



**RETARDADORES ÓPTICOS EN UN
RANGO ESPECTRAL EXTENDIDO:
CARACTERIZACIÓN Y FILTROS
BIRREFRINGENTES**

Doctorando: Abdelghafour Gherici Messaadi

Director: Dr: Ignacio Moreno Soriano

Codirectora: Dra. María del Mar Sánchez-López

Programa de Doctorado en Tecnologías Industriales y de Telecomunicación
Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica
Universidad Miguel Hernández (Elche)
En Elche, marzo de 2021

Esta Tesis Doctoral se presenta en el Programa de Doctorado en Tecnologías Industriales y de Telecomunicación de la Universidad Miguel Hernández de Elche, dentro de la línea de especialización de Fotónica.

Esta memoria presenta una recopilación de diversos trabajos de investigación teóricos y experimentales que constituyen la Tesis Doctoral, y que se han desarrollado dentro del área de la Óptica, en concreto en el campo de la polarización de la luz y los dispositivos ópticos retardadores.

En esta memoria de Tesis Doctoral se presenta en la modalidad de compendio de artículos publicados. Los tres artículos que conforman la Tesis son los siguientes:

- A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, A. Vargas, I. Moreno, “Optical system for measuring the spectral retardance function in an extended range”, *Journal of the European Optical Society – Rapid Publications* **12**, 12:21 (2016).
DOI: <http://doi.org/10.1186/s41476-016-0023-7>
Indice de impacto JCR: 0.975 (JCR2016 – Optics, 72/92, Q4).
- A. Messaadi, A. Vargas, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, P. Kula, N. Bennis, I. Moreno, “Solc filters in a reflective geometry”, *Journal of Optics* **19**, 045703 (2017).
DOI: <https://doi.org/10.1088/2040-8986/aa6073>
Indice de impacto JCR: 2.323 (JCR2017 – Optics, 35/94, Q2).
- A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, A. Vargas, P. García-Martínez, I. Moreno, “Achromatic linear retarder with tunable retardance”, *Optics Letters* **43**(14), 3277-3280 (2018).
DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.43.003277>
Indice de impacto JCR: 3.866 (JCR2018 – Optics, 16/95, Q1).

D. Ignacio Moreno Soriano, Catedrático de Óptica de la Universidad Miguel Hernández de Elche, y D^a. María del Mar Sánchez-López, Profesora Titular de Física Aplicada de la Universidad Miguel Hernández de Elche.

CERTIFICAN

Que Abdelghafour Gherici Messaadi, ha realizado bajo su dirección, en el Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica de la Universidad Miguel Hernández de Elche, el trabajo “RETARDADORES ÓPTICOS EN UN RANGO ESPECTRAL EXTENDIDO: CARACTERIZACIÓN Y FILTROS BIRREFRINGENTES” que se recoge en esta memoria para optar al grado de Doctor.

Y para que conste, de acuerdo con la legislación vigente, firman este certificado para autorizar su presentación en Elche, a 17 de mayo de 2021.

Prof. Ignacio Moreno Soriano

Prof. María Del Mar Sánchez López



DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA DE SISTEMAS Y AUTOMÁTICA
Universidad Miguel Hernández de Elche
Ed. Innova. Avda. Universidad s/n, 03202 Elche

Programa de Doctorado en

TECNologías **I**ndustriales y de **T**elecomunicación

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

CERTIFICA

Que el trabajo realizado por Abdelghafour Gherici Mesaadi titulado **RETARDADORES ÓPTICOS EN UN RANGO ESPECTRAL EXTENDIDO: CARACTERIZACIÓN Y FILTROS BIRREFRINGENTES**, ha sido dirigido por el Dr. Ignacio Moreno Soriano y la Dra. María Del Mar Sánchez-López y se encuentra en condiciones de ser leído y defendido como Tesis Doctoral ante el correspondiente tribunal en la Universidad Miguel Hernández de Elche.

Lo que firmo a los efectos oportunos en Elche, a 18 de mayo de 2021

Fdo.: Dr. Óscar Reinoso García
Coordinador del Programa de Doctorado en
Tecnologías Industriales y de Telecomunicación

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA DE SISTEMAS Y AUTOMÁTICA
Universidad Miguel Hernández de Elche. Ed. Innova. Avda. Universidad s/n, 03202 Elche

Agradecimientos

En primer lugar, quiero expresar mi agradecimiento a mis directores el Dr. Ignacio Moreno y la Dra. María del Mar Sánchez, por haberme ofrecido la oportunidad de realizar mis estudios de tercer ciclo y realizar esta Tesis Doctoral bajo su dirección y tutela. Agradezco sus apoyos y sobre todo su paciencia y labor en diversos momentos de la realización de mi trabajo. Por último, les agradezco por el tiempo que han invertido durante esta etapa importante de mi vida y darme la posibilidad de involucrarme en el mundo de la investigación.

Agradezco la colaboración del Dr. Asticio Vargas y la Dra. Pascuala García Martínez en diferentes trabajos realizados en mi Tesis Doctoral y especialmente su trato e infundirme ánimos para proseguir en mi Tesis.

Agradezco a toda la gente que he conocido y que me ha apoyado desde que he llegado aquí a España. Agradezco a mis amigos que me han apoyado y ayudado a aprender y perfeccionar mi español, que era nivel 0 al principio, y los buenos momentos que hemos pasado juntos; a Pedro y José Luis, también a Aarón y Jordi.

Agradezco a los compañeros que he conocido durante mis estudios en la universidad.

Quiero agradecer a mi familia, a mis padres y hermanas. También a Adina Buzila que siempre fueron mi apoyo y ánimo en esta etapa de mi vida.

Por último, dedico este trabajo a mi padre Daho Benamar y a mi madre Djafri Djamila y mis hermanas y toda mi familia, gracias a todos.

Resumen

Esta Tesis Doctoral se presenta en la modalidad de compendio de artículos, correspondientes los diferentes trabajos realizados. Éstos se centran en el control de la polarización de la luz mediante retardadores ópticos y su aplicación a la realización de filtros ópticos espectrales basados en la dispersión de la birrefringencia.

El primer trabajo consiste en el desarrollo de un sistema experimental de caracterización espectral de la función de retardo, útil para caracterizar retardadores en un amplio rango que cubra longitudes de onda desde 400 nm hasta 1600 nm. Con este sistema hemos aplicado un método clásico consistente en situar el retardador entre polarizadores cruzados o paralelos, y medir el espectro de la luz transmitida cuando se ilumina con una fuente de luz de amplio espectro continuo. La novedad del trabajo reside en la extensión del rango espectral hacia la zona del espectro del infrarrojo cercano (NIR), una región de gran interés en áreas como las comunicaciones ópticas o las aplicaciones biomédicas. El sistema desarrollado ha requerido la utilización de componentes ópticos útiles tanto en el rango visible como en el rango NIR. La calibración en un rango espectral tan extenso sirve, además, para fácilmente identificar distintos tipos de retardadores ópticos (de orden cero, de orden múltiple...). La precisa determinación de la función de retardo espectral permite además la realización de filtros espectrales birrefringentes. Así, en un primer trabajo se ha mostrado la realización de filtro espectral birrefringente con el diseño clásico de Lyot-Ohman. Su realización con dos moduladores de cristal líquido nos ha permitido realizar el filtro sintonizable.

En el segundo trabajo se desarrolla otro diseño clásico de filtro espectral birrefringente, conocido como el filtro de Solc alternado. Este filtro óptico se ha realizado de nuevo con moduladores de cristal líquido, lo que permite controlar y sintonizar las propiedades de modulación. Como novedad, este trabajo presenta un diseño de filtro de Solc en reflexión, lo que permite usar dos veces la misma cadena de retardadores y mejorar de esta forma la resolución espectral del filtro. Como elemento clave para poder realizar

esta configuración en reflexión se requiere emplear un retardador que actúe como retardador de cuarto de onda para todas las longitudes de onda del rango espectral de operación. Este retardador de cuarto de onda debe situarse entre la cadena que constituye el filtro de Solc y el espejo. Para poder operar en un rango espectral tan amplio se ha obtenido utilizando un rombo de Fresnel de cuarto de onda.

Finalmente, se ha desarrollado un tercer trabajo en el que se ha realizado un sistema óptico que actúa como un retardador de retardo variable, pero que mantiene la misma variación para todas las longitudes de onda del rango de operación. Este sistema resulta interesante pues la oferta comercial de retardadores acromáticos solamente incluye retardadores de media onda y de cuarto de onda, normalmente limitados típicamente al rango visible del espectro, esto es, no suelen incluir el rango NIR. En el trabajo realizado se ha demostrado la posibilidad de variar a voluntad el valor de retardo en un amplio rango espectral visible y NIR, usando una combinación apropiada de rombos de Fresnel. El sistema consiste en dos rombos de Fresnel de media de onda situados entre otros dos rombos de Fresnel de cuarto de onda. Mediante la rotación relativa de los dos rombos de Fresnel de media onda centrales se puede controlar el retardo del sistema equivalente, manteniendo un valor constante para todas las longitudes de onda.

En conjunto, las tres publicaciones que constituyen esta Tesis Doctoral suponen un avance en las técnicas de caracterización de retardadores ópticos y en el control espectral del estado de polarización de la luz.

Abstract

This report is presented in the form of compendium of articles, corresponding to the three different works carried out during the Doctoral Thesis. The work is centered on the control of the polarization of light by means of optical retarders and its use as spectral filters based on the birefringence dispersion.

