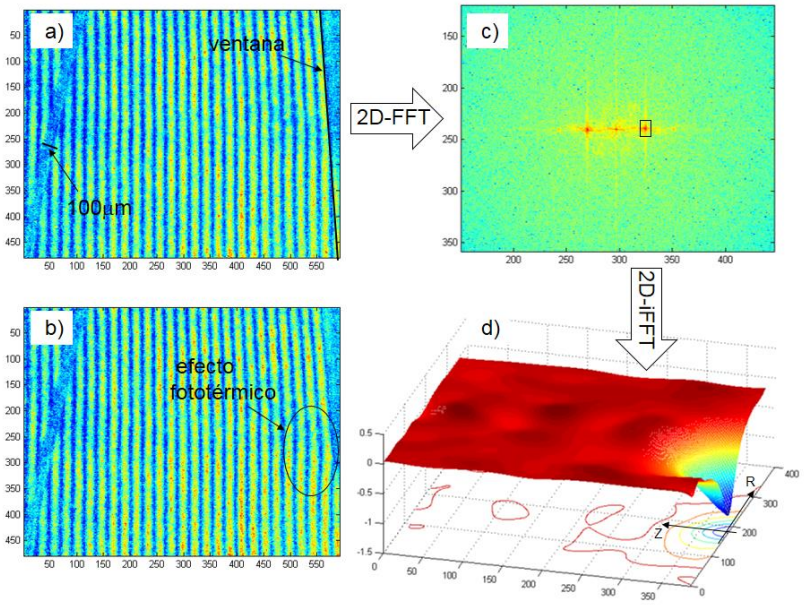


Figura 1: Procesamiento numérico realizado a los interferogramas para obtener el mapa de fase fototérmico. Las figuras 1.a y 1.b son los interferogramas en ausencia y presencia del haz del láser de 405 nm. En estas figuras "ventana" significa aproximadamente la interfaz vidrio-líquido, mientras que 100 µm es el ancho de un alambre plano utilizado como medida de referencia. La figura 1.c muestra las distribuciones de Dirac en el espacio de Fourier. La figura 1.d es el mapa de fase fototérmico obtenido utilizando el procedimiento indicado en el texto. En todas las imágenes mostradas, las unidades de los ejes están dadas en pixeles.

AGRADECIMIENTOS: EL AUTOR AGRADECE AL INSTITUTO DE CIENCIAS BÁSICAS Y AL VICEDECANO DE INVESTIGACIÓN POR EL SOPORTE PRESTADO EN LA REALIZACIÓN DE ESTE TRABAJO.

[1]N. Apellido and N. Apellido; *Nombre de la revista*, **Volumen**, primera página (año). (Calibri, 10)

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

A new post-compression scheme: Nonlinear propagation in multipass cells.

Victor Segundo-Staels[1], Enrique Conejero Jarque[1] and Julio San Roman[1].

[1]Grupo de investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, Departamento de Física Aplicada, University of Salamanca, E-37008, Salamanca, Spain.

Contact: vwsstaels@usal.es

The development of short, pulsed lasers has paved the way of new scientific disciplines such as the femtochemistry[1] or the attoscience[2]. There are several well-known schemes to generate extremely short pulses, such as the post-compression techniques. One of the most used post-compression methods consists of the spectral broadening of the pulse via its nonlinear propagation through a hollow-core capillary filled with a gas. The post-compressed pulse obtained, after passing a phase compensation stage, can reach the few- and even single-cycle regime[3].

There is a great interest in improving the post-compression schemes to increase the efficiency of the process, enhance the pulse energy, its stability, or the spatial quality of the post-compressed pulses. This is especially important in the case of the post-compression of the new fiber-laser systems that supports very high average powers. In this context, in 2016 Shulte and co-workers proposed a new post-compression method based on the nonlinear propagation of the pulse in a multipass cell (MPC)[4]. Here the laser pulse goes multiple times through a spatially confined region while suffering a smooth but remarkable nonlinearity distributed along the multiple passes that take place in the cell. Filling the MPC with different gases, varying their pressure or including thin solid plates inside the cavity, enables to control de dispersion and nonlinearity depending on the characteristics of the input pulse to compress.

These features make MPCs suitable for pulse compression in the mid infrared and ultraviolet at high intensities, with the limitations of mirror damage threshold and gas possible losses through ionization. In the lab, MPCs are usually implemented in gas-filled Herriott cavities[5] (Figure 1), providing long propagation distances in reduced laboratory space and making them suitable for table-top set-ups.

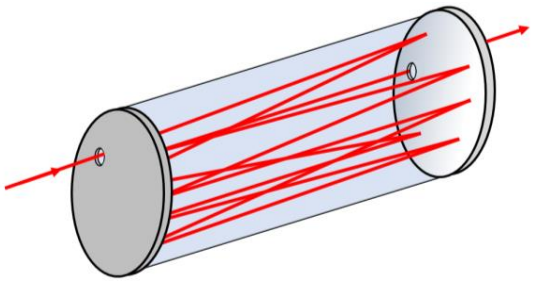
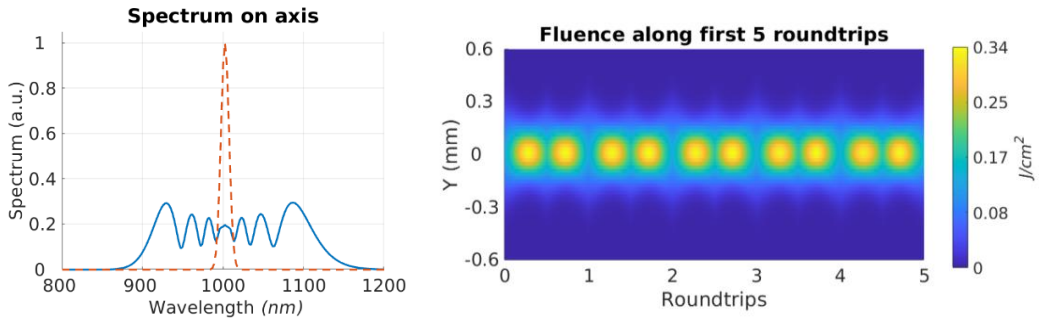


Figure 1: Scheme of a Herriott Cavity.

We have developed a numerical model to study the nonlinear propagation of a laser pulse in an MPC. It is based on the standard Split-Step Fourier scheme[6] in 4 dimensions, namely 3 cartesian coordinates plus the time dimension, as done by M. Hanna and co-workers[7]. As usual, the nonlinearities are processed in the space-time domain and linear effects in the frequency domain.

Our code is written in MATLAB, employing some recent storage functions that allow us to work with big amounts of data. Normally we use a resolution grid of $128\text{x}128\text{x}512\text{x}Z$ points, where Z is the propagation coordinate, which could be adjusted with adaptative steps based on the nonlinearity demands[8]. With this precision we solve the propagation of tens of roundtrips in short amounts of time, which allows us to have bigger accuracy in transversal or temporal coordinates.

Currently, we are able to retrieve previous results from the literature of spectral broadening in MPCs[7], as shown in Figure 2. This will allow us to study the behaviour of MPCs in different scenarios and to study the role of other nonlinear terms that could be relevant in some situations.



(a) (b)

Figure 2. Propagation through 20 roundtrips of a 3m long Herriott cavity with 3m radius mirrors. The input pulse has an energy of 200μJ, duration of 150fs and central wavelength of 1μm. (a) Spectrum on axis at the input pulse (dashed line) and at the output (solid line). (b) Fluence along the first 5 roundtrips at the axis X=0.

ACKNOWLEDGEMENTS: Ministerio de Economía y Competitividad (PRE2020-092181); Junta de Castilla y León (SA287P18); Ministerio de Ciencia e Innovación (PID2019-106910GB-I00)

[1]A.H. Zewail; *J. Phys. Chem. A*, **104**, 5660 (2000).
[2]F. Krausz and M. Ivanov; *Rev. Mod. Phys.,* **81**, 163 (2009).
[3]F. Silva et al.; *Opt. Lett.*, **43**, 337 (2018).
[4]J. Schulte et al; *Opt. Lett.*, **41**, 4511 (2016).
[5]D.R. Herriott et al; *Appl. Opt.*, **3**, 523 (1964).
[6]G.P. Agrawal; Nonlinear Fiber Optics, 5th. edition (Academic, 2013).
[7]M. Hanna et al; *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, 1340 (2017).
[8]A.M. Heidt; *J. Light. Technol.*, **27**, 18 (2009).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Assessing and improving precision in ultrafast laser material processing by exploiting nonlinear absorption

Pol Sopeña[1], Mario Garcia-Lechuga[2,3] and David Grojo[1]

[1] LP3 (UMR 7341), CNRS, Aix-Marseille University, 163 Av. de Luminy, 13009, Marseille, France
[2] Departamento de Física Aplicada, Universidad Autónoma de Madrid, 28049, Madrid, Spain
[3] Centro de Microanálisis de Materiales, Universidad Autónoma de Madrid, 28049, Madrid, Spain

Contact: mario.garcialechuga@uam.es

In laser manufacturing, precision is a key aspect when producing small and controllable modifications with specific properties for particular applications. The size and characteristics of the produced features are defined by the delivered spatio-temporal energy distribution to the material. This makes the achievable stability and controllability of the laser conditions a critical technological question. By experiments, we study the importance of this limit exploring nonlinearities on the energy absorption and laser stabilization schemes to improve material processing performances.

First, we establish that the concept of nonlinear resolution, highly exploited in multiphoton microscopy, is not applicable for femtosecond laser ablation. Independently of the nonlinearity of interaction, we find a systematic one-to-one mapping between femtosecond laser ablation features and beam contours at a strict threshold-intensity[1], as shown in Figure 1. This is because the physical mechanism of ablation is a threshold-based response, which simply ruins all potential benefits that could be expected on resolution from the nonlinear confinement of absorption. We also show that the same conclusion holds for different materials (as silicon) and different modification processes (as laser-induced amorphization).

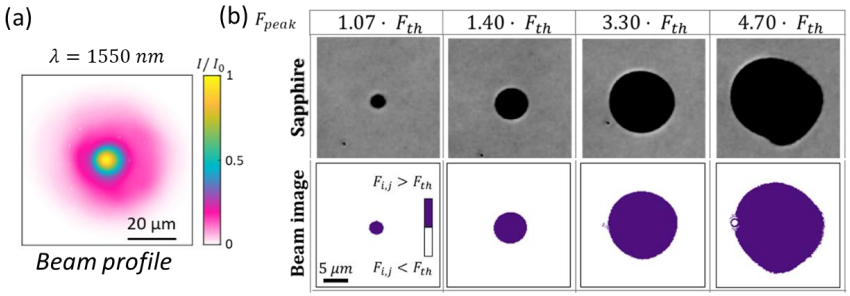


Figure 1: Comparison between laser profiles and corresponding material impacts for a 1550-nm femtosecond laser beam. (a) Beam image produced at the focal position after directly focusing a 1550-nm laser beam. (b) (Top) Confocal microscopy images of the surface modifications on sapphire at the indicated excitation level. (Bottom) Beam portion above the ablation fluence threshold at the indicated excitation level. Pixels having values above the fluence threshold are represented in color and pixels below the threshold in white.

An important consequence of this strict threshold response is the possibility to derive the processing repeatability by using a simple 'noise' model to account for pulse-to-pulse energy fluctuations[2]. In this model, we observe an asymptomatic increase of the modifications size

fluctuation given by the laser energy fluctuations as we approach the modification energy threshold. By simulating laser fluctuations in an experiment, we demonstrate the validity of the model to describe the repeatability of the produced amorphization features. In this way, we can assess the practical precision limits specific to our experiment and the stability performance of our laser.

From this, we explore concepts to exceed this limit. There are various methods to improve laser stability including dynamically controlled Pockels cell[3] or Kerr interactions[4]. Here, we propose a very simple extra-cavity method based on passive propagation through nonlinearly absorbing materials[5,6]. Using our 200-fs pulses, we measure nonlinear absorption in dielectrics (incl. ZnS, Al_2O_3 and SiO_2) with band gaps from about 3 eV to 10 eV. We compare the measurements to a stabilization model assuming pure multiphoton absorption. The results show that all materials are not equally performing as some materials introduce important beam distortions depending on the required laser power for absorption. By optimized engineering of the experimental arrangement, we demonstrate how the achievable reduction of pulse-to-pulse energy fluctuation translates into an improvement of the repeatability and resolution in machining, as illustrated with Figure 2.

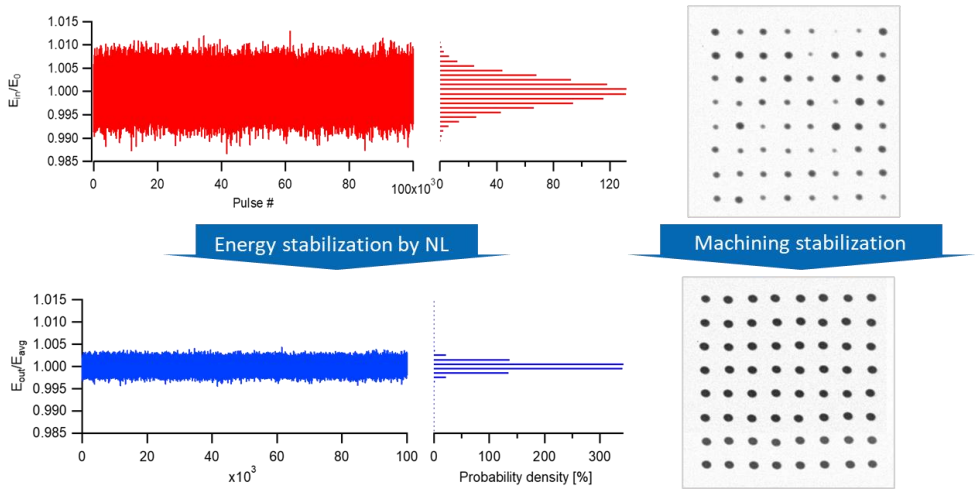


Figure 2. (Left) Simulated reduction of pulse-to-pulse energy fluctuations that can be acheived by nonlinear absorption. (Right) Example of demonstration of the improved machining repeatability taking benefit from stabilization.

ACKNOWLEDGEMENTS: The authors would like to acknowledge the Aix-Marseille University, CNRS, LP3 (UMR7341), the Universidad Autónoma de Madrid, and the funding received from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation program (grant agreement No 724480).

[1]M. Garcia-Lechuga, O. Utéza, N. Sanner and D. Grojo, Optics Letters, **45**, 952-955 (2020).
[2]M. Garcia-Lechuga, G. Gebrayel El Reaidy, H. Ning, P. Delaporte and D. Grojo; Applied Physics Letters, **117**, 171604 (2020).
[3]T. Oksenhendler, F. Legrand, M. Perdrix, O. Gobert and D. Kaplan, Applied Physics B, **79**, 933-935 (2004).
[4]S. Matsuo, L. Yan, J. Si, T. Tomita and S. Hashimoto, Optics Letters, **37**, 1646-1648 (2012).
[5]R. H. Pantell and J. Warszawski, Applied Physics Letters, **11**, 213-215 (1967).
[6]G.S. He, Q. Zheng, P.N. Prasad, R. Helgeson and F. Wudl, Applied Optics, **44**, 3560-3564 (2005).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Spatiotemporal optical vortex solitons: self-trapped tornadoes of light

Miguel A. Porras

Complex Systems Group, ETSIME, Universidad Politécnica de Madrid, Ríos Rosas 21, 28003 Madrid, Spain

Contact: miguelangel.porras@upm.es

Since the nineties of the last century[1], optical vortex solitons (OVSs), also called dark solitons, were described as scalar or vectorial electromagnetic fields featuring a phase line singularity parallel to the propagation of the monochromatic or polychromatic (pulsed) field. The orbital angular momentum and linear momentum are parallel and oriented along the propagation direction, say *z*. These OVSs may be nested in a uniform background, in a self-trapped light beam, or in a ultrashort pulse[2]. Mathematically they emerge as solutions to nonlinear Schrödinger equations of propagation invariant envelope $u(x,y)\exp(-i\delta z)$, and their generation and use in experiments have given rise to a myriad of applications in fields as diverse as astrophysics, telecommunications, high-field physics, quantum communications, material processing, etc. For comparison, Fig. 1 attempts to capture the substance of OVSs in the simplest situation of a uniform background and self-defocusing nonlinear media. In a transversal plane *(x,y),* (a) the phase is singular at the vortex center, where (b) the intensity vanishes, and increases $2\pi m$ each time the vortex is encircled if the topological charge is *m*. Seen in full space *(x,y,z)*, the wave fronts exhibit the well-known helical structure seen in (c).

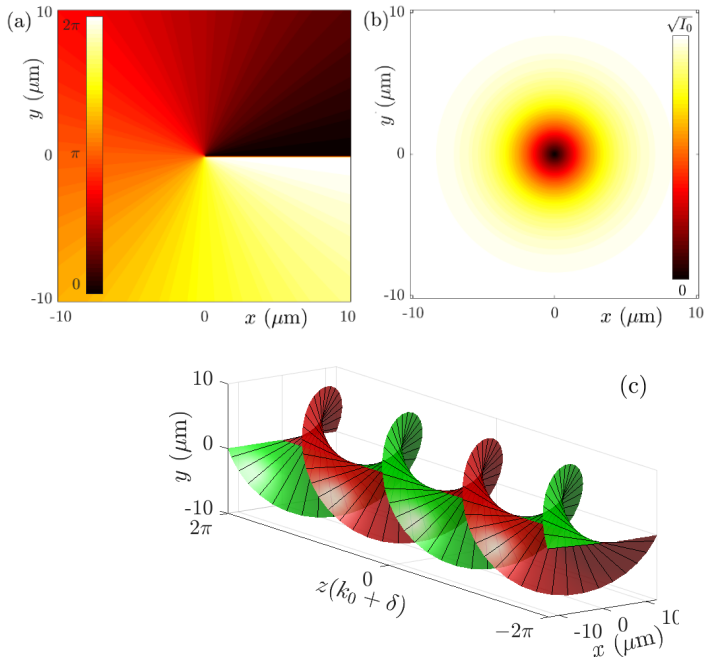


Figure 1: (a) Phase and (b) amplitude transversal profiles of standard OVSs of topological charge *m*=1. I_0 is the intensity of the uniform background. We have taken typical values of the frequency ω_0= 2.355 rad/fs in the optical range, δ = -0.01 μm^{-1}, and for the material medium the propagation constant k_0 = 11.414 μm^{-1} (refraction index n_0 = 1.453) k'_0 = 4.894 fs/μm (group velocity $v_g = 1/k'_0$ = 0.204 μm/fs), and group velocity dispersion k''_0 = −2.893 fs^2/μm. (c) Two helical phase fronts intersecting at the line singularity at the *z* axis.

Recently, a new type of vortex whose phase line singularity is not parallel, but perpendicular to the propagation direction (e. g., the *y* direction), like in a moving tornado, has been generated and named spatiotemporal optical vortex (STOV) because the phase increases $2\pi m$ when the vortex is encircled in spatiotemporal planes *(x,t)* [3,4]. Momentum points along the propagation direction, but orbital angular momentum does perpendicularly. These STOVs are however linear waves that naturally spread on propagation.

In this work I describe nonlinear STOVs in the form of solitons, which then behave as permanent tornadoes of light, supported by nonlinear media with arbitrary (normal or anomalous) dispersion. The phase line singularity can be not only perpendicular, as their linear counterparts, but also can form an arbitrary angle with respect to the propagation direction. Momentum and orbital angular momentum are then arbitrarily oriented. Figure 2 illustrates their spatiotemporal structure in the simplest situation that the phase line singularity is perpendicular to the propagation direction.

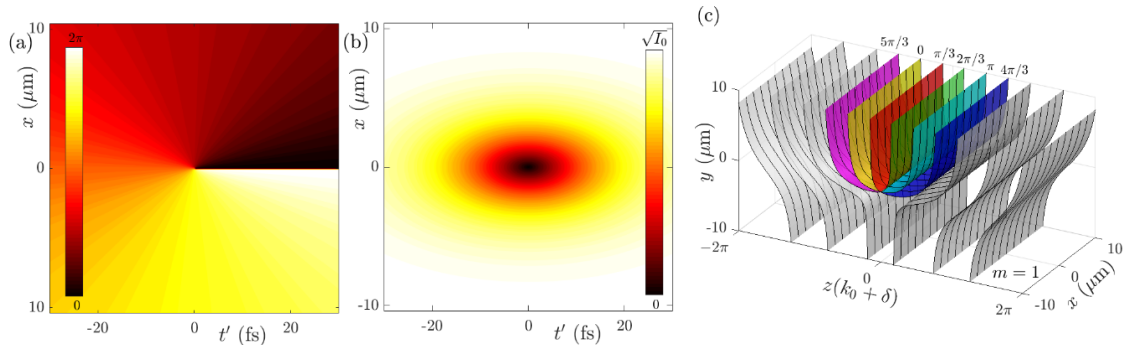


Figure 2: (a) Phase and (b) amplitude transversal profiles of STOV solitons of topological charge *m*=1 with phase line singularity perpendicular to the propagation direction and in the same medium as in Fig. 1. (c) Phase fronts intersecting each other at the phase line singularity along the *y* axis. The frequency and material constants are the same as in Fig. 1.

The phase singularity (a) takes place in the spatiotemporal plane *(x,t),* with zero intensity (b) at the vortex center, Phase fronts are radically different from the helical phase fronts of standard OVSs, as seen in (c). Their structure imply that the electromagnetic energy rotates around the tornado center, at the same time that flows at the group velocity $v_g = 1/k'_0$.

The new, continuous degree of freedom of the orientation of the phase line singularity in STOV solitons opens new perspectives in the applications of vortices in all the fields of physics mentioned above, and raises new questions to be solved such as the dynamics of STOV solitons in non-uniform backgrounds, or the interaction of several STOV solitons of different orientations.

ACKNOWLEDGEMENTS: The author acknowledges support from Projects of the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad No. MTM2015-63914-P, and No. FIS2017-87360-P.

[1] J. C. Neu, Physica D **43**, 385 (1990).
[2] A. S. Desyatnikov, L. Torner, and Y. S. Kivshar, Progress in Optics **47** (2005).
[3] N. Jhajj, I. Larkin, E. W. Rosenthal, S. Zahedpour, J. K. Wahlstrand, and H. M. Milchberg, Phys. Rev. X **6**, 031037 (2016).
[4] S. W. Hancock, S. Zahedpour, A. Goffin, and H. M. Milchberg, Optica **6**, 1547 (2019).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Effect of dopant concentration and calcination atmosphere on the structural, optical and photocatalytic properties of $BaAl_2O_4$:Ta

Takawira Joseph Mumanga[1], Luis Armando Díaz Torres[1], Christian Gómez Solís[2].

[1] Laboratorio de Fotocatálisis y Fotosíntesis Artificial (F&FA), Grupo de Espectroscopía de Materiales Avanzados y Nanoestructurados (GEMANA), Centro de Investigaciones en Óptica, Lomas del Bosque 115, Lomas del Campestre, Leon, 37150, Guanajuato, Mexico

[2] Campus León, División de Ciencias e Ingenierías, Universidad de Guanajuato, Lomas del Bosque 103, Lomas del Campestre, Leon, 37150, Guanajuato, Mexico

Contact: ditlacio@cio.mx

Tantalum doped $BaAl_2O_4$ composites were prepared by combustion synthesis and calcined in either air or carbon atmospheres[1]. The optical absorption and photoluminescence emission spectral bands of the composites correlated linearly with the dopant concentration for the air calcined samples and non-linearly with the with the dopant concentration for the carbon calcined samples. The photocatalytic performance of the materials was evaluated through the degradation of 15ppm of methylene blue (MB) dye under solar radiation. Our findings suggest that doping $BaAl_2O_4$ with Ta and calcining in a carbon atmosphere can enhance its photocatalytic performance[2].

References

1. Mumanga, T. J., Armando Diaz-Torres, L., Montes, E. & Gómez-Solís, C. MAl2O4 (M=Ba, Mg) photocatalytic activity dependence on annealing atmosphere. *Appl. Opt.* **59**, D246 (2020).
2. Vlazan, P., Rus, S. F., Poienar, M. & Sfirloaga, P. The effect of dopant concentrations on the structural, morphological and optical properties of NaNbO3 semiconductor materials. *Mater. Sci. Semicond. Process.* **102**, 1–6 (2019).

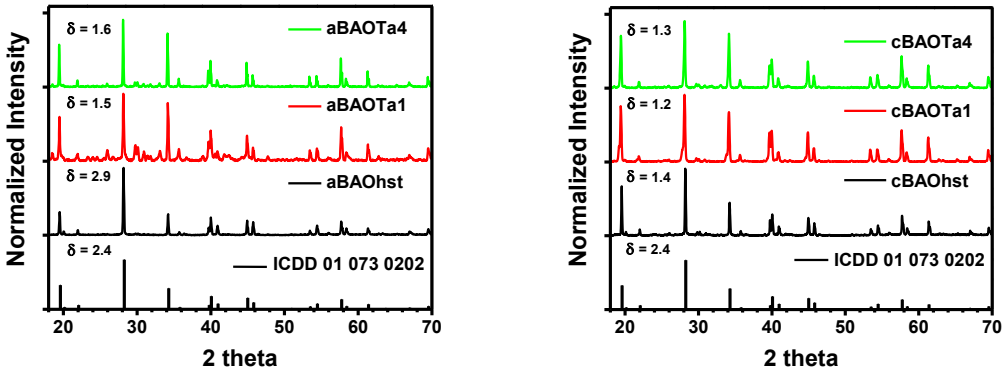


Figure 1: X-ray Diffraction patterns of all samples

Sample	Crystallite size (nm)	Sample	Crystallite size (nm)
aBAOTa4	61	**cBAOTa4**	41
aBAOTa1	43	**cBAOTa1**	36
aBAOhst	48	**cBAOhst**	56

Table 1: Crystallite size summary of the samples

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Simultaneous generation of four-wave mixing and polarization modulation instability in microstructured optical fibers

Abraham Loredo-Trejo [1,2], Antonio Díez [1,2], Enrique Silvestre [1,3] and Miguel V. Andrés [1,2]

[1] Laboratory of Fiber Optics, ICMUV, Universidad de Valencia, 46100 Valencia, Spain
[2] Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo, Universidad de Valencia, 46100 Valencia, Spain
[3] Departamento de Óptica, Universidad de Valencia, 46100 Valencia, Spain

Contact: Abraham.loredo@uv.es

In this work we investigate the simultaneous generation of polarization modulation instability (PMI) and four-wave mixing (FWM) in microstructured optical fibers (MOF). We show that a proper control of the chromatic dispersion of the fiber together the control of the polarization of the pump can lead to dual generation of both nonlinear effects in low birefringent fibers. A large frequency tuning range between the pump wavelength and PMI/FWM bands has been experimentally demonstrated by controlling the refractive index of the microstructure of holes surrounding the fiber core.

It is known that chromatic dispersion plays an important role in the phase-matching condition of scalar FWM[1], while the phase matching condition of FWM vector processes such as PMI depends on both, birefringence and chromatic dispersion[2]. Changing the refractive index of the holes of a low birefringent MOF affects both, chromatic dispersion and birefringence. Figure 1 shows the parametric wavelengths of bands produced by FWM and PMI in a fiber with holes having two different values of refractive index. For low birefringent fibers with one zero-dispersion wavelength (ZDW), slow-axis PMI presents a cutoff condition at which the linear phase mismatch cannot compensate phase birefringence and the nonlinear phase contribution. A shown in Fig. 1(b), PMI cannot be generated if the pump wavelength is larger than a given value. In contrast, other nonlinear processes such as FWM or MI can be generated. The increment of refractive index produce the shift of the parametric wavelengths. Fine adjustment of the refractive index enables the simultaneous generation and control of both parametric effects.

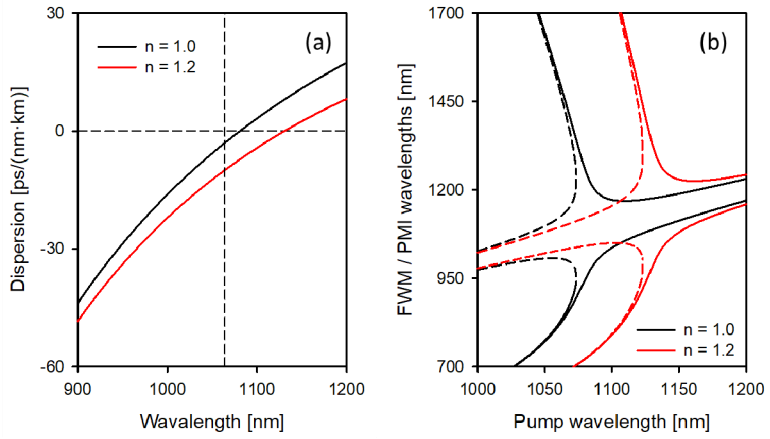


Figure 1: (a) Chromatic dispersion and (b) parametric wavelengths as a function of pump wavelength, for two refractive indices. Scalar FWM (solid line) and PMI (dashed line). Fiber dimensions: Λ=3 μm, d/Λ= 0.38.

We investigated experimentally the dual generation of FWM and PMI in a solid core microstructured fiber with Λ=3.78 μm and d/Λ= 0.72. The refractive index of the holes surrounding the fiber core was adjusted by using different ethanol-water mixtures that were infiltrated into the fiber. The increase of ethanol concentration produces the increment of the refractive index of the solution. The fiber was pumped at 1064 nm using a passively Q-switched Nd: YAG microchip laser that emits linearly polarized pulses of 700 ps duration. Figure 2(a) shows the spectra of light exiting the fiber for different mixtures of the ethanol-water solution. In addition to the residual pump signal, new bands appear as a result of FWM and/or PMI. For this fiber, FWM is observed for all ethanol-water mixtures. The frequency shift of FWM bands increases with the ethanol concentration. PMI is observed only for solutions with ethanol concentrations above 44 %wt. For lower concentrations, there is not phase-matching for PMI. At this particular concentration value, the two bands are well separated from the pump, and they shift towards the pump as the ethanol concentration was increased. Figure 2(b) summarizes the wavelength of the different bands. The bending of PMI wavelengths and the cutoff condition can be clearly observed.

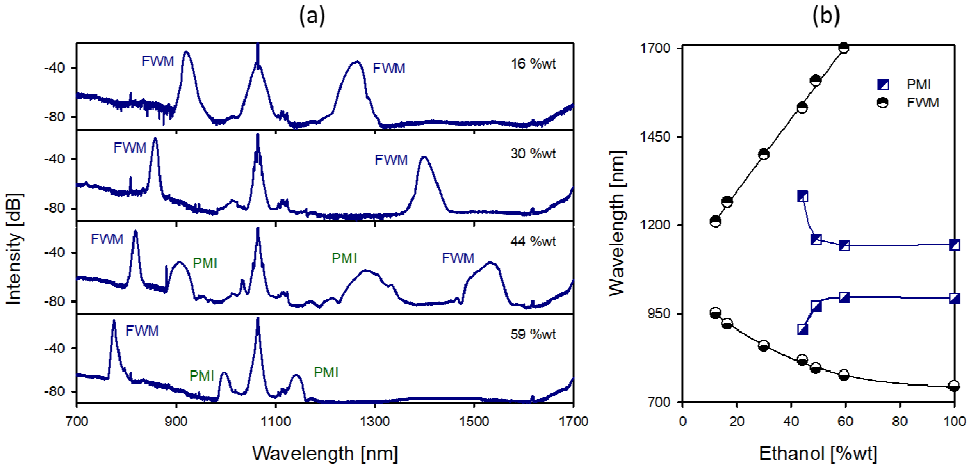


Figure 2: (a) Optical spectra generated in the fiber for different ethanol-water solutions. (b) Parametric wavelengths as a function of ethanol concentration.

In summary, simultaneous generation of FWM and PMI in MOFs has been investigated. Fine control of fiber chromatic dispersion and birefringence was achieved by controlling the refractive index of the holes surrounding the fiber core, which allowed controlling the frequency shift of PMI and scalar FWM that was generated in the fiber. A wide tuning range of FWM and PMI wavelengths was achieved.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been supported by the Ministerio de Ciencia e Innovación– Fondo Europeo de Desarrollo Regional (PDI2019-104276RB-I00), the Generalitat Valenciana (PROMETEO/2019/048 and IDIFEDER/2020/064), and the European Commission (H2020-MSCA-RISE-2019-872049).

[1] L. Velázquez-Ibarra, A. Díez, E. Silvestre, M. V. Andrés, *J. Lightwave Technol.*, **37**, 5722 (2019).
[2] A. Loredo-Trejo, A. Díez, E. Silvestre, M. V. Andrés, *Opt. Lett.*, **45**, 4891 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Ultrabroadband X-waves: The shortest carriers of orbital angular momentum

Raúl García-Álvarez, Miguel A. Porras

Complex Systems Group, ETSIME, Universidad Politécnica de Madrid, Ríos Rosas 21, 28003 Madrid, Spain

Contact: raul.galvarez@upm.es

In recent years, there has been an increasing interest in the development of free-space systems for quantum communications based on the use of modes that carry orbital angular momentum (OAM)[1-3]. Modes with OAM in the form of ultrashort Laguerre-Gauss (LG) beams are also being employed in high-field, nonperturbative light-matter interactions, opening up new perspectives, for example, in high-harmonic and attosecond generation experiments[4,5].

Important problems in free-space communications are the diffraction and dispersion of the modes, and turbulence-induced OAM decay in the atmosphere[6]. Diffraction also greatly limits the region where intense light can interact with matter in high-harmonic generation experiments. Thus, the above applications would benefit from the choice of modes, other than the standard LG modes, that exhibit diffraction-free and dispersion-free behaviour, as well as self-healing and resistance to turbulence. It has been known since the 1990s that X-waves have all these properties[7,8], but only very recently there has been interest in the study of X-waves with OAM[9,10]. X-waves without OAM have been generated in experiments[8], and it is only a matter of time before X-waves with OAM are generated.

In this work we unveil the rather complex spatiotemporal structure of OAM-carrying X-waves, featuring strong couplings between the temporal and spatial degrees of freedom, particularly the azimuthal (OAM) degree of freedom.

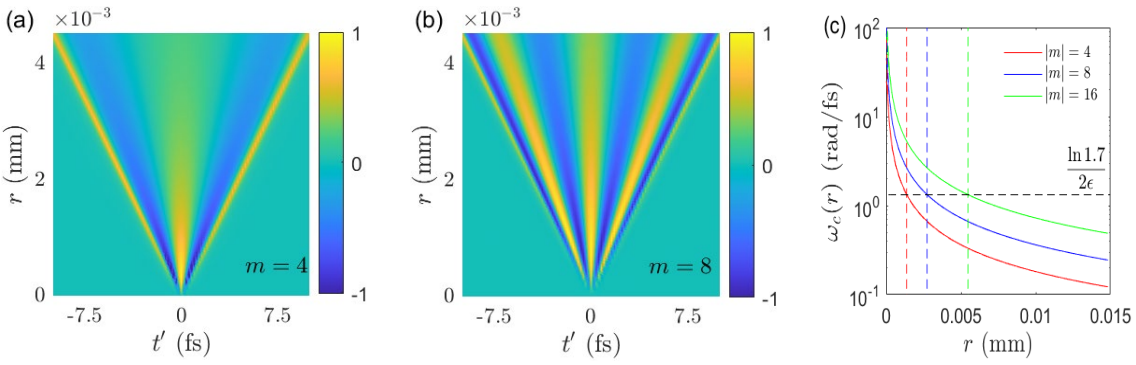


Figure 1: (a) Electric field (normalized to its peak value) of X-wave with m=4 and broadband spectrum with ε =0.2 s, covering the visible spectrum and beyond. (b) The same but with m=8. (c) Frequency of the OAM-induced oscillations as functions of radial distance for the indicated values of $|m|$. The vertical lines locate the ring of maximum pulse energy density (fluence) in each case, and the horizontal line helps to visualize that the frequency at this ring does not change with $|m|$.