A first part of the work is devoted to the development of an optical system for the characterization of the spectral retardance function in a wide spectral range, operating between 400 nm and 1600 nm. Using this system we have applied a classical technique based on inserting the retarder between crossed or parallel polarizers and measuring the transmitted spectrum when the system is illuminated with a continuous broadband light source. The novelty of the work consists in the extension of the method to include the near infrared (NIR) region of the spectrum, a range which is very interesting in areas like optical communications or biomedical applications. The extension to this spectral region required the use of optical components useful for both the visible and the NIR ranges. The calibration of the retarders over such a wide spectral range allows to easily identify different types of optical retarders (zero order, multiple order, achromatic...). In addition, the precise measurement of the spectral retardance function allows the realization of birefringent filters. As an example, this first work includes a tunable birefringent Lyot-Ohman filter, a classical design that here has been made with two liquid crystal modulators, thus becoming a tunable filter.

In a second work it is shown the experimental realization of another classical birefringent spectral filter design, the Solc filter. Again, the optical filter has been made with two liquid crystal modulators, in order to be tunable. As a novelty, this work presents a Solc filter design in reflection, which allows the same chain of retarders to be used twice, and therefore improves the spectral resolution of the filter. The key component to achieve this reflective design is the use of a quarter-wave retarder between filter chain and the

mirror. This retarder must be of a quarter-wave retardance for all the wavelengths in the operative range. This has been obtained using a Fresnel romhb, which maintains an almost perfect constant retardance over the visible and NIR ranges.

Finally, a third work shows the realization of an optical system equivalent to a retarder with variable retardance, but maintaining a constant variation for all wavelengths. This system is interesting because current commercially available retarders are offered achromatic only for a half-wave retardance or for a quarter-wave retardance, but not for an arbitrary value, and typically limited to the visible range, i. e., not including the NIR range. Using a combination of two half-wave Fresnel romhbs located between other two quarter-wave Fresnel romhbs, an equivalent retarder system is demonstrated. The retardance of the equivalent system is variable, controlled with the relative orientation of the two central half-wave retarders.

In summary, the three publications that constitute this Doctoral Thesis represent an advance in the research related to optical retarders, the systems for their characterization and their application in the design and realization of birefringent optical spectral filters.

ÍNDICE

Capítulo 1: Introducción, objetivos y materiales.....	1
1.1. Estructura de la memoria de Tesis.....	2
1.2. Objetivos del trabajo.....	2
1.3. Materiales e instrumentación empleados.....	4
Capítulo 2: Retardadores ópticos.....	9
2.1. Materiales birrefringentes y retardadores ópticos.....	9
2.2. Tipos de retardadores en función del valor del retardo.....	11
2.3. Retardadores de lámina única	12
2.3.1. Retardadores de orden cero verdadero.....	12
2.3.2. Retardadores de orden múltiple.....	13
2.4. Retardadores de lámina compuesta	13
2.4.1. Retardadores de orden cero compuestos	13
2.4.2. Retardadores acromáticos y superacromáticos	15
2.5. Rombos de Fresnel.....	16
2.6. Retardadores de retardo sintonizable.....	18
2.7. Retardadores pixelados y espacialmente estructurados	24
Capítulo 3: Técnicas de caracterización de retardadores.....	29
3.1. El método polarimétrico de de Sénarmont	30
3.2. El método temporal monocromático	31
3.3. El método de caracterización espectral	32
3.3.1. Relación de dispersión del retardo espectral	34
3.3.2. Función de transferencia en moduladores	35

Capítulo 4: Filtros ópticos espectrales.....	37
4.1. Filtros espectrales en función del mecanismo físico	39
4.2. Filtros espectrales en función de su curva de transmisión	40
4.3. El filtro de Fabry-Pérot.....	42
4.4. Parámetros de calidad característicos	43
4.5. El filtro birrefringente de Lyot-Ohman.....	44
4.6. Los filtros birrefringentes de Solc.....	47
4.6.1. El filtro de Solc alternado.....	47
4.6.2. El filtro de Solc en abanico.....	48
4.7. Filtros birrefringentes sintonizables.....	49
Capítulo 5: Publicaciones.....	53
5.1. Artículo #1.....	55
5.1.1. Resumen de las aportaciones.....	55
5.1.2. Optical System for measuring the Spectral Retardance Function in an Extended Range.....	57
5.2. Artículo #2.....	74
5.2.1. Resumen de las aportaciones.....	74
5.2.2. Solc Filter in a Reflective Geometry.....	76
5.3. Artículo #3.....	90
5.3.1. Resumen de las aportaciones.....	90
5.3.2. Achromatic Linear Retarder with Tunable Retardance.....	57
Capítulo 6: Conclusiones.....	107
Referencias.....	111

ÍNDICE

Capítulo 1: Introducción, objetivos y materiales.....	1
1.1. Estructura de la memoria de Tesis.....	2
1.2. Objetivos del trabajo.....	2
1.3. Materiales e instrumentación empleados.....	4
Capítulo 2: Retardadores ópticos.....	9
2.1. Materiales birrefringentes y retardadores ópticos.....	9
2.2. Tipos de retardadores en función del valor del retardo.....	11
2.3. Retardadores de lámina única	12
2.3.1. Retardadores de orden cero verdadero.....	12
2.3.2. Retardadores de orden múltiple.....	13
2.4. Retardadores de lámina compuesta	13
2.4.1. Retardadores de orden cero compuestos	13
2.4.2. Retardadores acromáticos y superacromáticos	15
2.5. Rombos de Fresnel.....	16
2.6. Retardadores de retardo sintonizable.....	18
2.7. Retardadores pixelados y espacialmente estructurados	24
Capítulo 3: Técnicas de caracterización de retardadores.....	29
3.1. El método polarimétrico de de Sénarmont	30
3.2. El método temporal monocromático	31
3.3. El método de caracterización espectral	32
3.3.1. Relación de dispersión del retardo espectral	34
3.3.2. Función de transferencia en moduladores	35

Capítulo 4: Filtros ópticos espectrales.....	37
4.1. Filtros espectrales en función del mecanismo físico	39
4.2. Filtros espectrales en función de su curva de transmisión	40
4.3. El filtro de Fabry-Pérot.....	42
4.4. Parámetros de calidad característicos	43
4.5. El filtro birrefringente de Lyot-Ohman.....	44
4.6. Los filtros birrefringentes de Solc.....	47
4.6.1. El filtro de Solc alternado.....	47
4.6.2. El filtro de Solc en abanico.....	48
4.7. Filtros birrefringentes sintonizables.....	49
Capítulo 5: Publicaciones.....	53
5.1. Artículo #1.....	55
5.1.1. Resumen de las aportaciones.....	55
5.1.2. Optical System for measuring the Spectral Retardance Function in an Extended Range.....	57
5.2. Artículo #2.....	74
5.2.1. Resumen de las aportaciones.....	74
5.2.2. Solc Filter in a Reflective Geometry.....	76
5.3. Artículo #3.....	90
5.3.1. Resumen de las aportaciones.....	90
5.3.2. Achromatic Linear Retarder with Tunable Retardance.....	57
Capítulo 6: Conclusiones.....	107
Referencias.....	111

Capítulo 1:

Introducción, objetivos y materiales

Esta memoria de Tesis Doctoral se presenta en la modalidad de compendio de artículos, y constituye una recopilación del trabajo desarrollado en el marco del Programa de Doctorado de Tecnologías Industriales y de Telecomunicación (TECNIT) de la Universidad Miguel Hernández de Elche (UMH).

La Tesis se encuadra dentro el campo de la Óptica, específicamente en el control de la luz polarizada. Se ha aplicado un método y se ha desarrollado un sistema para la caracterización espectral precisa de retardadores ópticos, que se ha utilizado con diversos tipos de retardadores, incluidos moduladores de cristal líquido. La medida precisa de la función de retardo espectral también ha permitido diseñar e implementar filtros espectrales birrefringentes y realizar diseños de retardadores con amplia respuesta espectral.

En este primer capítulo de la memoria se introduce el trabajo realizado y se describen los objetivos que se han pretendido alcanzar, así como los materiales e instrumentación empleados.

1.1. Estructura de la memoria de Tesis

La memoria de esta Tesis Doctoral se ha estructurado en 6 capítulos. En este primer capítulo se realiza una breve introducción general se detallan los objetivos que se han pretendido alcanzar y se describe el material empleado. Los capítulos 2, 3 y 4 se destinan a introducir los conceptos generales mostrados en las publicaciones. En concreto, en el capítulo 2 se realiza una descripción general de los retardadores ópticos incluyendo definiciones explicativas de los diversos tipos empleados (retardadores de orden cero, de orden múltiple, acromáticos o rombos de Fresnel). Posteriormente, en el capítulo 3 se introducen los principales métodos y técnicas para la caracterización de retardadores y se presenta la técnica espectral desarrollada. A continuación, en el capítulo 4 se presenta un resumen sobre los distintos filtros ópticos espectrales, con especial énfasis en los filtros birrefringentes. El capítulo 5 incluye un resumen de los artículos publicados y una copia de los mismos. Por último, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones del trabajo realizado.

1.2. Objetivos del trabajo

Los retardadores ópticos son elementos ópticos clásicos, bien conocidos y empleados en multitud de aplicaciones que requieren el control de la polarización de la luz. A pesar de ello, sigue habiendo una actividad de investigación muy importante relacionada con los retardadores, en gran medida debida al gran número de diferentes aplicaciones en que se emplean [Zam-2020]. Modernas tecnologías de modulación óptica como los dispositivos de cristal líquido o los moduladores electro-ópticos son retardadores controlados electrónicamente, lo que amplía notablemente su campo de aplicación. Algunas áreas de aplicación especialmente relevantes son los sistemas de telecomunicación, la polarimetría de imagen o el desarrollo de filtros ópticos. En general los retardadores ópticos presentan una respuesta diferente para distintas longitudes de onda de la luz, lo que debe tenerse en cuenta en todas estas aplicaciones ya que pueden inducir desviaciones o imprecisiones importantes.

Como objetivo principal de esta Tesis Doctoral se ha pretendido realizar avances en las técnicas de caracterización espectral de diferentes tipos de retardadores ópticos, tanto

estáticos como moduladores de cristal líquido. Se ha pretendido desarrollar un nuevo sistema óptico para su calibración experimental válido en un amplio rango espectral que cubra tanto el rango visible (VIS) como el rango infrarrojo cercano (NIR, de inglés *Near InfraRed*). Por último, hemos utilizado moduladores de cristal líquido cuya función de retardo espectral se ha calibrado previamente para realizar diferentes diseños de filtros ópticos birrefringentes sintonizables mediante la aplicación de voltaje.

Los objetivos concretos que se han pretendido alcanzar en esta Tesis Doctoral han sido los siguientes:

- El desarrollo de un sistema óptico experimental útil para la caracterización de la función del retardo espectral de diferentes tipos de elementos ópticos retardadores y moduladores de cristal líquido.
- Ampliar el rango espectral del sistema de caracterización de manera que cubra la zona visible del espectro y se extienda también hasta la región NIR del espectro. Se ha pretendido alcanzar un amplio rango de caracterización espectral que cubra al menos desde 400 nm hasta 1600 nm.
- La determinación cuantitativa de la curva de retardo (desfase) espectral, $\phi(\lambda)$ y su utilización para la identificación simple de diversos tipos de retardadores (de orden cero, de orden múltiple, acromáticos, etc...).
- La determinación de la evolución con el voltaje aplicado de la curva de retardo espectral $\phi(\lambda, V)$ en moduladores de cristal líquido.
- La realización experimental de un filtro espectral birrefringente del tipo Lyot-Ohman utilizando moduladores de cristal líquido, de modo que sea sintonizable mediante voltaje. El rango espectral de operación debe cubrir desde 400 nm hasta 1600 nm.
- La realización de una configuración en reflexión de un filtro espectral birrefringente de Solc y su implementación utilizando moduladores de cristal líquido, de modo que sea también sintonizable.
- El diseño de un sistema retardador universal con retardo independiente de longitud de onda, pero con retardo variable mediante el ajuste de alguno de sus elementos, así como su realización experimental con retardadores de tipo rombo de Fresnel, con objeto de obtener una respuesta espectral muy amplia.

1.3. Materiales e instrumentación empleados

El trabajo de la Tesis Doctoral ha sido de carácter básicamente experimental. Por ello, hemos requerido emplear un conjunto de diferente material e instrumentación, disponible en laboratorio TecnOPTO de la UMH. Se trata en muchos casos de materiales habituales en laboratorios de óptica, pero teniendo en cuenta que se ha pretendido usar un rango espectral amplio que se extendiese en la región NIR, se ha debido completar con material específico para este rango. El material empleado en la parte experimental de esta Tesis Doctoral ha sido:

Elementos de óptica de bloque de propósito general: los experimentos se han realizado sobre una mesa óptica aislada de vibraciones. Los montajes se han realizado con elementos opto-mecánicos y soportes de sujeción.

Polarizadores ópticos: se han empleado polarizadores lineales de cubo, de tipo Glan-Taylor, fabricados con calcita (CaCO_3) y distribuidos por la empresa Edmund Optics, modelo #89-547 [EDM-web1], de 8 mm de arista y razón de extinción inferior a 5×10^{-5} y un rango espectral de aplicación de 350 nm a 2.300 nm.

Divisores de haz: los sistemas experimentales desarrollados emplean cubos divisores. Dependiendo del montaje y experiencias consideradas hemos usado dos modelos.

Divisor # 1: un cubo divisor no polarizante de la marca Thorlabs, modelo BS013 [THO-web1], de vidrio N-BK7, con un rango espectral de 400-700 nm, una proporción de división 50:50 y una de arista de una pulgada.

Divisor # 2: una lámina divisora de la marca Thorlabs, modelo B270 (*Polka dot beam splitter*) con un rango espectral de 350–2000 nm y una apertura de una pulgada. Este tipo de divisores emplea una lámina metálica depositada sobre sustrato, en este caso de vidrio B270. El empleo de la lámina metálica permite obtener un rango espectral tan amplio, lo que ha sido necesario cuando hemos requerido trabajar simultáneamente en los rangos VIS y NIR.

La figura 1.1 muestra detalles y especificaciones de los polarizadores y divisores empleados.

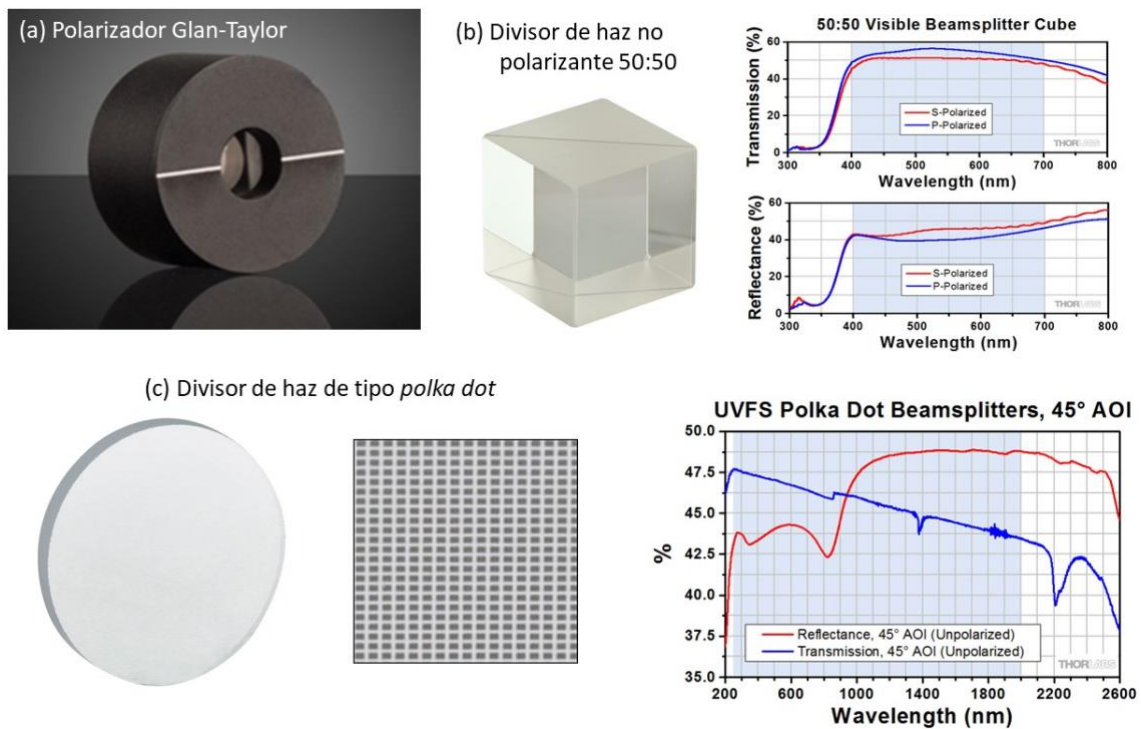


Figura 1.1. Polarizadores y divisores de haz empleados en los experimentos. (a) Polarizador Glan-Taylor (Edmund 89-547). (b) Divisor de haz no polarizante 50:50 (Thorlabs BS013). (c) Divisor de haz de amplio espectro de tipo *polka-dot* (Thorlabs B270). Imágenes adaptadas de [THO-web1] y [THO-web2].

Retardadores ópticos: son los componentes ópticos centrales en esta Tesis, ampliamente utilizados en la parte experimental del trabajo realizado. Se han utilizado distintos tipos de retardadores ópticos comerciales de retardo fijo, tales como los retardadores de cuarzo de orden múltiple y de orden cero, así como los retardadores acromáticos. También se han empleado rombos de Fresnel, retardadores basados en diferencia de fase que se produce en la reflexión total interna. Todos ellos se describen en el siguiente capítulo de la memoria.

Moduladores de cristal líquido: son retardadores cuyo retardo es variable, sintonizable mediante un voltaje aplicado a los electrodos del dispositivo. Concretamente, se han utilizado moduladores de cristal líquido fabricados en la Warsaw Militar University of Technology (Polonia) y fueron proporcionados por los colaboradores en dicha universidad. Estos moduladores tienen una respuesta espectral limitada en la región NIR. Por ello también se han empleado moduladores de cristal líquido fabricados por la empresa ARCOptix LC (dispositivo *Variable Phase Retarder* [ARC-web]) con una apertura circular de 20 mm, y operativos en el rango VIS y NIR, de 400 nm hasta 1800 nm. La figura 1.2 muestra una fotografía de uno de estos dispositivos de ArcOptix LC y de su controlador electrónico.