While X-waves without OAM can have arbitrarily short duration (only limited by technical issues),

the duration of X-waves with OAM is limited by a lower bound proportional to the integer units of OAM, *m*, or topological charge of the vortex in their centre[10]. OAM-carrying X-waves with the so-called ultrabroadband spectrum (exponentially decaying spectrum [f(ω)= exp(-$\varepsilon\omega$)] are found to have the lowest possible duration, and are therefore the minimal diffraction-free, dispersion-free OAM carriers.

Figures 1(a) and 1(b) illustrate the spatiotemporal structure of ultrabroadband X-waves with OAM. A dramatic demonstration of the temporal-OAM coupling is that the number zeros of the temporal oscillations between the X arms (at any radial distance r from the vortex) is equal to the magnitude of the topological charge, $|m|$, and therefore the number of oscillations is $|m|/2$. These are the minimum number of oscillations for an X-wave to carry *m* OAM units.

As seen in Fig. 1 (c) all the frequencies in the ultrabroadband spectrum are separated at different radii *r* from the vortex singularity, like in a rainbow, with a strong blue shift in the inner part, and a strong red shift in the periphery, with respect to a representative central frequency $\omega_f = \ln(1.7)/\varepsilon$ of the spectrum f(ω). At the same time, the whole X-wave is blue shifted proportionally to the magnitude of the topological charge (red, blue and green curves). The red shift with radial distance and the blue shift with $|m|$ are such that the frequencies at the respective radii of maximum energy density, or bright rings surrounding the vortex darkness (vertical dashed lines), are all the same, ω_f (horizontal dashed line). It can then be said that all X-waves of different vorticity synthesized with the same spectrum (same laser source) look the same colour.

The synthesis of X-waves with OAM, particularly the ultrabroadband X-waves as minimal OAM carriers, would mean substantial improvements of the foreseeable applications in free-space telecommunications, strong-field light-matter interactions, and others, in which case knowing the spatiotemporal structure of OAM-carrying X-wave is crucial for designing and interpreting experiments.

ACKNOWLEDGEMENTS: MAP acknowledges support from Projects of the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad No. MTM2015-63914-P, and No. FIS2017-87360-P.

[1]M. Mirhosseini, O. S. Magaña-Loaiza, M. N. O'Sullivan, B. Rodenburg, M. Malik, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, D. J. Gauthier, and R. W. Boyd; *New J. Phys*. **17**, 033033 (2015).
[2]S. Gröblacher, T. Jennewein, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, *New J. Phys*. **8,** 75 (2006).
[3]F. Cardano, F. Massa, H. Qassim, E. Karimi, S. Slussarenko, D. Paparo, C. De Lisio, F. Sciarrino, E. Santamato, R. W. Boyd, and L. Marrucci, *Science Advances*, **1,** e150008 (2015).
[4]L. Rego, J. San Román, A. Picón, L. Plaja, and C. Hernández-García, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 163202 (2016).
[5]R. G'neaux, A. Camper, T. Auguste, O. Gobert, J. Caillat, R. Taïeb, and T. Ruchon, *Nat. Commun.* **7**, 12583 (2016).
[6]G. A. Tyler and R. W. Boyd, *Opt. Lett.* **34**, 142 (2009).
[7]J. Lu and J. F. Greenleaf, *IEEE Trans. Ultrason. Ferr. Freq. Control* **39**, 19 (1992).
[8]P. Saari and K. Reivelt, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4135 (1997).
[9]M. Ornigotti, C. Conti, and A. Szameit, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 100401 (2015).
[10]M. A. Porras and C. Conti, *Phys. Rev. A* **101**, 063803 (2020).

Miscelánea II

Optoelectrónica
Espectroscopía
Mujer en Óptica y Fotónica

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Discriminative Measurement of Strain and Temperature via Transverse Acoustic Resonances in Optical Fibers

Luis Alberto Sánchez[1], Antonio Díez[1,2], José Luis Cruz[1,2] and Miguel V. Andrés[1,2]

[1] Laboratory of Fiber Optics, ICMUV, Universidad de Valencia, Dr. Moliner 50, 46100, Spain
[2] Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo, Universidad de Valencia, Dr. Moliner 50, 46100, Spain

Contact: luis.sanchez@uv.es

In the last decades, optical fibers have become one of the most widely used platforms for sensing. In this work, we show simultaneous measurement of strain and temperature using conventional fiber through the opto-acoustic phenomenon known as forward stimulated Brillouin scattering (FSBS). In this phenomenon, an optical wave is forward-scattered by transverse acoustic mode resonances (TAMRs) that can be excited in the optical fiber through optical electrostriction[1]. The frequencies of the TAMRs depend on the elastic and geometrical properties of the fiber, which are sensitive to strain and temperature[2,3]. The acoustic modes behind this interaction are the radial modes $R_{0,m}$ and torsional-radial modes $TR_{2,m}$. According to their properties, $TR_{2,m}$ modes can be classified into two different families: $TR^{(1)}_{2,m}$ and $TR^{(2)}_{2,m}$. The displacement field of the first subfamily contains a predominant azimuthal component, while for the second one the displacement vector is mainly radial.

The frequencies of both types of modes change linearly with fiber temperature and strain. It happens that the shift rate of $R_{0,m}$ modes and $TR^{(1)}_{2,m}$ modes is quite different. Therefore, the response of these series of modes can be used to perform discriminative measurement of strain and temperature. With respect to the frequencies at room temperature of an unstrained fiber, the relative frequency shift of TAMRs in an optical fiber subjected to a given strain $\Delta\varepsilon$ and temperature ΔT can be expressed as:

$$\left(\frac{\Delta f_{R,m}}{f_{R,m}}\right) = c^{\varepsilon}_{R,m}\,\Delta\varepsilon + c^{T}_{R,m}\,\Delta T \tag{1}$$

$$\left(\frac{\Delta f_{TR,m}}{f_{TR,m}}\right) = c^{\varepsilon}_{TR,m}\,\Delta\varepsilon + c^{T}_{TR,m}\,\Delta T \tag{2}$$

where $c^{\varepsilon}_{R,m}$and $c^{T}_{R,m}$ are the strain and temperature coefficients of the mth $R_{0,m}$, and $c^{\varepsilon}_{TR,m}$and $c^{T}_{TR,m}$are the strain an temperature coefficients of the mth $TR^{(1)}_{2,m}$ mode. By solving the system of equations (1) and (2) we can obtain the changes of strain and temperature simultaneously.

TAMRs can be excited in an optical fiber using an intense pulsed laser and can be detected by means of a transducer that converts the density fluctuations of the acoustic wave into changes in the transmitted power, as for example a long-period grating (LPG)[4]. The RF spectrum of the transmitted signal contains peaks located at the resonance frequencies of the acoustic mode resonances excited by the pump. Measurements of several TAMRs as a function of temperature were done by placing the section of the fiber with the LPG in a cooling-heating temperature chamber. The temperature range covered in the experiments was from −20° to 80°C. Measurements as a function of strain were performed by stretching the LPG using a linear stage. The strain response was measured in the range of 0 - 1.5 mε. As an example, Figures 1a and 1b shows the spectrum of the $R_{0,10}$ and $TR^{(1)}_{2,15}$

acoustic resonances for different values of strain at room temperature, while Figures 1c and 1d shows the same resonances for different temperatures and no strain. The relative frequency shifts of all modes of each series was the same within the experimental error. Figures 2a and 2b presents the linear fitting of the relative frequency shift values due to the strain and temperature, including all modes of the corresponding series. For axial strain, the relative frequencies of $R_{0,m}$and $TR^{(1)}_{2,m}$ modes shift with a rate of $(4.83\pm0.04)\times10^{-7}$ ºC^{-1} and $(7.24\pm0.08)\times10^{-7}$ ºC^{-1}, respectively. In the case of temperature, $R_{0,m}$ resonances shift with a rate of $(9.76\pm0.06)\times10^{-5}$ ºC^{-1} and $TR^{(1)}_{2,m}$ resonances do it at $(6.25\pm0.04)\times10^{-5}$ ºC^{-1}.

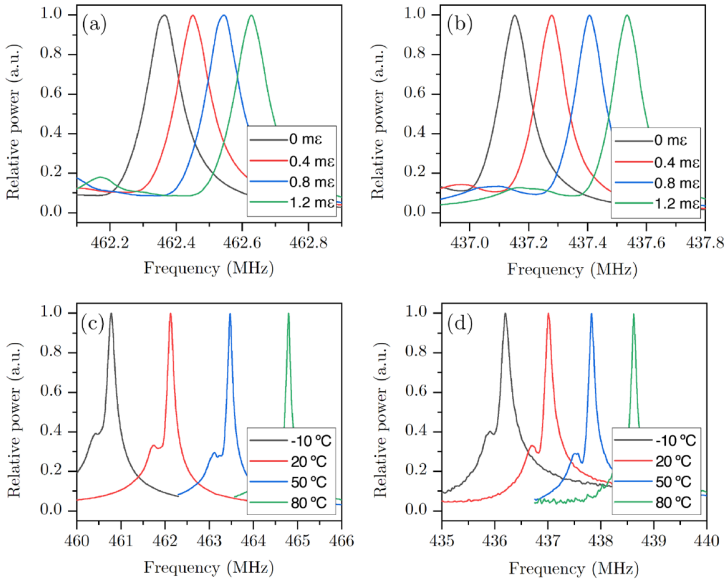


Figure 1: Frequency spectrum of TAMRs for different values of strain and temperature. (a) and (c) are for $R_{0,10}$ modes, (b) and(d) are for $TR^{(1)}_{2,15}$.

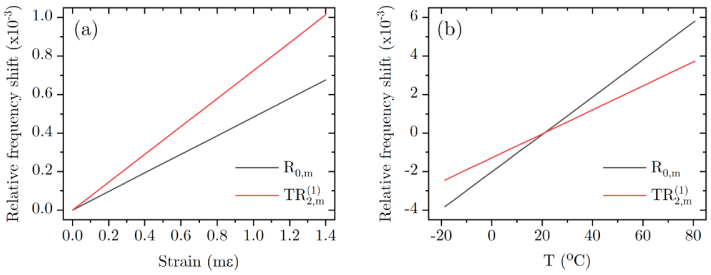


Figure 2: Relative frequency shift of TAMRs as a function of (a) strain and (b) temperature.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been supported by the Ministerio de Ciencia e Innovación– Fondo Europeo de Desarrollo Regional (PDI2019-104276RB-I00), the Generalitat Valenciana (PROMETEO/2019/048 and IDIFEDER/2020/064), and the European Commission (H2020-MSCA-RISE-2019-872049).

[1] A. S. Biryukov, M. E. Sukharev, and E. M. Dianov, *Quantum Electron*. **32**(9), 765 (2002).
[2] Y. Tanaka and K. Ogusu, *IEEE Photonics Technol. Lett*. **10**(12), 1769 (1998).
[3] Y. Tanaka and K. Ogusu, *IEEE Photonics Technol*. Lett. **11**(7), 865 (1999).
[4] L. A. Sánchez, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, *Opt. Lett.* **45**(19), 5331 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Láser de fibra óptica asistido por un reflector de fibra multimodo con retrodispersión controlada artificialmente

Pablo Roldán-Varona[1], Rosa Ana Pérez-Herrera[2,3], Arturo Sánchez-González[2], Luis Rodríguez-Cobo[4], José Miguel López-Higuera[1,4,5], y Manuel López-Amo[2,3]

[1]Grupo de Ingeniería Fotónica, Universidad de Cantabria, 39005 Santander, España. [2]Dpto Ingeniería Eléctrica, Electrónica y de Comunicación, Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, España. [3]Institute of Smart Cities (ISC), Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, España. [4]CIBER-bbn, Instituto de Salud Carlos III, 28029 Madrid, España. [5]Instituto de Investigación Sanitaria Valdecilla (IDIVAL), 39005 Cantabria, España

Contacto: pablo.roldan@unican.es

Resumen: Este trabajo presenta la evolución del espectro óptico de salida de una cavidad lineal de fibra óptica, en cuyo reflector se han realizado una serie de modificaciones en su índice de refracción de manera aleatoria mediante un láser de femtosegundos. Este reflector, formado por un tramo de fibra multimodo de 50 µm de diámetro de núcleo, y basado en retrodispersión controlada artificialmente (RFRCA), consta de 20 secciones de inscripción paralela de 17 mm de largo cada una y separadas 2,5 µm entre ellas.

Keywords: fibra dopada con erbio, láser femtosegundo, reflectores distribuidos, retrodispersión.

1. Introducción. En los últimos años se ha desarrollado la tecnología de fibra de retrodispersión controlada artificialmente, fabricada mediante sistemas de micro mecanizado usando láseres de femtosegundos (fs). Esto es debido a las diferentes y atractivas aplicaciones de estas fibras en diversos sectores[1], tales como los motores de aviación, las palas de los aerogeneradores, los filtros de combustible para automóviles, agujas quirúrgicas, dispositivos de micro-fluidos o los láseres de fibra[2]. Esta técnica de inscripción puede proporcionar un aumento en la inhomogeneidad del índice de refracción de una fibra, que suele ser muy débil, y en consecuencia ofrecer una mejora en la dispersión distribuida[3]. En este trabajo se presenta un análisis experimental de las propiedades de una cavidad láser de fibra asistida por un reflector con retrodispersión controlada artificialmente y fabricado sobre una fibra multimodo (MMF). Específicamente, se analizan los niveles de potencia de salida y relación señal a ruido óptica (OSNR) de los láseres que usan estos reflectores.

2. Proceso de inscripción y montaje experimental. Este reflector de fibra multimodo basado en retrodispersión controlada artificialmente (RFRCA) se ha fabricado utilizando un láser comercial de fibra pulsado de femtosegundos (FLCPA) con una longitud de onda operativa de 1030 nm y una duración de pulso de 370 fs. La Figura 1 presenta una imagen de microscopio del estado final del RFRCA fabricado. En esta fotografía se pueden observar las 20 secciones paralelas, de 17 mm de longitud cada una, inscritas dentro del núcleo de la fibra MMF con un periodo de inscripción aleatorio y separadas 2,5 µm entre ellas.



Figura 1: Imagen microscópica del reflector de fibra multimodo con RFRCA.

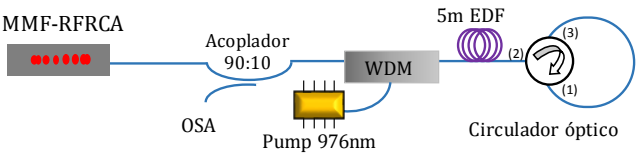


Figura 2: Configuración experimental de la cavidad lineal láser basada en un RFRCA inscrito en fibra multimodo.

La Figura 2 muestra el diagrama esquemático de la configuración experimental de la cavidad láser implementada y asistida por este RFRCA inscrito sobre una fibra MMF (MMF-RFRCA). Un multiplexor en longitud de onda (WDM) de longitudes de onda 980/1550nm inyecta el bombeo láser a 976nm en la cavidad lineal del láser de fibra. La ganancia se obtiene mediante un tramo de 5m de fibra dopada con erbio (EDF), en este caso del tipo I25 (Fibercore 980/125). La cavidad lineal láser finaliza en un espejo de fibra (FLM) que consiste en un circulador óptico en el que los puertos 3 y 1 están conectados. Después, la señal recircula a través del puerto de 1550nm del WDM hasta un acoplador óptico donde el 20% de la señal se dirige a un analizador de espectro óptico (OSA) para monitorizar su espectro. El otro 80% de la señal llega al MMF-RFRCA.

3. Resultados. La Figura 3 (a) muestra el espectro de salida obtenido tras la primera inscripción al bombear con una potencia de 250 mW. Como se puede observar, en este caso el espectro óptico obtenido presenta una potencia de salida bastante baja, una gran cantidad de modos longitudinales compitiendo entre sí, y una OSNR de apenas 20 dB. Las siguientes figuras, Fig 3 (b)-(f), muestran los espectros obtenidos tras inscribir 8, 10, 15, 18 o 20 secciones respectivamente, todas ellas con el mismo nivel de bombeo, de 250mW. Esta evolución muestra como mejora el espectro de salida del láser a medida que la inscripción se acerca al eje central del núcleo de la fibra. A partir de la décima sección inscrita, se obtiene una (Fig. 3 (c)) o dos (Fig. 3 (d)-(f)) emisiones láser, centradas alrededor de los 1575 nm. La potencia de salida varía entre -10 dBm y -3dBm, con una OSNR de hasta 60dB, como se puede apreciar en la figura 3(f).

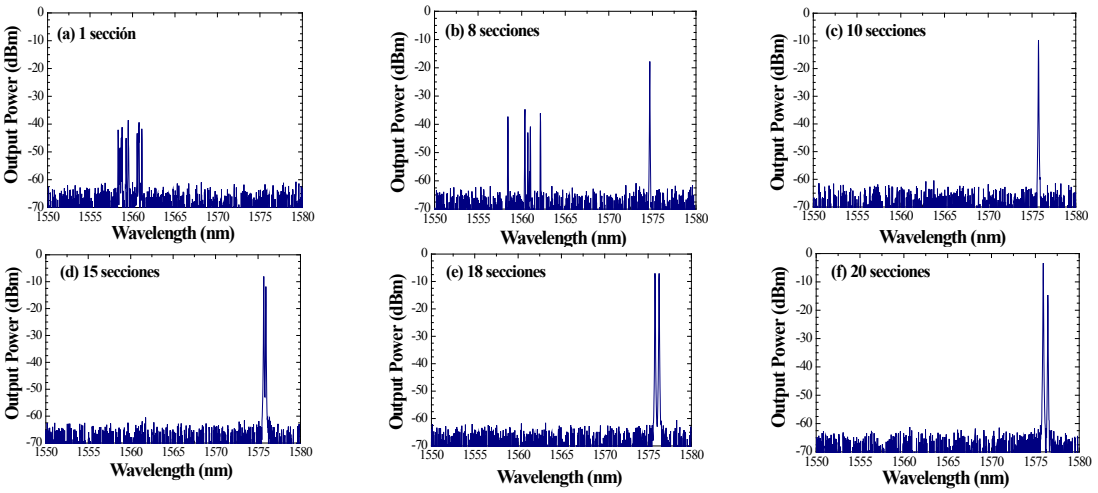


Figura 3: Espectro óptico del MMF-RFRCA tras inscribir 1 (a), 8 (b), 10 (c), 15 (d), 18 (e) o 20 (f) secciones.

4. Conclusiones. Este trabajo presenta la evolución del espectro óptico de salida de una cavidad lineal de fibra óptica, en cuyo reflector se han realizado una serie de modificaciones de su índice de refracción de manera aleatoria mediante un láser de femtosegundos. Se muestra la mejora del espectro de salida del láser a medida que la inscripción se acerca al eje central del núcleo de la fibra, obteniendo láseres con potencias de salida de hasta -3dBm y una OSNR de 60dB.

Agradecimientos: Trabajo financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación y la Agencia Estatal de Investigación (PID2019-107270RB), fondos FEDER, el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte de España (Beca FPU2018/02797), y los Proyectos de Jóvenes Investigadores de la UPNA 2019 (PJUPNA1928).

[1]X. Wang, *et al.*; *Optics & Laser Technology*, **113**, 6 (2019)
[2]R. A. Perez-Herrera, *et al.; IEEE Access*, **9**, 27428 (2021)
[3]A. Consoli, *et. al*; *Optics Letters*, **44**, 518, (2019)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Haces de luz parcialmente coherentes con características no convencionales de coherencia

Rosario Martínez-Herrero[1], Juan Carlos G. de Sande[2], Gemma Piquero[1], Massimo Santarsiero[3] y Franco Gori[3]

[1]Departamento de Óptica, Fac. CC. Físicas, U. C. M., Ciudad Universitaria s/n, 28040 Madrid.
[2]Universidad Politécnica de Madrid, ETSIS de Telecomunicación, Campus Sur, 28031 Madrid.
[3]Dipartimento di Ingegneria, Università Roma Tre, V. Volterra 62, Rome 00146, Italy.

Contacto: juancarlos.gonzalez@upm.es

La investigación de fuentes de luz que se adapten lo mejor posible a cada aplicación específica es un reto en el que se ha ido avanzando en las últimas décadas. El uso de fuentes de luz parcialmente coherentes (PCS) ofrece un grado de libertad adicional, la coherencia, que permite modificar las características de intensidad del haz obtenido[1-14](y las citadas en estas referencias). Esto ha impulsado la investigación de nuevos modelos de fuentes con características de coherencia no convencionales, es decir, diferentes del clásico y ampliamente utilizado modelo Schell[15]. Estos nuevos modelos permiten modular las características del perfil de intensidad modificando la forma funcional de la coherencia y/o cambiando uno o más parámetros que definen la coherencia espacial del haz.

Además, estos haces exhiben propiedades de propagación no convencionales, tales como la formación de un perfil de intensidad anular invariante en propagación, el efecto de autoenfoque, haces más estrechos fuera del plano de la cintura, etc., propiedades que son útiles en diferentes aplicaciones como por ejemplo en comunicaciones ópticas y atrapamiento de partículas.

El propósito de este trabajo es dar una perspectiva general acerca de algunos de los nuevos modelos introducidos por los autores dentro del ámbito de fuentes escalares con coherencia no convencional. Para cada modelo de fuente se presenta el estudio del campo propagado en aproximación paraxial, se especifican sus características de coherencia y se describen los métodos para su síntesis experimental. Los modelos analizados son fuentes con coherencia radial[7], fuentes con coherencia circular[5,6], fuentes del tipo Pseudo-Schell[4,8,9,14] y finalmente las denominadas fuentes Laguerre-Christoffel-Darboux[10,11].

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad a través del proyecto PID2019-104268GB-C21.

[1]F. Gori, M. Santarsiero, *Opt. Lett.* 32 3531 (2007).
[2]R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías, F. Gori, *Opt. Lett*. 34, 2303 (2009).
[3]Y. Cai, Y. Chen, F. Wang, J. Opt. Soc. Am. A 31, 2083-2096 (invited)," (2014).

[4]R. Martínez-Herrero, D. Maluenda, G. Piquero, J.C.G. de Sande, 15th Workshop on Information Optics (WIO), 1-3 (2016).
[5]M. Santarsiero, R. Martínez-Herrero, D. Maluenda, J.C.G. De Sande, G. Piquero, F. Gori, *Opt. Lett.* **42**, 1512 (2017).
[6]M. Santarsiero, R. Martínez-Herrero, D. Maluenda, J.C.G. De Sande, G. Piquero, F. Gori, *Opt. Lett.* **42**, 4115 (2017).
[7]G. Piquero, M. Santarsiero, R. Martínez-Herrero, J.C.G. de Sande, M. Alonzo, F. Gori, *Opt. Lett.* **43,** 2376 (2018).
[8]R. Martínez-Herrero, G. Piquero, J.C. González de Sande, M. Santarsiero, F. Gori, *Appl. Science* **9**, 2716 (2019).
[9]J.C.G. De Sande, R Martínez-Herrero, G. Piquero, M. Santarsiero, F. Gori, *Opt. Express* **27**, 3963 (2019).
[10]R. Martínez-Herrero, F. Gori, *Opt. Lett.* 46, 973 (2021).
[11]R. Martínez-Herrero, M. Santarsiero, G. Piquero, J.C.G. de Sande*, Photonics* **8** (4), 134 (invited) (2021).
[12]O. Korotkova, Statistical optics, World Scientific Publishing Company (2021).
[13]F. Wang, H. Lv, Y. Chen, Y. Cai, O. Korotkova, *Opt. Express* 29, 29676 (2021).
[14]M. Santarsiero, R. Martínez-Herrero, G. Piquero, J.C.G. De Sande, F. Gori, Modal analysis of pseudo- Schell model sources, *enviado* (2021).
[15]Mandel &Wolf, Optical Coherence and Quantum Optics, Cambridge University Press (1995).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Láseres de fibra en anillo ultralargos asistidos por Raman en el rango de femtosegundos

Inés Cáceres[1], Francesca Gallazzi[2], Concepción Pulido[1], Pedro Corredera[1], Juan Diego Ania[1]

[1]Instituto de Óptica "Daza de Valdés", IO-CSIC, Serrano 121, 28006 Madrid, España
[2]Photonics Laboratory, Universidad de Tampere, Korkeakoulunkatu 3, FI-33104, Finlandia

Contacto: ines.c.p.97@csic.es

Entre las tecnologías disponibles para la generación de pulsos ultracortos, los osciladores de fibra con anclado de modo destacan por ser soluciones simples y económicas, aunque limitadas en potencia y, por tanto, restringidas en sus campos de explotación a menos que se combinen con etapas adicionales de amplificación y compresión. Recientemente hemos demostrado la posibilidad de superar esta limitación presentando un nuevo tipo de oscilador de fibra en anillo ultralargo, ultrarrápido, con anclado de modos pasivo, que hace uso de un espejo de semiconductor de absorbente saturable basado en InN y cavidades de pocos kilómetros de fibra de telecomunicaciones convencional[1]. Estos láseres emiten a 1560 nm, tienen anchuras de pulso por debajo de los 250 fs, tasas de repetición inferiores a 100 kHz y energías de pulso por encima de 200 nJ en cavidades de hasta 2,4 km ajustando cuidadosamente la dispersión y las pérdidas. Aquí mostramos que esta nueva familia de láseres ultralargos puede extenderse en cavidades mucho más largas, de hasta decenas de km, haciendo uso de amplificación Raman para controlar los efectos no lineales. Usando la Transformada Dispersiva de Fourier por ensanchamiento temporal (TS-DFT)[2], obtenemos una imagen en tiempo real de la dinámica espectral correspondiente a los diferentes regímenes de operación disponibles.

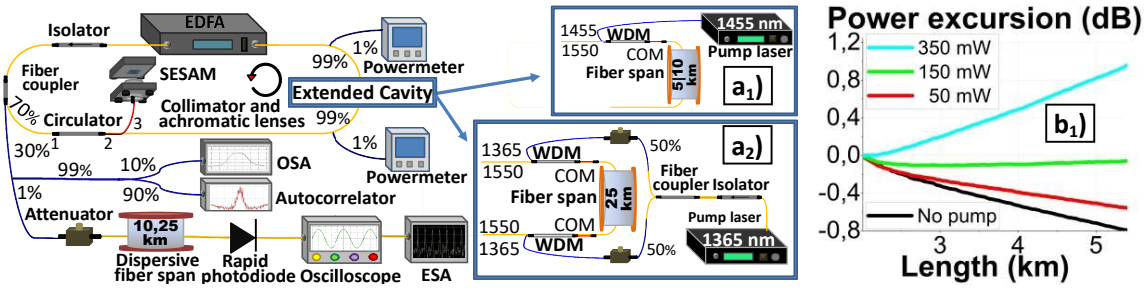


Figura 1-a: Esquema de las configuraciones para la caracterización de los láseres de fibra pulsados ultralargos, donde empleando dos tipos de amplificación, siendo a_1 un anillo de 5,3 km y a_2 de 25 km.
Figura 1-b: Evolución de la potencia de la señal en la fibra de transmisión para la configuración a_1.

A tal efecto, comparamos dos esquemas de amplificación Raman diferentes (ver Fig. 1): La opción a_1) utiliza un esquema de bombeo de primer orden contra-propagante a 1455 nm, mientras que la opción a_2) se basa en un esquema bidireccional de segundo orden bombeado a 1366 nm empleando una arquitectura de amplificador láser ultralargo en cavidad cerrada[3]. Ajustando la ganancia Raman de manera óptima logramos anclar el láser a su modo fundamental para anillos de hasta 5,3 km, con la mayor parte de la energía contenida principalmente en los pulsos individuales, que presentan duraciones del orden de 200 fs y potencias máximas de salida por encima de 2 MW, y a modos armónicos superiores para anillos más largos. El ajuste de las pérdidas en la cavidad permite una selección limitada de anclado a modos armónicos, obteniendo varios regímenes estables con diferentes tasas de repetición, potencias y duraciones de pulso para una longitud dada. La monitorización en tiempo real mediante la TS-DFT nos informa sobre la dinámica de transición entre los diferentes modos de operación disponibles.

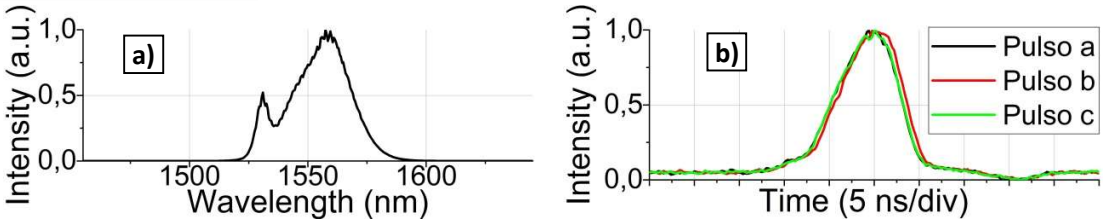


Figura 2-a: Espectro óptico del modo fundamental en el láser de 5,3 km empleando amplificación Raman contra-propagante. Figura 2-b: Trazas individuales temporales de los pulsos ensanchados por dispersión, capturados en el osciloscopio de tiempo real tras emplear la técnica de la transformada de Fourier.

Para anillos de 25 km, el anclado en modos estable es posible usando el esquema de amplificación a_2), si bien limitado a armónicos superiores.

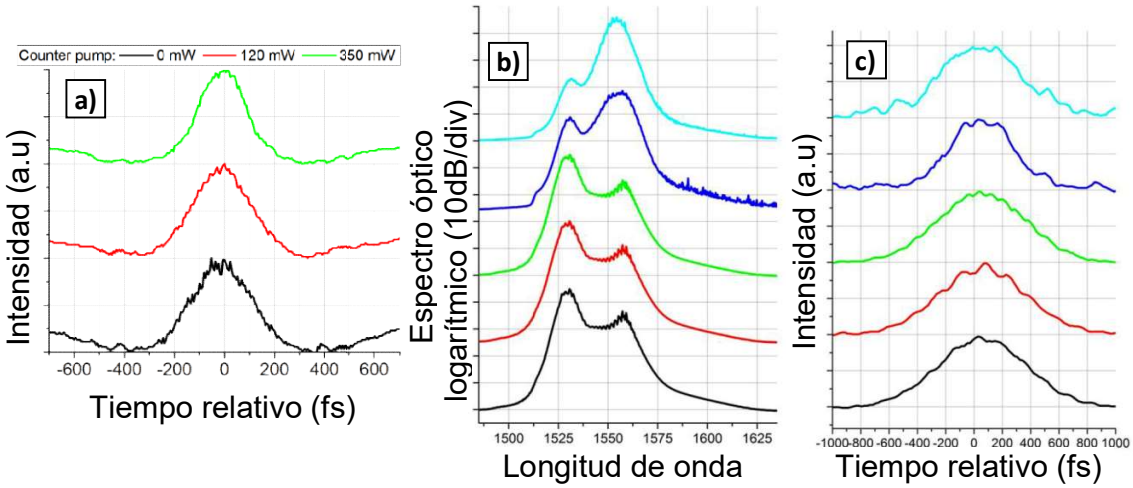


Figura 3-a: Trazas de autocorrelación para diferentes valores de amplificación en el láser de 5.3 km. Figura 3-b: Espectro óptico en el láser de 25 km para valores crecientes de bombeo, desde - 5 dBm (línea negra) hasta 0 dBm (línea azul) donde se aprecia que en los casos de bajo bombeo el ruido domina el espectro y el anclado de modos no es estable sin amplificación. Figura 3-c: Trazas de autocorrelación para las mismas configuraciones de bombeo de la Figura 3-b.

.

En conclusión, esta familia de dispositivos permite alcanzar elevadas energías con frecuencias de repetición inusitadamente bajas a través de un diseño simple y componentes de bajo coste, aplicables en multitud de áreas desde la generación de supercontinuo y el sensado atmosférico al procesado de materiales.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido fundado por RTI2018-097957-B-C33 (ECOSYSTEM) y subvención de la Comunidad de Madrid SINFOTON S2018/NMT-4326 (SINFOTON2-CM).

[1]F. Gallazzi, M. Jimenez-Rodriguez, E. Monroy, P. Corredera, M. González-Herráez, F.B. Naranjo, J.D. Ania Castañón;Optics & Laser Technology, **Volume 138** 106848 (2021).
[2]K. Goda and B. Jalali; Nature Photonics 7, 102–112 (2013).
[3]F. Gallazzi, M. Jimenez-Rodriguez, E. Monroy, P. Corredera, M. González-Herráez, F.B. Naranjo, J.D. Ania Castañón; Proceedings of CLEO Europe EQEC 2019.CF-P.13.
[4]FJ. Bromage; journal of Lightwave Technology, **vol. 22, no. 1**, pp. 79-93, Jan. 2004.
[5]J.D Ania-Castañón, T. J. Ellingham, R. Ibbotson, X. Chen, L. Zhang, and S K. Turitsyn; Phys. Rev. Lett.96, **023902** – Published 18 January 2006.
[6]M. Alcon, A. El-Taher, H. Wang, P. Harper, V. Karalekas, J. A. Harrison and J.D. Ania Castañón; Optics letters. **34**. 3104-6. (2009).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

U-shaped optical fiber refractometer based on resonant modal couplings

Carolina Londero[1], Martina Delgado-Pinar[2], Christian Cuadrado-Laborde[1] and Miguel V. Andrés[2]

[1] Optics and Photonics Group, Physics Institute of Rosario, National University of Rosario – CONICET, Bv. 27 de Febrero, S2000EKF Rosario, Argentina.

[2] Laboratory of Fiber Optics, Department of Applied Physics, ICMUV, University of Valencia, c/ Dr. Moliner 50, 46100 Burjassot, España.

Contact: londero@ifir-conicet.gov.ar

In this paper we present the design and fabrication of a robust refractive index (RI) sensor based on resonant modal couplings induced by bending an optical fiber into a U-shaped loop.

By curving a stripped, conventional single-mode fiber, geometric and elasto-optical effects produce a perturbation in the refractive index profile of the fiber, which couples optical power from the core mode to the cladding modes in a resonant manner[1]. This effect shows itself in the transmission spectrum of the device as a series of attenuation notches, correspondent to the coupling from the fundamental mode to the different cladding modes. This is the main difference between our device, which uses conventional optical fiber, and other U-shaped fiber based refractometers, fabricated with microfibers[2] or multimode fibers[3], whose operation principle relies on interferometric effects. One of the main advantage of our proposal is its resonant nature, as it allows the determination of the external RI in a wide range without the ambiguity inherent to the periodic fringe pattern, typical of interferometric-based sensors. Moreover, in our proposal, the size of the fibers, and the curvature of the loops (with radii of 5-7 mm for obtaining resonant wavelengths in the telecom IR range) helps to enhance the robustness of the devices compared to other results reported in the literature[4].

In our device, the central resonant wavelength, λ_r, depends on various parameters, such as the curvature, strain, temperature or the external RI[5]. In particular, the evanescent field of the cladding modes enables this device for sensing changes of external parameters, thus this device shows good prospects for its future applications as a biosensor, as an example.

The loops were fabricated by curving stripped, single-mode, standard telecom fibers around smoothly polished metallic cylinders, and attaching the fiber to the cylinders with commercial glue. The stripped section covered half of the perimeter of the cylinder, typically.

The shift of the resonant wavelength with the radius (R) of the loop (Figure 1a), with temperature (Figure 1b), and with changes in the RI of the external medium (Figure 1c) was experimentally characterized. In the case of radius dependence (Figure 1a), a linear trend is observed, and this linearity is preserved both in air and in an aqueous external medium.