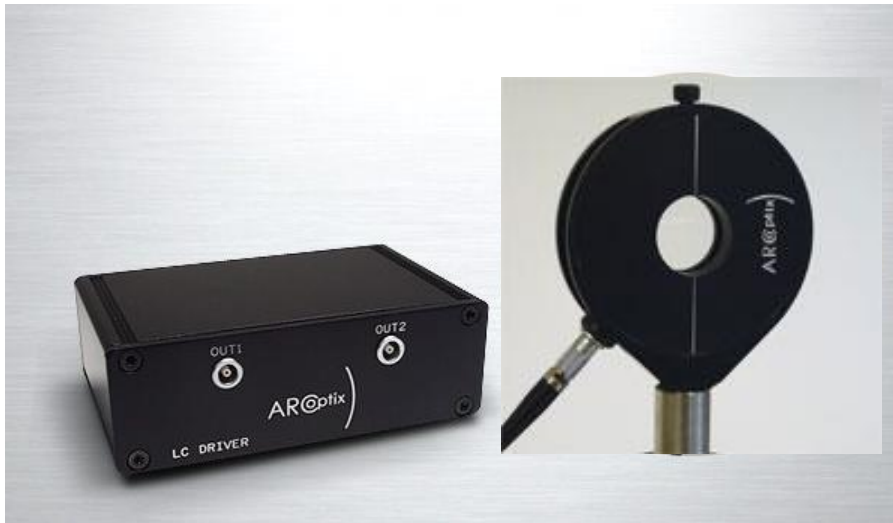


Figura 1.2. Retardador variable de cristal líquido de la empresa ARCOptix LC, con apertura circular de 20 mm, operativo en el rango de 400 nm a 1800 nm (imágenes adaptadas de [Arc-web]).

Espectrómetros: se han empleado dos instrumentos espectrómetros de la marca Stellar-Net Inc. [STE-web] para poder medir experimentalmente los espectros de la luz transmitida en el sistema de calibración:

Espectrómetro de luz visible: modelo Black-Comet (STN-BLR-C-SR) con un rango espectral de 200-1080 nm, con 2048 detectores CCD y una resolución nominal de 2 nm.

Espectrómetro de la luz infrarroja: modelo STE-RED-WAVE-NIR-512-25 operativo en un rango espectral de 900-2300 nm, con 512 detectores CCD, y una resolución de 3 nm.

En ambos equipos, la luz puede recogerse con una fibra óptica que se conecta a la entrada del instrumento o bien puede dirigirse directamente. No obstante, en el caso del espectrómetro de luz infrarroja se ha evitado el uso de la fibra óptica, pues se ha comprobado que presenta bandas de absorción significativas en esa región del espectro, lo que puede llevar a resultados falseados. La figura 1.3 muestra una fotografía de ambos equipos.

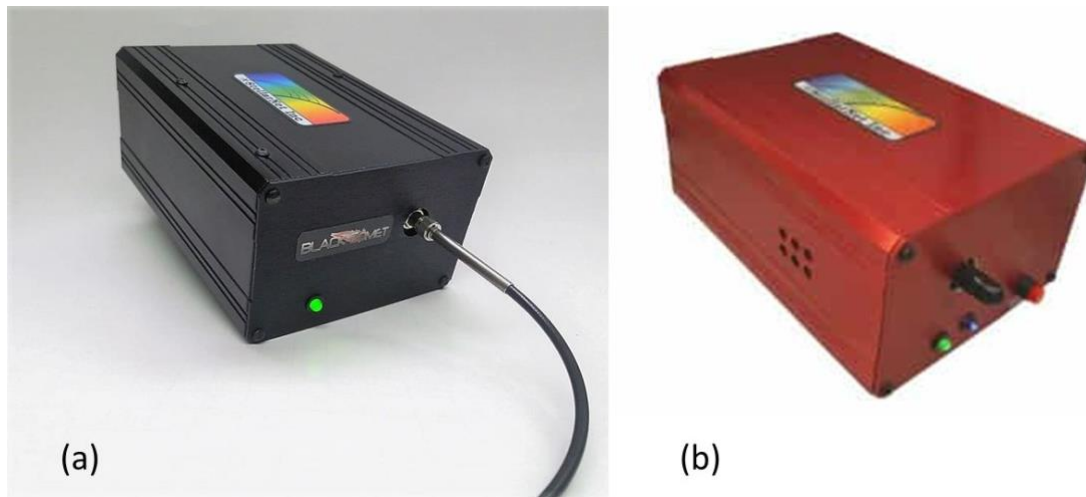


Figura 1.3. Espectrómetros de la marca Stellar-Net empleados en este trabajo: (a) espectrómetro de luz visible modelo STN-BLK-C-SR con un rango espectral de 200-1080 nm; (b) espectrómetro de la luz infrarroja, modelo STE-RED-WAVE-NIR-512-25, con un rango espectral de 900-2300 nm (imágenes adaptadas de [STE-web]).

Fuentes de luz de espectro continuo: en los trabajos realizados se han empleado dos tipos de fuentes de luz, una lámpara incandescente y dos láseres de supercontinuo. En ambos casos se ha buscado disponer de una fuente de luz de espectro continuo que se extienda desde el rango VIS al rango NIR.

Lámpara incandescente: lámpara halógena de tungsteno y cuarzo (QTH, del inglés *Quartz Tungsten Halogen*) de la marca Thermo Oriel, modelo 66882, actualmente distribuida por la compañía Newport [NEW-web]. Con una potencia ajustable de 10-250 W, emite el espectro continuo típico de los emisores térmicos, con máxima emisión en la región infrarroja del espectro. A la salida dispone de una lente que permite ajustar el tamaño y focalización del haz de salida.

Láser de supercontinuo: láser de fibra de la marca Fianium, modelo SC450 [FIA-web], con un rango espectral máximo de emisión de 450 nm a 1800 nm. A diferencia de la lámpara incandescente, el láser es luz direccionada lo que ha facilitado realizar los experimentos que requieren un número grande de componentes, como es el caso de los filtros birrefringentes. En estos casos la utilización del láser de supercontinuo permite una mejor relación señal-ruido en la medida obtenida en los espectrómetros. Este láser permite regular la potencia de emisión que a su vez determina el valor mínimo de longitud de onda que emite.

Láser de supercontinuo: láser de la marca FYLA, modelo SC500 [FYL-web], con un rango espectral de emisión de 450-2400 nm y una potencia promedio superior a 500 mW. Es también un láser de fibra de supercontinuo, pero a diferencia del de Fianium, no se puede regular el nivel de intensidad de emisión, que determina a su vez la longitud de onda mínima de emisión.

Las figuras 1.4 y 1.5 muestran respectivamente dos fotografías de estas fuentes de luz empelados en los experimentos.



Figura 1.4. Lámpara incandescente de la compañía Thermo Oriel, modelo 66882, de potencia ajustable (imagen adaptada de [NEW-web]).

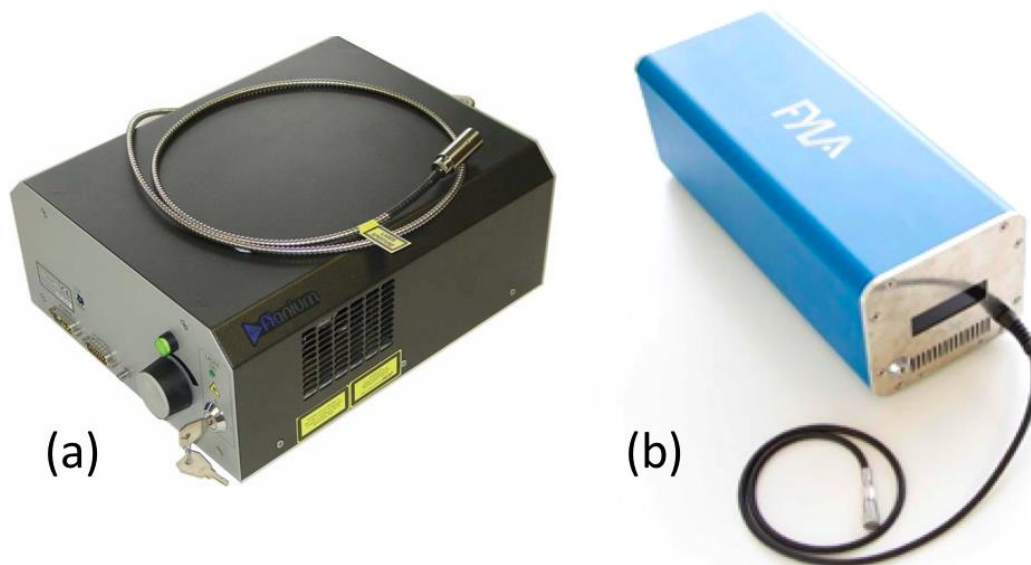


Figura 1.5. Láseres de fibra de supercontinuo: (a) Laser de la marca Fianium, modelo SC450. (b) Laser de la marca FYLA, modelo SC500 (imágenes adaptada de [FIA-web] y [FYL-web]).

Capítulo 2:

Retardadores ópticos

En este capítulo se expone un resumen de los diferentes tipos de retardadores ópticos, con una descripción de las ventajas e inconvenientes en cada uno de los casos. Se hace una especial descripción de las propiedades espectrales, pues en ellas se basan las técnicas desarrolladas en esta Tesis Doctoral.

2.1. Materiales birrefringentes y retardadores ópticos

De forma general, los materiales birrefringentes presentan dos índices de refracción efectivos a la propagación de la luz, el índice de refracción ordinario y el índice de refracción extraordinario, éste último dependiente de la dirección de propagación. Ello provoca el fenómeno de la doble refracción, la separación de los rayos ordinario y extraordinario en el medio birrefringente [Yar-1984]. La figura 2.1(a) ilustra esta situación, en la que se ilustra como se produce una separación lateral en dos haces con polarizaciones ortogonales, paralela y perpendiculares a la orientación del eje óptico del cristal.