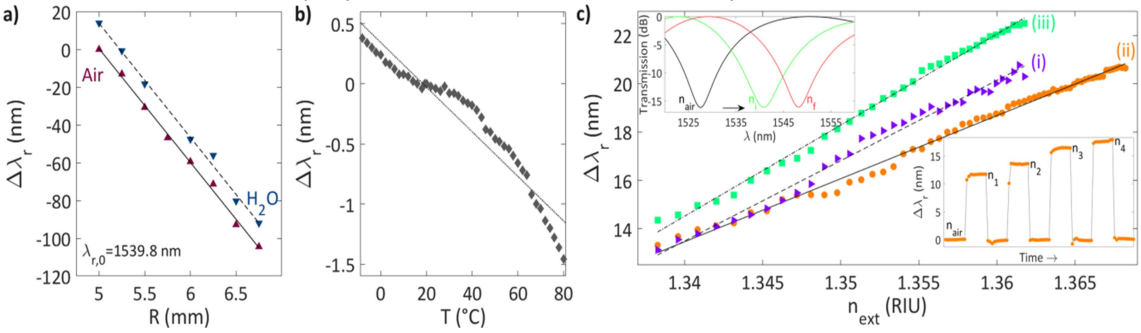


Figure 1: Experimental characterization of the sensor as a function of (a) radius of the loop, (b) temperature, (c) external refractive index – inset depicts the notch shift for different media, for the 5.25 mm loop.

In the case of the variation of temperature, Figure 1b, we did not observe such a clear linear trend, and we believe this is due to crossed couplings between close cladding modes. In both cases, the wavelength shift is towards shorter wavelengths. Sensitivities are (-60 ± 1) nm/mm and (-185 ± 8) × 10^{-4} nm/°C, respectively. Figure 1(c) shows the characterization of the device as a refractometer. The resolution of the optical spectrum analyser employed for the experiments was 20 pm. The upper inset in this figure depicts an example of a typical attenuation notch for the 5.25 mm loop (attenuation level: ~15 dB), and its shift towards longer wavelengths when immersing the device in different media of increasing RI.

The RI of the external medium was varied by adding EtOH to H_2O and thus obtaining solutions in the range [1.33 , 1.37] RIU[6]. We monitored three examples of couplings: (i) and (iii) correspond to the same loop of 6 mm in radius, and two different cladding modes (see λ_r in air in Table I). The third example, (ii), corresponds to a device with a different radius, 5.25 mm in this case. Each trend shows linear behaviours, but different sensitivities, see results in Table 1.

The sensitivities of each coupling were calculated from the slopes of the linear fits to these sets of data, and the detection limit of the devices were estimated assuming that we could measure with certainty the wavelength shift of 1/100 the width of the notches (that show typical 3-dB widths of 17-27 nm; this parameter depends on the radius and the cladding mode involved in the coupling, and it is typically of a few tens of nm, as a maximum). The results of these analysis are shown in Table 1. In particular, sensitivities obtained for the 6 mm loop are higher than 300 nm/RIU, and are comparable with results reported in the literature for different proposals[7] operating in the same RI range. Finally, to test the reproducibility of the results and the capability of the devices to be reused, λ_r was monitored with time as the loop was immersed in and out of three EtOH-H_2O solutions, 20, 40 y 60 % v/v, see Figure 1c-lower inset.

	R (mm)	λ_r air (nm)	RI Sensitivity (nm/RIU)	Detection Limit (RIU)
(i)	6	1506.97	332 ± 6	(6.8 ± 0.1) × 10^{-4}
(ii)	5.25	1527.53	261 ± 3	(6.81 ± 0.09) × 10^{-4}
(iii)	6	1535.29	377 ± 4	(7.11 ± 0.09) × 10^{-4}

Table 1: Results of the analysis of the data presented in Figure 1(c).

The refractometric performance of our devices shows a promising outlook for sensing and biosensing applications, as well as for measuring properties of materials deposited on their surface. This, together with the optimization of these devices by introducing a reference element capable to distinguish between RI variations from strain or temperature changes, is our work in progress at the moment.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been funded by the European Commission H2020-MSCA-RISE-872049 (IPN-Bio) project.

[1]P. Wang, Y. Semenova, Q. Wu, G. Farrell, Y. Ti, J. Zheng; *Applied Optics*, **48** (31), 6044 (2009).
[2]H. Yan, C. Zhang, X. Zhao, Z. Zhen, Q. Li, J. Cao; *International Journal for Light and Electron Optics*, **126** (11-12), 1254 (2015).
[3]Y. Zhang, M. Lei, H. Hu, Y. Zhao, J. Li, H. Gao; *Instrumentation Science & Technology*, **46** (5), 490 (2018).
[4]N. Paliwal, N. Punjabi, J. John, S. Mukherji; *Journal of Lightwave Technology*, **34** (17), 4187 (2016).
[5]M. Reyes, *et al., Sensors*, **13** (9), 11260 (2013).
[6]A.A. Ghoreyshi *et al.*; *Journal of Membrane Science*, **211**, 193 (2003).
[7]P. Ji, S. Jiang, S.-S. Lee; *Sensors*, **19**(11), 2477 (2019).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Haces de luz no convencionales como generadores de estados de polarización en paralelo para polarimetría Mueller

Juan Carlos Suárez Bermejo[1], J. Carlos G. de Sande[2], Massimo Santarsiero[3] y Gemma Piquero[4]

1 Departamento de Ciencia de Materiales, Universidad Politécnica de Madrid, Av. de la Memoria 4, 28040 Madrid.
2 ETSIS de Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, Campus Sur, 28031 Madrid.
3 Dipartimento di Ingegneria, Università Roma Tre, V. Volterra 62, Rome 00146, Italy.
4 Departamento de Óptica, Fac. CC. Físicas, U. C. M., Ciudad Universitaria s/n, 28040 Madrid.

Contacto: juancarlos.suarez@upm.es

La propuesta, síntesis y caracterización de haces luminosos con características no convencionales de polarización es un tema que sigue teniendo interés en la comunidad científica dada sus múltiples aplicaciones, por ejemplo, en manipulación de partículas, autoenfoque de la luz o polarimetría[1-14]. En este último campo los autores llevan trabajando desde 2013 en el que presentaron una propuesta preliminar de aplicación de haces no uniformemente y totalmente polarizados (NUTP) para la caracterización óptica de muestras mediante polarimetría Mueller[12]. El objetivo de esta propuesta es el uso de estos haces como generadores de estados de polarización ("polarization state generator" PSG) en paralelo, y no secuencialmente que es lo habitual, para posteriormente analizar los estados de polarización a la salida en distintos puntos de la sección transversal del haz. Como analizador de estados de polarización (PSA) hemos propuesto dos métodos, usar un polarímetro comercial o una cámara CCD junto con un analizador estándar, que consiste en un polarizador lineal con su eje de transmisión que se va posicionando a distintos ángulos y una lámina cuarto de onda.

Los primeros haces NUTP propuestos por el grupo para su uso en polarimetría fueron los haces espiralmente polarizados, en particular, haces radial y azimutalmente polarizados, que además fueron sintetizados experimentalmente e implementados en el polarímetro[13,14]. Con este tipo de haces sólo se tienen estados de polarización lineales y se pueden determinar las características de polarización de muestras deterministas y homogéneas. Con el propósito de generalizar la propuesta anterior y poder obtener información de muestras más generales fue necesario investigar haces que presentaran al menos 4 estados de polarización independientes en su sección transversal. Mediante un sencillo sistema experimental se demostró que se podían sintetizar haces "full Poincaré"[15,16], es decir haces que presentan todos los estados de polarización posibles en su sección transversal. Estos haces se han aplicado teórica y experimentalmente en polarimetría Mueller con distintas configuraciones y en todos los casos obteniéndose buenos resultados[17-20]. Con este sistema polarimétrico se han realizado diversas simulaciones numéricas analizando diversos errores que pueden surgir en las medidas experimentales y estudiando cómo minimizarlos. Se han investigado también en detalle las ventajas e inconvenientes cuando el PSA es un polarímetro comercial o una cámara CCD[18-20].

En la actualidad el grupo de investigación tiene abiertas varias líneas de estudio en este tema. Por un lado, se están investigando y proponiendo diversos tipos de haces con polarización no convencional y que además sean invariantes en propagación paraxial[21]. Esta invariancia nos

permite poder posicionar la muestra en cualquier plano ya que los estados de polarización no se modifican.

Por otro lado, se está investigando cómo mejorar la precisión del sistema polarimétrico a partir de las medidas tomadas con la cámara CCD. Se están realizando simulaciones con el fin de optimizar las medidas y elegir el procedimiento correcto de procesado de las imágenes de intensidad tomadas con la cámara CCD. Finalmente, el uso de la cámara CCD nos va a permitir también obtener información de las inhomogeneidades de las muestras.

En esta contribución se describen en detalle los avances realizados por los autores en este tema, las líneas de trabajo actuales que se están siguiendo y los resultados obtenidos hasta la fecha.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad a través del proyecto PID2019-104268GB-C21.

[1]J.M. Movilla, G. Piquero, R. Martínez-Herrero, P.M. Mejıas, *Opt. Commun*. **149**, 230 (1998).
[2]G. Piquero, J.M. Movilla, P.M. Mejías, R. Martínez-Herrero, *Opt. quantum electron*. **31**, 223 (1999).
[3]C. Rosales-Guzmán et. al., *J. Opt*. **20**, 123001 (2018).
[4]J. Bueno, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **2**, 216 (2000).
[5]K. Twietmeyer, R. Chipman, *Optics Express*, **16**, 11589 (2008).
[6]R. Azzam, *Journal of the Optical Society of America A*, **33**, 1396 (2016).
[7]G. Piquero, R. Martínez-Herrero, J.C.G. de Sande, M. Santarsiero, *Journal of the Optical Society of America*
[8]*A*, **37**, 591 (2020).
[9]G. López-Morales, M. M. Sánchez-López, A. Lizana, I. Moreno, J. Campos, *Crystals*, **10**, 1155 (2020).
[10]J. del Hoyo, L.M. Sánchez-Brea, J.A. Gómez-Pedrero, *Opt. Laser Eng*., **132**, 106112 (2020).
[11]N. C. Bruce, J. M. López-Téllez, O. G. Rodríguez-Herrera, *Optics Express*, **410**,13693 (2018).
[12]J. de Areba, G. Piquero, J. C. G. de Sande, M. Santarsiero, F. Gori. *III Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL'13*, 381 (2013).
[13]J.C.G. de Sande, M. Santarsiero, and G. Piquero, *Opt. Laser Eng*. **91**, 97 (2017).
[14]J.C.G. de Sande, G. Piquero, and M. Santarsiero, *Opt. Commun.* **410**, 961 (2018).
[15]A. Beckley, T. Brown, M. Alonso, *Optics Express*, **18**, 10777 (2010).
[16]G. Piquero. L. Monroy, M. Santarsiero, M. Alonzo, J.C. de Sande, *J. Opt*. **20**, 065602 (2018).
[17]J. C. Suárez-Bermejo, J.C.G. de Sande, M. Santarsiero, G. Piquero, *Opt. Laser Eng*., **122**, 134 (2019).
[18]J.C. Suárez-Bermejo, J.C.G. de Sande, M. Santarsiero, G. Piquero, 2*019-Progress In Electromagnetics Research Symposium*, (PIERS-Rome) 2019.
[19]J. C. Suárez-Bermejo, J.C.G. de Sande, M. Santarsiero, G. Piquero, *Sensors&Transducers* **247**, 18 (2020).
[20]J. C. Suárez-Bermejo, J.C.G. de Sande, M. Santarsiero, G. Piquero, *Advances in Optics: Reviews Book Series*, **5** (2021).
[21]J. C. G. de Sande, G. Piquero, J. C. Suárez-Bermejo, M. Santarsiero. *arXiv:*2102.00024, (2021).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

All-optical coherent pulse compression for laser ranging using a frequency shifting loop

Vincent Billault,[1,2] Vicente Durán,[3] Carlos R. Fernandez-Pousa,[4] Vincent Crozatier,[2] Hugues Guillet de Chatellus[1]

[1] Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, 38000 Grenoble, France
[2] Thales Research & Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91120 Palaiseau, France
[3] GROC-UJI, Institute of New Imaging Technologies, Univ. Jaume I, 12071 Castelló, Spain
[4] Engineering Research Center (I3E), Dep. of Communications Engineering, Univ. Miguel Hernández, 03202 Elche, Spain

Contact: vduran@uji.es

In radar technology, the term *pulse compression* refers to a set of techniques that allow achieving high range resolution (as that provided by short and high peak-power pulses) by transmitting long signals with relatively low peak powers[1]. This is accomplished thanks to the use of modulated or coded waveforms with an enlarged time-bandwidth product. Unlike optical pulses, these signals can be easily amplified without the onset of nonlinearities. After they are generated and sent to a remote target, the cross-correlation (CC) of the detected back-reflections with a reference signal (in a process called matched filtering) produces a compressed response in the form of sharp virtual pulses, thus enabling a range resolution set by the bandwidth of the transmitted signal. In addition, a significant advantage of matched filtering is the ability to retrieve a signal while optimizing the value of the SNR in the presence of additive Gaussian noise.

So far, the concept of pulse compression, when extended to the optical counterpart of radar (light detection and ranging, lidar), has been mostly limited to incoherent optical waveforms coded in intensity. In this paper, we present a coherent scheme for laser ranging by all-optical pulse compression. This scheme consists in a bidirectional frequency shifting loop (FSL), composed of a couple of acousto-optic frequency shifters (AOFS1 and AOFS2), an optical amplifier (EDFA) and a tunable bandpass filter (TBPF), as is shown in Fig.1a[2]. The system is configured so that the recirculation of the light inside the loop produces two optical frequency combs (OFCs) with quadratic spectral phases[3]. By a precise adjustment, the FSL generates two trains of optical chirps with similar chirp rate but slightly different period. In the frequency domain, this means that the OFCs have line separations that differ in a small quantity δf. The quasi-continuous waveforms generated by the loop interferes on a photodetector (PDcc) followed by a low-pass filter. This produces a matched filtering in a purely analog manner. Simultaneously, the dual-comb interference enables to reduce by orders of magnitude the detection electronics bandwidth[4].

We conduct a simple ranging experiment by sending one of the OFCs to a remote target (dashed square in Fig. 1a)[5]. Fig.1b shows the processed CC traces for different positions of the target from a reference point (peak on the left). Each OFC has a line spacing of 80.770 MHz and 80.660 MHz, respectively. Their optical bandwidth is 24 GHz, corresponding to a range resolution < 5mm. The required detection bandwidth is as low as 33 MHz. To analyze the ranging precision, we evaluate the Allan deviation σ_{d} for a long CC trace corresponding

to

a fixed target position (with $\delta f = 65.79$ kHz). The ranging precision is about 20 µm for a 20 ms-integration (Fig. 1c). Concerning the ambiguity range (AR), it is set by the comb line spacing at 1.85 m, as can be seen in Fig. 1d (upper plot), where the attenuated peak is the target reflection. However, the AR can be easily extended by imprinting a perfect correlation phase code on the chirp trains by means of two phase modulators (not shown in Fig.1a)[6]. This AR extension can be observed in Fig. 1d (lower plot), where a suitable correlation sequence provides AR=18.5 m.

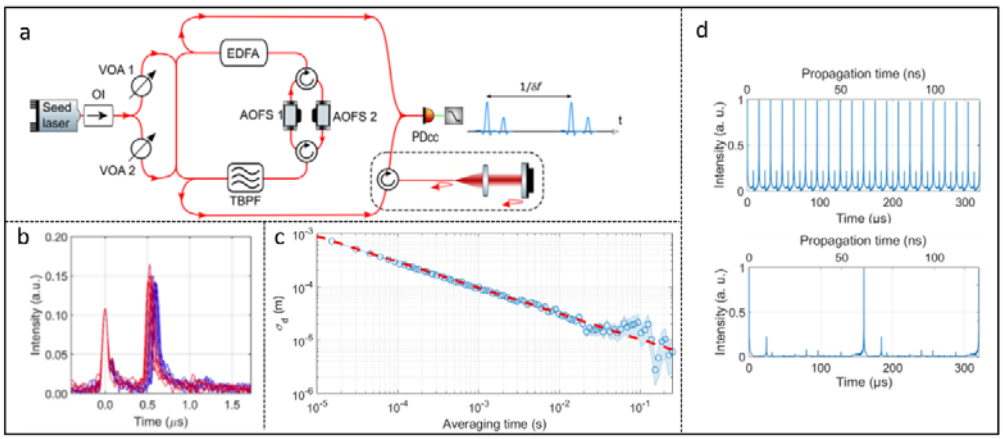


Figure 1: a) Optical setup (VOA: variable optical attenuator; OI: optical isolator). b) Ranging experiment. c) Allan deviation. d) Ambiguity range extension.

In summary, we have presented a ranging dual-comb architecture enabling analog pulse compression. This scheme is implementable with standard telecom equipment, does not require offline matched filtering or fast electronics. The coherent nature of the pulse compression process also opens up the door to phase-sensitive measurements and Doppler velocimetry.

[1]Levanon, N. & Mozeson, E. *Radar signals*. (John Wiley & Sons, 2004).
[2]Duran, V., Djevarhidjian, L. & Guillet de Chatellus, H. Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy. *Opt. Lett.* **44**, 3789–3792 (2019).
[3]Guillet De Chatellus, H., Lacot, E., Glastre, W., Jacquin, O. & Hugon, O. Theory of Talbot lasers. *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **88**, 033828 (2013).
[4]Durán, V., Tainta, S. & Torres-Company, V. Ultrafast electrooptic dual-comb interferometry. *Opt. Express* **23**, 30557–30569 (2015).
[5]Billault, V. *et al.* All-optical coherent pulse compression for dynamic laser ranging using an acousto-optic dual comb. *Opt. Express* **29**, 21369–21385 (2021).
[6]Fernández-Pousa, C. R. On the structure of quadratic Gauss sums in the Talbot effect. *J. Opt. Soc. Am. A* **34**, 732–742 (2017).

ACKNOWLEDGEMENTS:
VD acknowledges financial support from Spanish MICINN under the contract RYC-2017-23668, Spanish Government (project RTI2018-097957-B-C32), Universitat Jaume I (project UJI-B2019-45), Generalitat Valenciana (PROMETEO/2020/029). CRFP acknowledges Agencia Estatal de Investigación (TEC2017-89688-P).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Time-expanded phase-sensitive time-domain reflectometry for kilometre-range distributed fibre sensing

Miguel Soriano-Amat[1*], Hugo F. Martins[2], Vicente Durán[3], Luis Costa[1], Sonia Martin-Lopez[1], Miguel Gonzalez-Herraez[1], María R. Fernández-Ruiz[1]

[1]*Departamento de Electrónica, Universidad de Alcalá de Henares, Escuela Politécnica Superior, 28805 Madrid, Spain*
[2]*Instituto de Óptica "Daza de Valdés", IO-CSIC, C/Serrano 121, 28006 Madrid, Spain*
[3]*GROC-UJI, Institute of New Imaging Technologies, University Jaume I, 12071 Castellón, Spain*

Contact: *miguel.soriano@uah.es*

Phase-sensitive time-domain reflectometry (Φ-OTDR) is a widely used technique to perform real-time distributed acoustic sensing[1]. Φ-OTDR employs highly coherent pulses that propagate along a sensing fiber and experience Rayleigh scattering. This process originates a return signal that is sensitive to phase changes induced by dynamic temperature/strain perturbations. In Φ-OTDR, short pulses that provide centimeter resolutions involve detection schemes with gigahertz bandwidths. Additionally, the injection of pulses with high peak power (required by the extreme weakness of Rayleigh scattering) is eventually limited by the onset of nonlinearities. Here, we propose a novel sensing approach, called time-expanded Φ-OTDR, which provides centimeter resolution with detection electronics on the megahertz range. This approach is based on the electro-optic (EO) generation of two optical frequency combs (OFCs) with different line spacing and programmable spectral phases. One comb (the probe) interrogates the sensing fiber, while the other comb (local oscillator, LO) interferes with the returning signal, giving as a result a very efficient down-conversion to the RF domain[2]. In addition, the control of the spectral phases of the OFCs prevents the formation of high peak-power pulses.

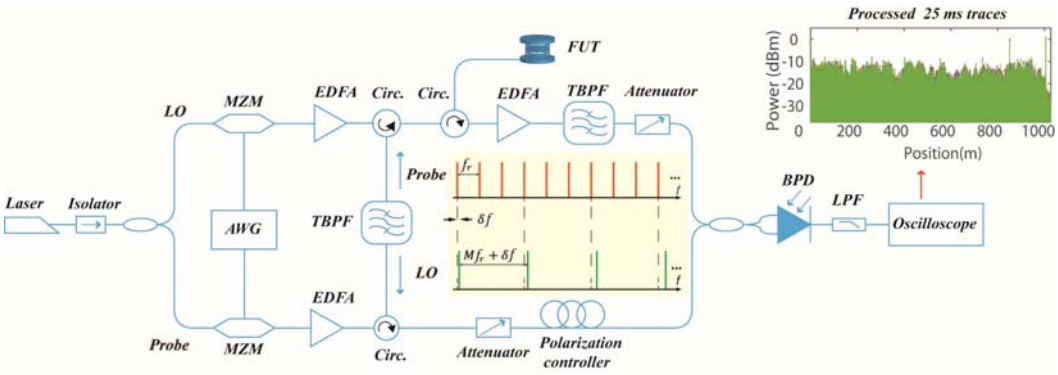


Figure 1. Optical setup for time-expanded Φ-OTDR. MZM: Mach-Zehnder modulator; AWG: arbitrary waveform generator; TBPF: tunable band-pass filter; EDFA; erbium-doped fiber amplifier; Circ: circulator; BPD: balanced photodetector; f: optical frequency.

In the time-domain picture, the above dual frequency comb (DFC) scheme leads, after a suitable low-pass filtering and digitization, to a cross-correlation of the probe and LO fields. The result is the generation of time-expanded interferograms, with a duration much longer than the probe period $1/f_r$. In order to achieve a sensing range L on the kilometer scale, the line spacing f_r must be set at 100 kHz or below, since $f_r < c/(2nL)$, where c is the

speed of light and n is the fiber refractive index. In that case, the usual DFC scheme that employs two combs with similar repetition rates (i.e., only differing in $\delta f \ll f_r$) prevents the realization of dynamic sensing, since δf fixes the acoustic sampling rate[2]. Such a limitation can be overcome by implementing a DFC interferometer that works in a quasi-integer-ratio (QIR) mode. In this mode, the probe line spacing f_r is adapted to the sensing range L, while the LO line spacing is equal to $Mf_r + \delta f$ (see the yellow inset in Fig. 1). This high repetition-rate comb can be seen as M slower combs, so the detection of the probe is performed by a set of time-multiplexed acquisition channels. The result is the acquisition of M interferograms simultaneously,[3] speeding up the acquisition time, although at the cost of increasing the minimum detection bandwidth (which is approximately given by half the LO line spacing).

Our Φ-OTDR sensor[4], along with a set of processed traces, is shown in Fig. 1. The probe comb has 25000 lines separated by $f_r = 100\ kHz$, so we can interrogate a 1 km fiber with a resolution of 4 cm. The LO comb is composed of 500 lines (M=50). The upper limit for δf is M times higher than that of a conventional DFC system[2]. In our experiment, $\delta f = 40\ Hz$ and the detection low-pass filter (LPF) has a cutoff frequency of 6 MHz. Random spectral phases are allocated to the lines of the two combs to prevent high peak powers. A shaker driven by a 5 Hz sinusoidal signal induces a strain perturbation $\Delta\varepsilon$ over 4 cm around the point of the fiber under test (FUT) located at 952.53 m. A map of the retrieved $\Delta\varepsilon$ is shown in Fig. 2. The sensitivity of our system is 350 $n\epsilon$ (see Ref. 4), which corresponds to a standard phase deviation of the processed sensing signals of 0.1 rad.

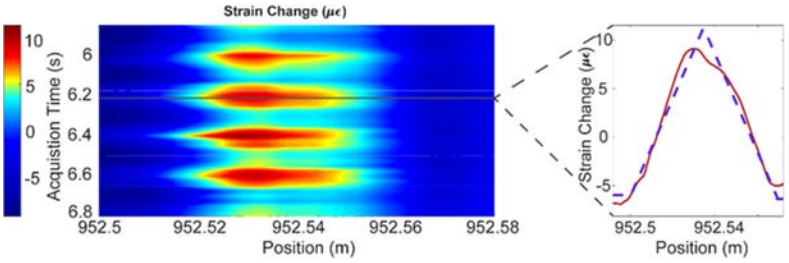


Figure 2. Dynamic stress map around the perturbed area. On the right, a stress profile at an instant of time.

In summary, we have presented a novel coherent Φ-OTDR sensor based on a dual-comb interferometric system, which enables distributed acoustic sensing over >10^4 points and features centimeter resolution and an acoustic sampling of tens of hertz.

[1]Hartog, A. H. *An Introduction to Distributed Optical fibre Sensors*. (CRC Press, 2018).
[2]Coddington, I., Newbury, N. & Swann, W. Dual-comb spectroscopy. *Optica* **3**, 414–426 (2016).
[3]Hébert, N. B., Boudreau, S., Genest, J. & Deschênes, J.-D. Coherent dual-comb interferometry with quasi integer-ratio repetition rates. *Opt. Express* **22**, 29152–29160 (2014).
[4]Soriano-Amat, M. *et al.* Time-expanded phase-sensitive optical time-domain reflectometry. *Light Sci. Appl.* **10**, (2021).

ACKNOWLEDGEMENTS:
Comunidad de Madrid and FEDER Program under grant SINFOTON2-CM: P2018/NMT-4326, Generalitat Valenciana (project PROMETEO/2020/029), the European Research Council (OCEAN-DAS: ERC-2019-POC-875302), the Spanish Government (projects RTI2018-097957-B-C31, RTI2018-097957-B-C32, RTI2018-097957-B-C33), Universidad de Alcalá (project CCG20/IA-028) and Universitat Jaume I (project UJI-B2019-45). M.S.A., M.R.F.R., H.F.M. and V.D. acknowledge the support of MICINN under contracts no. PRE-2019-087444, IJC2018–035684-I, IJCI-2017-33856, and RYC-2017-23668, respectively.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Temperature dependence of water extinction in the biomedical spectral windows: Effects on semiconductor nanothermometers

Tamara Muñoz-Ortiz[1], Lise Abiven[2,3,4], Riccardo Marin[1], Jie Hu[5] Florence Gazeau[4], Bruno Viana[3], Corinne Chanéac[2] Emma Martín Rodríguez[1,6] and José García Solé[1]

[1] Nanomaterials for bioimaging group (NanoBIG), Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de Madrid, St/ Francisco Tomás y Valiente 7, 28049 Madrid, Spain
[2] Sorbonne Université, CNRS, Collège de France, LCMCP, Place Jussieu 4, 75005 Paris, France
[3] IRCP, PSL Chimie ParisTech, CNRS, St/ P. & M. Curie 11, 75005 Paris, France
[4]Université Paris Diderot, CNRS, MSC, St/ Alice Domon et Léonie Duquet 10, 75013 Paris, France
[5]Xiamen Institute of Rare-earth Materials, Haixi Institutes, Chinese Academy of Sciences, St/ Duishanxiheng Road 258, Jimei District Xiamen, Fujian 361024, China
[6]Nanomaterials for Bioimaging Group (nanoBIG), Instituto Ramón y Cajal de Investigación, Sanitaria Hospital Ramón y Cajal, Ctra. De Colmenar Viejo, Km. 9,100, 28034 Madrid, Spain

Contact: tamara.munnoz@uam.es

The use of fluorescent nanoparticles in aqueous-based dispersions for bioimaging and sensing applications has gained great interest in the past decades[1,2]. As imaging requires deep-tissue penetration, optical active nanoparticles must operate in the so-called biological windows (700-1800 nm)[3]. In the physiological temperature range (25-50 ºC), water is in the liquid state and displays several optical extinction bands that can strongly affect the optical properties of the nanoparticles. Indeed, water is a complex fluid that exhibits anomalous properties even in this physiological temperature range. For instance, anomalous behaviours (bilinear trends) in the dielectric constant, thermal conductivity, refractive index, and surface tension have previously been reported[4]. Therefore, understanding the temperature dependence of extinction features of liquid water in the biological windows is necessary for applications based on aqueous dispersions of fluorescent nanoparticles. In this work, we systematically analyse the water extinction spectrum of liquid water in the biological windows and in a temperature range of 25 to 65 ºC (Figure 1 (a)). The temperature dependence of the extinction bands is interpreted considering the coexistence of two water supramolecular states[5]. This two-state model considers that liquid water is the result of the coexistence of free molecules and small water clusters (ice molecules). Following this assumption, the variations in the extinction of water with the temperature can be explained as the variation in the relative concentration of each water state.

To illustrate the importance of the water extinction variations in state-of-the-art nanomedicine topics, herein we also study the effects that liquid water extinction has on the emission of silver sulfide (Ag_2S) semiconductor dots, the best nanothermometers for *in vivo* applications reported to date[6,7]. For this purpose, Ag_2S dots coated with mercaptodecanoic acid, with an averaged size of 6 nm, and dispersed in water (0.1 mg/mL) were used. The emission spectra of the Ag_2S dots under 730 nm excitation were recorded for different temperatures, as shown in Figure 1(b). The emission shape is dramatically affected due to water reabsorption of the dot-emitted light, and so are the temperature sensing properties. Note that, additional to water-induced shape changes, there is a thermal quenching (decrease in the intensity), but this phenomenon is not related to water, but to the semiconductor material itself. With results shown in Figure 1(b) we want to illustrate how, even in the simplest approach, the thermal reading might be strongly affected by water, and for this reason, is of uttermost importance to know how water extinction changes with temperature prior to performing a fluorescence-based temperature measurement.

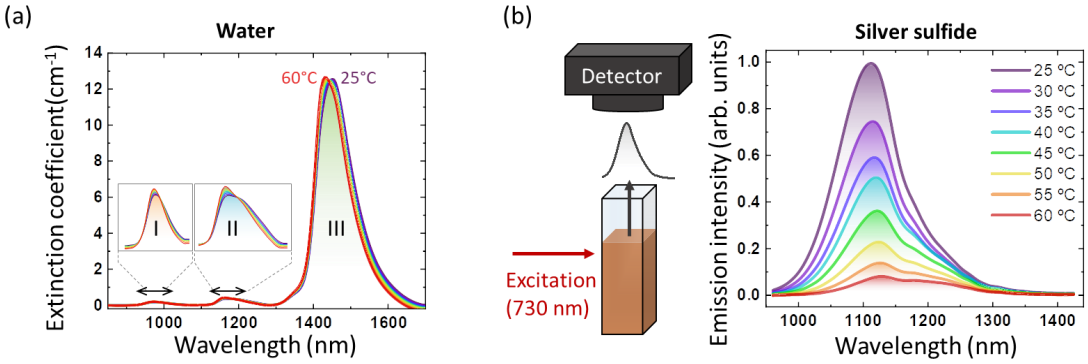


Figure 1: (a) Near-infrared extinction spectra of water for different temperatures in the 25-65 °C range. The tree main extinction bands are denoted as I, II and III. (b) Left: schematic representation of the setup used for the detection of the emission spectra. Right: emission spectra of the silver sulfide aqueous dispersions for different temperatures under 730-nm excitation.

ACKNOWLEDGEMENTS:
This work was partially supported by the Ministerio de Ciencia e Innovación (PID2019-106211RB-I00), the Ministerio de Ciencia e Inovación PID2019-106211RB-I00, by the Comunidad Autónoma de Madrid (B2017/BMD-3867RENIMCM) and co-financed by the European Structural and Investment Fund. Additionally, the research was financed by the European Commission Horizon 2020 project NanoTBTech and by COST action CA1740.

[1]O. S. Wolfbeis; *Chem. Soc. Rev.*, **44**, 4743 (2015)
[2]E. Carrasco, B. del Rosal, F. Sanz-Rodríguez, A. Juarranz de la Fuente, P. Haro Gonzalez, U. Rocha, K. Upendra Kumar, C. Jacinto, J. García Solé and D. Jaque, Advanced Functional Materials, **25**, 615 (2015)
[3]A.M. Smith, M.C. Mancini and S. Nie; *Nature Nanotechnology*, **4**, 710 (2009)
[4] L.M. Maestro, M.I. Marqués, E. Camarillo, D. Jaque, J. García Solé, J.A. Gonzalo, F. Jaque, J. C. Del Valle, F. Mallamace and H.E. Stanley, *International Journal of Nanotechnology*, **13**, 667 (2016)
[5]J.R. Collins; *Physical Review*, **26**, 771 (1925)
[6]H. D. A. Santos, I. Zabala Gutiérrez, Y. Shen, J. Lifante, E. Ximendes, M. Laurenti, D. Méndez-González, S. Melle, O. G. Calderón, E. López Cabarcos, N. Fernández, I. Chaves-Coira, D. Lucena-Agell, Luis Monge, M. D. Mackenzie, J. Marqués-Hueso, C. M. S. Jones, C. Jacinto, B. del Rosal, A. K. Kar, J. Rubio-Retama and D. Jaque, *Nature Communications*, **11**, 2933 (2020).
[7] D. Ruiz, B. del Rosal, M. Acebrón, C. Palencia, C. Sun, J. Cabanillas-González, M. López-Haro, A. B. Hungría, D. Jaque, B. H. Juarez, *Advanced Functional Materials*, **27,** 1604629 (2017).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Spatially resolved determination of the electronic density and temperature by a visible spectro-tomography diagnostic in a linear magnetized plasma

Veronica Gonzalez-Fernandez[1], Alexandre Escarguel[2]

[1] Dpto. De Óptica, Universidad Complutense de Madrid, Av. Arcos del Jalon 118, E-28037 Madrid, Spain
[2] Aix-Marseille Université, CNRS, PIIM, UMR 7345, Case 321, Campus Saint-Jérôme, FR-13013, Marseille, France

Contact: veronicagf@ucm.es

Low temperature magnetized plasma sources are present in numerous applications: Hall thrusters for satellites propulsion, ion sources, plasmas pulverisation, Penning gauges… Their optimisation requires the development of non-intrusive diagnostics to observe non-stationary and spatially inhomogeneous plasmas. Spectro-tomography is particularly interesting since it gives access to the time evolution of 2D spatially resolved spectra by combining the advantages of emission spectroscopy (spectral resolution) and tomography (spatial resolution). This new technique gives access to the different wavelengths emitted by the plasma, coming from neutral and ionized atoms.

The MISTRAL experiment produces a 1 m long, 20 cm diameter stable magnetized plasma column (B=0.016 T)[1]. The plasma is a thermionic discharge in argon, created by 30 to 40eV primary electrons emitted by 32 tungsten filaments, with a typical pressure of $P \approx 10^{-2}$ Pa in the source chamber and an electronic density $N_e \approx 10^{15}$ m^{-3}. Atomic processes in Mistral plasmas can be modelled with a coronal model: intensities of emission lines are proportional to electronic density N_e and to N_e^2 for neutral and ionized atoms, respectively. The wide range of accessible plasma parameters, the reproducibility and the stability of the plasmas produced in MISTRAL machine are ideal for the development of new diagnostics. The spectro-tomography diagnostic consists of 49 crossed collimated lines of sight coupled to the entrance slit of an imaging spectrometer.

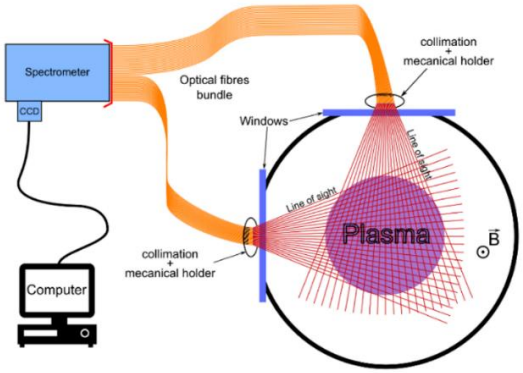


Figure 1: Schematic of the spectro-tomography diagnostic installed on MISTRAL. Image extracted from reference 2.

Validation of the coronal model is done with a second spectrometer coupled to a single collimated line of sight at the end of the plasma column and a Langmuir probe.

In this work, we generated a low-pressure argon plasma. Via the emission wavelengths 751 nm and 434 nm, and the presumptions of the coronal model, it is possible to reconstruct the 2D plasma structure, and moreover, obtaining 7x7 2D maps (pixel size: 15.7 mm x 15.7 mm) of N_e and electronic temperature (T_e) [2].