Un retardador o desfasador óptico es un componente fabricado con un material birrefringente uniáxico [Het-1977], típicamente cuarzo (SiO_2), fluoruro de magnesio (MgF_2), calcita (CaCO_3), o bien polímeros birrefringentes, de modo que el eje óptico de la lámina sea paralelo al plano del retardador (figura 2.1(b)). De esta forma se consigue que las ondas ordinaria y extraordinaria viajen juntas en el material y solamente se produzca un retardo (desfase) entre ellas, que altera el estado de polarización de la luz a la salida con respecto a la de entrada, sin variar la dirección de propagación.

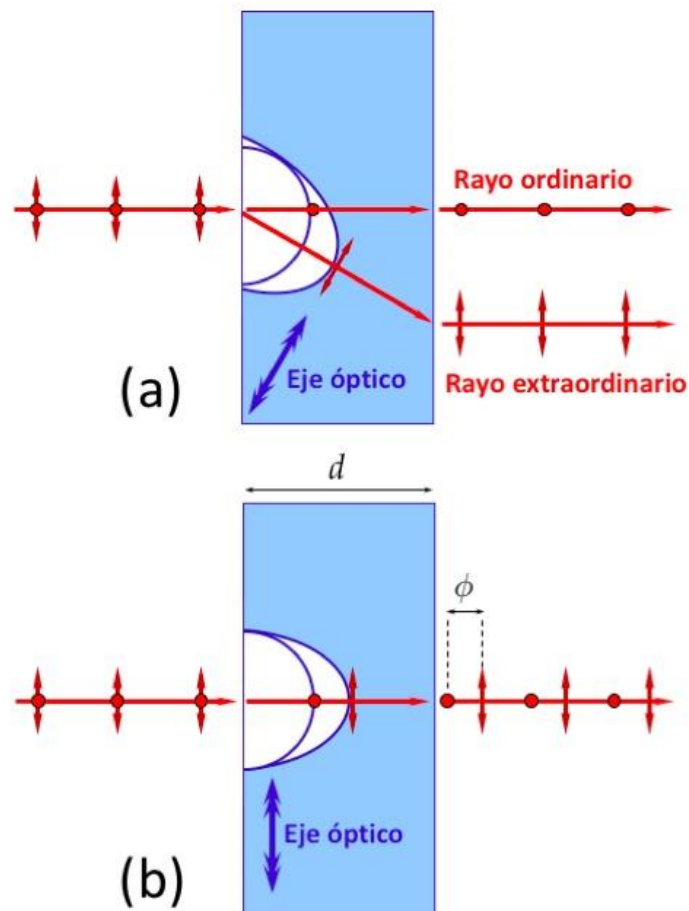


Figura 2.1. (a) Acción de un material birrefringente uniáxico para una orientación arbitraria del eje óptico. Se produce una separación de los rayos ordinario y extraordinario (doble refracción). (b) Acción como retardador cuando el eje óptico está en el plano de la lámina. Los rayos ordinario y extraordinario viajan colineales y se produce un retardo (desfase) entre las componentes paralela y perpendicular al eje óptico.

La onda ordinaria se propaga a velocidad $v_o = c/n_o$, siendo n_o es el índice de refracción ordinario, mientras que la onda extraordinaria lo hace con velocidad $v_e = c/n_e$, siendo n_e el índice de refracción extraordinario. Esta diferencia de velocidad (o de forma equivalente, del índice de refracción) es lo que origina el retardo ϕ entre las componentes

de polarización paralela y perpendicular al eje óptico de la lámina retardadora. Estas dos direcciones se conocen como ejes neutros del retardador pues cuando la luz incidente es lineal y paralela a alguna de estas dos direcciones, sale del retardador sin alteración de su estado de polarización. El eje neutro por el que la luz viaja mas rápida se conoce como eje rápido, siendo el otro el eje lento.

Un retardador ideal no varía el grado de polarización de la luz ni introduce cambios de intensidad, solamente varía el estado de polarización. En la práctica, los retardadores pueden tener pérdidas por reflexión y, en menor medida, por absorción.

2.2. Tipos de retardadores en función del valor del retardo

En el caso de una lámina retardadora simple, el retardo depende del espesor d de la lámina, de la birrefringencia del material, esto es, la diferencia entre los índices de refracción ordinario y extraordinario $\Delta n = n_e - n_o$, y de la longitud de onda λ de la luz incidente, según la siguiente relación:

$$\phi = (k_e - k_o) d = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot d, \quad (2.1)$$

donde $k_{e/o} = 2\pi n_{e/o} / \lambda$ representa el número de onda de las componentes extraordinaria ordinaria respectivamente.

En ocasiones, el retardo se expresa en número de ondas, correspondiente a la cantidad $\phi / 2\pi = (\Delta n \cdot d) / \lambda$. En otras ocasiones se expresa en unidades de longitud como el producto $(\phi / 2\pi) \cdot \lambda = \Delta n \cdot d$, siendo las unidades habituales en este caso los nanómetros. En este caso expresa de la diferencia de camino óptico entre las ondas extraordinaria y ordinaria.

Si $n_e > n_o$ el material birrefringente uniaxial es positivo, mientras que es negativo si $n_e < n_o$. En el caso de un material positivo, el eje extraordinario es el eje lento y el eje ordinario es el rápido, y al revés si el material es negativo. [MEA-web].

En función del valor de retardo (módulo 2π) se distinguen en tres casos típicos.

- **Retardadores de onda completa**, que introducen un retardo de 2π radianes y por tanto no cambian el estado de polarización de la luz incidente. Se suelen emplear como compensadores.
- **Retardadores de media onda**, que introducen un retardo de π radianes. Se usan en general para girar la polarización lineal incidente, o bien para cambiar la helicidad de la luz circularmente polarizada.
- **Retardadores de cuarto de onda**, que introducen un desfase de $\pi/2$ radianes. Su principal aplicación es la de cambiar un estado de polarización lineal a luz circular y viceversa o, en general, producir una elipticidad determinada en la luz de salida.

2.3. Retardadores de lámina única

Cuando el retardador está compuesto en una única lámina de material birrefringente, el retardo viene dado directamente por la ecuación (2.1). Estos retardadores de láminas únicas y pueden clasificarse en dos tipos diferenciados [Bar-2009], [Zam-2020].

2.3.1. Retardadores de orden cero verdadero

El retardador de orden cero verdadero (en inglés *True Zero-Order*) (figura 2.2(a)) está diseñado para proporcionar un retardo ϕ no superior a 2π radianes (equivalente a una longitud de onda completa) para la longitud de onda de diseño, es decir,

$$\phi = \delta \leq 2\pi. \quad (2.2)$$

Están formados por una única capa de material birrefringente que se procesa en una placa ultrafina que tiene un espesor de apenas unas micras. Por ejemplo, una lámina de cuarzo ($\Delta n \approx 0.0092$) requiere un espesor de 15 nm para obtener un retardo de cuarto de onda. Una lámina tan delgada típicamente debe cementarse en un bloque de vidrio. Si bien la delgadez de la lámina puede dificultar su manejo o montaje, la lámina de orden cero verdadero ofrece una alta estabilidad del retardo con respecto a variaciones de temperatura y tiene un ancho de banda muy amplio, lo que la hace menos sensible a cambios de longitud de onda o del ángulo de incidencia.

Por lo tanto, se trata de una lámina frágil y difícil de fabricar, pero es una excelente opción para aplicaciones de alta precisión, normalmente con baja y media potencia.

2.3.2. Retardadores de orden múltiple

En estas láminas el retardo total incluye varios ciclos de 2π radianes, de modo que es igual al retardo deseado más un número entero de longitudes de onda (figura 2.2(b)), esto es:

$$\phi = m2\pi + \delta, \delta \leq 2\pi. \quad (2.3)$$

Idealmente, la porción de entero en exceso $m2\pi$ no tiene ningún efecto en el funcionamiento del retardador para la longitud de onda de diseño. El número m se conoce como el orden del retardador.

Suelen ser láminas relativamente gruesas, lo que facilita su fabricación, manipulación e integración. Sin embargo, en comparación con sus homólogos de orden cero este grueso espesor hace que sean más susceptibles a cambios de retardo causados por un desajuste en el ángulo de incidencia, en la longitud de onda o por cambios de temperatura, lo que puede resultar en pérdida de precisión. Sin embargo, los retardadores de orden múltiple son una solución más económica para muchas aplicaciones donde las sensibilidades mencionadas no son un grave problema.

2.4. Retardadores de láminas compuestas

Éstos son retardadores fabricados por dos o más láminas birrefringentes, del mismo material o de diferente material. El retardo de las dos láminas retardadoras se compensa obteniendo un retardo compuesto dependiente del espesor y de la dispersión de cada lámina.

2.4.1. Retardadores de orden cero compuestos

Son los retardadores de orden cero más comunes. Están formados por dos láminas retardadoras del mismo material birrefringente pero que se han colocado de modo que sus ejes ópticos sean perpendiculares entre sí (figura 2.2(c)). En estos retardadores el retardo

total es el valor deseado sin exceso de múltiplos enteros de 2π . Son equivalentes a dos láminas de orden múltiple con sus ejes cruzados, de modo que el retardo efectivo es la diferencia entre los retardos de cada una de ellas. Resulta crítico en este caso la correcta alineación de los ejes ópticos de las dos láminas.