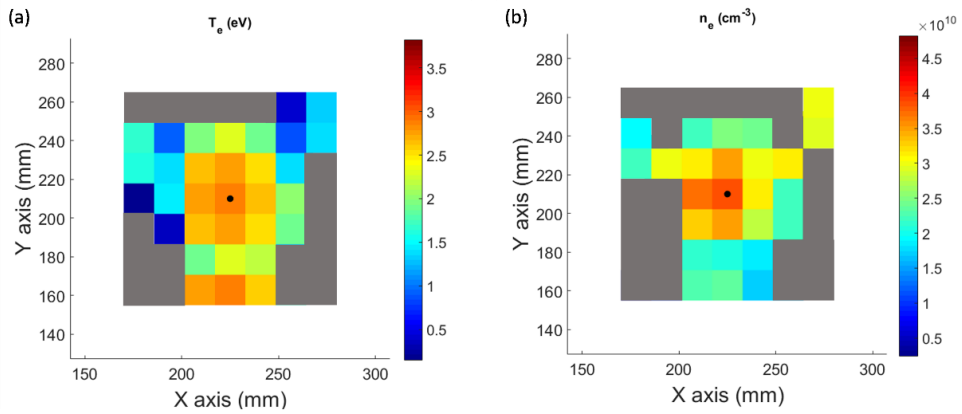


Figure 2: (a) 2D electronic temperature map measured by spectro-tomography. (b) 2D electronic density map measured by spectro-tomography. Image extracted from reference 2.

The N_e and T_e results are in good agreement with Langmuir probe results as can be seen in Figure 3.

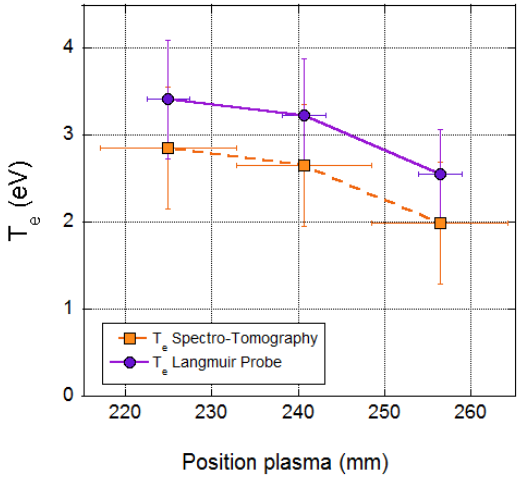


Figure 3: Comparison of the electronic temperatures obtained by the tomographic measurements and with the Langmuir probe.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been carried out within the framework of the French Federation for Magnetic Fusion Research and of the Eurofusion consortium and has received funding from the Euratom research and training programme 2014–2018 and 2019–2020 (work package WPEDU) under grant agreement No 633053.

[1] M. Matsukuma, Th. Pierre, A. Escarguel, D. Guyomarc'h, G. Leclert, F. Brochard, E. Gravier, and Y. Kawai, Physics Letters A **314** 163 (2003).
[2] V. Gonzalez-Fernandez, P. David, R. Baude, A. Escarguel, Y. Camenen. Scientific Reports **10,** 5389 (2020).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Medida de la coherencia temporal de diodos emisores de luz por medio de un interferómetro de Mach-Zehnder

F.J. Torcal-Milla, M.P. Arroyo, J. Lobera, A.M. Lopez, V. Palero y N. Andres

Grupo de Tecnologías Ópticas Laser, Universidad de Zaragoza, C/ María de Luna, 3, 50018, Zaragoza (España)

Contacto: fjtorcal@unizar.es

La coherencia de una fuente de luz describe en qué grado existe una relación de fase fija entre dos puntos emisores (coherencia espacial) o entre dos instantes de tiempo distintos (coherencia temporal)[1]. Caracterizar la fuente utilizada, en términos de coherencia, es importante para cualquier técnica basada en la interferometría. Cuando se hacen coincidir dos haces, la aparición de interferencias y el contraste de las franjas dependerán, entre otras cosas, del grado de coherencia tanto espacial como temporal entre ambos haces. En términos generales, la coherencia temporal de una fuente de luz está relacionada con el grado de monocromaticidad de la misma, siendo mayor para espectros de emisión más estrechos (emisión láser) y menor para espectros de emisión más anchos, como fuentes LED cuasi-monocromáticas. Por otro lado, la coherencia espacial está relacionada con el tamaño de la fuente y depende de la distancia a la que se mida, aumentando generalmente con la distancia. La longitud de coherencia espacial de una fuente de luz se mide normalmente utilizando un interferómetro de Young o de doble rendija para unos parámetros determinados. Por otro lado, la longitud de coherencia temporal puede obtenerse de forma teórica a partir de la anchura a media altura del espectro de emisión de la fuente y la longitud de onda del pico de emisión, o medir experimentalmente usando técnicas interferométricas. En este trabajo se muestra la posibilidad de obtener la longitud de coherencia temporal de fuentes de luz LED a partir del análisis del interferograma obtenido usando un interferómetro de Mach-Zehnder. El sistema utilizado se muestra en la Figura 1a. Además, la Figura 1b muestra uno de los LEDs utilizados en el experimento (THEM-CLRX de MultiComp Pro).

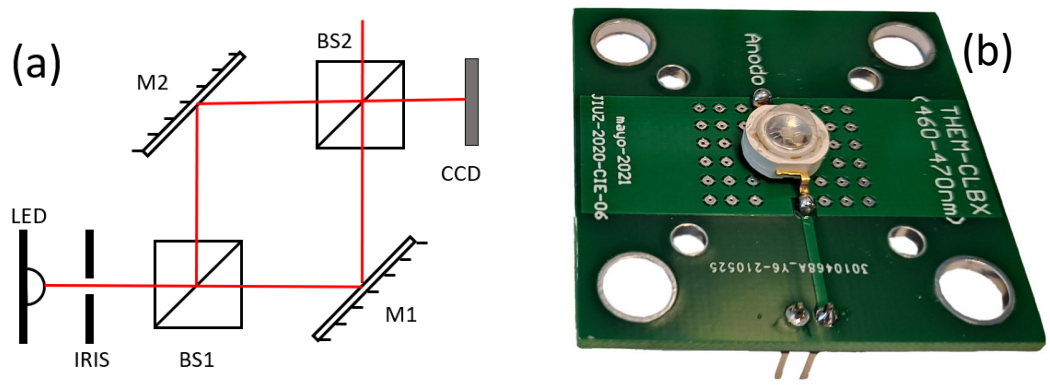


Figura 1: (a) Esquema del experimento, (b) ejemplo de LED utilizado montado sobre circuito impreso.

Los espectros de emisión de los tres LEDs utilizados se ajustan a una función Gaussiana con lo que la longitud de coherencia temporal se puede obtener de forma teórica a partir de[2]

$$L_{teor} = \frac{4\ln(2)}{\pi}\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \qquad (1)$$

donde λ_0 es la longitud de onda del pico y $\Delta\lambda$ es la anchura a media altura del espectro, Tabla 1.

Para la obtención experimental de la longitud de coherencia temporal se han procesado los

interferogramas obtenidos al iluminar con los LEDs un interferómetro tipo Mach-Zehnder previamente ajustado mediante un láser de alta coherencia. Una vez que se sustituye el láser por la fuente LED, el procedimiento consiste en girar uno de los espejos del interferómetro de forma que sólo se observen franjas de interferencia en la zona central del sensor (Figura 2a). La coherencia espacial disminuye con el ángulo entre ambos haces por lo que se escoge un ángulo pequeño para asegurar que la coherencia espacial es suficiente. La coherencia temporal es máxima en el centro del patrón de franjas y disminuye hacia los extremos. Por este motivo, para determinar la longitud de coherencia temporal, primero se obtiene el perfil de las franjas mediante una integración a lo largo del eje vertical del interferograma (Figura 2b) y posteriormente se obtiene la envolvente y el periodo de las franjas a partir del análisis en frecuencias de la señal. Por último, se calcula la longitud de coherencia experimentalmente a partir de

$$L_{\exp} = \frac{\lambda_0}{d} l \,, \tag{2}$$

siendo d el periodo de las franjas y l la longitud transversal en la que se observa contraste. Este último parámetro se ha estimado a partir de la envolvente superior de las franjas de interferencia, Tabla 1. Tal y como puede comprobarse, los resultados teóricos y experimentales concuerdan apreciablemente, validando la técnica propuesta. Las discordancias provienen de la dificultad de ajustar la envolvente de las franjas a una Gaussiana en algunos casos con los LEDs rojo y ámbar.

Color	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	L_{teor} (µm) – Eq. (1)	d (mm)	l (mm)	L_{exp} (µm) – Eq. (2)
Rojo	625	15,9	21,68	0,19	5,35	17,88
Azul	465	27,9	6,84	0,14	1,99	6,75
Ámbar	590	15,7	19,56	0,18	5,23	16,97

Tabla 1: Parámetros de los LEDs, longitud de coherencia temporal teórica y experimental.

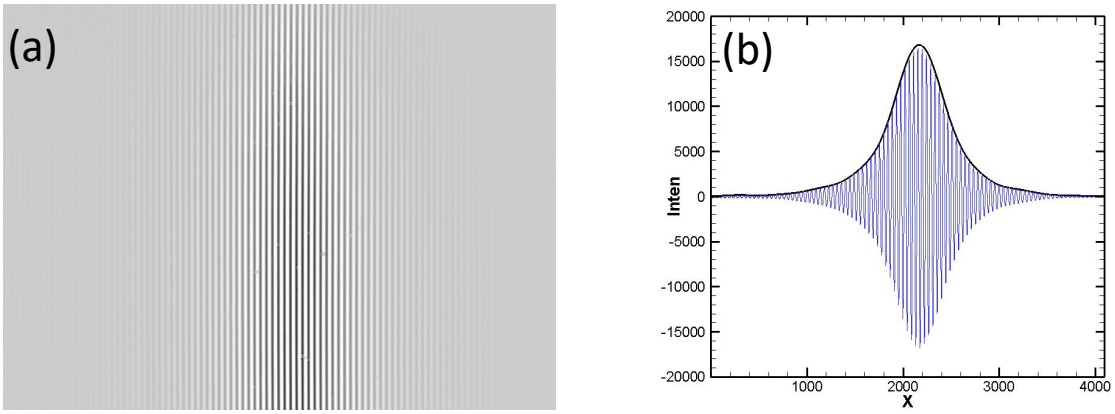


Figura 2: (a) Ejemplo de interferograma, (b) franjas y ajuste a una Gaussian con el LED azul.

AGRADECIMIENTOS:
Este trabajo ha sido parcialmente financiado por los proyectos JIUZ-2020-CIE-06 de la Fundación Ibercaja y la Universidad de Zaragoza, UZ2020-CIE-04 de la Universidad de Zaragoza y PID2020-113303GB-C22 del Ministerio de Ciencia e Innovación.

[1]M. Bass; *Handbook of Optics*, New York: McGraw-Hill (1995).
[2]C. Akcay, P. Parrein, and J. P. Rolland; *Applied Optics*, **41(25)**, 5256 (2002).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Grupo Especializado de "Mujeres en Física" de la Real Sociedad Española de Física

P. García-Martínez[1], A. X. López[2], M. Tórtola[3], C. Ocal[4], L. Chico[5], M. F. Morcillo-Arencibia[6] and P. López-Sancho[7]

[1]Optics Department. Faculty of Physics. University of Valencia. C/Doctor, Moliner 50. 46100. Burjasot. SPAIN [2]Higher Polytechnic University College, University of A Coruña, 15471 Ferrol, SPAIN [3]Theoretical Physics Department and IFIC, CSIC-Universitat de València, 46980 Paterna. SPAIN [4]Materials Science Institute of Barcelona (ICMAB-CSIC), Campus UAB-Bellaterra 08190 Barcelona, SPAIN [5]Departamento de Física de Materiales, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Pza. Ciencias 1, 28040 Madrid, SPAIN [6]Departamento de Física. Facultad de Ciencias. Universidad de Córdoba. Campus de Rabanales, Edif. C2, 14071 Córdoba. SPAIN [7]Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid (ICMM-CSIC) Cantoblanco, 28048 Madrid, SPAIN

Contacto: pascuala.garcia@uv.es

En esta comunicación presentamos las actividades realizadas por el Grupo Especializado de Mujeres en Física (GEMF) de la RSEF durante los últimos años. El GEMF fue creado en 2002, siguiendo las recomendaciones de la IUPAP (International Union of Pure and Applied Physics), que organizó la primera *International Conference on Women in Physics* (ICWIP) ese mismo año en Paris para abordar el problema de la baja representación femenina entre estudiantes, profesorado y personal investigador de Física. Se aprobaron las primeras resoluciones encaminadas a aumentar la presencia de mujeres en las distintas prácticas profesionales de la Física, así como a atraer a las niñas a esta disciplina[1]. El GEMF participó en aquella primera Conferencia[2], y ha seguido participando en las posteriores ediciones. La más reciente se ha celebrado en julio en modalidad online, y ha sido organizada por el Instituto Australiano de Física (AIP) y otras organizaciones gubernamentales y centros de excelencia del Consejo de Investigación de Australia relacionados con las ciencias físicas. En este evento virtual celebrado durante los días 11 y 16 de julio, se dieron cita las delegaciones de mujeres en Física de más de 80 países[3].

Uno de las funciones del GEMF es recopilar datos desagregados por sexo sobre la presencia de mujeres en física. En la Figura 1 mostramos el número de estudiantes de grado y graduados/as en Física de 1985 a 2020. Si nos fijamos en el número de alumnado graduado, la realidad es que la brecha entre alumnas y alumnos está aumentando. Algunas de las razones de la brecha en las materias STEM (Science Tecnology Engineering Mathematics) son las expectativas y creencias familiares, la falta de confianza, los estereotipos de género, entre otras[4].

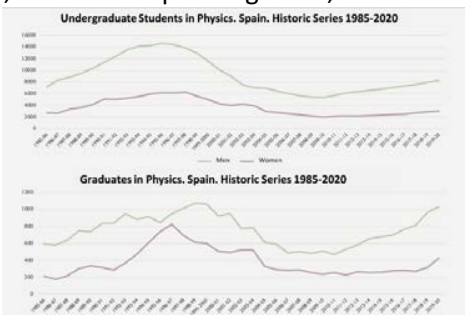


Figura 1 Alumnado del Grado y Graduados/as en Física en las Universidades españolas desde 1985-2020

Por otro lado, el porcentaje de mujeres en los departamentos de física de las universidades españolas ronda el 25% del total de profesorado, manteniéndose esta cifra prácticamente constante durante los últimos años. El porcentaje de mujeres en cada nivel del personal

investigador del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC) se muestra en la figura 2 de la izquierda. El porcentaje correspondiente al nivel más alto ha experimentado el incremento más importante, llegando cerca del 27% del total en los últimos años. Esta mejora es menos notable en el área de Ciencias y Tecnologías Físicas, debido en parte al reducido número de mujeres que hay (Fig. 2 derecha).

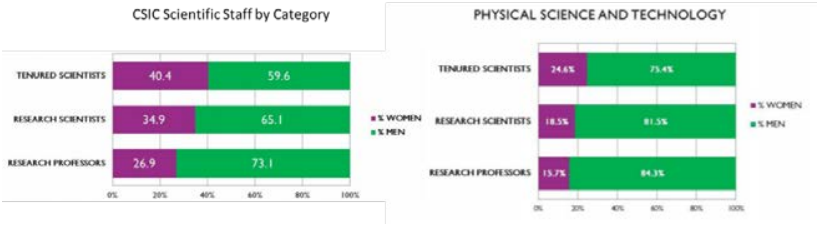


Figura 2. Personal Investigador en el CSIC y en Ciencias y Tecnologías Físicas. Informe 2020. Comisión Mujer y Ciencia CSIC

Una de las actividades más relevantes del GEMF es la organización de mesas redondas y conferencias plenarias sobre la temática de género y ciencia en las Reuniones Bienales de la RSEF. En la Bienal de 2019 organizamos la Mesa Redonda sobre "Mujeres en Física". También homenajeamos a las profesoras María Josefa Yzuel Giménez y Pilar López-Sancho, fundadoras del GEMF, por su labor en la defensa de la igualdad de los derechos de las mujeres en la ciencia. Dentro de la Bienal de Física, organizamos el primer "Simposio Mujeres en Física" con el aporte de 15 presentaciones orales y 2 pósteres.



Figura 3. Mesa redonda sobre "Women in Physics" (izqda.). Homenaje a M.J.Yzuel y P. López-Sancho (derecha)

El COVID-19 también ha obligado a las sociedades académicas a cambiar los sistemas de conferencias académicas, reuniones de comités, etc., utilizando plataformas virtuales. Organizamos varios webinars para celebrar el 11 de febrero "Día Internacional de la Mujer y la Niña en la Ciencia". Recientemente también hemos organizado el *I Encuentro Virtual de Alumnas de Física*, que se celebró virtualmente el 12 de julio de 2021. El programa incluyó conferencias sobre Física a cargo de jóvenes investigadoras predoctorales sobre diferentes temas por la mañana y charlas, mesas redondas y grupos de trabajo para abordar cuestiones de género y Física por la tarde. El GEMF también tiene una presencia activa en las Redes Sociales, a través de Twitter (@GEMF_RSEF). También disponemos de una página web http://www.gemf-rsef.es/

REFERENCIAS:

[1] Congreso Internacional sobre Mujeres en Física. Resoluciones de la Conferencia, REF, **16**(3), 4-6 (2002).

[2] C. Carreras *et al* "Women in Physics in Spain" AIP Conference Proceedings, Vol. **628**, 221-222 (New York, 2002) ISBN: 0-7354-0074-1.

[3] https://wp.csiro.au/icwip2020/

[4] L. J. Sax, K. J. Lehman, R. S. Barthelemy and G. Lim, "Women in physics: A comparison to science, technology, engineering, and math education over four decades," Phy. Rev. Phys. Educ. Res **12**, 020108 (2016).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

SEDOPTICA-MOF: fomentando la igualdad de género

Rosa Ana Pérez[1], Ana I. Gómez[2], Francesca Gallazzi[3], Beatriz Santamaria[4], Alba de las Heras[5], María Baralida Tomás[6], Verónica González[7], Martina Delgado[8], y María Viñas[9]

[1] Universidad Pública de Navarra [2] Universidade de Santiago de Compostela [3] Tampere University [4] Universidad Politécnica de Madrid [5] Universidad de Salamanca [6] Universitat d'Alacant [7] Universidad Complutense de Madrid [8] Universitat de València [9] Harvard Medical School

Contacto: rosa.perez@unavarra.es

La desigualdad de género impregna todas las capas de nuestra sociedad y las sociedades científicas no son una excepción. La falta de mujeres en los más altos órganos de gestión, la precarización de las investigadoras más jóvenes y el mayor número de obstáculos en la carrera investigadora son algunas de las dificultades a las que se enfrentan las investigadoras en óptica y fotónica[1]. En el caso de la Sociedad Española de Óptica (SEDOPTICA), el menor porcentaje de socias (30%) se ve reflejado en una menor participación en los comités científicos (30%), con diferencias entre los diferentes comités (Figura 1). Además, aunque se ha incrementado ligeramente la presencia femenina en los últimos años, el ritmo de incorporación de investigadoras sigue siendo muy lento (Figura 1).

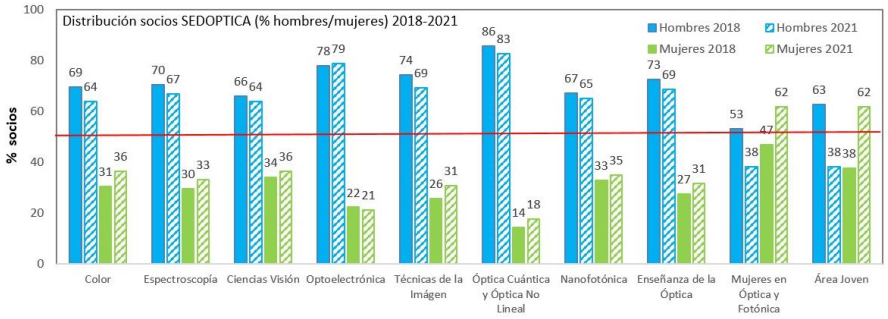


Figura 1. Distribución de socios de SEDOPTICA (%hombres/mujeres) en 2018 y 2021 segregada por comités.

Para luchar contra esta lacra, en 2018 se creó el Área de mujer en óptica y fotónica (SEDOPTICA-MOF), cuyos objetivos son: (1) Visibilizar el papel de las investigadoras/profesionales en España; (2) Fomentar vocaciones científicas femeninas; (3) Servir de foro de debate en la lucha por la igualdad de género y la ruptura del techo de cristal existente en los diferentes niveles de la carrera profesional/investigadora; (4) Servir de soporte para SEDOPTICA en la propuesta de políticas de igualdad de género y promoción de estudios de la situación de la mujer. Para conseguir dichos objetivos, en los últimos años hemos desarrollado lo siguiente:

Contenido audiovisual. El espacio web[2] permite dar visibilidad a las actividades que se realizan, pero también sirve de herramienta de comunicación, junto con nuestras redes sociales, con la comunidad de óptica y fotónica en España.

Programa Conoce a las Investigadoras[3]. Este programa da a conocer la labor investigadora llevada a cabo por mujeres, tanto españolas como internacionales, de todos los niveles, y recoge experiencias personales de las investigadoras, no sólo en el ámbito científico, si no en el personal, incluyendo su experiencia en el tema de la igualdad de género a lo largo de su carrera científica. Desde enero de 2019, con las entrevistas a las Profs. MJ Yzuel (UAB) y ML Calvo (UCM), hasta la actualidad, se han realizado 33 entrevistas con periodicidad mensual.

Programa Mentoras-MOF[4]. El objetivo de este programa es poner en contacto a investigadoras y profesionales en óptica y fotónica en diferentes niveles de su carrera profesional para ofrecer una red de soporte profesional a través de experiencias reales. Hasta ahora el programa está compuesto por 18

investigadoras/profesionales de reconocido prestigio. En la pandemia comenzamos la serie de webinars Científicas_Conectadas[5], con el objetivo de dar visibilidad a las investigadoras y crear una plataforma de discusión para temáticas relacionadas con el mundo de la investigación: carrera profesional, salud mental, divulgación, etc. Estos webinars han tenido muy buena acogida por parte de un público muy variado. Este programa está patrocinado por Alcon en 2019-2021, gracias a un convenio firmado con SEDOPTICA-MOF, y se han generado materiales audiovisuales disponibles en red.

I Workshop mujeres en Óptica y Fotónica 2019[6]**.** En Septiembre de 2019 se celebró el I Workshop Mujer, Óptica y Fotónica @SEDOPTICA, en el Campus Central del CSIC en Madrid, con el objetivo de visibilizar el papel de las investigadoras/profesionales en España y fomentar vocaciones científicas femeninas en el área de la Óptica y la Fotónica. Este evento sirvió de foro de debate en la lucha por la igualdad de género y la ruptura del techo de cristal existente en los diferentes niveles de la carrera profesional/investigadora. El evento contó con 120 asistentes, 15 empresas colaboradoras, 10 ponencias, 2 mesas redondas y 14 bolsas de viaje para investigadoras jóvenes.

Documento de recomendaciones a los comités de SEDOPTICA. Uno de los principales logros alcanzados por SEDOPTICA-MOF ha sido la aprobación del documento "Recomendaciones para evitar el sesgo de género en la organización de eventos científicos de SEDOPTICA o patrocinados por SEDOPTICA", así como el seguimiento a dichos eventos.

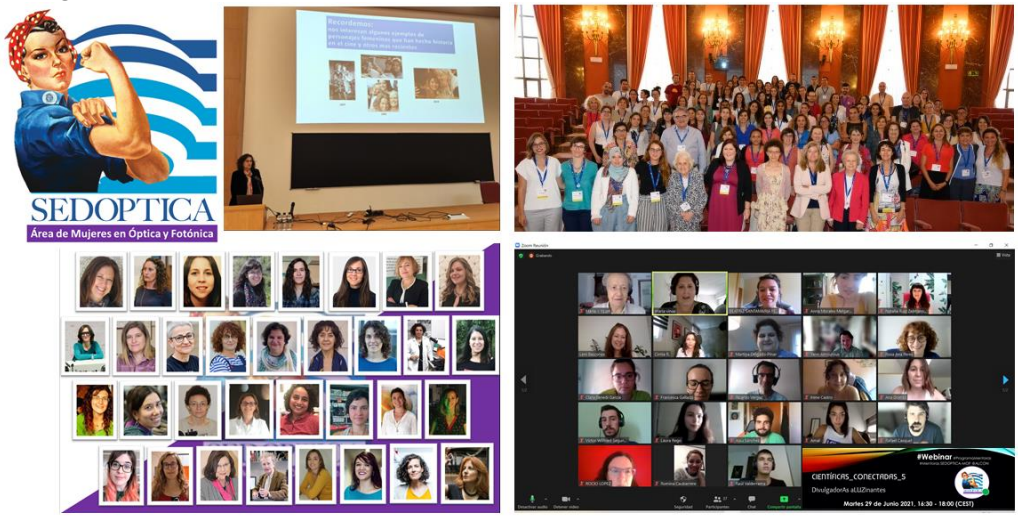


Figura 2. Diferentes actividades de SEDOPTICA-MOF: (1) Evento de SEDOPTICA-MOF inaugurado por la Prof. Maria Luisa Calvo (Febrero 2020 Facultad CC Físicas, UCM); (2) Participantes en el I Workshop Mujer, Óptica y Fotónica organizado por SEDOPTICA-MOF (Septiembre 2019, CSIC); (3) Programa Conoce a las investigadoras (2019-2021); (4) Webinar “Científicas Conectadas: DivulgadorAs aLUZinantes” (Junio 2021).

Este año, además, SEDOPTICA-MOF organiza la Reunión Nacional de Óptica 2021 (22-24 Noviembre), de manera telemática, con un comité transversal, multi-institucional, compuesto en su totalidad por investigadores en fases iniciales e intermedias de su carrera profesional.

Referencias

[1] M. J. Yzuel and A. Peinado. Women in Science: Physics and Optics. ETOP 2013 Proceedings, paper EFE1
[2] Web SEDOPTICA-MOF. https://areamujersedoptica.wordpress.com/
[3] https://areamujersedoptica.wordpress.com/conoce-a-las-investigadoras/
[4] https://areamujersedoptica.wordpress.com/programa-mentoras/
[5] https://areamujersedoptica.wordpress.com/cientificas-conectadas/
[6] https://areamujersedoptica.wordpress.com/i-workshop-mujer-optica-y-fotonica/

AGRADECIMIENTOS: Nos gustaría agradecer a todas las personas que han colaborado en estos años en las diferentes actividades, en la propia SEDOPTICA-MOF o que nos han apoyado de un modo u otro.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Low-cost multispectral imaging system based on multi-led light source

Ignacio Vitoria[*1 2], Ander Gracia[1 3], Ivan Garnica[1], José Javier Imas[1 2] and Carlos Ruiz Zamarreño[1 2]

[1] Dpt. Ing. Eléctrica, Electrónica y de Comunicaciones, Universidad Pública de Navarra (31006, Pamplona, España)
[2] Instituto de Smart Cities (ISC), Universidad Pública de Navarra (31006, Pamplona, España)
[3]Pyroistech S.L., C/ Tajonar 22, Edificio Jerónimo de Ayanz (31006, Pamplona, España)
Contacto: ignacio.vitoria@unavarra.es

Introduction:

Computer vision has gained an important role in the industry for quality inspection due to the high speed of measurement and accuracy[1]. Also, the combination of the images and artificial intelligence enable to detect imperfections and parameters undetectable for the human eye[2]. The vast majority of applications use standard camaras composed with only three wavelength bands, red, blue and green (RGB). Most demanding applications use most sophisticated techniques, such as multispectral or hyperspectral imaging, where a higher number of bands and a wider range of the electromagnetic spectrum are used for the analysis of the images[3]. Hyperspectral analysis equipment is generally more expensive, which limits its application use, making more appealing the use of lower cost cameras with a lower number of measured wavelengths or limit the analysis study to only the bands relevant for the specific applications. In this work it is demonstrated the utilization of an ordinary camera combined with a simple multiled illumination system to obtain multispectral images that can be later processed. The proposed approach has been used analysing tangerines maturity probing the feasibility of this kind of systems to reduce the cost of the analysis setup as well as enable its utilization in a wide range of applications where the price is a key factor.

Material and methods:

A schematic representation of the multispectral analysis setup is shown in Fig. 1. It basically consists of a closed 3d printed dark chamber with the camera (PiCam V2 NoIR with the sensor Sony IMX219 of 8 MP) on one side. The illumination is obtained from a multiwavelength LED light source (Breton from Pyroistech S.L. company). Also, an optical fiber (M107L01 from Thorlabs company) is used to transmit light form the light source to the sample. A collimator and diffusor (AL2520M-A and ED1-C50-MD-SM1 from Thorlabs) are attached to one end of the fiber and fixed to the chamber in order to obtain a homogeneous illumination on the sample. The control of the system and image processing is done using a Raspberry Pi 3B. The software running on the raspberry pi 3B+ has been coded using Python 3 due to the extensive libraries and previous works for computer vision such as OpenCV.

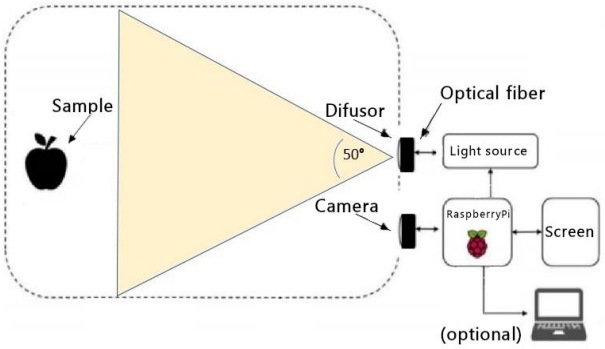


Figure 1: Scheme setup of the multispectral equipment

Results:

Multiled light source is remotely controlled from RPi3 using USB commands and permits to turn on/off six different leds at different wavelengths (400 nm, 450 nm, 525 nm, 590 nm, 665 nm and 730 nm). Furthermore, RPi3 synchronizes the camera trigger with the switching on of the LEDs, adjusting the exposure time of the camera and obtaining an image of the sample for each illuminated wavelength band. The software is designed to run the machine vision algorithms in the raspberry and can optionally export the images to a computer where algorithms with higher computational cost can be run. The camera used in this case is an ordinary colour RGB so a conversion to grayscale has to be done prior to the image processing but a monochromatic camera could be used instead overriding this step.

Previously described setup is used to study the maturity of tangerines based on the colour of the peelings. This test has been done as a proof of concept in order to assure the correct performance of the equipment (see Fig. 2). In particular, samples peels of tangerines at two maturity stages have been photographed at the different wavelength bands. Later, the images were analysed and the histogram of each sample was obtained showing the frequency of occurrence of each grey-scale level (see Fig. 2). The process of capturing and analysing is done in less than 10 seconds, which is more than enough for the vast majority of applications. Nevertheless, this time could be easily improved using with high performance cameras or faster processors.

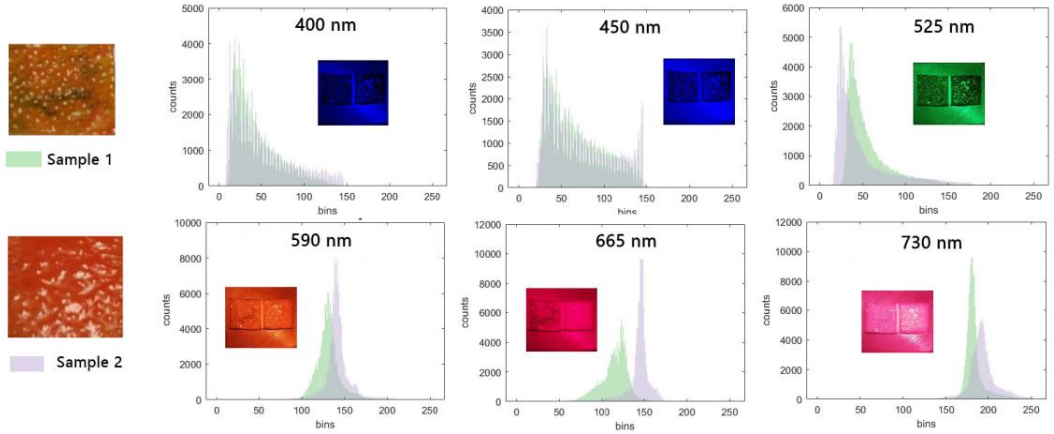


Figure 2: Images of two tangerine peels in different state of maturation (left) and the histogram of the samples for each illumination (right) with the raw images in the inset of the graphs.

The results obtained revealed clear differences between both samples' histograms. In particular, major differences were found the 590-730 nm wavelength range, which reveals the feasibility of using this technique for the differentiation of the maturity of the fruits.

Conclusion

A low-cost multispectral analysis device has been probed using a multi-LED light source and an ordinary camera. The designed system opens the door to more real applications in industry as well as replace imaging systems with costs 10-100 times higher.

ACKNOWLEDGEMENTS: "Ayudas a la contratación de personal investigador y tecnológico 2020" and "Convocatoria de Doctorados Industriales 2021" from Gobierno de Navarra, Institute of Smart Cities PhD Student grants and Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (FPU18/03087)

[1]S. Cubero, N. Aleixos, E. Moltó et al.; *Food and Bioprocess Technology*, **4**, 487 (2011).
[1]D. Penumuru, S. Muthuswamy, P. Karumbu et al.; *Journal of Intelligent Manufacturing*, **31**, 1229 (2020).
[3]S. Ortega, M. Halicek et al.; *Biomedical Optics Express*, **11**, 3195 (2020).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Low cost mid-infrared detection system

J.J. Imas[1,2], Ander Gracia[3], Ignacio Vitoria[1,2], Carlos R. Zamarreño[1,2]

[1]Electrical, Electronic and Communications Engineering Dept., Public University of Navarra, 31006 Pamplona, Spain
[2]Institute of Smart Cities (ISC), Public University of Navarra, 31006 Pamplona, Spain
[3]Pyroistech S.L., C/ Tajonar 22, Edificio Jerónimo de Ayanz (31006, Pamplona, España)

Contact: josejavier.imas@unavarra.es

Mid-infrared (MIR) spectroscopy, which covers from 2 µm to 20 µm, is an analytical technique that provides information on the composition and structure of the sample[1], presenting applications in gas detection[2,3] or food analysis[4,5].

This work synthesizes the design and manufacture of a low cost system for applications in this range. The system will be based on the use of a light source with emission in the mid infrared spectrum in the range from 1 to 5 µm combined with a series of filters that operate in the mentioned range and a pyroelectric detector that will enable to obtain the spectral response.

The emitter or light source selected for the development of the system is based on the HSL 5-115 lamp (Heimann Sensors GmbH). The light emitted by this lamp will be transmitted through an optical fiber. In this case, a 200 µm multimode fiber with an indium fluoride (InF_3) core (MF21L1 fiber from Thorlabs, Inc) is employed, which has a low attenuation in the mid-infrared. To increase the power transmitted by the fiber, a concave mirror (CM254-019-G01 from Thorlabs, Inc) has been used, located at its back, and the fiber input has been positioned at its focus (see Figure 1a), therefore multiplying by 6 the power coupled to the fiber.

It is desired that the source is able to operate in both continuous and pulsed mode. To operate in pulsed mode, a chopper wheel was used, that is, a rotating device that periodically interrupts the beam of light from the source, avoiding in turn having to turn the lamp on and off and the heating and cooling associated with this process that would make the emitted power unstable. In this case, a chopper was designed with two blades and two holes of the same size between them (see Figure 1a) that will operate at a pulse frequency of 1 Hz.

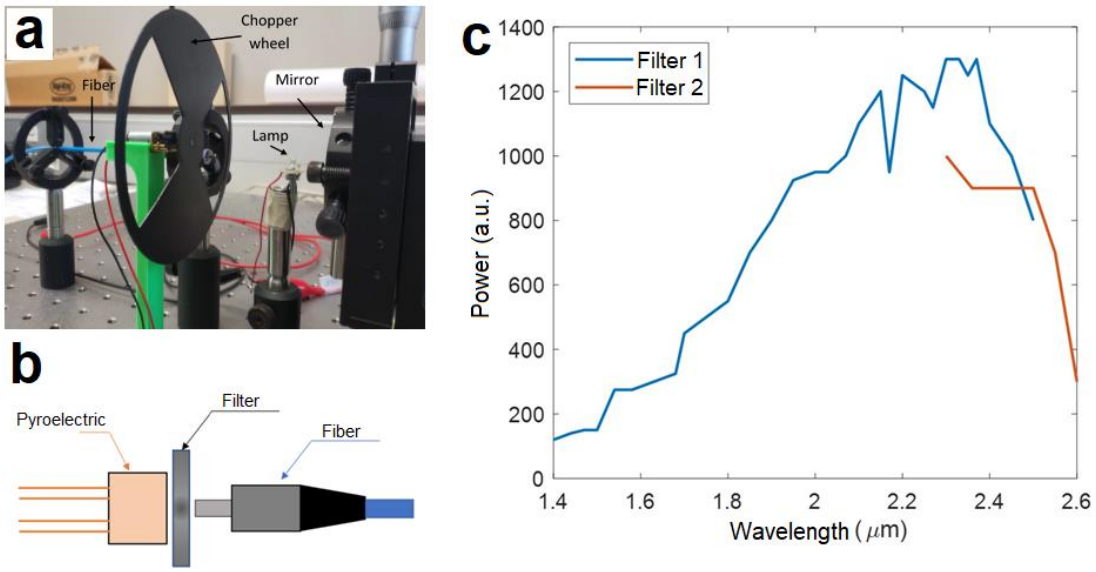


Figure 1. a) Emitter assembly with all its elements. b) Receiver assembly. c) Reconstructed spectrum of the source using the two linear variable filters (LVFs).

The power emitted by the source is monitored with a pyroelectric sensor (LME-335-69 from InfraTec GmbH). The radiation emitted by the light source will cause a change in temperature and due to the pyroelectric effect, the sensor will produce a voltage difference that will be detected with the electronic circuit associated with the sensor. The conditioning of the sensor signal has been carried out using a first-order band-pass filter with cut-off frequencies of 0.7 and 22 Hz and a gain of 20 dB. It has also been necessary to implement a 50 Hz notch filter to attenuate the noise from the electrical network. The characteristics of the pyroelectric effect also make it necessary to use a pulsed system or chopper as it has been previously mentioned (see Figure 1a).

The pyroelectric sensor has a constant sensitivity throughout the spectral range so linear variable filters will be used (a linear variable filter, LVF, allows to tune the transmitted wavelength gradually and linearly along the entire filter), which by means of a simple displacement employing a micro-positioner enable the selection of the wavelength to be measured (see Figure 1b). Given the wide spectral range that the system intends to cover (1-5 µm), it will be required to use two linear filters placed one next to the other. Linear variable filters (Vortex Optical Coating Ltd) with OD3 blocking (0.1% transmittance) have been used. The first filter will cover the range from 1.2 to 2.5 µm, while the second will cover from 2.5 to 5 µm. The spectral response of the filters was characterized with a spectrometer from ARCoptix S.A up to 2.6 µm (range of the equipment) as shown in Fig. 1c.

The performance of the detection system was checked by measuring the power of the lamp in the range from 1 to 5 µm. These measurements showed that the spectral response obtained with the pyroelectric sensor did not agree with the radiation spectrum of the black body expected for the employed lamp. The problem was associated with the operation of the filters, which only guarantee an OD3 block for all wavelengths in their range (except the one in which the light beam is located) but not for those wavelengths outside its range. That is, the filter covering the 2.5-5 µm range does not correctly block emissions in the 1.2-2.5 µm range, and it happens the other way round with the other filter. The solution to this problem is to use several of these filters in series so that a first filter blocks the entire spectrum that is outside the range of the second filter. Finally, and taking into account the problem discussed above, the response of the system to the presence of CO_2 was experimentally verified in a qualitative way. For this purpose, the linear variable filters were tuned to 4.2 µm (wavelength corresponding to one of the CO_2 absorption bands). In this case, the response observed by the sensor was a decrease in power of around 10% in the presence of CO_2.

In conclusion, a first approach has been made for the implementation of a low-cost MIR detection system. Its operation in the mid-infrared range (1-5 µm) has been characterized, determining the optimal set-ups for its operation and showing an application case for the detection of gases.

ACKNOWLEDGEMENTS: We want to thank the help provided by the team of Pyroistech S.L. and the funding from Gobierno de Navarra (Ayudas a la contratación de personal investigador y tecnológico 2020, Convocatoria de Doctorados Industriales 2021), Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (FPU18/03087), Agencia Estatal de Investigación (PID2019-106231RB-I00 TEC) and Universidad Pública de Navarra.

[1]J. M. Chalmers, in *Encyclopedia of Analytical Science* (Elsevier, 2005), pp. 402–415.
[2]A. Lochbaum, A. Dorodnyy, U. Koch, S. M. Koepfli, S. Volk, Y. Fedoryshyn, V. Wood, and J. Leuthold; *Nano Lett.*, **20**, 4169 (2020).
[3]D. Popa and F. Udrea, *Sensors*, **19(9)**, 2076 (2019).
[4]W.H. Su and D.W. Sun, *Food Eng. Rev.*, **11(3)**, 142 (2019).
[5]R. H. Wilson and H. S. Tapp, *TrAC Trends Anal. Chem.*, **18**, 85 (1999).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Light modulation by means of electrochemical process generated by ITO coated in planar waveguides

Kontxi I. Aginaga-Etxamendi[1], Jesús M.Corres[1,2], Abián B. Socorro-Leránoz[1,2,3], Ignacio R. Matías[1,2,3]

[1]Department of Electrical, Electronic and Communication Engineering, Los Tejos Building
[2]Institute of Smart Cities, Jerónimo de Ayanz R&D Center
Public University of Navarre, Campus of Arrosadía s/n, 31006, Pamplona, Navarra, Spain
[3]Navarra Institute for Health Research, Hospital Complex of Navarra, C/ Irunlarrea, 3, E-31008 Pamplona, Spain

Contact: kontxiisabel.aginaga@unavarra.es

In this work a new type of electro-optical transducer to measure the conductivity of an electrolyte solution is presented. Voltage-modulated lossy mode resonances (LMR)[1], generated by Indium Tin Oxide (ITO) thin-film coatings on optical planar waveguides[2] are used to detect the concentration of NaCl (Sodium Chloride) in water.

First, an LMR was generated over a planar waveguide glass coverslip coated with ITO by means of DC sputtering deposition. In order to improve the conductivity of the ITO thin-film, the depositions were annealed at 400 ˚C for an hour[3]. Then as it can be seen in Figure 1, a design based on two electrodes[4] was generated onto the coverslip, using a portable fiber laser-marking machine.

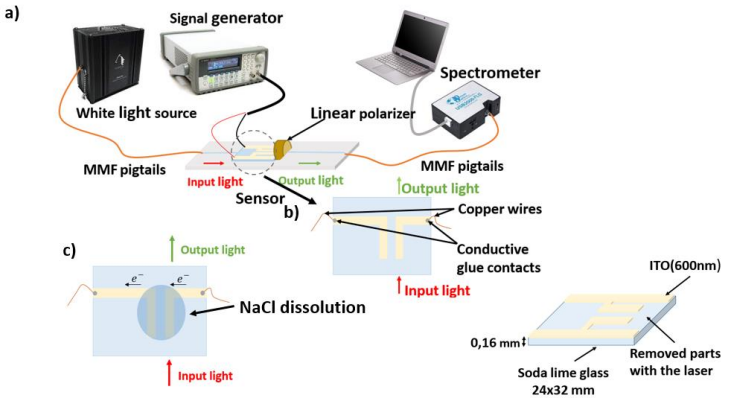
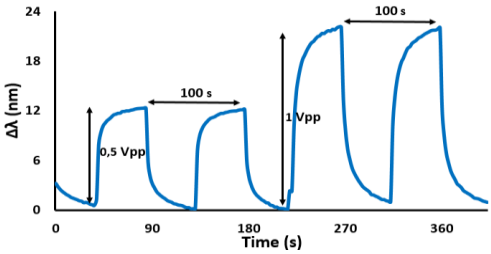


Figure 1: Experimental set-up to carry out the experiments. a) Optical configuration. b) Sensor schematic c) Detail of the sensor schematic with the NaCl dissolution between the ITO electrodes.

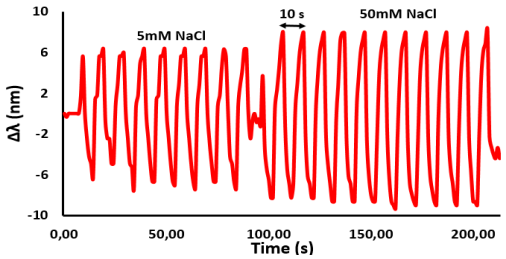
Once the sensor was fabricated, it was connected to an optical set-up, as shown in Figure1a. A TAKHI-HP tungsten halogen source from Pyroistech S.L, launched light into one end of the new created waveguide. The modulated light coming out of the sensor passes through a linear polarizer in the visible range selecting one of either TE/TM polarization to pass. The other end was connected to a spectrometer (USB2000 FLG from Ocean Optics Inc.), which permitted to monitor a wavelength shift within the 400 - 1000 nm range. A waveform generator (Agilent 33250A) was used to apply a potential difference between the electrodes. A couple of copper wires were connected to the ITO electrodes using a conductive adhesive (CircuitWorks Conductive Epoxy)[5], as shown in Figure 1b.

The first step was to characterize the sensor as a modulator obtaining its response when subjected to AC voltage signals. In this sense, Figure 2a shows the temporal evolution of the LMR

when subjected to AC square voltage signals of 500 mVpp and 1 Vpp respectively. Additionally, Figure 2b shows the time response of the LMR when subjected to a 0.1 Hz square signal for 5 mM and 50 mM NaCl concentrations respectively.



a) Square signal (f = 0.01 Hz) with peak-to-peak amplitudes of 500 mV and 1 V respectively.



b) 5 mM and 50 mM of NaCl concentrations with a stationary regime of square signals (f = 0.1 Hz, Amplitude = 1 Vpp).

Figure 2: Monitoring of the LMR stationary regime when subjected to square signals.

Finally, Figure 3 shows the wavelength shift of the LMR for different NaCl concentrations. The vertical axis indicates the wavelength shift of the LMR due to the peak-to-peak variation of the signal. The horizontal axis shows the molarity of the NaCl solutions in logarithmic scale. It can be observed that for 1 mM electrolyte concentration the sensitivity was 11.3 nm/mM, whereas 2.2 nm/mM was obtained for concentrations higher than 500 mM. Therefore, it can be concluded that the sensitivity of the manufactured device depends on the concentration.

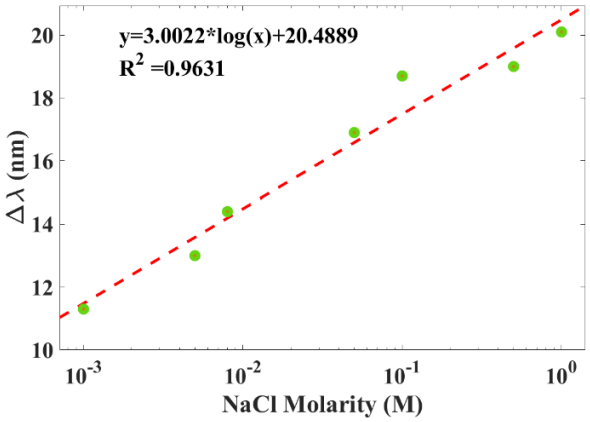


Figure 3: Optical detection of NaCl concentrations between 0 and 1 M using a square-wave signal of 0.1 Hz frequency and a peak-to-peak amplitude of 1 V.

ACKNOWLEDGEMENTS: Authors would like to thank the Spanish AGENCIA ESTATAL DE INVESTIGACIÓN (AEI), and the Government of Navarra, for funding this contribution under the following project references: PID2019-106231RB-I00 and 0011-1365-2020-000061 (FEDER), respectively.

[1]I. Del Villar *et al.; Sensors and Actuators B*, Vol. 240, 174 (2017).
[2]O.Fuentes, I. Del Villar, J.M Corres, I.R Matias.*; Scientific Reports*, Vol. 9, 1 (2019).
[3]S. H. Chan *et al.; Journal of Nanomaterials*, Vol. 2015, 1 (2015).
[4]M. Śmietana *et al.*; *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 36, 954 (2018).
[5]K. I. Aginaga-Etxamendi, A. B. Socorro-Leranoz, O. Fuentes, I. Del Villar, J. M. Corres and I. R. Matias.; *Proceedings of IEEE Sensors*, 2 (2019).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Retardador acromático de cuarto de onda en fibra óptica estándar

Ivan Armas-Rivera[1], Luis Alberto Rodríguez-Morales[1], Manuel Durán-Sánchez[1,2] y Baldemar Ibarra-Escamilla[1]

[1]Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), L. E. Erro 1, Sta. Ma. Tonantzintla, Pue. 72824, Mexico.
[2] CONACYT-Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, A. P. 51 y 216, CP 72000, Puebla, Pue., Mexico.
Contacto: ivan_rr1@hotmail.com

En un retardador convencional, las distintas componentes espectrales ortogonales experimentan una diferencia de fase dada por $\delta = 2\pi/\lambda_0\, \Delta n L$, donde λ_0 es la longitud de onda, Δn es la birrefringencia y L es el grosor del material. Esta expresión muestra que la diferencia de fase varía inversamente con la longitud de onda. En este trabajo numérico, proponemos un retardador acromático de cuarto de onda (achromatic quarter wave retarder, AQWR) utilizando fibra estándar con tres retardadores de onda variable (variable wave retarder, VWR) concatenadas. Los resultados muestran un alto grado de acromaticidad en el rango de longitudes de 1500 a 1600 nm. La simulación fue realizada empleando matrices de Jones y se comparó directamente con un retardador convencional.

El modelo de la AQWR está basado en el propuesto por Pancharatnam[1] que incluye tres VWR concatenados. Para modelar el retardo lineal, consideramos una fibra circular con el núcleo y el revestimiento bajo presión lateral $\vec{P}_r$. La birrefringencia lineal inducida por presión fue tratada por Z. Li et. al.[2], en donde se calculó que $B = 0.2779 P_r\ rad/m$ para una fibra estándar a una longitud de onda de 1550 nm. Por lo tanto, la retardancia lineal de una VWR está dado por $\delta_l = BL$. Para obtener una AQWR en fibra estándar, propusimos un sistema de tres VWR en cascada de la misma longitud L y es mostrado en la Fig. 1.

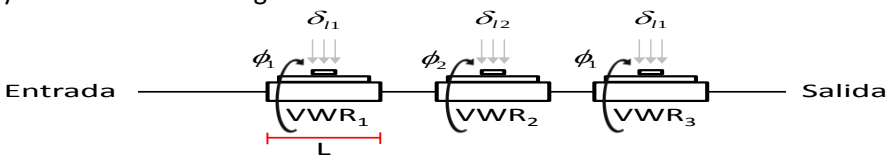


Fig. 1. Esquema de la AQWR con tres VWR en cascada.

Para simular este sistema, cada segmento de fibra fue modelado de manera independiente. Para obtener un retardador acromático con el modelo propuesto, las placas exteriores (VWR$_{1,3}$) deben tener la misma birrefringencia y orientación. Las retardancias de las VWR exteriores se modelaron como δ_{l1}. Dado que el ángulo de la primera VWR ϕ_1 solo ubica el sistema en el espacio, podemos establecer presión en el eje vertical, lo que implica que $\phi_1 = \phi_3 = 0°$. El retardo para la VWR intermedia (VWR$_2$) se modeló como δ_{l2} a un ángulo ϕ_2 con respecto a ϕ_1, como consecuencia, la matriz resultante del sistema completo T está dado por:

$$\mathrm{T}(\delta_0, \varphi) = \begin{bmatrix} e^{\frac{\delta_{l1}}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{\delta_{l1}}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} cos\frac{\delta_{l2}}{2} + isin\frac{\delta_{l2}}{2}cos2\phi_2 & isin\frac{\delta_{l2}}{2}sin2\phi_2 \\ isin\frac{\delta_{l2}}{2}sin2\phi_2 & cos\frac{\delta_{l2}}{2} - isin\frac{\delta_{l2}}{2}cos2\phi_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\frac{\delta_{l1}}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{\delta_{l1}}{2}} \end{bmatrix}, \quad \text{Ec. 1}$$

donde δ_0 es el retardo efectivo del sistema y φ es el acimut del eje rápido del vector de birrefringencia efectivo. Sustituyendo $\delta_{l2} = 180°$ ($P = 452.19\ N/m$) en la Ec. 1, como en el

modelo propuesto por Pancharatnam y mediante un poco de algebra, es posible obtener la retardancia δ_{l1} y el acimut ϕ del vector de birrefringencia efectivo. Para obtener una AQWR, hemos calculado la retardancia $\delta_{l1} = \delta_{l3} = 115.1°$ ($P = 289.15\ N/m$) y el acimut $\varphi = -31°$. Para que el vector de birrefringencia efectivo se encuentre a -45° con respecto a la luz de entrada, el sistema debe ser girado $\phi_1 = -14°$. Además, para satisfacer que el sistema se comporte de manera acromática, la VWR_2 debe ser girada $\phi_2 = -70.71°$ con respecto a ϕ_1.

Para mostrar que el sistema se comporta como una AQWR, realizamos la simulación de la elipticidad de salida del sistema (línea negra) con respecto a la longitud de onda y lo graficamos en la Fig. 2. El vector de Jones de entrada al sistema fue [1;0]. Esta figura muestra que la elipticidad de salida es cuasi-constante (circular derecha) para todo el rango de longitudes de onda.

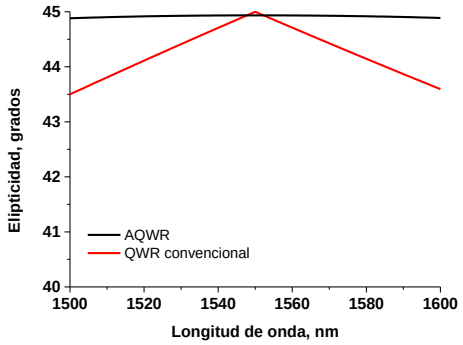


Fig. 2. Elipticidad de salida con respecto a la longitud de onda de la AQWR (línea negra) y QWR convencional (línea roja).

Para comparar el comportamiento de la AQWR con una QWR convencional, realizamos la simulación de una QWR a -45° (línea roja) con respecto a la luz de entrada para el mismo rango espectral. Se puede notar que existe una dependencia de la elipticidad con respecto a la longitud de onda y que una QWR solo es obtenida para la longitud de onda central (1550 nm). La elipticidad en las longitudes de onda de los extremos es de 43.5°, por lo que el cambio total es de 3° en el rango de 100 nm.

En este trabajo numérico hemos mostrado que es posible implementar una AQWR en fibra óptica estándar. Los resultados muestran un comportamiento cuasi-constante en el rango de longitudes de 1500 a 1600 nm. El método está basado en el propuesto por Pancharatnam que incluye tres VWR concatenados. La simulación fue realizada empleando matrices de Jones.

[1] S. Pancharatnam, Achromatic combinations of birefringent plates, *Proc. Indian Acad. Sci.* 41, 137–144 (1955). https://doi.org/10.1007/BF03047098.
[2] Z. Li, C. Wu, H. Dong, P. Shum, C. Y. Tian, and S. Zhao, Stress distribution and induced birefringence analysis for pressure vector sensing based on single mode fibers, Opt. Express 16, 3955-3960 (2008). https://doi.org/10.1364/OE.16.003955.

AGRADECIMIENTOS: Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (México), project 287315.

[1]N. Apellido and N. Apellido; *Nombre de la revista*, **Volumen**, primera página (año). (Calibri, 10)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Placa Zonal de Fresnel binaria trifocal

Francisco Jose Torcal-Milla[1, 2], Luis Miguel Sanchez-Brea[2], y Jose Antonio Gomez-Pedrero[3]

[1] Grupo de Tecnologías Ópticas Láser, Escuela de Ingeniería y Arquitectura, Universidad de Zaragoza, (C/ María de Luna 3, 50018, Zaragoza, España)
[2] Applied Optics Complutense Group, Facultad de Física, Universidad Complutense de Madrid, (Plaza de las Ciencias 1, 28040, Madrid, España)
[3] Applied Optics Complutense Group, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, (C/ Arcos de Jalón 118, 28037, Madrid, España)
Contacto: fjtorcal@unizar.es

Una Placa Zonal de Fresnel es un elemento óptico difractivo que es capaz de redirigir la luz incidente de una determinada longitud de onda (longitud de onda de diseño) hacia un punto del eje óptico situado a una distancia igual a la distancia focal de diseño. La Placa Zonal de Fresnel está formada por anillos concéntricos cuyos radios vienen dados aproximadamente por

$$r_m = \sqrt{m\,\lambda\,f_0}, \tag{1}$$

donde m son números enteros, λ es la longitud de onda de diseño y f_0 la distancia focal de diseño. En la Figura 1 se muestra un ejemplo de Placa Zonal de Fresnel y un corte longitudinal de intensidad a lo largo del eje óptico alrededor de $z = f_0$. Si se ilumina la Placa Zonal con un haz gaussiano cuya cintura coincide con el plano de la Placa, la anchura en la cintura del haz (ω_0) a distancia $z = f_0$ así como la llamada profundidad de foco (*DOF*) pueden obtenerse, respectivamente, a partir de las siguientes expresiones[1],

$$\omega_0 = \frac{2\lambda}{\pi}\frac{f_0}{D}; \quad DOF = \frac{2\pi\omega_0^2}{\lambda} = \frac{8\lambda}{\pi}\left(\frac{f_0}{D}\right)^2, \tag{2}$$

donde *D* es el diámetro de la lente y el resto de parámetros se han definido previamente.

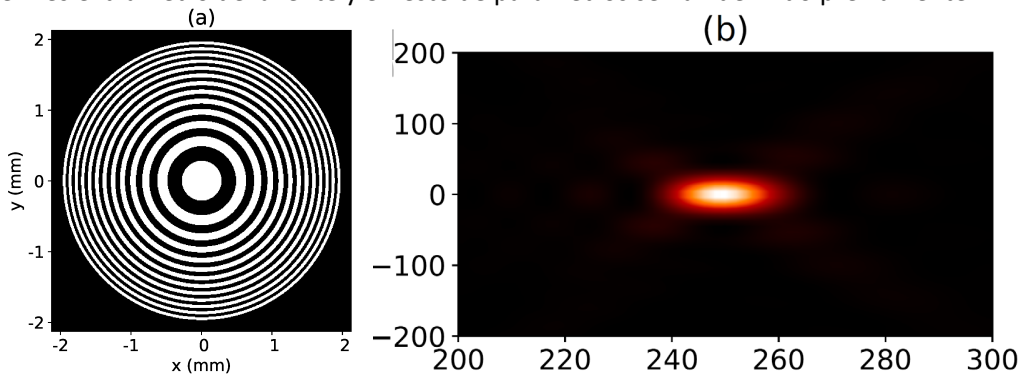


Figura 1: (a) Placa Zonal de Fresnel binaria convencional, (b) intensidad a lo largo del eje óptico en torno a f_0.

Las Placas Zonales de Fresnel tienen multitud de aplicaciones, siendo su principal ventaja que pueden realizarse sobre un sustrato plano, ocupando menor espacio y teniendo menor peso que una lente convencional refractiva equivalente. Además, sus propiedades permiten llevar a cabo tareas de diseño y optimización para dotarlas de diferentes comportamientos. Entre estos comportamientos podemos destacar las Placas Zonales bifocales, trifocales o con profundidad de foco extendida[1]. Este tipo de Placas Zonales tienen aplicaciones que van desde su utilización como lentes intraoculares o lentes de contacto hasta su aplicación en microscopía, litografía, etc.

Si centramos la atención en las lentes trifocales, suelen usarse en oftalmología para sustituir el cristalino en casos de cataratas o presbicia. Este tipo de lentes, como su nombre indica, tienen tres focos que permiten formar imagen sobre la retina, de puntos a corta, media y larga distancia. La manera de diseñar este tipo de lentes es muy variada. Por ejemplo, Houbrechts *et al.*[2] proponen una lente basada en la combinación de dos elementos ópticos difractivos sobre una misma superficie. Por otro lado, Weeber *et al.*[3] muestran un diseño en el que dividen la lente en dos zonas con diferente elemento óptico difractivo en cada una de ellas.

En este trabajo se propone un tipo de Placa Zonal de Fresnel binaria trifocal formada por un mosaico de sectores circulares con diferentes focales de diseño, n_f. En la Figura 2(a) se muestra un ejemplo de la lente propuesta. Para el diseño de la lente se define una distancia focal de diseño, f_0, y un intervalo focal, Δf, en el que se desea que la lente tenga capacidad de focalización alrededor de f_0. A continuación, se define cada sector con una focal distinta f_n entre $f_0 + \Delta f/2$ y $f_0 - \Delta f/2$. Si solo se destina un sector a cada distancia focal, aparecen artefactos difractivos alrededor de punto focal, que serían indeseables en aplicaciones de visión. Para corregir esto, se subdivide cada sector en varios, n_s, que se colocan de forma simétrica a lo largo de la circunferencia. La distribución de focales en el intervalo señalado es también un parámetro de diseño y optimización. De hecho, si las focales se distribuyen equitativamente, el resultado es de una lente bifocal. Para conseguir que la Placa Zonal se comporte como una lente trifocal se deben distribuir las focales siguiendo otra función de distribución que incluye un término cuadrático y otro término cúbico. En la Figura 2(b) se muestra un corte longitudinal de la intensidad alrededor de la focal de diseño producida por la lente de la Figura 2(a) con determinados parámetros de distribución de las focales en los diferentes sectores. El comportamiento de la lente es trifocal, con una intensidad distribuida casi equitativamente entre los tres focos, que se sitúan en los extremos y aproximadamente el centro del intervalo de focales. Esta lente, tiene potenciales aplicaciones como lente intraocular o de contacto, aportando algunas ventajas frente a otros diseños, como el hecho de que no esté apodizada o que la lente pueda ser construida en una única superficie de forma binaria (con solo dos niveles).

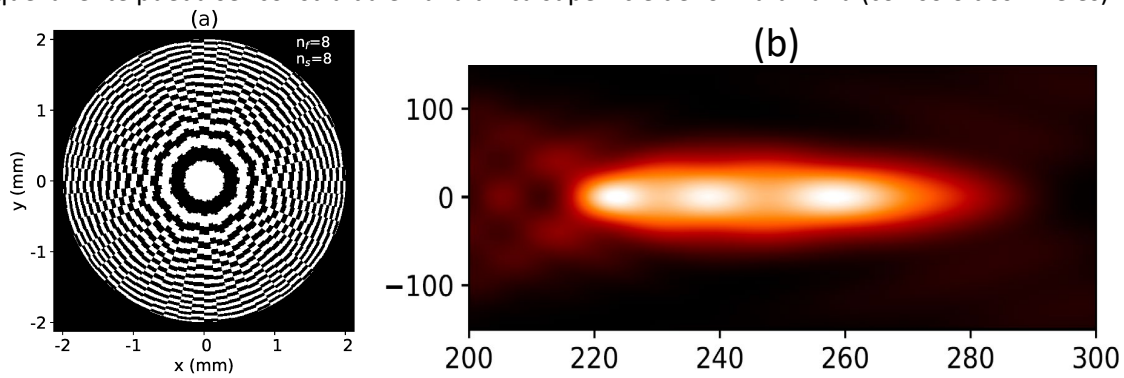


Figura 2: (a) Placa Zonal de Fresnel binaria trifocal, (b) intensidad a lo largo del eje óptico entorno a f_0.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Gobierno de Aragón – Fondo social europeo (Grupo de Tecnología Óptica Láser – E44-20R) y por el proyecto Retos Colaboración 2019 "Teluro" RTC2019-007113-3 del Ministerio de Economía y Competitividad de España.

[1]L.M. Sanchez-Brea, *et al.*; Optics and Lasers in Engineering, **22(6)**, 065601 (2020).
[2]Y. Houbrechts, C. Pagnoulle, and D. Gatinel; Intraocular lens, Patent, 2011.
[3]H. A. Weeber, *et al.*; Multifocal intraocular lens, Patent, 2012.

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Tunable focal photopolymer lenses printed for the first time by laser-induced-forward transfer without a sacrificial layer

D. Puerto[1,3], S. Gallego[1,3], C. Constantinescu[4], C. Florian[5], M. Ortuño[1,3], A. Márquez[1,3], I. Pascual[2,3], A. Belendez[1,3], P. Alloncle[4]

[1] Dept. Física, Enginyeria de Sistemes i Teoria del Senyal, Universitat d'Alacant (03690, San Vicente del Raspeig, Spain)
[2] Dept. Óptica, Farmacologia i Anatomia, Universitat d'Alacant (03690, San Vicente del Raspeig, Spain)
[3] I.U. Física Aplicada a Ciencias y Tecnologías, University of Alicante (03690, San Vicente del Raspeig, Spain)
[4] Aix-Marseille University, CNRS, UMR 7341 LP3 (13009, Marseille, France)
[5] Princeton Institute for the Science and Technology of Materials, Princeton University (NJ 08544, Princeton, USA)

Contact: dan.puerto@ua.es

The fabrication of polymeric lens arrays on flexible surfaces for its use in wide-field visual systems is a challenge that is being addressed by using the Laser Induced Forward Transfer (LIFT) technique. The objective is to achieve polymer laser printing by improving both the overall printing quality and the manufacturing time of these lens matrices compared to other techniques. Another challenge when using tunable polymers is the customization of tunable focal lenses dynamically controlling their optical properties. In this work we address both aspects by using a tunable photopolymer thanks to liquid crystal molecules, such as H-PDLC [1].

LIFT printing technique has recently been used to fabricate polymeric lens arrays/matrices [2] in processes that require intermediate steps to achieve lens fabrication, which slows down manufacturing time. Our goal is therefore to achieve one-step, adjustable printing. In this sense, in many cases, the polymer is not capable of absorbing the energy of the laser and, therefore, it cannot be ejected. That is why it is common to use an absorption layer (DRL, or dynamic release layer), exclusively metallic, which absorbs the laser energy and, when ejected, drives the polymer layer [3]. However, this DRL is usually a problem, since it can pollute with small particles of the ejected material on the printed polymeric material, as one can see when printing H-PDLC lenses with a drop diameter of 80 µm and a height of 2.2 µm (Fig. 1.a) by using a titanium layer few nanometers thick.

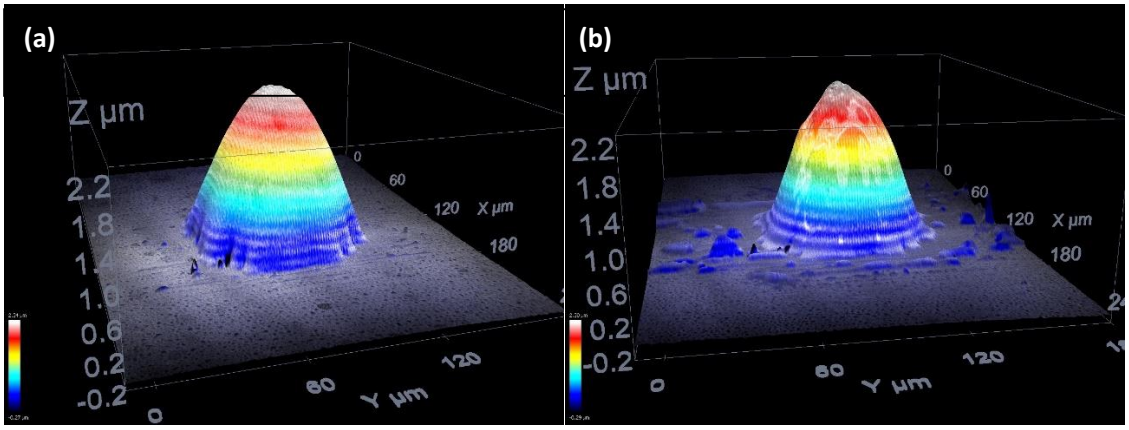


Figure 1: 3D topographic profile of a printed photopolymer drop with a distance (gap) between donor and recipient of 50 µm and a picosecond laser energy of 1.15 mW, before (a) and after (b) the photopolymerization process, taken with a confocal microscope by using a 50x objective.

As one can see in Figure 1.a, the titanium microparticles, originating from the DRL layer, are deposited

on the upper part of the lens, which affects its optical properties. Because titanium is highly absorbent, when illuminating the uncured material with a powerful source of white light to induce its photopolymerization, it increases the temperature producing unwanted material melting, as one can see in the upper part of the lens in Figure 1.b but also partial evaporation of the polymer. This not only worsens the surface quality of the lens, but also affects its optical performance.
In this sense, it is ideal to refrain from the use of such a DRL layer, which is why we have investigated the irradiation parameters (fluence, donor-receptor distance, donor thickness, and pulse duration) and the absorption properties of the polymer, to achieve propelling without the need for a sacrificial coating. For this we used a LIFT system with a laser of 1030 nm, a pulse duration between 250 fs and 10 ps, at max. power of 5W, and a frequency between single pulse and 1 MHz.
In this study, it was possible to print for the first time a low absorbency photopolymer without using an absorbent, sacrificial layer (DRL) (Fig. 2). It was necessary to use pulse durations of femtoseconds to eject the material. In addition, the power window is very small (90mW), as slightly higher power generates a splashing process that stains the surface. Likewise, the range of thicknesses of the polymer layer is very small, since thicknesses greater than 10 µm can no longer be displaced even at high power. In addition, the distance between recipient and donor substrates should also be very small, because in the case of polymers, their high density and viscosity cause a cavitation bubble to form in the ejection process, but not an ink jet. Therefore, for the cavitation bubble to impact the receptor, we need to set the gap between them at 20 and 90 µm. Finally, it has been possible to print lenses on both on glass (Fig. 2a) and ITO slides (Fig. 2b). On glass, the lens is 10 µm in diameter and 400 nm in height, compared to 15 µm and 350 nm achieved on an ITO. This shows that the amount of material ejected is approximately the same in both cases and that only the adhesion of the material to the surface results in a more spherical profile in the case of the ITO sample.

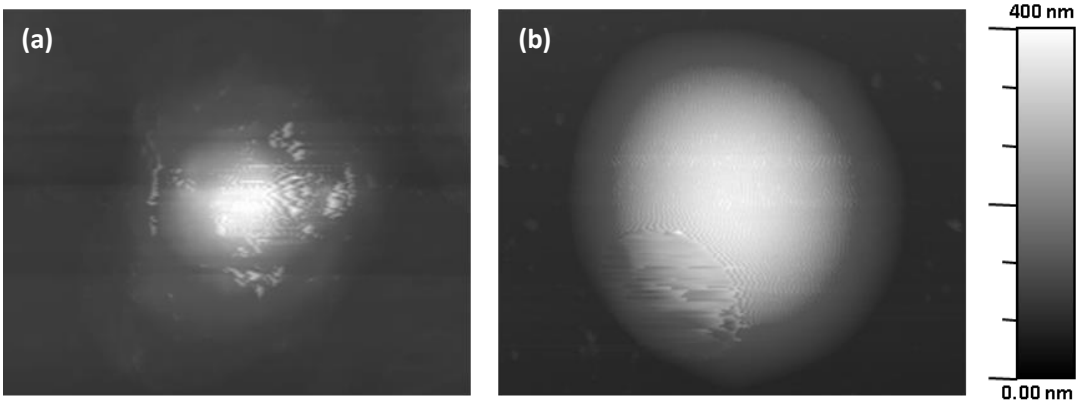


Figure 2: Images of the topographic profile of the polymer droplets deposited on a glass sample holder using a separation gap of 75 µm and power of 90 mW (a) and on a sample holder with ITO with conditions of a Gap 60 µm and power of 90 mW (b) obtained with an atomic force microscope.