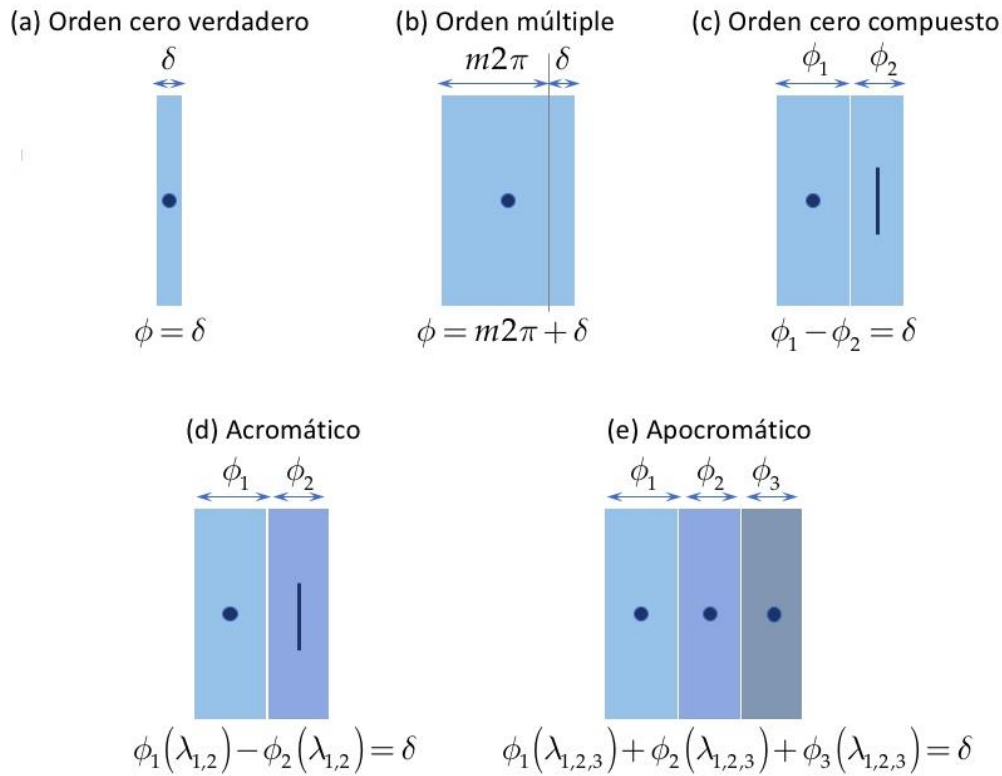


Figura 2.2. Tipos de retardador e función de su característica estructural. (a) Retardador de lámina única de orden cero verdadero, (b) Retardador de lámina única de orden múltiple, (c) Retardador compuesto de orden cero, (d) Retardador compuesto acromático, y (e) retardador compuesto apocromático.

El retardo deseado se obtiene en estas láminas compuestas como:

$$\delta = \phi_1 - \phi_2 \leq 2\pi. \tag{2.4}$$

Esta combinación contrarresta los cambios de retardo que se producen en los retardadores individuales, mejorando la estabilidad del retardo a los cambios de longitud de onda, ángulo de incidencia y temperatura.

En función del método de contacto de las dos láminas, las láminas compuestas se clasifican en dos tipos: espaciadas mediante aire o cementadas [Bar-2009]. Los retardadores con espaciado por aire pueden usarse con láseres de alta potencia.

2.4.2. Retardadores acromáticos y superacromáticos

Los retardadores acromáticos son similares a los anteriores, pero las láminas individuales están hechas de diferente material, con dispersión de signo opuesto, con objeto de compensar las variaciones de retardo con la longitud de onda. El ejemplo típico es la combinación del cuarzo cristalino y el fluoruro de magnesio. La combinación de dos retardadores con dispersión opuesta permite obtener un retardo aproximadamente constante en un rango espectral definido. Para ello se ajusta el espesor de ambas láminas para proporcionar el mismo retardo para dos longitudes de onda (λ_1 y λ_2), de modo para longitudes de onda situadas entre ellas la variación del retardo sea muy pequeña (figura 2.2(d)) [Har-1996].

Este esquema puede extenderse a incorporar más láminas en el diseño, de modo que se puedan realizar retardadores superacromáticos, con una aún menor variación del retardo con la longitud de onda. Cuando se utilizan tres capas se ajusta el retardo para tres longitudes de onda (λ_1 , λ_2 y λ_3) en los llamados retardadores apocromáticos (figura 2.2(e)) [Har-1996].

La figura 2.3 muestra un ejemplo de la dispersión del retardo de dos retardadores comerciales de este tipo, un retardador de cuarto de onda y otro de media onda, ambos de la compañía Thorlabs, donde se compara una versión acromática y una versión superacromática. Se muestran las curvas en el rango espectral de operación desde 600 nm hasta 2700 nm. En ambos casos se observa como la lámina acromática proporciona un valor que oscila alrededor del retardo de cuarto de onda y de media onda respectivamente ($\lambda/4$ y $\lambda/2$). Para las longitudes de onda de 1200 nm y 1850 nm el valor de retardo del retardador acromático se ajusta al de diseño y para las longitudes de onda en el intervalo entre ellas la variación del retardo es solamente ligeramente superior a 0,05 ondas. En cambio, para la lámina superacromática, se observa un retardo espectral mucho más plano en todo el rango espectral.

Al igual que los retardadores compuestos anteriores, las láminas acromáticas y superacromáticas pueden estar espaciadas mediante aire o cementadas, y es esencial el correcto alineamiento de sus ejes.

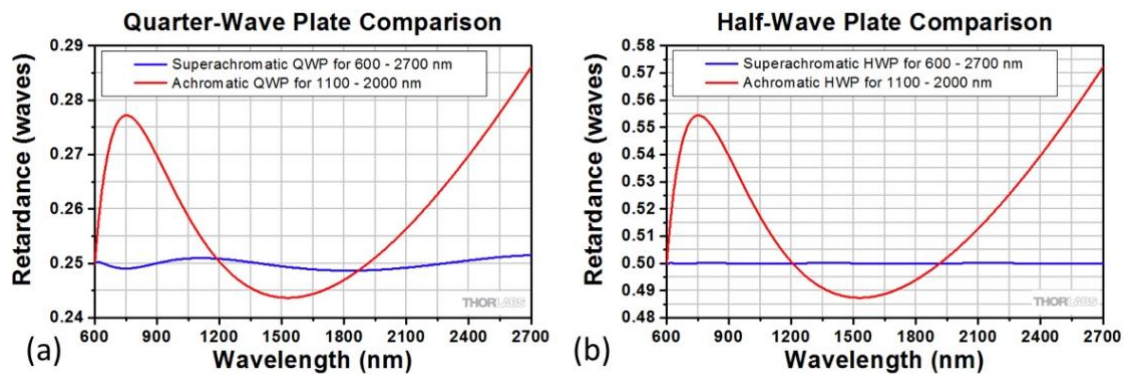


Figura 0.1. Dispersión del retardo en retardadores acromaticos y superacromaticos comerciales de marca Thorlabs: (a) retardadores de cuarto de onda, (b) retardadores de media onda (Imágenes adaptadas de [THO-web3]).

La respuesta plana de los retardadores acromaticos y superacromaticos los hace útiles para aplicaciones con láseres sintonizables, sistemas láser de múltiples líneas y otras fuentes de luz de amplio espectro.

2.5. Rombos de Fresnel

Un rombo de Fresnel es un prisma óptico de un material no birrefringente, pero que introduce un retardo de $\pi/2$ entre dos componentes de polarización perpendiculares por medio de dos reflexiones totales internas [Maw-2007]. La reflexión total interna produce una diferencia de fase entre los modos TE y TM que depende del ángulo de incidencia. En los rombros de Fresnel este retardo se ajusta para que sea de $\pi/4$ en cada reflexión, de modo que mediante dos reflexiones (figura 2.4(a)), se produce un retardador de cuarto de onda. La diferencia de fase introducida por el rombo de Fresnel depende únicamente del índice de refracción del material, por lo que varía muy poco en el rango visible. Dado que el índice de refracción tiene típicamente una dispersión mucho menor que el retardo de una lámina birrefringente, el rombo de Fresnel funciona como si fuera una lámina de cuarto de onda en una banda muy ancha de longitudes de onda, con una variación mínima del retardo. No obstante, un inconveniente importante de este tipo de retardadores es que el haz de salida se ha desplazado lateralmente con respecto al haz de entrada (figura 2.4(a)).