ACKNOWLEDGEMENTS: The work was supported by the "Ministerio de Ciencia e Innovación" of Spain (projects FIS2017-82919-R; PID2019-106601RB-I00), by the ''Universidad de Alicante'' (UATALENTO18-10; ACIE-20-10), and by Generalitat Valenciana (projects BEST/2021/021; IDIFEDER/2021/014, potential FEDER funding), and Marie Skłodowska Curie Postdoctoral Global Fellowship "FOCUSIS" grant agreement 844977.

[1] R. Fernández, V. Navarro-Fuster, S. Gallego, A. Márquez, I. Pascual, A. Beléndez; Polymers ,9, 278 (2017)
[2] Salvatore Surdo, Alberto Diaspro, Marti Duocastella, Optical Materials Express 9 (7), 2893 (2019)
[3] C. Florian, S. Piazza, A. Diaspro, P. Serra, and M. Duocastella; ACS Appl. Mater. Interfaces 8 (27), 17028 (2016)

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Aplicación de óxido de grafeno a sensores plasmónicos basados en fibras estrechadas doblemente depositadas

Agustín González-Cano[1], Natalia Díaz-Herrera[1] y María-Cruz Navarrete[2]

[1] Applied Optics Complutense Group, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, Arcos de Jalón 118, 28037 Madrid

[2] Applied Optics Complutense Group, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Ciudad Universitaria, 28040 Madrid

Contacto: agugonza@ucm.es

Las relevantes propiedades electromagnéticas y físico-químicas del grafeno han dado lugar a numerosas publicaciones en los últimos años y su uso se ha ido extendiendo por diferentes campos. No obstante, su presencia en el ámbito de los sensores de fibra óptica es aún escasa. En particular, aquellos sensores químicos o biológicos que se basen en la resonancia de plasmones superficiales (SPR) pueden beneficiarse grandemente de esas propiedades diferenciales del grafeno y sus derivados[1]. En particular, sensores que reaccionan a campos magnéticos o que deben trabajar en ambientes en los cuales la respuesta de los mismos depende de las propiedades eléctricas de los materiales empleados obtendrían grandes ventajas del uso del grafeno.

En esta línea de trabajo, y animados por estas perspectivas, decidimos introducir al óxido de grafeno (GO) en los sensores que hemos venido desarrollando desde hace un par de décadas, es decir, sensores SPR basados en fibras estrechadas (*tapered*) con doble depósito metal-dieléctrico (el acrónimo bajo el que se ha ido denominando en la literatura a estos dispositivos es DLUWT)[2]. En concreto, hemos procedido a depositar GO sobre DLUWTs ya operativos y estudiado la variación en la respuesta plasmónica que induce, obteniendo resultados de interés que se describen a continuación. También en la actualidad estamos ensayando con otras configuraciones, como GO sobre fibra estrechada desnuda, sin depósito previo. En última instancia, parece deducirse de los resultados de la literatura que podrían suscitarse resonancias plasmónicas en el propio grafeno, cuya naturaleza no es puramente metálica, lo cual resultaría novedoso aplicado a sensores SPR de fibra.

Hemos empleado diferentes tipos de DLUWTs, todos ellos previamente testeados, y mostrando resonancias bien contrastadas en las regiones en torno a 800 nm para medios exteriores con índices próximos al del agua. En particular, aquí se muestran resultados para un sensor sobre *taper* de 35 μm de diámetro de cuello, con depósitos de 8 nm de Al y 47 nm de TiO_2. Sobre él hemos depositado GO a partir de una solución de 0.75 mg/ml de concentración, sumergiendo la zona estrechada en la solución y dejando secar posteriormente. De ese modo no podemos controlar con precisión el espesor depositado, pero hemos obtenido imágenes de microscopía electrónica de barrido (SEM) en el Centro Nacional de Microscopía Electrónica (CNME), que muestran la estructura del depósito. (Fig. 1)

La presencia de una tercera capa sobre las dos que constituyen el DLUWT, en espesores del rango de los obtenidos (nuestras estimaciones indican que son del orden de unos 7 nm), redefine la estructura del dispositivo, que pasaría a tener una triple capa, con el GO funcionando, a lo que se ve en los resultados experimentales, como un segundo dieléctrico. Del mismo modo, pues, que la

capa de TiO_2 altera las condiciones de resonancia y desplaza la posición de los mínimos de transmitancia (hecho este que hemos hecho valer precisamente para poder sintonizar la respuesta de los sensores a amplias regiones espectrales), el GO produce un desplazamiento sobre el desplazamiento, como se muestra en la figura 2. Eso hace que se pueda considerar la posibilidad de sensores tipo DLUWT con metal+GO. Por otro lado, la sensibilidad al índice de refracción exterior se mantiene, con lo cual, de desearse, podría usarse esa triple capa, pasando así a tener un TLUWT, de tal manera que en contacto con el medio exterior estuviera justamente el grafeno, lo que permitiría hacer valer sus particulares propiedades.

Se observa, por otra parte, que la inhomogeneidad del depósito de GO, realizado en estas condiciones operativas tan sencillas, produce un ensanchamiento del mínimo asociado a la resonancia plasmónica, hecho éste que corrobora otros obtenidos anteriormente, y que permite extender el conocimiento sobre el funcionamiento básico de la resonancia de plasmones en este tipo de estructuras. En particular, el gradiente de espesor en la tercera capa permite que haya una mayor flexibilidad en la condición de acoplamiento que debe cumplirse para producir la resonancia.

Si bien estamos ante resultados preliminares, se presenta aquí una prueba de principio que muestra cómo se puede incorporar el grafeno al ámbito de los sensores de fibra óptica, una apuesta que sin duda merece la pena explorar.

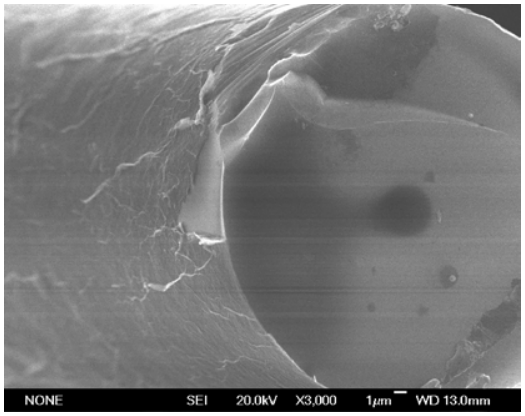


Figura 1: Imagen de SEM del depósito de GO sobre una fibra estrechada.

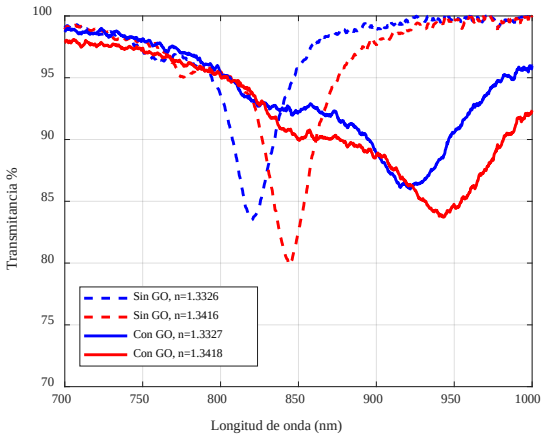


Figura 2: Comportamiento frente a variaciones del índice de refracción del medio externo del sensor con GO (línea continua) y sin GO (línea discontinua).

AGRADECIMIENTOS: Los depósitos de GO han sido analizados con el microscopio electrónico de barrido JEOL JSM 6400 del Centro Nacional de Microscopía Electrónica. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto de investigación Santander-UCM referencia PR87/19-22636.

[1]N. An, C. Qin, Y. Li, T. Tan, Z. Yuan, H. Zhang, Y. Wu, B. Yao and Y. Rao; *Photonic Sensors*, **11 (1)**, 123 (2021).
[2]A. González-Cano, M.C. Navarrete, Ó. Esteban and N. Díaz-Herrera; *Sensors*, **14 (3)**, 4791 (2014).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Rendimiento óptico de DOEs grabados con láseres de femtosegundos

Angela Soria-Garcia[1], Jorge Fantova[2], Alejandro San-Blas[2], Jesus del Hoyo[1], Luis Miguel Sánchez-Brea[1], Javier Alda[4], Ainara Rodríguez[2] y Santiago Olaizola[2]

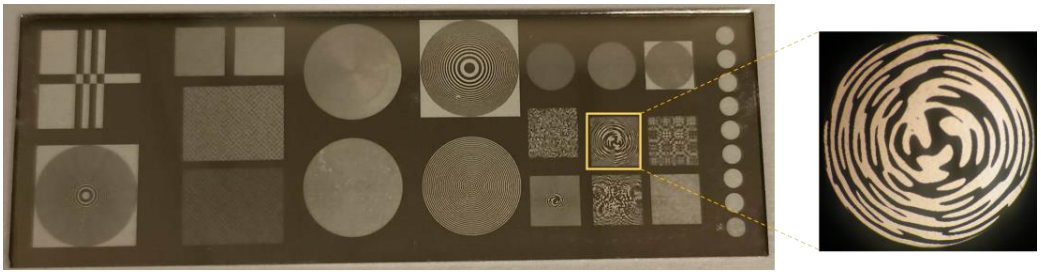
[1] Grupo Complutense de Óptica Aplicada, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Plaza de las Ciencias 1, 28040, Madrid, España.
[2] Ceit, Manuel Lardizábal Ibilbidea 15, 20018, San Sebastián, España.
[3] Tecnun, Universidad de Navarra, Manuel Lardizábal Ibilbidea 13, 20018, San Sebastián, España.
[4] Grupo Complutense de Óptica Aplicada, Facultad de Óptica y Optometría, Universidad Complutense de Madrid, Arcos de Jalón 118, 28037, Madrid, España.

Contacto: angsoria@ucm.es

Los elementos ópticos difractivos (DOEs) son dispositivos que pueden manipular la amplitud, fase o polarización de un haz de luz. Su desarrollo está causando gran interés por sus múltiples aplicaciones en campos como holografía, conformación de haz, biomedicina o codificadores ópticos de la posición. En los últimos años, la eficiencia de los algoritmos de diseño de DOEs ha aumentado progresivamente[1]. Sin embargo, los métodos de fabricación siguen en continuo estudio y mejora[2]. Así, el objetivo principal de este trabajo es la validación de una nueva técnica de fabricación de DOEs: la escritura directa con láseres de femtosegundos[3].

Para diseñar los elementos ópticos difractivos se ha utilizado el algoritmo iterativo Gerchberg-Saxton[4]. Esta técnica nos permite conocer la estructura del DOE (plano objeto) dada una distribución de intensidad determinada en el plano imagen. Bajo condiciones de campo lejano, este algoritmo presenta un gran rendimiento. Sin embargo, para visualizar un patrón de intensidad en campo cercano es necesario utilizar la aproximación de Fresnel. Ambas técnicas han sido implementadas en Python y se encuentran en el módulo de software libre *diffractio*[5].

Respecto a la fabricación de los DOEs, se ha optado por un método de escritura directa con pulsos láser ultracortos. En concreto se ha utilizado un láser de fibra dopada con iterbio con pulsos de 280 fs a una longitud de onda de 1030 nm. Los DOEs se crearon sobre un sustrato de vidrio cubierto por una fina capa de platino de 200 nm de espesor. De esta forma, el pulso láser de 12 µJ elimina la lámina metálica obteniendo máscaras binarias de amplitud. En la Figura 1 se muestran los DOEs fabricados, los cuales tienen una resolución de 10 µm/px y un área entre 0.5 cm^2 y 1 cm^2.



(a) (b)

Figura 1: (a) Elementos ópticos difractivos fabricados con el láser de femtosegundos. (b) DOE observado mediante microscopía.

Con el fin de analizar la calidad de las máscaras fabricadas, llevamos a cabo una caracterización dimensional con un microscopio de luz blanca. Además, para estudiar las propiedades de los DOEs, realizamos otra caracterización experimental mediante dos montajes en configuración de transmisión y reflexión, respectivamente. En ambos casos el haz de luz, proporcionado por un láser de He-Ne, iluminaba un único DOE y se propagaba una cierta distancia hasta la cámara motorizada. Así, logramos comparar la distribución de intensidad experimental con la diseñada computacionalmente. En la Figura 2b se muestra un ejemplo del comportamiento de uno de los DOEs fabricados, donde se observa su concordancia con el patrón de difracción simulado (Figura 2a). También se puede distinguir un punto central luminoso que corresponde con el orden 0 del elemento óptico difractivo.



(a) (b)

Figura 2: Patrones de difracción obtenidos al propagar un DOE (a) computacionalmente y (b) experimentalmente.

En general, tanto la estructura de los DOEs observados con el microscopio como los patrones de difracción visualizados experimentalmente concordaron con los resultados esperados. Por tanto, se puede concluir que la técnica de escritura directa con láseres de femtosegundos es válida para fabricar máscaras binarias de amplitud.

AGRADECIMIENTOS:
Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación a través del proyecto "*Retos Colaboración 2019: Técnicas de estructuración de luz robusta para su aplicación en entornos industriales (TELURO-AEI)*".

---

[1] D. C. O'Shea, T. J. Suleski, A. D. Kathmanand and D. W. Prather; SPIE **TT62**, 83 (2003).

[2] V. P. Veiko, V.P. Korolkov, A. G. Poleshchuk, D. A. Sinev, and E. A. Shakhno; Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing **53**, 474 (2017).

[3] M. Roeder, S. Thiele, D. Hera, C. Pruss, T. Guenther, W. Osten and A. Zimmermann; Journal of Manufacturing Processes **47**, 402 (2019).

[4] R. W. Gerchberg and W.O Saxton; Optik **35**, 237 (1972).

[5] L. M. Sanchez-Brea; "Diffratio, Python module for diffraction and interference optics" https://pypi.org/project/diffractio/ (2019).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Inyección de luz en monocromador para instalación de medida de BSRDF y BSSRDF

Néstor Tejedor, Joaquín Campos, Alejandro Ferrero, Pablo Santafé

Grupo de Investigación en Medidas de la Radiación Óptica, Instituto de Óptica Daza de Valdés, CSIC, C/ Serrano 144, 28006, Madrid, España.

Contacto: nestor.t@csic.es

La BRDF[1] (o bidirectional reflectance distribution function) y la BSSRDF (bidirectional sub-surface reflectance distribution function) determinan la distribución espacial y espectral de la radiación que emerge de una superficie en relación a la que incide sobre ella, permitiendo extraer información de las características morfológicas y estructurales de la misma.

El IO-CSIC (Instituto de Óptica-Consejo Superior de Investigaciones Científicas) ha desarrollado una instalación[2] para poder medir tanto la BRDF como la BSSRDF. Dicha instalación ha sido actualizada recientemente instalando una fuente LDLS (laser driven light source) que presenta una radiancia superior a 40 mW/ (mm² sr nm) (dependiente de la longitud de onda) en un rango espectral comprendido entre 170 nm y 2500 nm.

En este trabajo se plantea la forma de inyectar la luz producida por la fuente en el monocromador de manera que a su salida se obtenga la fuente de luz más apropiada para el estudio de cada una de las distribuciones, diseñando para ello un sistema óptico que nos permita recoger la mayor cantidad de radiación que sale de la fuente y formar imagen sobre la rendija del aparato. Es de notar que para el estudio de la BSSRDF interesa un área irradiada pequeña sobre la muestra para poder estudiar la difusión en la misma, mientras que para la BRDF interesa un área irradiada de forma uniforme y suficientemente grande para promediar las irregularidades de las muestras.

El sistema óptico más simple consiste en añadir una lente entre la fuente y el monocromador, cuya distancia focal estará determinada por las distancias imagen y objeto, que vienen limitadas por la distancia de trabajo disponible en el banco de la instalación.

Por otra parte, hay que tener en cuenta que se quiere transmitir la mayor cantidad de flujo radiante a través del monocromador, por lo que hay que considerar las aperturas numéricas de la lámpara y el monocromador, que, según los fabricantes de ambos, son 0.12 para el monocromador y 0.5 para la lámpara LDLS, obteniendo ángulos de 7º y 30º respectivamente.

Para evaluar la longitud focal, *f*, partiremos de la fórmula de las lentes delgadas, despejando s y s' como sigue:

$$s = f + \left(1 + \frac{\tan \alpha_M}{\tan \alpha_F}\right); \qquad s' = f + \left(1 + \frac{\tan \alpha_F}{\tan \alpha_M}\right);$$

siendo α_M el ángulo correspondiente a la apertura numérica del monocromador y α_F el correspondiente a la apertura numérica de la fuente.

Considerando las dimensiones del banco óptico y la apertura numérica de la fuente de iluminación, la longitud focal y diámetro elegidos fueron de 35 mm y 1” respectivamente.

Para la lente seleccionada, cabe plantearse dos formas de inyectar la luz en el monocromador: llenando la apertura numérica del monocromador (caso AN) o formando una imagen 1:1 de la fuente de radiación (caso 1:1).

El objetivo que se busca es ver en qué caso tendremos mayor cantidad de irradiancia y flujo radiante sobre la rendija de entrada del monocromador para el mismo tamaño de rendija.

Para calcular la irradiancia sobre la rendija de entrada del monocromador, se obtiene el flujo de la lámpara sobre la lente para cada caso, como sigue:

$$\phi_{AN,1:1} = L_F A_F \Omega_{AN,1:1};$$

Mediante una aproximación por desarrollo de Taylor, simplificaremos el valor del ángulo sólido a $A_L(s^2_{1:1,AN})^{-1}$, siendo $A_L$el área de la lente.

A partir de la irradiancia sobre la lente se obtiene la irradiancia sobre la rendija de entrada del monocromador y se calcula el cociente entre los valores de irradiancia y de flujo correspondientes a cada configuración, que vienen dados en función de las distancias objeto e imagen por las ecuaciones:

$$\frac{E_{(M)AN}}{E_{(M)1:1}} = \left(\frac{s'_{1:1}}{s'_{AN}}\right)^2; \qquad \frac{\phi_{(M)AN}}{\phi_{(M)1:1}} = \left(\frac{s_{1:1}}{s_{AN}}\right)^2;$$

Se estudian 3 posibles escenarios comparando ambos casos, en función del tamaño de las imágenes en la rendija de entrada del monocromador y atendiendo a la distribución superficial del flujo radiante en la imagen.

En el primer escenario, se considera una región irradiada en la rendija de entrada del mismo tamaño que la fuente de luz y suponiendo una distribución uniforme del flujo radiante sobre el plano de incidencia. Los resultados muestran que el caso AN es inferior en niveles de irradiancia (7%) y flujo radiante (7%) respecto al caso 1:1.

En el segundo, se considera una región irradiada en la rendija de entrada del mismo tamaño que la fuente de luz, pero estimamos una distribución gaussiana del flujo sobre el plano de incidencia. Para ello trabajamos sobre la imagen producida en el caso AN, calculando el porcentaje de flujo correspondiente al área del caso 1:1, obteniendo un valor de flujo del caso AN un 38,5% mayor con respecto al caso 1:1. Debido a esto, el caso AN es superior en niveles de flujo radiante respecto al caso 1:1.

Por último, si no se reduce el tamaño de las imágenes en la rendija de entrada del monocromador, la rendija fija el área de la imagen; el flujo es un 400% superior en el caso AN con respecto al 1:1. Por ello, obtendremos un flujo muy superior con respecto al caso 1:1.

En conclusión, si se desea una imagen pequeña, es mejor inyectar luz en el monocromador formando la imagen de la fuente, mientras que, si se desea que toda la rendija esté iluminada, es mejor inyectar luz llenando la apertura numérica del monocromador.

AGRADECIMIENTOS:
A los proyectos PGC2018-096470-B-I00 BISCAT (MCIU/AEI/FEDER, UE) y EMPIR18SIB03, "New quantities for the measurement of appearance" (BxDiff). EMPIR está cofinanciado por los países que pertenecen a EURAMET y la Unión Europea, así como en el programa de actividades S2018/NMT-4326-SINFOTON2-C.

[1] F. E.Nicodemus, J. C.Richmond, and J. J.Hsia; *Natl. Bur. Stand. Monogr.* **160**, (1977).
[2] B. Bernad and A. Ferrero; *Proc. of SPIE-IS&T* **Vol. 9398**, 93980 E1 (2015).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Test de calidad de redes de difracción de amplitud

Francisco José Torcal-Milla[1,2] y Luis Miguel Sanchez-Brea[2]

[1]Grupo de Tecnologías Ópticas Láser, Escuela de Ingeniería y Arquitectura, Universidad de Zaragoza, (C/ María de Luna 3, 50018, Zaragoza, España)
[2]Applied Optics Complutense Group, Facultad de Física, Universidad Complutense de Madrid, (Plaza de las Ciencias 1, 28040, Madrid, España)

Contacto: fjtorcal@unizar.es

Una red de difracción es un elemento óptico capaz de modular periódicamente una o varias propiedades de la luz[1]. Los tipos más comunes de redes de difracción son aquellos que modulan la amplitud o la fase del haz incidente, aunque también existen redes que modulan el estado de polarización o la coherencia espacial del haz. Una red de difracción de amplitud consiste básicamente en una estructura de cromo depositado sobre un sustrato de vidrio. Si nos centramos en redes de difracción unidimensionales, se trataría de una serie de líneas de cromo del mismo grosor equiespaciadas. Para caracterizar una red de difracción de amplitud son necesarios al menos dos parámetros, su periodo (p) y el factor de llenado o *fill-factor* (τ). Habitualmente, el factor de llenado se fija en la mitad del periodo, con lo que el espacio entre líneas es del mismo tamaño que las líneas en sí. Si esto no se cumple, tiene efectos adversos sobre el campo difractado por la red[2,3]. La manera habitual de fabricar este tipo de redes es mediante fotolitografía aunque también pueden grabarse usando láseres de ablación de nano y femptosegundos[1]. Mediante fotolitografía, se realiza una deposición de cromo sobre el sustrato de vidrio, seguidamente se deposita una resina, que se endurece de forma estructurada mediante un haz láser. Finalmente se retira la resina que no ha sido endurecida y el cromo que había quedado bajo ella. La aplicabilidad de las redes de difracción es muy diversa y variada. Puede ir desde su uso en telescopios hasta su uso en posicionadores de precisión. Es por lo tanto obvio pensar que la calidad de la red es de vital importancia para su correcto funcionamiento.

En este trabajo, proponemos una técnica basada en la medida del contraste de las autoimágenes, capaz de objetivar la calidad de una red de difracción en función de la exactitud en la periodicidad de las líneas que la forman. Es decir, si el periodo permanece constante a lo largo de toda la red o, por el contrario, existe una desviación aleatoria de la posición nominal de las líneas grabadas. Este desplazamiento aleatorio podría ser debido a un mal ajuste del láser de grabado o del desplazador, que produzca un pequeño error en el posicionado. Obviamente, si el error en el posicionado es mayor que la mitad del periodo de la red, ni siquiera podremos hablar de red de difracción ya que no se comportará como tal. En la Figura 1a se muestrea la transmitancia de un ejemplo de red no periódica, donde el grosor de las líneas es constante (transmitancia igual a uno) pero la distancia entre ellas se sitúa aleatoriamente en torno a un valor fijo (periodo nominal de la red). Si suponemos que esta desviación en la posición central de las franjas sigue una distribución gaussiana, existe una relación analítica entre la anchura de la distribución (ω) y la intensidad promedio del campo difractado en campo cercano[4], dada por

$$\left\langle I(x,z)\right\rangle = \left|\frac{A}{2}\sum_n\left\{erf\left[\sqrt{\frac{\pi}{2\pi\omega^2+i\lambda z}}\left(np-x+\frac{\tau}{2}\right)\right]-erf\left[\sqrt{\frac{\pi}{2\pi\omega^2+i\lambda z}}\left(np-x-\frac{\tau}{2}\right)\right]\right\}\right|^2, \qquad (1)$$

donde A es la amplitud del campo incidente, i es la unidad imaginaria, n son números enteros y

erf{} es la función error definida como $erf(\alpha)=\frac{2}{\sqrt{\alpha}}\int_0^{\alpha} e^{-t^2}dt$. De la Ecuación (1), el contraste de las autoimágenes en campo cercano para cada plano perpendicular al eje óptico puede definirse como $C(\omega)=(\langle I_{\max}\rangle-\langle I_{\min}\rangle)/(\langle I_{\max}\rangle+\langle I_{\min}\rangle)$, donde $\langle I_{\max}\rangle$ e $\langle I_{\min}\rangle$ son la intensidad promedio máxima y mínima respectivamente, definidas como $\langle I_{\max}\rangle=\int g(x)I(x,z_T)dx$ y $\langle I_{\min}\rangle=\int[1-g(x)]I(x,z_T)dx$, siendo $g(x)=a_n\sum_n \exp(2in\pi x/p)$, la transmitancia de la red de difracción ideal de periodo constante.

En la Figura 1b se muestra el contraste en función de la anchura de la distribución gaussiana que describe la posición de los centros de las franjas de la red de difracción en torno a sus posiciones nominales, suponiendo que la anchura de la línea es fija, lo que correspondería con que el láser utilizado para grabar la red es estable y se mantiene a la misma distancia del sustrato en todo el proceso, pero el desplazamiento lateral del cabezal sufre de algún tipo de error de posicionado. Como puede observarse, existe una relación prácticamente unívoca entre la calidad de la red, relacionada directamente con la anchura de la distribución aleatoria, y el contraste de las autoimágenes, con lo que midiendo el contraste de las mismas podríamos dar un valor del grado de calidad de la red en la fabricación. También puede observarse, tal y como se ha mencionado con anterioridad, que el contraste cae casi a cero cuando la anchura de la distribución aleatoria alcanza la mitad del periodo, ya que las franjas llegan a superponerse, perdiendo la periodicidad propia de la red y no generando autoimágenes en campo cercano. Los resultados de este trabajo pueden ser de interés para implementarse en un proceso de validación de redes de difracción y podría extenderse, modificándolo, a otros tipos de elementos ópticos difractivos que modulen la amplitud del campo incidente.

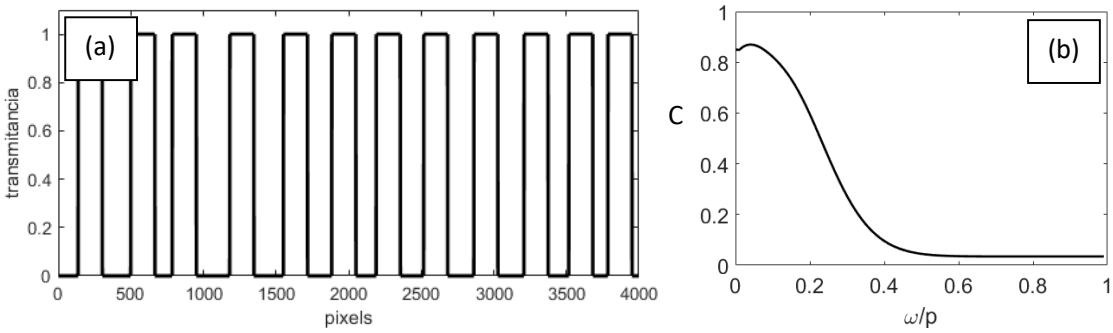


Figura 1: (a) Ejemplo de red de difracción no periódica (ω=0,25), (b) contraste de la primera autoimagen en función de la anchura de la distribución aleatoria de la posición de las franjas entorno a su posición nominal ($p=20\ \mu m$).

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Gobierno de Aragón – Fondo social europeo (Grupo de Tecnología Óptica Láser – E44-20R) y por el proyecto Retos Colaboración 2019 "Teluro" RTC2019-007113-3 del Ministerio de Economía y Competitividad de España.

[1]E.G. Loweven y E. Popov; *Diffraction gratings and applications*, CRC Press (2018).
[2]F.J. Salgado-Remacha, L.M. Sanchez-Brea y E. Bernabeu; *J. Eur. Opt. Soc.*, **6**, 11055 (2011).
[3]F.J. Torcal-Milla y L.M. Sanchez-Brea; App. Opt., **56(18)**, 5253 (2017).
[4]F.J. Torcal-Milla y L.M. Sanchez-Brea; App. Opt., **55(22)**, 5855 (2016).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Caracterización de los efectos de la ablación láser en tejido muscular porcino mediante análisis óptico

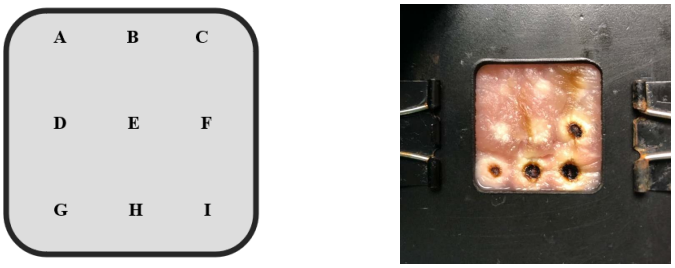
Lucía Santamaría Bustamante[1], Sofía Pérez Rivas[1], José Luis Arce Diego[1] y Félix Fanjul Vélez[1]

[1]Grupo de Ingeniería Biomédica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria, Av. de los Castros s/n, 39005 Santander (Cantabria), España.

Contacto: arcedj@unican.es, fanjulf@unican.es

Los principales mecanismos de interacción de la luz con la materia[1] se pueden clasificar en interacciones fotoquímicas, térmicas, fotoablación, ablación inducida por plasma y fotorruptura. En aplicaciones biomédicas son particularmente interesantes, ya que pueden emplearse para realizar cirugía láser[2] o termoterapia[3], entre otros. Además, técnicas que emplean fuentes ópticas para aplicaciones de tratamiento o diagnóstico pueden provocar efectos colaterales no deseados que impliquen la aparición de algunos de estos efectos, particularmente térmicos o ablativos. La adecuada evaluación de estos efectos constituye por lo tanto un objetivo de mucho interés.
En este trabajo se emplea un procedimiento de caracterización de los efectos de la interacción radiación-tejido biológico. Para ello se tratan tejidos biológicos en el laboratorio para inducir ablación inducida por plasma e interacción térmica. En la interacción térmica se detallan los distintos efectos que se pueden producir sobre un tejido en función de la temperatura y la duración del láser, siendo éstos la coagulación, vaporización, carbonización y fusión. En la ablación inducida por plasma, según los parámetros láser elegidos, se puede lograr la extracción de tejido bien definida y limpia sin indicios de daño térmico o mecánico. Uno de los aspectos más relevantes bajo el punto de vista clínico consiste precisamente en evitar los efectos colaterales adversos de la aplicación de fuentes ópticas en cirugía, como los mencionados. Para ello, y dado que, en muchas ocasiones, como por ejemplo en la práctica quirúrgica real, no es posible realizar una identificación directa, son precisas técnicas ópticas de evaluación del efecto producido. En este trabajo se implementa un sistema de análisis óptico, basado fundamentalmente en las propiedades ópticas del tejido, con el fin de observar de forma experimental si se producen variaciones que permitan distinguir si el tejido ha sido o no afectado, y en qué medida.

Para obtener los diferentes tipos de tejidos se utiliza un modelo porcino, debido a las similitudes con el tejido humano, sobre cuyos tejidos se provocan y caracterizan los efectos de la ablación. La preparación de las muestras incluye el corte mediante bisturí quirúrgico de las muestras. Se extraen muestras de tejido muscular, de un grosor de unos 3 mm. Estas muestras se colocan en placas para limitar la zona de acción donde se va a aplicar la radiación láser, en un total de nueve puntos. El láser utilizado es de Nd: YAG doblado a una longitud de onda de 532 nm, con duraciones de pulso en el rango de los nanosegundos, en modo Q-conmutado, a una tasa de 15 Hz. Se emplean energías de pulso de 50mJ, 85mJ y 120mJ, con tiempos de exposición de 180 seg, 320 seg y 720 seg. Las muestras se colocan a unos 30 centímetros de distancia, y se van irradiando con el láser en cada punto delimitado, aumentando tanto la energía como el tiempo de exposición según vamos avanzando por filas y por columnas respectivamente, comenzando desde el punto A hasta el punto I de la Figura 1a). Un ejemplo de muestra muscular tras la irradiación aparece en la Figura 1b). Se aprecia la aparición de efectos de ablación inducida por plasma y térmicos.



a) b)

Figura 1. a) Esquema de irradiación de las muestras. b) Ejemplo de muestra irradiada.

Una vez obtenidos todos los tejidos tratados con el láser, se obtienen sus propiedades ópticas mediante un montaje basado en esfera integradora[4], fundamentalmente los coeficientes de absorción y esparcimiento. La Figura 2 muestra la gráfica del coeficiente de absorción. Como se puede apreciar el punto I contiene los coeficientes más altos, ronda los 0.4 mm^{-1} llegando a alcanzar 1 mm^{-1}, y el punto C registra los más bajos, del orden de 0.1 mm^{-1}. Los valores del coeficiente de absorción de los puntos restantes varían entre 0.1 mm^{-1} y 0.4 mm^{-1}, manteniéndose prácticamente constantes al aumentar la longitud de onda.

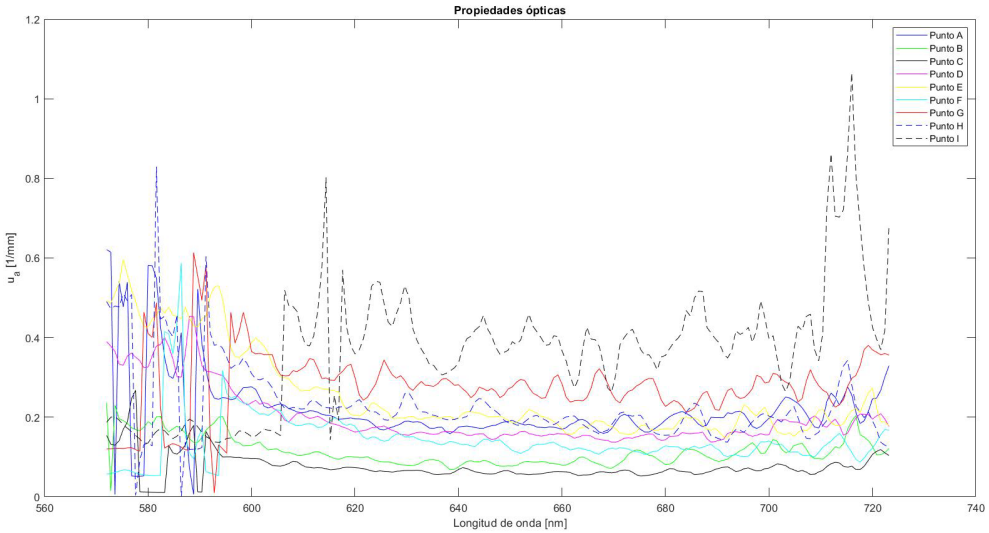


Figura 2. Gráfica del coeficiente de absorción de los nueve puntos tratados del tejido muscular.

AGRADECIMIENTOS: Este Trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto del Plan Nacional de I+D+i "Modificación mediante alta presión de las propiedades plasmónicas y luminiscentes de nanopartículas de metales y óxidos desnudas y recubiertas" (PGC2018-101464-B-I00), del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, cofinanciado con fondos FEDER y por la Fundación San Cándido.

[1]M. H. Niemz; "Laser-Tissue Interactions: Fundamentals and Applications", Springer (2004).
[2]F. Fanjul-Vélez, I. Salas-García, J. L. Arce-Diego; Laser Physics, **25**, 025606 (2015).
[3]F. Fanjul Vélez, J. L. Arce Diego; Lasers in Medical Science, **23**, 169 (2008).
[4]A. J. Welch and M. van Gemert; "Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue", Springer (1995).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Modal analysis by a double-phase CGH implemented in a phase SLM

David Benedicto, Jesús Atencia, Mª Victoria Collados, Juan Carlos Martín and Juan Antonio Vallés

Applied Physics Department-I3A, University of Zaragoza, 50009 Zaragoza, Spain

Contact: dbenedicto@unizar.es

Characterization of optical fields by means of modal decomposition is key for the analysis, design and optimization of multimode waveguide-based devices[1]. Interest of these techniques is increasing in parallel to the growing research on applications based on multimode structures such as high power, large mode area fiber lasers[2] and space division multiplexing techniques, aimed at widening the channel capacity of optical communication systems[3].

A modal decomposition method based on correlation filters consisting of computer-generated holograms (CGH) has been proposed[4]. Thanks to it, information about the mode weights can be obtained at certain CGH Fourier plane points. The filter design allows one to fix both the number of modes filtered and the points at the Fourier plane where their corresponding information is sent. This way, two options are possible to determine the mode weights present in a certain waveguide with N allowed modes. In simultaneous detection, only one filter gives rise in its Fourier plane to N separate spots, whose intensities are proportional to the optical power of the different modes contained in the input field. On the other hand, sequential detection consists of employing N filters, one for each allowed mode, which must be successively applied in order to complete the modal analysis. The aim of this work is to show how to proceed in order to choose the most appropriate option for each waveguide under study. The advantage of the simultaneous method is obvious, but its measurements implicate a higher noise than the sequential ones, which may mean a serious impairment in certain situations.

The different noise properties of each method are caused by the CGH implementation in spatial light modulators (SLM). Correlation filters require light amplitude and phase modulation, while in commercial SLMs each pixel can only induce either an amplitude or a phase shift, but not both. In these devices, a good approximation to amplitude and phase modulation can be achieved by grouping its pixels into what has been called macropixels. In particular, in this work we have employed the double-phase macropixeling technique, as it maximizes resolution[5]. As a first approximation, any macropixel may have any desired complex transmission by means of a convenient combination of their pixels' phase shifts[5], so that any complex transmittance T(x, y) can be approximately implemented in the SLM. However, its exact SLM transmittance, Q, presents a Fourier transform $\tilde{Q}$ with two terms[6]:

$$\tilde{Q} = \tilde{T} + \tilde{Q}_N \quad (1)$$

$\tilde{T}$ is the Fourier transform of the desired transmittance, but an additional $\tilde{Q}_N$ contribution referred to as noise also appears.

For an input filter field distribution U, the output field distribution obtained in the filter Fourier plane is

$$W_f = \frac{1}{i\lambda f}\left[\tilde{U} * \tilde{Q}_S + \tilde{U} * \tilde{Q}_N\right], \quad (2)$$

As seen in Eq. (2), impact of the noise term depends on two factors: $\tilde{Q}_N$ is intrinsic to the filter employed, while $\tilde{U}$ is different for every working condition. For this reason, it is difficult to establish any general conclusion valid for any situation. In order to decide the most appropriate CGH modal analysis method for a particular waveguide, we propose to carry out a previous study such as the one presented next.

With the standard optical fiber SMF28 operating at 633 nm as system under study, several cases have been analysed. For linearly polarized light, this fiber allows six propagation modes at the mentioned wavelength. For sequential analysis, filters corresponding to each mode have been calculated[4] (so, also their corresponding $\tilde{Q}_S$ and $\tilde{Q}_N$) for a double-phase CGH implemented in an LCOS phase SLM with 1920x1080 pixels (8x8 μm^2). For simultaneous analysis, two cases have been considered: only two modes present and the six modes present. For both cases, the corresponding filter which separates all the present modes in the Fourier plane has been designed, so that their corresponding $\tilde{Q}_S$ and $\tilde{Q}_N$ have been obtained. Different input fields U have been considered: with only one mode, just employed to check the correctness of the calculations, with two of them, with the same weight, and with the six modes, also with the same weight. In all cases, both terms present in Eq. (2) have been calculated.

As a summary of the results obtained, the case with input field containing two modes and filter for simultaneous detection of them (Figure 1) represents a situation in which simultaneous detection is advantageous, as it is possible to get a field distribution in the Fourier plane showing spots with very low noise, in which the points to collect the information about the mode weights can be located. On the other hand, for the case with six modes we find that the whole Fourier plane is affected by a considerable amount of noise, so that simultaneous detection is not advisable.

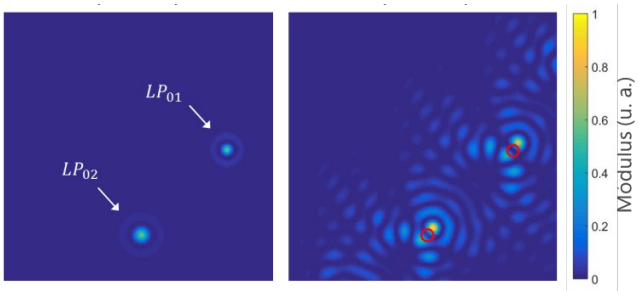


Figure 1: $\left|\tilde{U} * \tilde{Q}_S\right|$ (left) and $\left|\tilde{U} * \tilde{Q}_N\right|$ (right) with U composed of modes LP_{01} and LP_{02}, both with the same power, and transmittance Q designed to collect information about both mode weights in the positions evident at the left and pointed out with red circles at the right.

[1]C. M. Smith *et al; Nature*, **424**, p. 657 (2003).
[2]J.H. Ji *et al*; *Optics Letters*, **43**, p.3369 (2018).
[3]S. Jain *et al*; *Optics Express*, **25**, p. 32887 (2017).
[4]T. Kaiser *et al*; *Optics Express*, **17**, p. 9347 (2009).
[5]C. K. Hsueh and A. A. Sawchuk; *Applied Optics*, **17**, 3874 (1978).
[6]V. Arrizón and D. Sánchez-de-la-Llave; *Applied Optics,* **41**, p. 3436 (2002).

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Electro-Thermo-Plasmonic Flow in microfluidics

Carlos David González-Gómez[1,2,3], Sergio Orozco-Barrera[1,2], Emilio Ruiz-Reina[3] and Raúl A. Rica[1,2]

[1] Universidad de Granada, Departamento de Física Aplicada, Facultad de Ciencias, 18071, Granada (Spain)
[2] Nanoparticles Trapping Laboratory, Universidad de Granada, 18071. Granada (Spain)
[3] Departamento de Física Aplicada II, Escuela de Ingenierías, Calle Dr. Ortiz Ramos s/n, 29071 Málaga (Spain)

Contact: cdgg@uma.es

The generation of convective flow is still a hurdle to be overcome in order to fully develop many lab-on-a-chip devices. Due to the low Reynolds numbers obtained inside microchannels, pumping liquids is challenging, and bulky syringe pumps are routinely used. However, the quest towards miniaturization of this technology demands an alternative approach. Even if convection can be created thanks to the strong temperature gradients that can be generated via efficient light-to-heat conversion with plasmonic nanostructures[1-3], an alternative approach where lower temperatures are obtained would be desirable. This is especially important when dealing with biological samples, for which the temperature is a critical parameter.

Electro-thermal flow can be efficiently generated combining a small temperature gradient with an AC electric field[4]. Therefore, a plasmonic nanostructure used as a heat source in combination with an AC electric field has been shown to provide versatility in the generation of convective flow inside microchannels thanks to the electro-thermo-plasmonic (ETP) effect.[5,6] This approach is attractive since this effect has been shown to be able to produce significant flow velocity with low temperature rise.

In this work, we discuss our progress towards a platform to better understand and characterize the dynamics of ETP flow. In our experiments, heating is achieved thanks to the absorption of plasmonic gold nanoparticles dispersed in the fluid. This is an alternative approach to the deposition of gold nanostructures on a substrate. We present measurements of the flow field obtained as a function of the concentration of dispersed gold nanoparticles (AuNPs). We analyze these results by particle image velocimetry (PIV) (Fig. 1 left) and compare with 3D simulations performed with COMSOL Multiphysics (Fig. 1 right).

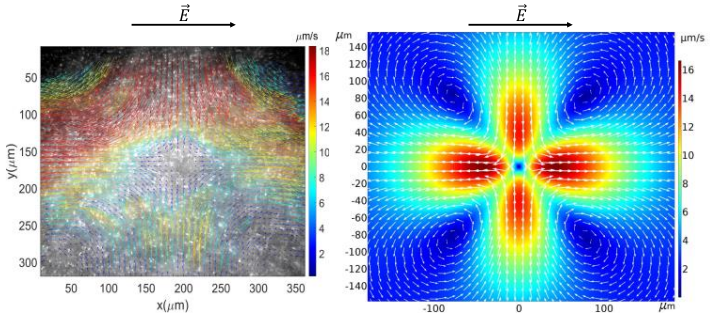


Figure 1: Experimental (left) and simulation (right) ETP flow patterns. Note the AC electric field orientation. In this case for a concentration of $2.6 \cdot 10^{12}$ particles/cm^3, an incident laser power of 30 mW and an applied electric field of 30 kV/m.

Preliminary results show that varying the AuNPs gold concentration at a fixed incident laser power and applied electric field the flow field velocity increases with greater AuNPs concentration until a certain concentration value, where the flow velocity starts to decay (see Fig. 2). Thus, we observe that a maximum velocity that can be achieved with this technique. We think these effects are due to the dependence of the electrical properties of the fluid on temperature. To confirm the validity of these first results, more experiments are required and further simulations will be performed.

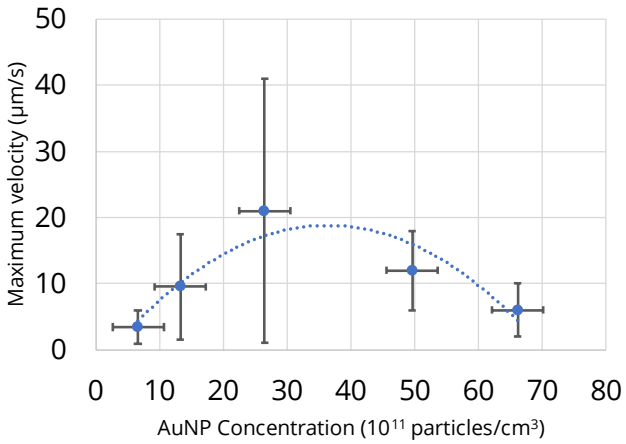


Figure 2: Maximum flow velocity for different AuNP concentrations and an applied electric field of 30 kV/m and an incident laser power of 30 mW.

References

[1]Donner, J. S.; Baffou, G.; McCloskey, D.; Quidant R. Plasmon-Assisted Optofluidics. *ACS Nano* (2011) **5**, 5457-5462

[2]Roxworthy, B. J.; Bhuiya, A.M.; Vanka, S.P.; Toussaint, K.C. Understanding and Controlling Plasmon-Induced Convection. *Nat. Commun*. (2014) **5**, 1-8

[3]Ciraulo, B., Garcia-Guirado, J., de Miguel, I. et al. Long-range optofluidic control with plasmon heating. *Nat Commun* (2021) **12**, 2001

[4]Chang, C.C.; Yang, R.J. Electrokinetic Mixing in Microfluidic Systems. *Microfluid. Nanofluid.* (2007) **3**, 501-525

[5]J. Garcia-Guirado *et al.*, Overcoming diffusion-limited biosensing by electro-thermo-plasmonics, *ACS Photonics (*2018*),* **5,** 3673-3679

[6]Hong, C., Yang, S. & Ndukaife, J.C. Stand-off trapping and manipulation of sub-10 nm objects and biomolecules using opto-thermo-electrohydrodynamic tweezers. *Nat. Nanotechnol.* (2020) **15**, 908–913

[7]Ramos, A.; Morgan, H.; Green, N. G.; Castellanos, A. Ac Electrokinetics: A Review of Forces in Microelectrode Structures. *J. Phys. D: Appl. Phys*. (1998) **31**, 2338–2353.

ACKNOWLEDGEMENTS: Financial support from FEDER/Junta de Andalucía-Consejería de Economía y Conocimiento/Projects No. C-FQM-410-UGR18 and No. P18-FR-3583 is gratefully acknowledged.

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Medida de la atenuación en guías de ondas basadas en hidrogeles

Carolina Pons[1], Juan Carlos Martín[1], Juan Antonio Vallés[1], Pilar Prieto[2], Iván Torres-Moya[2], Sonia Merino[2], Josué Muñoz[3], Ester Vázquez[3] y María Antonia Herrero[3]

[1] Departamento de Física Aplicada-I3A, Universidad de Zaragoza, 50009 Zaragoza, España

[2] Departamento de Química Inorgánica, Orgánica y Bioquímica, Facultad de Ciencias y Tecnologías Químicas-IRICA, Universidad de Castilla-La Mancha, 13071 Ciudad Real, España

[3] Instituto Regional de Investigación Científica Aplicada (IRICA), UCLM, 13071, Ciudad Real, España

Contacto: juanval@unizar.es

El uso de guías de onda basadas en hidrogeles para la terapia clínica está despertando un gran interés en el campo de la medicina y de la optogenética, al permitir gracias a su flexibilidad la distribución de luz a varios centímetros de profundidad en tejidos humanos, sin ocasionar daños al paciente, lo que supone una gran ventaja frente a dispositivos electrónicos convencionales [1,2].

Un parámetro clave para determinar su aplicabilidad es la atenuación que experimenta la potencia óptica a lo largo de la guía de ondas. El método de corte, en el que se mide la potencia de salida para longitudes cada vez menores de la guía de ondas es un método bien establecido que, sin embargo, presenta una serie de inconvenientes: es destructivo, exige muestras más largas y se precisa un cierto tiempo para preparar la muestra entre medida y medida. En este trabajo se estudia la posibilidad de utilizar un método alternativo de medida de la atenuación en las guías de onda de hidrogeles a través de un registro fotográfico transversal de la potencia difundida lateralmente por las inhomogeneidades del material, que puede considerarse proporcional a la potencia guiada en dirección longitudinal.

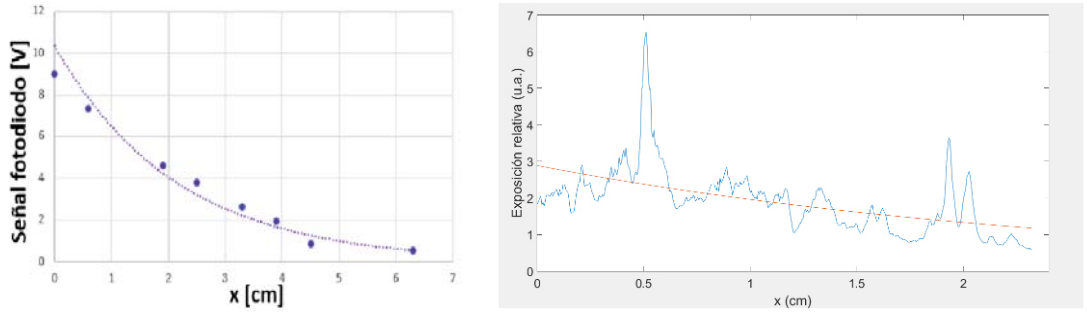
Asumimos que la potencia óptica evoluciona a lo largo de la guía de ondas de acuerdo con una dependencia exponencial, $P(z) = P_o\ exp(-bz)$, donde P_o es la potencia que se introduce por el extremo inicial de la guía y b es el coeficiente de atenuación a determinar para cada muestra y con el fin de validad la aplicabilidad del nuevo método propuesto realizamos medidas del coeficiente de atenuación sobre la misma muestra por ambos métodos.

Las muestras de hidrogel utilizadas son de forma cilíndrica de 12 cm de longitud y 4 mm de diámetro. Se han utilizado muestras con monómeros de CN disueltos en agua, habiendo alcanzado un estado de equilibrio en el que la concentración de agua no varía. Las muestras presentaban una gran adherencia, lo que puede ser causa de daños superficiales. Para excitar las guías se utilizó un láser FP-SMA-450-25P centrado en 450 nm y con una potencia máxima de 25 mW.

Método de registro fotográfico. Se utilizó una cámara Canon EOS 1000D controlada por ordenador, posibilitando la detección independiente en los canales R, G y B. Para cada muestra se tomaron 5 ó 6 fotografías con diferentes exposiciones, buscando el máximo contraste sin que se alcanzase saturación. Se seleccionaba una zona central de la muestra con el fin de evitar efectos debido al acoplo de la luz en el extremo de excitación, así como el final de la muestra donde el cociente señal/ruido era menor. Mediante una regla adosada al soporte de la muestra se obtenía la relación píxeles/cm.

Conocida la curva de respuesta del CCD de la cámara [3] los datos registrados debían someterse en primer lugar a la transformación inversa que nos permitiera extraer a partir de los niveles de gris de cada pixel la exposición relativa. A continuación, y con el fin de atenuar el efecto de las contribuciones de inhomogeneidades locales se promediaban lo valores correspondientes a la misma coordenada longitudinal.

Resultados. En la figura 1 se muestran los resultados correspondientes a la aplicación de ambos métodos a una misma muestra de CN-H_2O (Eq): (a) Método de corte y (b) método del registro fotográfico en el canal B. En la Fig. 1(b) se aprecian claramente picos atribuibles a imperfecciones superficiales. El coeficiente de atenuación obtenido por el método de corte es b = 0.43 cm^{-1} mientras que por el método del registro fotográfico se obtuvo b = 0.39 cm^{-1}. Esta diferencia (<10%) permite establecer una buena concordancia entre ambos métodos.



(a) (b)

Figura 1: Resultados correspondientes a la aplicación de ambos métodos a una misma muestra de CN-H_2O (Eq): (a) Método de corte y (b) método del registro fotográfico en el canal B.

De este modo y mediante el método de registro fotográfico se procedió a determinar los coeficientes de atenuación de otras guías de hidrogel basadas en diversos materiales, siendo la muestra de CN-H_2O (Eq) la que ofreció un coeficiente de atenuación menor.

Conclusiones. El método del registro fotográfico es aceptable para la medida de coeficientes de atenuación en guías de onda basadas en hidrogeles y presenta importantes ventajas frente al método de corte tradicional. Además, al disponer de tres canales de registro, el conocimiento de los espectros de absorción y emisión del material podría permitir desacoplar los diferentes factores que contribuyen a la atenuación, así como seleccionar la longitud de onda de excitación que optimice la medida.

[1]J. Feng et al., *Advanced Functional Materials*, **30**, p. 1 (2020).
[2]M. Choi et al., *Nature Photonics*, **7**, p. 987 (2013).
[3]Canon EOS 1000D Review en http://www.dpreview.com/reviews/canoneos1000d/21

XIII Spanish National Meeting on Optics, 22-24 November 2021

Superficial micropatterning of 3D printing resins combining laser ablation and stereolithography to manufacture microfluidic microreactors

Bastián Carnero, Carmen Bao-Varela, Ana Isabel Gómez-Varela and María Teresa Flores-Arias

Photonics4Life research group, Department of Applied Physics, Facultade de Física and Facultade de Óptica e Optometría, Universidade de Santiago de Compostela, Campus Vida, E-15782 Santiago de Compostela, Spain

Contact: maite.flores@usc.es

Optical technologies have traditionally been a cornerstone in microfluidic device manufacturing. Among all of them, the most widespread has been photolithography, capable of delivering surface microstructures in the order of microns in size. However, this technology has some disadvantages that cannot be ignored: it only offers 2D superficial micropatterning, requires the use of complex masks and produces considerable polluting chemical residue, among others. Recently, improvements in laser technologies have allowed new manufacturing techniques to emerge, offering interesting alternatives to photolithography. This is the case of 3D printers based in stereolithography (SLA), that allow to fabricate 3D specific devices by polymerizing different printing resins with high resolution. These resins can even be biocompatible, which has attracted the attention of biomedical researchers seeking to use them for the fabrication of microfluidic devices for their applications[1]. Pulsed Laser Ablation (PLA) has also simplified the micropatterning procedures of a large number of materials since is a self-sufficient process that does not require the use of masks or chemical treatments.

This contribution presents a novel hybrid technique for the manufacturing of microfluidic microreactors that combines SLA 3D printing with PLA. In particular, a substrate will be printed by SLA and then micropatterned by PLA. Inverse structures on the surface of the resin will be obtained and will act as master for the proposed devices. Soft lithography of polydimethylsiloxane (PDMS) will be performed on these masters to obtain the final devices.

SLA printers have a tank where a liquid printing resin is contained so a laser source can perform a selective layer-by-layer photopolymerization (Fig. 1a). The SLA printer used in this work was the Form 3B, and the resin was the commercial Model V2 since offers high precision, a suitable performance when replicating polymers and a good response to laser ablation. Next, PLA of the 3D printed substrate was performed using a femtosecond laser (Fig. 1b) with 800 nm of wavelength, pulse duration of 35 fs and repetition rate of 1kHz. The laser was focused on the surface of the resin using a Mitutoyo M Plan APO NIR 20x objective.

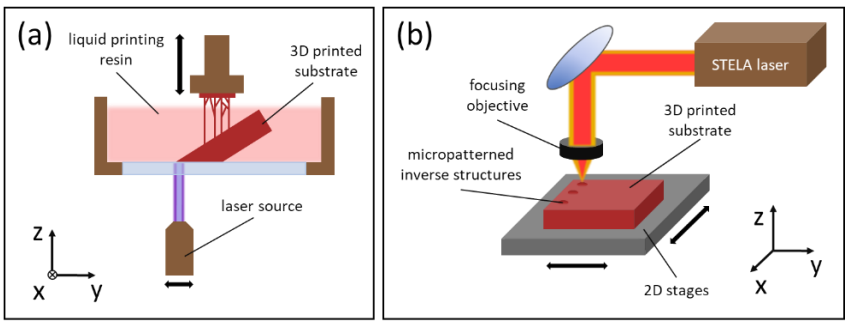


Figure 1: a) SLA 3D printing principle and b) PLA micropatterning principle.

Finally, the obtained inverse microstructures were replicated in PDMS following the usual soft lithography steps[1] (Fig. 2). PDMS was deposited over the masters fabricated by the proposed technique forming a thin layer that was cured (for 12 h at 60 °C) and then peeled off.

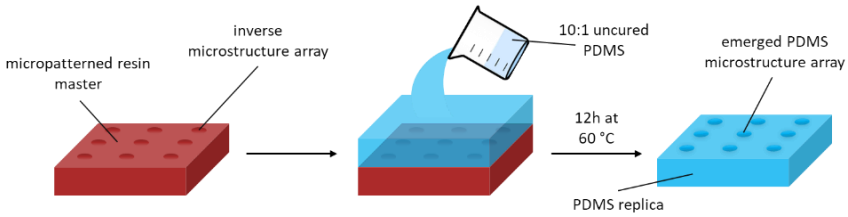


Figure 2: Soft lithography of PDMS of the obtained microstructures.

Selected microstructures obtained by the proposed hybrid technique can be seen in Fig. 3. Cylindrical micropillars of 60 µm (Fig. 3a) and 95 µm (Fig. 3b) of diameter and 65 µm (Fig. 3a) and 144 µm (Fig. 3b) of height were patterned with 153 mW of power and 6 (Fig. 3a) and 25 (Fig. 3b) beam passes on the previously polished resin surface. These structures are typical in microfluidic microreactors for circulating tumor cell capture[2]. On the other hand, emerged microchannels (Fig. 3c) with 75 µm of height, 68 µm of width and 194 µm of length were patterned with 20 mm/s, 79 mW and 6 beam passes. This kind of structures are widely used in microreactors to enhance the mixing of different samples inside the device[3]. Finally, sharp structures, resembling microneedles (Fig. 3d) of 54 µm of height, were obtained with 20 mm/s, 153 mW of power and 1 beam pass.

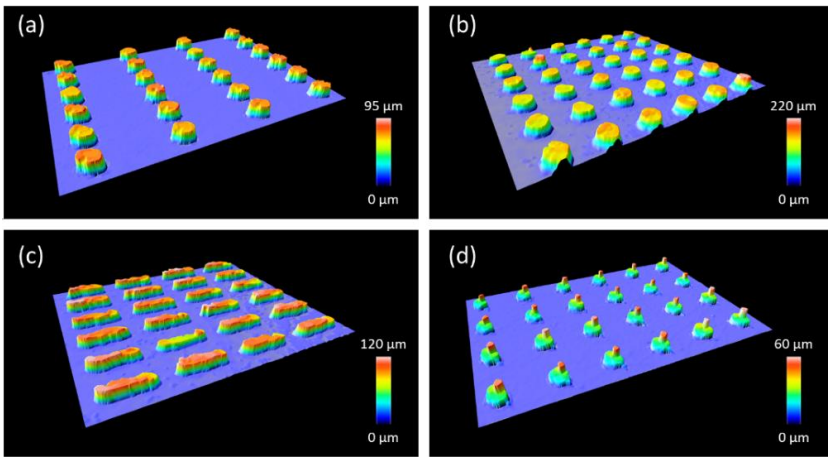


Figure 3: Confocal images of a) and b) micropillars, c) microchannels and d) microneedles arrays of PDMS.

In conclusion, the great variety of highly accurate structures achievable by the proposed hybrid technique make it a versatile option with great potential in the fabrication of microfluidic devices.

ACKNOWLEDGEMENTS: This work has been sponsored by contracts AEI RTI2018-097063-B-100, AEI/FEDER, UE; ED431B 2020/29; and ED481D-2021-019, Consellería de Educación Xunta de Galicia/FEDER e Estructuración Xunta de Galicia.

[1] B. Carnero, C. Bao-Varela, A. I. Gómez-Varela, E. Álvarez and M. T. Flores-Arias; *Materials Science and Engineering: C*, **129**, 112388 (2021).
[2] D. Nieto, R. Couceiro, M. Aymerich, R. Lopez-Lopez, M. Abal and M. T. Flores-Arias; *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces*, **134**, 363 (2015).
[3] A. A. S. Bhagat and I. Papautsky; *Journal of micromechanics and microengineering,* **18**, 085005 (2008).

XIII Reunión Nacional de Óptica, 22-24 Noviembre 2021

Refractómetro optimizado para aplicaciones biomédicas basado en fibras de plástico perfluoradas

Pablo Roldán-Varona[1,2,3], Rosa Ana Pérez-Herrera[4,5], M. Lomer[1,2,3], Luis Rodríguez-Cobo[2], Manuel López-Amo[4,5], y José Miguel López-Higuera[1,2,3]

[1]Grupo de Ingeniería Fotónica, Universidad de Cantabria, 39005 Santander, España. [2]CIBER-bbn, Instituto de Salud Carlos III, 28029 Madrid, España. [3]Instituto de Investigación Sanitaria Valdecilla (IDIVAL), 39005 Cantabria, España. [4]Dpto Ingeniería Eléctrica, Electrónica y de Comunicación, Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, España. [5]Institute of Smart Cities (ISC), Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, España.

Contacto: pablo.roldan@unican.es

Resumen: El uso de nuevas fibras de plástico perfluoradas (Cyclized Transparent Optical Polymer, CYTOP) para la inscripción de estructuras ópticas y la detección de diferentes parámetros ha empezado a cobrar importancia en la última década. Este trabajo presenta el diseño y fabricación de un sensor de índice de refracción externo optimizado para su uso en soluciones acuosas, dada su alta sensibilidad en el rango 1.315-1.333 (en banda C), presentando por tanto una gran aplicabilidad en el ámbito biomédico/bioquímico. La estructura se basa en una red de difracción grabada con un láser de femtosegundo. Este dispositivo permite obtener una huella espectral de cada fluido detectado.

Palabras clave: fibra CYTOP, refractómetro, láser femtosegundo, red de difracción, sensor.

1. Introducción

En los últimos 50 años se ha prestado gran atención y esfuerzo de investigación a las propiedades transductoras de las fibras ópticas, lo que ha posibilitado un gran avance en el campo de los sensores de fibra óptica (OFS), ya sea en fibra de vidrio o de plástico[1] (POF). El descubrimiento de nuevos materiales en las fibras, que mejoran sus propiedades ópticas, permite su aplicación en campos cada vez más variados, ya sea en el ámbito de la ingeniería, la industria, la medicina o la bioquímica, entre otros. A finales de la década de 1990, Asahi Glass Co (actualmente ACG Inc.) desarrolló un tipo especial de POF, basado en un polímero fluorado amorfo llamado CYTOP[2]. Caracterizado por un índice de refracción de 1.34, destaca por su compatibilidad con índices de refracción acuosos, una característica importante para el biosensado. El uso de las fibras CYTOP, en el que se enmarca este trabajo, comenzó a ganar relevancia en la década de 2010, por lo que es un campo con gran proyección de futuro.

2. Diseño del sensor y parámetros de fabricación

La estructura óptica diseñada es la representada en la Figura 1. Las dimensiones de la fibra utilizada se indican a continuación: el núcleo (índice gradual) tiene un diámetro de 120 µm, mientras que la cubierta tiene un espesor de 20 µm (diámetro de 160 µm). Asimismo, hay un revestimiento de protección de policarbonato con un diámetro total de 490 µm. La fibra, medida en transmisión, se coloca con una curvatura definida por un radio de curvatura (ROC) de 5 mm. Para fijar la fibra, se fabricó un canal en la posición de la fibra sobre dos sustratos de PMMA (Polymethyl methacrylate), cerrando la estructura en sándwich (fibra situada en medio) con resina epoxi.

Posteriormente, se comenzó a pulir la estructura con láminas de 12 µm de grano hasta alcanzar una profundidad de pulido de 50 µm, momento en el cual se inscribe una red de difracción con la configuración experimental de láser de femtosegundo indicada en la Figura 2. Las propiedades y características tanto del propio láser como de los demás elementos ópticos se indican en la propia figura. Respecto a los parámetros de inscripción de la red de difracción: periodo de 2 µm, longitud

de la red de 1.45 mm, con líneas de 160 µm, energía de pulso de 220 nJ, frecuencia de repetición de pulsos de 30 kHz, con 1000 pulsos/µm.

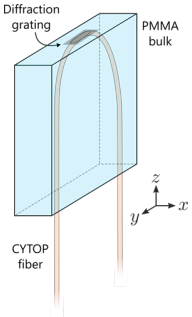


Figura 1: Esquema del sensor fabricado.

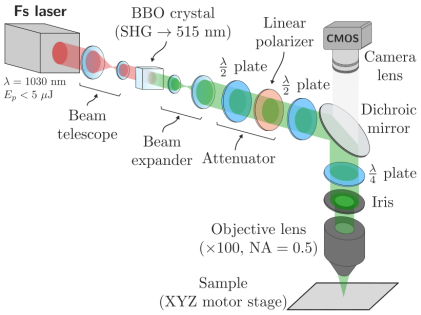


Figura 2: Setup de inscripción del láser de fs.

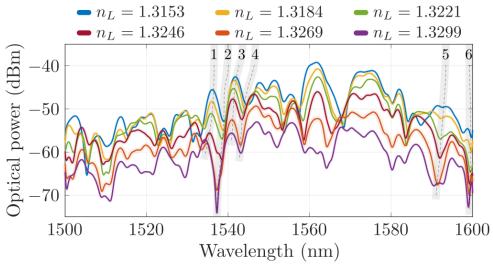


Figura 3: Espectros de transmisión al sumergir la estructura en líquidos con diferentes RI. Se destacan los 6 picos y valles sobre los que se realiza el seguimiento en longitud de onda.

3. Resultados

A continuación, se verifica la aplicabilidad de la estructura fabricada como refractómetro para soluciones acuosas. Para ello, se realizan mediciones de transmisión utilizando la fuente de luz SLD S5FC1005S (Thorlabs), y el analizador de espectros óptico MS9740A (Anritsu). Hay aproximadamente 1 m de fibra CYTOP, con conexiones de fibra monomodo (SMF) en ambos extremos. Los líquidos utilizados en el proceso de medición se obtienen utilizando diferentes proporciones de sacarosa y agua, a una temperatura de 23.9±0,4ºC. La Figura 3 muestra los espectros de transmisión resultantes tras sumergir la estructura en los diferentes líquidos. Al procesar los espectros, se observa que hay seis puntos cuyo seguimiento da sistemáticamente una alta sensibilidad en el rango 1.315-1.33. Se trata de los valles (picos de absorción) 2, 4, 5 y 6 en la figura, y los picos 1 y 3. La sensibilidad máxima se obtiene para el pico #1, con -208.8 nm/RIU, siendo un resultado realmente destacable para su aplicación en entornos reales.

4. Conclusiones

Aquí se presenta, hasta el conocimiento de los autores, el primer trabajo que utiliza fibras de plástico perfluoradas para la detección del índice de refracción exterior. También presenta la novedad de utilizar una red de difracción dentro de la fibra para la detección. La estructura, inscrita con un láser de femtosegundo en una zona de curvatura previamente pulida, permite modificar los órdenes de difracción transmitidos (pérdidas) y reflejados (propagados por la fibra) en función del SRI, obteniendo así una “huella” específica del líquido externo. Debido al índice de refracción de la fibra utilizada, se trata de un dispositivo diseñado para su uso en soluciones acuosas, con un potencial uso en aplicaciones biomédicas. Además, como se deduce de su presentación final, representada en varias imágenes del trabajo, es fácilmente encapsulable para un uso práctico robusto. Tiene una sensibilidad máxima de -208.8 nm/RIU, puede detectar cambios en el SRI de alrededor de 10^{-4}, y es insensible a la temperatura, evitando así problemas de sensibilidad cruzada.

AGRADECIMIENTOS: Trabajo financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación y la Agencia Estatal de Investigación (PID2019-107270RB), fondos FEDER, el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte de España (Beca FPU2018/02797), y los Proyectos de Jóvenes Investigadores de la UPNA 2019 (PJUPNA1928).

[1]K. Peters; *Smart Mater. Struct.*, **20**, 013002 (2010).
[2]M. Naritomi; POF Asia Pacific Forum, (1996).

Eventos



IV RNO Joven

La Reunión Nacional de Óptica Joven (RNOJ), celebrada por primera vez en 2012 y organizada por el Área Joven de SEDOPTICA dentro de la Reunión Nacional de Óptica, tiene como objetivo visibilizar y dar protagonismo a los jóvenes investigadores del campo de la Óptica y la Fotónica. En la IV RNO Joven se organizan dos actividades: *Óptica sin límites* y *¡Conecta y LuZéte!*

Óptica sin límites

En esta mesa redonda cuatro personas invitadas nos contarán su experiencia en actividades e iniciativas personales relacionadas con la Óptica, más allá de las aulas o el laboratorio.

Modera: **Ana Rodríguez Aramendía**



Pablo Gila Herranz

Estudiante de Física en la Universidad de Valladolid. Es el secretario de Physics League, asociación con la que ha realizado diversos shows y talleres divulgativos para todos los públicos. Más recientemente ha llevado esta divulgación a Twitter como @pablogilah.



Carmen Navarro García

Estudiante del Grado en Óptica y Optometría en la Universidad de Alicante. Colabora en la ONG Visió Sense Fronteres desde 2019 y ha participado en una campaña optométrica en Senegal (Sam sam y Sanghe 2019).



Carles Otero Molins

Doctor en ingeniería óptica y apasionado de la bioestadística. Trabaja en el departamento médico de una empresa líder del sector de oftalmología. Entre sus tareas principales está la de asesorar a investigadores sobre metodología de investigación clínica y bioestadística.



Ana García Cabrera

Investigadora predoctoral en el grupo de Aplicaciones del Láser y Fotónica de la Universidad de Salamanca. Más allá de su trabajo de investigación, utiliza la fotografía para retratar fenómenos físicos cotidianos y participa en la creación de vídeos divulgativos sobre óptica con la asociación OSAL Student Chapter.

¡Conecta y LúZete!

De forma muy breve, cada joven se presentará y describirá en qué consiste su actividad investigadora y qué oportunidades le interesan para darse a conocer ante toda la comunidad científica y dar pie a futuras colaboraciones.