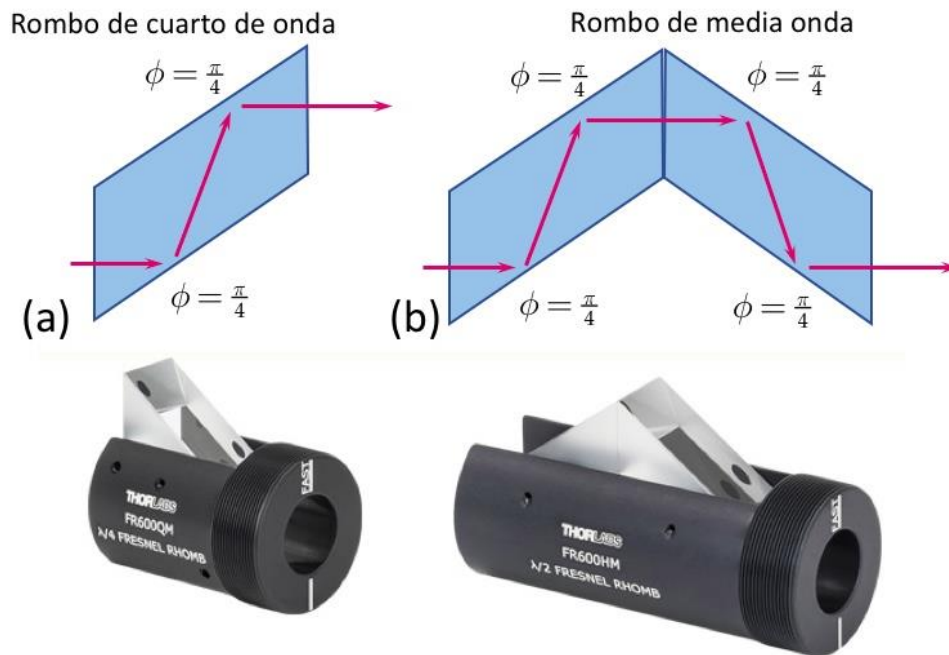


Figura 2.4. Esquema de los retardadores de rombo de Fresnel: (a) rombo de cuarto de onda; (b) rombo de media onda. Debajo se muestra una fotografía de dos rombos comerciales de la marca Thorlabs, modelos FR600QM y FR600HM (imagen adaptada de [THO-web4]).

Dos rombos de Fresnel de cuarto de onda usados en tándem (generalmente cementados para evitar reflexiones en su interfaz) permiten realizar la función de un retardador de media onda (figura 2.4(b)). Esta disposición tiene la ventaja adicional de que el haz salida tiene la misma altura que el de entrada.

La figura 2.4 muestran dos fotografías de dos rombos comerciales de la marca Thorlabs [THO-web4], modelos FR600QM (rombo de Fresnel de cuarto de onda) y FR600HM (rombo de Fresnel de media onda) como los empleados en esta Tesis. La figura 2.5 muestra la dispersión del retardo que proporciona el fabricante para estos dos rombos de Fresnel [THO-web4]. Se puede observar que en ambos casos el retardo permanece prácticamente constante (en 0,25 y en 0,5 ondas respectivamente) en un rango espectral muy amplio de más de 1000 nm.

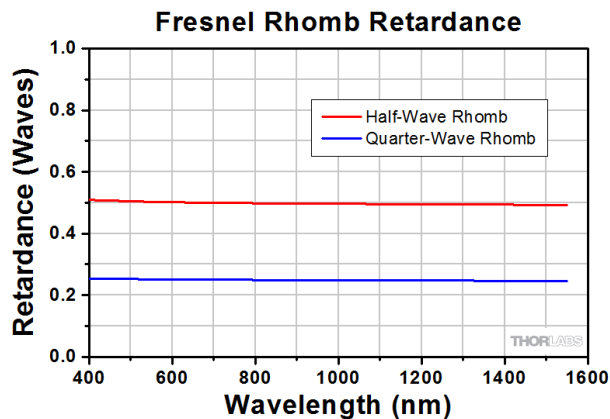


Figura 2.2. Retardo espectral de dos retardadores de rombo de Fresnel de cuarto de onda (Thorlabs FR600QM) y de media onda (FR600HM) (imagen adaptada de [THO-web4].)

2.6. Retardadores de retardo sintonizable

Los retardadores con retardo sintonizable más comunes son los basados en los materiales cristales líquidos, denominados dispositivos LCR (del inglés *Liquid Crystal Retarders*).

Los cristales líquidos son materiales que comparten características la fase líquida y de fase sólida. Por un lado, presentan propiedades ópticas de birrefringencia, gracias a la forma alargada de sus cadenas moleculares y a su ordenación alineada en una dirección preferencial, denominada director molecular (figura 2.6), que corresponde a la dirección del eje óptico del elipsoide de índices. Por otro lado, son sintonizables gracias a la capacidad reorientar su director molecular mediante un pequeño voltaje aplicado. La incorporación de electrodos transparentes, típicamente de ITO, en celdas de vidrio rellenas de cristal líquido, permite generar un campo eléctrico que provoca el giro del director molecular del cristal líquido.

Típicamente se usan dos fases diferenciadas para realizar dispositivos LCR, cristales líquidos en fase nemática y cristales líquidos en fase esméctica. Los cristales líquidos nemáticos se utilizan para realizar dispositivos LCR con una orientación fija de los ejes neutros (con orientación paralela y perpendicular al eje director del cristal líquido) pero con variación continua del retardo. Por contra, los cristales líquidos en fase esméctica C se utilizan para realizar los llamados LCR ferroeléctricos, que mantienen el valor de retardo

constante, pero pueden conmutar a alta velocidad (en el orden de los kHz) entre dos posiciones estables de los ejes neutros.

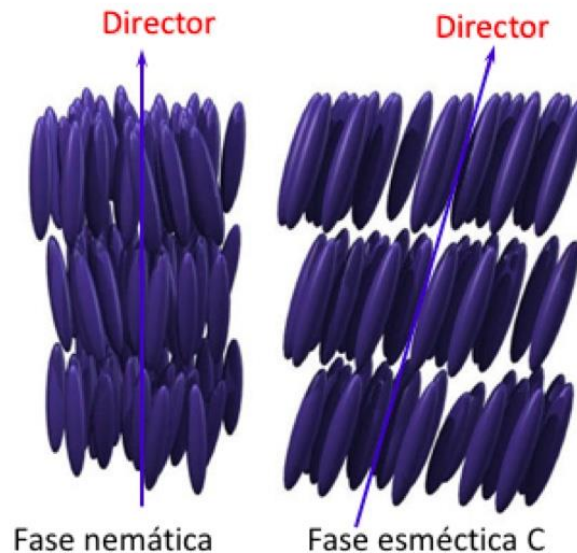
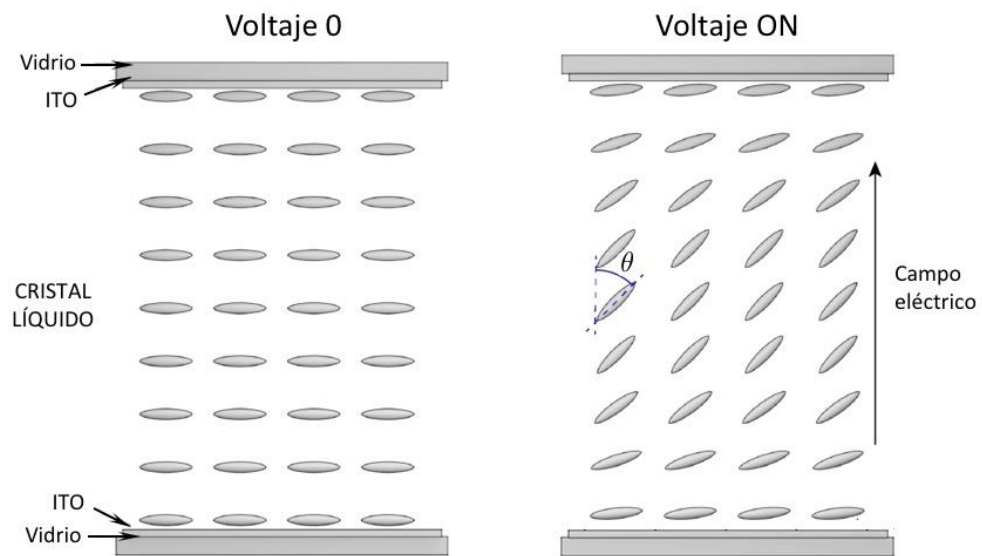


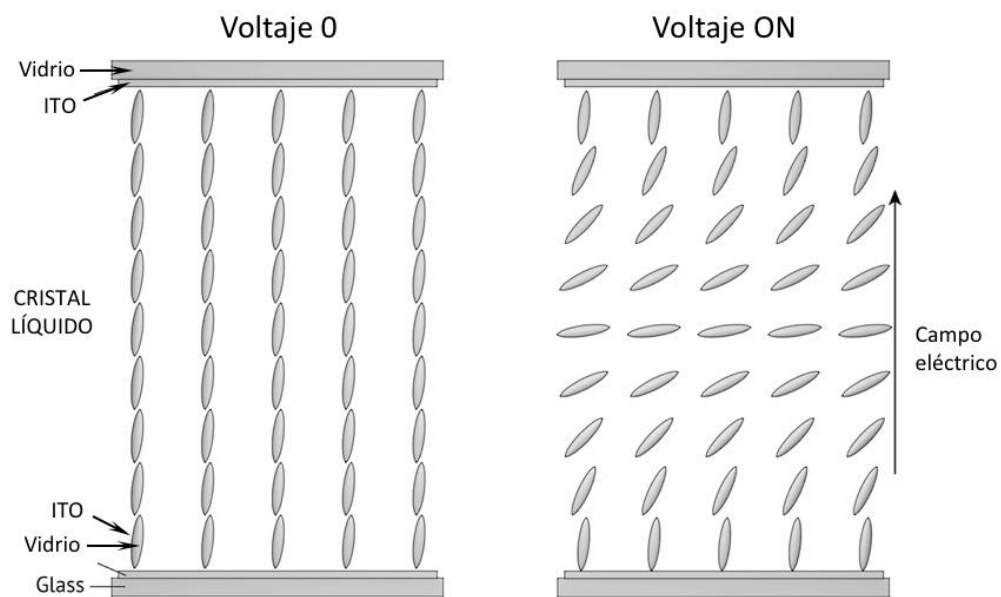
Figura 2.6. Representación de la fase nemática y de la fase esméctica de los materiales cristales líquidos típicamente empleados para producir retardadores sintonizables LCR nemáticos y ferroeléctricos respectivamente (imagen adaptada de [WIK-web]).