Modera: **Marta Morales Vidal**

Bloque 1

Iñigo González de Arrieta Martínez	Universidad del País Vasco & CNRS Orléans *Thermophysical Properties of Materials &* *Optique, Rayonnement Thermique et Transport*
Esther Nabadda	Universidad Miguel Hernández *Institute of Bioengineering*
Kheloud Berramdane	Universidad de Alicante *Holography and Optical Processing Group*

Bloque 2

Laura Rey Barroso	Universitat Politècnica de Catalunya *CD6*
Khalil Huraibat	Universidad de Alicante *Vision and Color Research Group*
Pablo Santafé Gabarda	Consejo Superior de Investigaciones Científicas *Instituto de Óptica "Daza de Valdés"*

Bloque 3

Aina Turull Mallofre	Universitat Politècnica de Catalunya *CD6*
Clara Mestre Ferrer	Indiana University *School of Optometry – Visual Development Lab*
Ana Rodríguez Aramendía	Universitat Politècnica de Catalunya & Beamagine *CD6*

Bloque 4

Francisco J. Burgos Fernández	INRIA & Universitat Politècnica de Catalunya *Cardio-Epione Team & CD6*
María Baralida Tomás López	Universidad de Alicante *Grupo de Análisis de Imagen, Sistemas Ópticos y Visión*
Sara Ignacio Cerrato	Universidad Complutense de Madrid *Optics Department & Open Software Office*

Bloque 5

Alba de las Heras Muñoz	Universidad de Salamanca *Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica*
Mario García Lechuga	Universidad Autónoma de Madrid *Dpto. Física Aplicada y Centro de Microanálisis de Materiales*
Miguel López Ripa	Universidad de Salamanca *Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica*

Comité organizador de la IV RNO Joven

Francisco J. Burgos, *Universitat Politècnica de Catalunya*

Mario García, *Universidad Autónoma de Madrid*

Verónica González, *Universidad Complutense de Madrid*

Alba de las Heras, *Universidad de Salamanca*

Clara Mestre, *Indiana University School of Optometry*

Marta Morales, *Universitat d'Alacant*

Ana Rodríguez, *Universitat Politècnica de Catalunya*

Álvaro Rodríguez*, Instituto de Ciencias Fotónicas*

Diego Romero, *Consejo Superior de Investigaciones Científicas*

Javier Ruiz, *Universidad de Granada*.

Mesa redonda
"Tú a Barranquilla y yo a Barcelona: experiencias de movilidad científica en el ámbito iberoamericano"

En esta mesa redonda conversamos sobre experiencias de movilidad científica desarrolladas en el ámbito iberoamericano tanto de investigadoras predoctorales como posdoctorales que hablarán del impacto que supuso dichos intercambios tanto en su formación científica y personal, como para alcanzar los siguientes niveles de la carrera científica, contando también con la participación de ponentes destacados en el ámbito de las sociedades científicas y cómo contribuyen al fomento de la movilidad. Los perfiles de las ponentes recogen, además de las diferentes etapas de la carrera científica, diversos modos de financiación de dicha movilidad. Otro punto destacado en esta mesa es la importancia de la colaboración científica entre grupos de investigación, centros de enseñanza superior y sociedades científicas para el avance de las sociedades del ámbito iberoamericano.

Los/as ponentes que compartirán con nosotras su perspectiva sobre la importancia de las experiencias de movilidad científica desarrolladas en el ámbito iberoamericano y su influencia tanto a nivel profesional como personal son los siguientes:



Prof. Manuel F. M. Costa
Doctor en Ciencias (Física) por la Universidad de Minho (Portugal) donde trabaja desde 1985 en el departamento de Física como profesor y realiza su investigación en metrología óptica, procesado de imagen, nanoestructuras en lámina delgada y sus aplicaciones, instrumentación optométrica y optometría, y ciencias de la educación y alfabetización. Es presidente de la red Ibero-Americana de Óptica (RIAO), para el periodo 2019-2022. Presidente de la red Hands-on Science (HSCI). Vicepresidente del Comité Asesor Científico de la Sociedad Óptica Europea (EOS). Miembro del Comité Ejecutivo y Representante Regional para Europa del Consejo Internacional de Asociaciones para la Educación Científica (ICASE). Presidente de la Sociedad Portuguesa de Óptica y Fotónica (SPOF). Fellow de la EOS



Dr. Ana Gargallo
Graduada en Óptica y Optometría en la Universidad de Santiago de Compostela (USC) y Diplomada en Enfermería (USC) y Máster Oficial en Investigación en Ciencias de la Visión. Durante la etapa predoctoral en la USC, realizó una estancia de investigación en la Universidad de Antioquia en Medellín (Colombia), gracias al programa de Becas de Jóvenes Profesores e Investigadores en Iberoamérica del Banco Santander.
Obtuvo el título de Doctora en Ciencias de la Visión en el año 2016. Realizó el Máster de Profesorado y actualmente trabaja como docente en la especialidad de Tecnología en Educación Secundaria.



Dr. Cristian Mejía Cortés

Graduado en Física por la Universidad del Valle (Colombia), realizó su Master y Doctorado en Física Fundamental en la Universidad Complutense (España) gracias a una beca de Formación de Personal Investigador (FPI) que le permitió realizar su investigación doctoral en el Instituto de Óptica del Consejo Superior de Investigaciones Científicas. En la actualidad es profesor asistente a tiempo completo en la Universidad del Atlántico.



Dra. Lorena Velázquez

Egresada del Doctorado en Física de la Universidad de Guanajuato (UG) en el 2013. A lo largo de su formación académica ha realizado estancias en el Laboratorio de Fotónica de la Universidad Presbiteriana Mackenzie, durante la maestría, y en el Laboratorio de Fibras Ópticas que forma parte del Instituto Universitario de Ciencia de los Materiales de la Universidad de Valencia (ICMUV), durante el doctorado, gracias al programa de Becas Mixtas del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT). Posteriormente, realizó una estancia posdoctoral en el Laboratorio de Fibras Ópticas ICMUV, financiado por el programa de Posdoctorados en el Extranjero de CONACyT. Actualmente es profesora asociada en la UG.

Mesa redonda Mujeres en Óptica y Fotónica
"Capitanas de la ciencia, líderes a pesar del sistema"

En este evento se muestra la trayectoria y carrera profesional de varias **investigadoras y profesionales de la academia, industria, sociedades científicas y de las instituciones gubernamentales** para, a partir de sus experiencias, generar un foro de debate que sirva de entendimiento y ayuda a todas aquellas personas, hombres y mujeres, que estén desarrollando una carrera relacionada con la investigación. El objetivo es también acercarnos a un público joven cuya carrera está iniciándose, para ofrecerles ejemplos de mujeres que han llegado a conseguir el objetivo, a pesar de las dificultades del sistema.



Prof. Teresa Riesgo
Secretaria General de Innovación del Ministerio de Ciencia e Innovación y Presidenta del Centro para el Desarrollo Tecnológico Industrial (CDTI) desde 2020.
Doctora Ingeniera Industrial por la Universidad Politécnica de Madrid (1996), Catedrática de Tecnología Electrónica en la UPM (2003). Ha publicado más de 200 documentos científicos, y ha participado en más de 60 proyectos de investigación, en muchos casos con empresas.
Ha sido Directora General de I+D+I del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades entre julio de 2018 hasta enero 2020"



Prof. Laura Lechuga
Profesora de Investigación del CSIC en el Instituto Catalán de Nanociencia y Nanotecnología, centro mixto GENCAT-CSIC-UAB, y directora del grupo Nanobiosensores y Aplicaciones Bioanalíticas. Ha recibido numerosos premios a lo largo de su trayectoria, entre los que destacan el Premio Nacional de Investigación Juan de la Cierva 2021, del Ministerio de Ciencia e Innovación español, y el premio Rei Jaume I Nuevas Tecnologías 2020, de la Generalitat Valenciana.



Marta De la Fuente
Directora Técnica de ASE Optics Europe, liderando y coordinando los proyectos de diseño y desarrollo óptico, y miembro del Boards of director de SPIE. Máster en Física por la Universidad de Valladolid, acumula más de treinta años de experiencia en la industria de la óptica desde que se unió a ENOSA en 1987. Durante toda su carrera, Marta ha colaborado en organizaciones que promueven la óptica en diversos ámbitos. Participó en la formación de SECPhO en 2009 y fue miembro de su ejecutiva hasta 2013. Su colaboración con SPIE ha sido muy estrecha: fue Directora en 2008 – 2010 y Chair del Comité de Becas en 2011 – 2012. En la actualidad es de nuevo Directora en el Comité Ejecutivo y miembro de varios comités, incluido el Comité de Ética para actualizar el código de conducta de la organización buscando prevenir conductas de abuso.



Dr. Silvia Soria Huguet

Científica Titular en el Instituto de Física Aplicada Nello Carrara (Florencia), perteneciente al Consiglio Nacionalle delle Ricerche (Italia). Allí codirige un grupo de investigación *Miplab* (*Microdevices for Photonics Labs*) dedicado al estudio de la óptica no lineal en microcavidades, optomecánica y sensores ópticos. Además, es miembro del Comité de Igualdad de Oportunidades de la Sociedad Italiana de Física.



Prof. Crina Maria Cojocaru

Profesora agregada en la Universitat Politècnica de Catalunya y directora del máster de fotónica PHOTONICS-BCN. Desde su grupo de investigación, Dinámica no lineal, Óptica no lineal y Láseres, se dedica a la investigación de la óptica en la nanoescala, la caracterización de pulsos láser ultracortos y la propagación de luz en materiales estructurados.

Presentación de la Remodelación Comité de Enseñanza: Reenfocar la enseñanza bajo una mirada divulgativa e histórica.

Desde hace algo más de un año, el comité de Enseñanza de la Óptica está experimentando un proceso de relanzamiento que incluye la incorporación de dos aspectos clave dentro de la enseñanza como son la historia y la divulgación. En este sentido, se crearon dos grupos de trabajo, grupo de Historia de la Óptica y grupo de Enseñanza y Divulgación de la Óptica, con el fin de comprobar el interés en ambas áreas de la comunidad que forma SEDOPTICA y de recoger iniciativas que sirvieran para reconfigurar y dotar de contenido al comité.

Dada la buena respuesta, se ha iniciado la remodelación del comité, de la que se quiere hacer partícipe al conjunto de los miembros de SEDOPTICA. Es por ello que en este espacio de la Reunión Nacional de Óptica se pretende informar a los socios sobre las iniciativas puestas en marcha por ambos grupos de trabajo, recoger nuevas propuestas que permitan enriquecer la labor de dicho comité y generar un mayor interés y participación de los miembros de SEDOPTICA en el mismo.

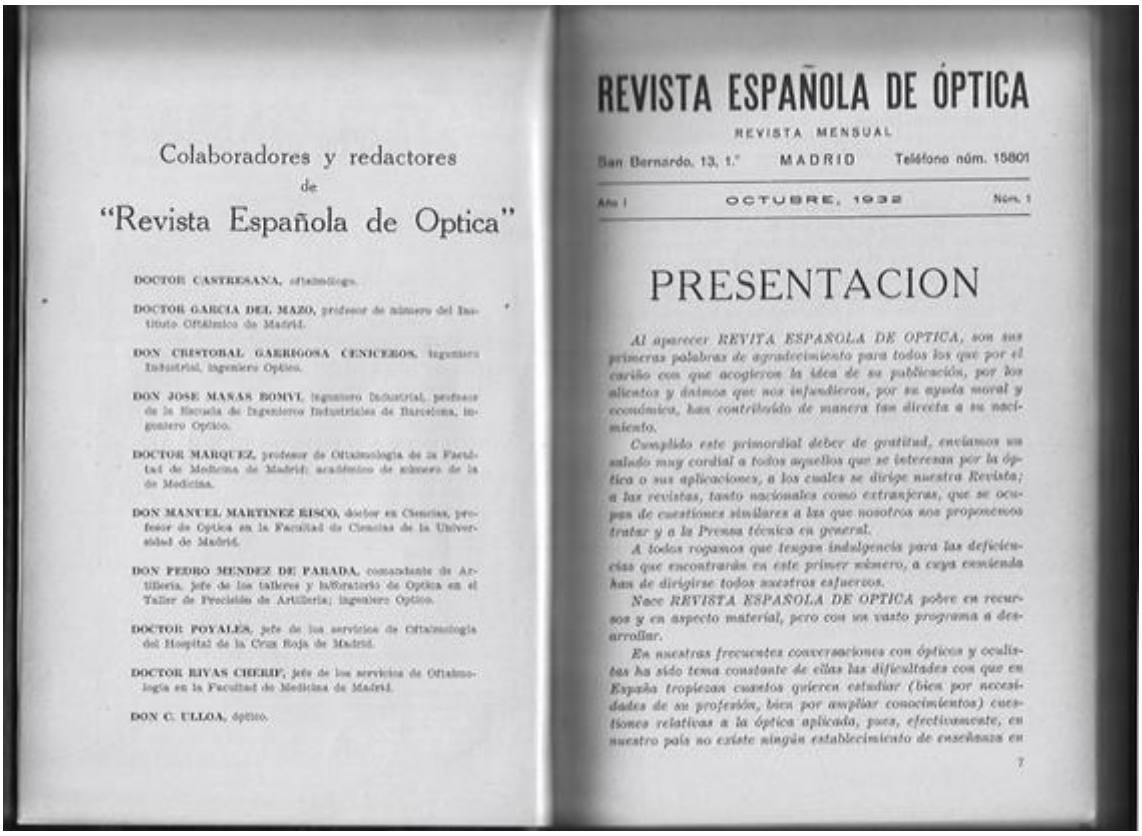
Con esta misma finalidad de estimular ideas para esta remodelación tendremos ocasión de escuchar una charla sobre el movimiento asociativo de la óptica en los años treinta del siglo XX.

EL MOVIMIENTO ASOCIATIVO DE LA "REVISTA ESPAÑOLA DE ÓPTICA" (1932-1936): EL GERMEN DE LA SOCIEDAD ESPAÑOLA DE ÓPTICA.



Sergio Barbero Briones (Científico Titular en el Instituto de Óptica (CSIC)

Fruto del espíritu regeneracionista de inicios del siglo XX surgió entre un grupo de ingenieros, tanto del ámbito civil como militar, el afán de crear un cuerpo de especialistas en óptica, cuya finalidad era desarrollar una industria nacional de óptica. Para ello era necesario adquirir la formación necesaria en el extranjero. Dos de estos ingenieros fueron Cristóbal Garrigosa Ceniceros (1906-1972) y Pedro Méndez Parada (1892-1966), que obtuvieron el título de ingenieur opticien por el Institut d'optique, creado en Francia tras la Primera Guerra Mundial. Tras conocerse en Paris, decidieron impulsar un movimiento asociativo entre todos aquellos interesados en "estimular y fomentar el desarrollo de la óptica científica y práctica en España". El órgano principal de este movimiento fue la Revista Española de Óptica, revista en la que participaron ingenieros, ópticos, oftalmólogos, etc. Afán pedagógico e impulso promotor de la industria fueron las dos piedras cardinales de la Revista Española de Óptica. La revista se editó desde 1932 a 1936 con una tirada habitual de 1000 ejemplares, lo cual da buena cuenta de su importancia. Los esfuerzos de esta comunidad cristalizaron en la creación de los primeros cursos técnicos de óptica superior, en 1935, y de los primeros estudios para obtener el graduado en óptica, en 1936. La guerra civil rompió con esta experiencia, pero sin duda sirvió de fuente de inspiración en el resurgir del movimiento asociativo de la óptica española de los años 50 y 60, ya que no pocos de sus protagonistas siguieron siendo los mismos.



Colaboradores y redactores
de
"Revista Española de Optica"

DOCTOR CASTRESANA, oftalmólogo.

DOCTOR GARCIA DEL MAZO, profesor de número del Instituto Oftálmico de Madrid.

DON CRISTOBAL GABRIGOSA CENICEROS, Ingeniero Industrial, Ingeniero Optico.

DON JOSE MASAS BOMVI, Ingeniero Industrial, profesor de la Escuela de Ingenieros Industriales de Barcelona, Ingeniero Optico.

DOCTOR MARQUEZ, profesor de Oftalmología de la Facultad de Medicina de Madrid; académico de número de la de Medicina.

DON MANUEL MARTINEZ RISCO, doctor en Ciencias, profesor de Optica en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Madrid.

DON PEDRO MENDEZ DE PARADA, comandante de Artillería, jefe de los talleres y laboratorio de Optica en el Taller de Precisión de Artillería; Ingeniero Optico.

DOCTOR POYALES, jefe de los servicios de Oftalmología del Hospital de la Cruz Roja de Madrid.

DOCTOR RIVAS CHERIF, jefe de los servicios de Oftalmología en la Facultad de Medicina de Madrid.

DON C. ULLOA, óptico.

REVISTA ESPAÑOLA DE ÓPTICA

REVISTA MENSUAL

San Bernardo, 13, 1.° MADRID Teléfono núm. 15801

Año I OCTUBRE, 1932 Núm. 1

PRESENTACION

Al aparecer REVITA ESPAÑOLA DE OPTICA, son sus primeras palabras de agradecimiento para todos los que por el cariño con que acogieron la idea de su publicación, por los alientos y ánimos que nos infundieron, por su ayuda moral y económica, han contribuído de manera tan directa a su nacimiento.

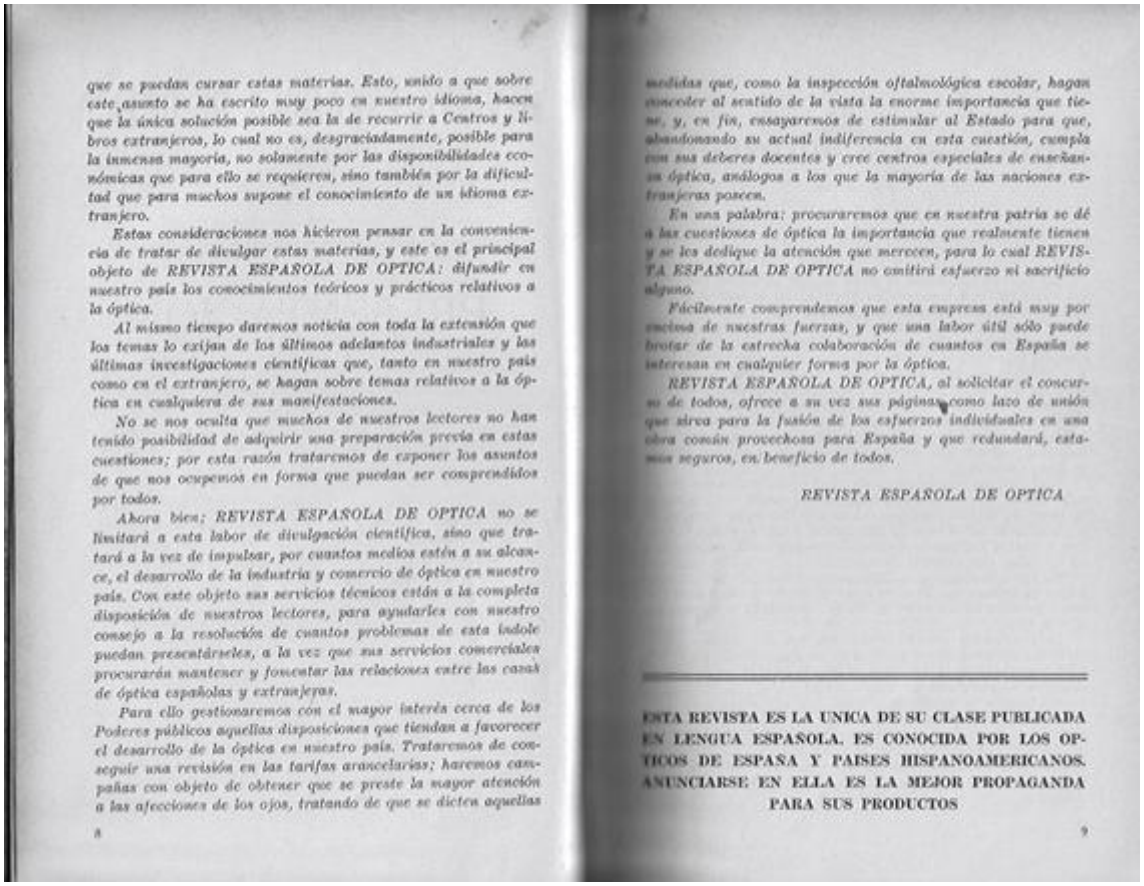
Cumplido este primordial deber de gratitud, enviamos un saludo muy cordial a todos aquellos que se interesan por la óptica o sus aplicaciones, a los cuales se dirige nuestra Revista; a las revistas, tanto nacionales como extranjeras, que se ocupan de cuestiones similares a las que nosotros nos proponemos tratar y a la Prensa técnica en general.

A todos rogamos que tengan indulgencia para las deficiencias que encontrarán en este primer número, a cuya enmienda han de dirigirse todos nuestros esfuerzos.

Nace REVISTA ESPAÑOLA DE OPTICA pobre en recursos y en aspecto material, pero con un vasto programa a desarrollar.

En nuestras frecuentes conversaciones con ópticos y oculistas ha sido tema constante de ellas las dificultades con que en España tropiezan cuantos quieren estudiar (bien por necesidades de su profesión, bien por ampliar conocimientos) cuestiones relativas a la óptica aplicada, pues, efectivamente, en nuestro país no existe ningún establecimiento de enseñanza en

7



que se puedan cursar estas materias. Esto, unido a que sobre este asunto se ha escrito muy poco en nuestro idioma, hacen que la única solución posible sea la de recurrir a Centros y libros extranjeros, lo cual no es, desgraciadamente, posible para la inmensa mayoría, no solamente por las disponibilidades económicas que para ello se requieren, sino también por la dificultad que para muchos supone el conocimiento de un idioma extranjero.

Estas consideraciones nos hicieron pensar en la conveniencia de tratar de divulgar estas materias, y este es el principal objeto de REVISTA ESPAÑOLA DE OPTICA: difundir en nuestro país los conocimientos teóricos y prácticos relativos a la óptica.

Al mismo tiempo daremos noticia con toda la extensión que los temas lo exijan de los últimos adelantos industriales y las últimas investigaciones científicas que, tanto en nuestro país como en el extranjero, se hagan sobre temas relativos a la óptica en cualquiera de sus manifestaciones.

No se nos oculta que muchos de nuestros lectores no han tenido posibilidad de adquirir una preparación previa en estas cuestiones; por esta razón trataremos de exponer los asuntos de que nos ocupemos en forma que puedan ser comprendidos por todos.

Ahora bien; REVISTA ESPAÑOLA DE OPTICA no se limitará a esta labor de divulgación científica, sino que tratará a la vez de impulsar, por cuantos medios estén a su alcance, el desarrollo de la industria y comercio de óptica en nuestro país. Con este objeto sus servicios técnicos están a la completa disposición de nuestros lectores, para ayudarles con nuestro consejo a la resolución de cuantos problemas de esta índole puedan presentárseles, a la vez que sus servicios comerciales procurarán mantener y fomentar las relaciones entre las casas de óptica españolas y extranjeras.

Para ello gestionaremos con el mayor interés cerca de los Poderes públicos aquellas disposiciones que tiendan a favorecer el desarrollo de la óptica en nuestro país. Trataremos de conseguir una revisión en las tarifas arancelarias; haremos campañas con objeto de obtener que se preste la mayor atención a las afecciones de los ojos, tratando de que se dicten aquellas

8

medidas que, como la inspección oftalmológica escolar, hagan conceder al sentido de la vista la enorme importancia que tiene, y, en fin, ensayaremos de estimular al Estado para que, abandonando su actual indiferencia en esta cuestión, cumpla con sus deberes docentes y cree centros especiales de enseñanza óptica, análogos a los que la mayoría de las naciones extranjeras poseen.

En una palabra: procuraremos que en nuestra patria se dé a las cuestiones de óptica la importancia que realmente tienen y se les dedique la atención que merecen, para lo cual REVISTA ESPAÑOLA DE OPTICA no omitirá esfuerzo ni sacrificio alguno.

Fácilmente comprendemos que esta empresa está muy por encima de nuestras fuerzas, y que una labor útil sólo puede brotar de la estrecha colaboración de cuantos en España se interesan en cualquier forma por la óptica.

REVISTA ESPAÑOLA DE OPTICA, al solicitar el concurso de todos, ofrece a su vez sus páginas como lazo de unión que sirva para la fusión de los esfuerzos individuales en una obra común provechosa para España y que redundará, estamos seguros, en beneficio de todos.

REVISTA ESPAÑOLA DE OPTICA

ESTA REVISTA ES LA UNICA DE SU CLASE PUBLICADA EN LENGUA ESPAÑOLA. ES CONOCIDA POR LOS OPTICOS DE ESPAÑA Y PAISES HISPANOAMERICANOS. ANUNCIARSE EN ELLA ES LA MEJOR PROPAGANDA PARA SUS PRODUCTOS

9

Mesa redonda
Encuentro iberoamericano de OPTICA chapters @RNO2021

El objetivo de esta mesa redonda es el intercambio de experiencias y actividades de divulgación y de desarrollo profesional que se realizan al inicio de la carrera científica. Para ello contamos con diversas representantes de OPTICA *chapters* iberoamericanos junto con un OPTICA *ambassador*, los cuales aportarán su experiencia personal realizando este tipo de actividades.



Ana Karen Reyes
Presidenta SPIE-CIO Guanajuato México (Ex - presidenta OPTICA-CIO México)
Ana Karen Reyes recibió su grado de Licenciada en Ciencias Físico-Matemáticas en el año 2016, posteriormente realizó una Maestría en Ingeniería Física, la cual culminó en 2018 y en la que tuvo oportunidad de realizar su tesis en el área de metrología óptica. Actualmente se encuentra cursando el último año del programa de Doctorado en Ciencias en Óptica del Centro de Investigaciones en Óptica A.C. (CIO) localizado en León, Guanajuato, México. Es pionera de la línea de investigación de pinzas ópticas dentro del CIO y una estudiante comprometida con los capítulos estudiantiles, ha sido parte de los officers desde su ingreso al CIO, logrando participar en más de 30 actividades de divulgación y difusión de la óptica.



Nicole Recalde
Vicepresidenta del OPTICA USFQ Ecuador
Nicole Recalde es una estudiante ecuatoriana de Física de tercer año de la USFQ, Vicepresidenta del Capítulo Estudiantil de la OSA en su universidad, y miembro activo del mismo. Entre sus intereses están la astrofísica y la física teórica. Le interesan causas como visibilizar a la mujer en ciencia, y divulgar la ciencia en Ecuador.



María Fernanda García Avellaneda
Presidenta Capítulo Estudiantil GOMa UD Colombia
Licenciada en Física de la Universidad Distrital Francisco José de Caldas, Bogotá, Colombia y estudiante de Maestría en óptica del CICESE, Ensenada, Baja California, México. Integrante del Capítulo Estudiantil de la OSA GOMa-UD de la Universidad Distrital, donde se desempeñó como Vicepresidente durante el año 2020 y como Presidente desde Enero del 2021 hasta la actualidad. Además, fue Líder del Semillero Grupo Óptica de Materiales (SemGOMa), desarrollando junto con el mismo, actividades de divulgación científica entorno a la Óptica, dirigida a diferentes poblaciones.



Alba de las Heras
Presidenta OSAL chapter Salamanca España
Su divulgación se centra en experimentos para todos los públicos sobre los fenómenos de la luz. Actualmente realiza su tesis doctoral en la Universidad de Salamanca en el ámbito de la Óptica No Lineal, estudiando la generación de pulsos láser de alta frecuencia y con una duración muy breve, para capturar los procesos más rápidos de la naturaleza.



Liliana Sousa
Presidenta OPTICA chapter Aveiro Portugal
Liliana is a PhD student in Physics Engineering at Instituto de Telecomunicações and University of Aveiro (Portugal). Her current research topic focuses on the development of multi-core fiber devices. She is part of the University of Aveiro OSA Student Chapter and the Diversity, Inclusion and Belonging Working Group of SubOptic Association. One of her main goals is to create a space where people from different backgrounds can share and learn from each other; a good way to come up with ideas to work on!



Samuel Serna
OPTICA Ambassador Colombia
Samuel Serna received received his degree in physics engineering from the National University of Colombia, Sede Medellin and a double master's degree from the Friedrich-Schiller-University Jena, Germany, in photonics and the Institute d'Optique Graduate School Paris, France, in optics, matter and plasmas" (Erasmus Mundus Master scholarship: Optics in Science & Technology - OpSciTech), in 2013. He earned his PhD in 2016 at the University of Paris-Sud in Science - Photonics and was postdoctoral researcher at the Centre for Nanoscience and Nanotechnology (C2N-Universite Paris-Sud-Universite Paris-Saclay). He was a postdoctoral associate at the Massachusetts Institute of Technology (MIT), where he is an invited professor. He is an assistant professor at Bridgewater State University (BSU) in Massachusetts since 2019. Dr. Serna and BSU are part of the LEAP network, bringing industry, government and academia together around photonic integrated circuits. Dr. Serna is an OSA-OPTICA Ambassador 2019 and an SPIE Career Lab Editorial Board member 2021.

Premio RNO2021

El objetivo de los Premios es promover e incentivar la investigación científica en los ámbitos relacionados con la Óptica y la Fotónica. En especial, se pretende estimular la actividad investigadora en la etapa predoctoral.

Se establecen tres premios:

- Premio RNO2021 con una dotación económica de 800 €
- 1er accésit con una dotación económica de 500 €
- 2º accésit con una dotación económica de 300 €

Podrán optar a este premio estudiantes de grado o máster, investigadores e investigadoras en su etapa predoctoral y doctores o doctoras que hayan defendido su tesis doctoral durante el año 2021.

Personas premiadas

Premio RNO2021: Ana García Cabrera

Primer Accésit: Bastián Carnero Groba

Segundo Accésit: Sergio Fernández Molina-Prados

Finalistas

Comité evaluador de Ciencias de la Visión:

Ana María González Ramos

Comité evaluador de Óptica Cuántica y Óptica No Lineal:

Ana García Cabrera

Comité evaluador de Técnicas de la Imagen:

Asmae Igalla El-Youssfi

Comité evaluador de Nanofotónica:

Sergio Fernández Molina-Prados

Comité evaluador de Óptica Cuántica y Óptica No Lineal:

Ana García Cabrera

Comité evaluador de Color, Espectroscopía y Optoelectrónica:

Bastián Carnero Groba

Ceremonia de entrega de premios

Nombramiento de los socios de honor de SEDOPTICA

Rosario Martínez Herrero (2021)

Valentín Guadaño Martínez (2020)

VII Premio Justiniano Casas – Comité de Técnicas de la Imagen

Premio: Mario García Lechuga

Accésit: Alexander Vallmitjana

Premios Ramón Corbalán – Comité de Óptica Cuántica y Óptica No Lineal

A la divulgación y la enseñanza:

Alberto Saldaña López, Christian Maibohm, Óscar F. Silvestre y Jana B. Nieder

A la divulgación de tesis doctorales:

Alejandro Turpin

A la divulgación joven:

Sergio José Salvía Fernández *y* Laura Monroy Lafuente

Premio Young Researchers Award OPTICA/OSA-SEDOPTICA – Comité de Ciencias de la Visión

Ana María González Ramos

Premio V concurso de Instagram – Comité RNO Joven

Primer premio: Cristina Rovira

Segundo premio: Aina Turull

Concurso del Comité de Espectroscopía: "Light and Matter want to play with you (LIMA&U) – Comité de Espectroscopía

Modalidad Imagen:

Primer premio: IES El Palo (Málaga), 2º Bachillerato

Segundo premio: IES Pablo del Saz (Marbella, Málaga), 4º ESO

Tercer premio: IES El Palo (Málaga), 2º Bachillerato

Modalidad Video:

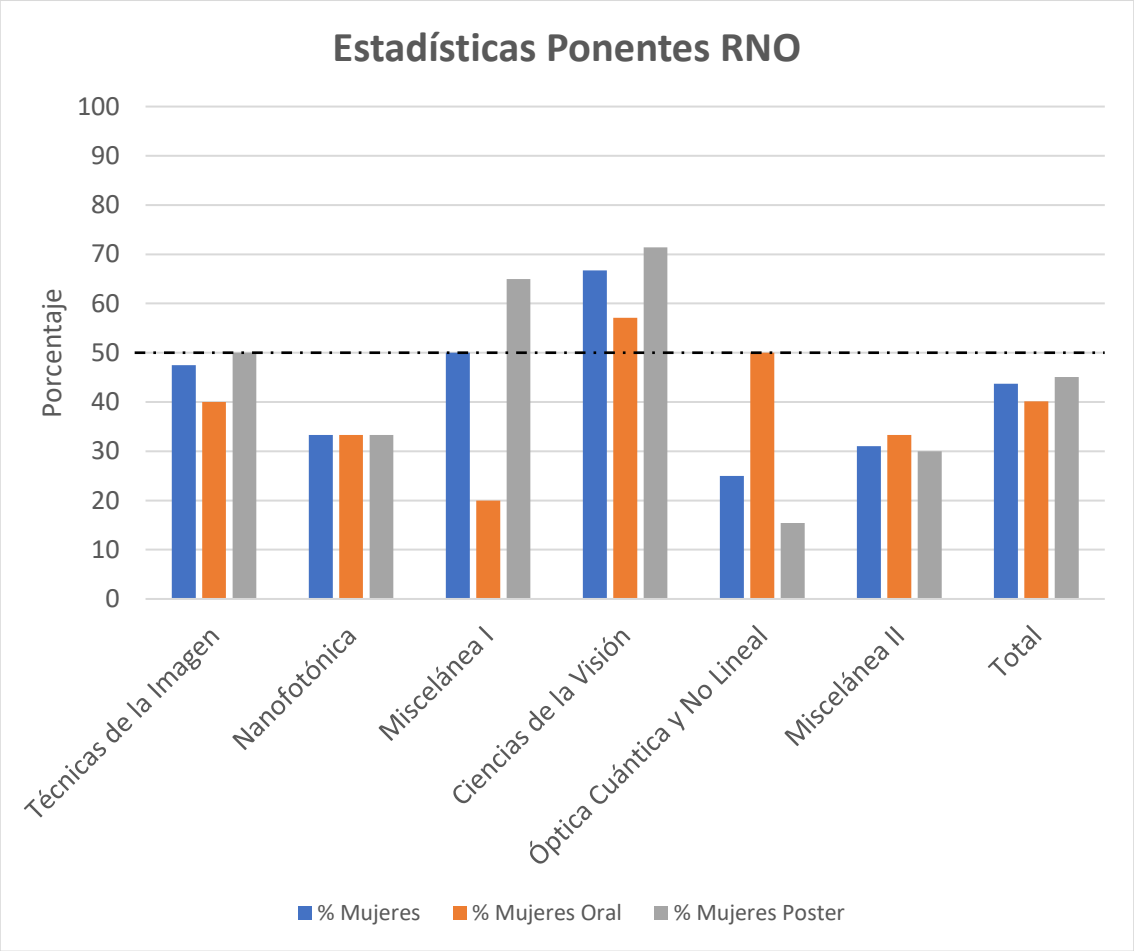
Primer premio: IES Sierra Luna (Los Barrios, Cádiz), 2º Bachillerato

Segundo premio: IES Ibn Albyatar (Torremolinos, Málaga), 2º Bachillerato

Tercer premio: IES Al-Baytar (Benalmádena, Málaga), 2º Bachillerato

Estadísticas Ponentes:

Simposio	Totales	M	H	% M	Orales	% M Oral	Poster	% M Poster
Técnicas de la Imagen	40	19	21	47.5	10	40	30	50
Nanofotónica	24	8	16	33.3	6	33.3	18	33.3
Miscelánea I	30	15	15	50	10	20	20	65
Ciencias de la Visión	42	28	14	66.7	14	57.1	28	71.4
Óptica Cuántica y No Lineal	36	9	27	25	10	50	26	15.4
Miscelánea II	29	9	20	31	9	33.3	20	30
Total	**201**	**88**	**113**	**43.7**	**59**	**40.1**	**142**	**45.1**



ISBN-13 978-84-09-37622-3