Típicamente un LCR de cristal líquido nemático emplea la configuración denominada de alineamiento paralelo (PAL), o también conocida como configuración de birrefringencia controlada electrónicamente (ECB, del inglés *Electrically Controlled Birefringence*). En esta configuración el director molecular se orienta en el plano del modulador (alineamiento homogéneo) con la misma dirección en las dos caras internas del modulador. En ausencia de un voltaje externo esta configuración proporciona el máximo retardo. Al aplicar un voltaje a los electrodos de ITO se produce un campo eléctrico que provoca una reorientación del director molecular, que queda alineado formando un ángulo θ con la dirección del campo eléctrico (figura 2.7(a)).

Una variante ampliamente empleada en el sector de las pantallas de visualización es la configuración TN (del inglés, *Twisted Nematic*), en la que el alineamiento del director molecular en las caras de entrada y salida está girado típicamente 90° . No obstante, esta configuración no es útil para realizar retardadores lineales tipo LCR, sino que opera aproximadamente como un rotor de polarización.



(a) Configuración PAL - ECB



(b) Configuración VAN

Figura 2.7. Configuraciones de retardadores sintonizables de cristal líquido (LCR) en (a) configuración de alineamiento paralelo (PAL) o de birrefringencia controlada (ECB) y (b) configuración de alineamiento vertical (VAN) (imagen adaptada de [BOL-web]).

La otra configuración empleada para realizar dispositivos LCR se denomina de alineamiento vertical (VAN del inglés Vertically Aligned). Esta configuración emplea un alineamiento homeotrópico del cristal líquido, esto es, el director molecular queda

orientado en dirección perpendicular al substrato o superficie interna (figura 2.7(b)). Cuando se aplica un campo eléctrico se produce de nuevo una reorientación del director molecular, que ahora tiende a alinearse en la dirección perpendicular al campo eléctrico. Por tanto, esta configuración requiere emplear cristales líquidos con una anisotropía dieléctrica negativa. La configuración VAN proporciona un retardo nulo en ausencia de campo eléctrico aplicado, lo que presenta ventajas en el contraste obtenido en la utilización en pantallas de visualización.

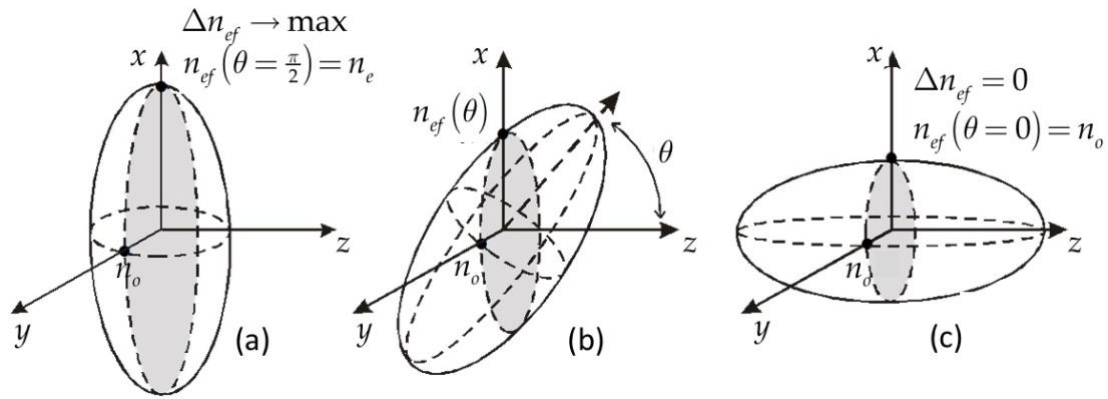


Figura 2.7. Reorientación del elipsoide de índices asociado a las moléculas de un retardador sintonizable LCR. El eje z indica la dirección de propagación de la luz y el plano $x - y$ indica el plano del modulador.

En ambos casos, el voltaje aplicado modifica la orientación θ del director molecular, que supone la reorientación del elipsoide de índices del material [Yar-1984], orientado alineado con el director. El índice de refracción extraordinario efectivo, $n_{ef}(\theta)$ depende de este ángulo de inclinación según la siguiente relación [Lu-1990]:

$$\frac{1}{n_{ef}^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2}, \quad (2.5)$$

y la birrefringencia efectiva viene por tanto dada por la relación:

$$\Delta n(\theta) = n_{ef}(\theta) - n_o. \quad (2.6)$$

Si el voltaje aplicado es capaz de reorientar el director molecular hasta quedar tumbado sobre el eje z , se alcanza una situación en que no hay birrefringencia efectiva (figura 2.6(c)). Esta situación se produce en los dispositivos VAN en estado apagado. En la práctica

no se alcanza en los dispositivos PAL, quedando siempre un retardo residual, de modo que hay fabricantes que, para poder realizar un retardo efectivo nulo, incorporan una capa compensadora consistente en otra lámina de cristal líquido, ésta de retardo fijo, orientada perpendicular a la lámina principal.

Actualmente existen varias compañías comerciales que ofrecen retardadores lineales LCR. La figura 2.8 muestra varios de estos dispositivos comerciales de las marcas como Meadowlark Optics Inc. [MEA-web2], Edmund Optics [EDM-web2], ARCOptix [ARC-web], Thorlabs [THO-web5] y BVO [BVO-web].



Figura 2.8. Ejemplos de diversos retardadores ópticos de cristal líquido LCR comerciales de las marcas Meadowlark Optics Inc., Edmund Optics, ARCOptix, Thorlabs, y BVO (imágenes adaptadas de [MEA-web2], [EDM-web2], [ARC-web], [THO-web5] y [BVO-web]).

Además de la tecnología de cristal líquido, existen otras tecnologías que permiten realizar retardadores con retardo sintonizable. Si bien estas otras tecnologías no se han empleado en esta Tesis Doctoral, se mencionan aquí por completar esta visión general de los retardadores. Una técnica clásica para realizar un retardador variable consiste en emplear prismas birrefringentes con un desplazamiento mecánico relativo (figura 2.9(a)), tal y como ocurre en el compensador de Soleil-Babinet [THO-web6]. Estos retardadores siguen ofreciéndose comercialmente [THO-web6] por sus excelentes prestaciones al

poderse fabricar con cristales birrefringentes de alta calidad, típicamente con cuarzo cristalino, y ser útiles en rangos espectrales muy amplios. No obstante, están limitados a una apertura pequeña y requieren un movimiento mecánico para ajustar el retardo.

Otras tecnologías que se emplean para fabricar retardadores ópticos sintonizables y pueden encontrarse comercialmente están basadas en el efecto electro-óptico o en el efecto foto-elástico. El efecto electro-óptico ocurre en cristales como el niobato de litio (NbLiO_3) y genera una deformación del elipsoide de índices de cristal al aplicarse un campo eléctrico suficientemente intenso [Dav-2002]-[Cut-2010]. Se emplea de forma habitual en moduladores para comunicaciones, tanto integrados como en espacio libre, como el que se muestra en la figura 2.9(b) de la marca New Focus [NEWF-web]. Pueden alcanzar muy altas velocidades de conmutación (del orden de los MHz), pero están limitados a un tamaño muy pequeño y requieren la aplicación de altos voltajes. Por otro lado, el efecto foto-elástico se da en materiales isotrópicos que se transforman en birrefringentes mediante la aplicación de una fuerza de compresión o estiramiento. Pueden utilizarse para hacer moduladores de mayor apertura (figura 2.9(c)), pero están limitados a producir una modulación continua del estado de polarización [HIN-web]. Se emplean para realizar sensores basados en cambios del estado de polarización y polarímetros.



Figura 2.9. Ejemplos de otras tecnologías de retardadores lineales sintonizables: (a) Compensador de Soleil-Babinet, (b) modulador electro-óptico y (c) modulador foto-elástico (imágenes adaptadas de [WIK-web2], [THO-web6], [NEWF-web] y [HIN-web]).

Los retardadores sintonizables pueden emplearse como moduladores de fase si se iluminan con luz linealmente polarizada paralela al eje neutro que presenta una variación del índice de refracción, lo que los hace muy interesantes también en aplicaciones de interferometría. El valor de retardo puede ajustarse y por tanto pueden emplearse con diferentes longitudes de onda. No obstante, el valor del retardo, una vez fijado para la longitud de onda seleccionada, presenta dispersión cromática y en otras longitudes de onda el retardo difiere del asignado.

2.7. Retardadores pixelados y espacialmente estructurados

Para completar este resumen de los tipos de retardadores ópticos, esta sección introduce los elementos retardadores pixelados y espacialmente estructurados, por la gran importancia que están adquiriendo recientemente en el área de la óptica difractiva.

La tecnología de cristal líquido se emplea de manera generalizada en la producción de pantallas de visualización gracias a la capacidad de realizar elementos pixelados. En estos casos se emplea de forma generalizada la configuración TN. No obstante, las configuraciones que producen retardadores lineales (PAL y VAN) pueden también fabricarse en dispositivos pixelados, y de hecho constituyen la tecnología propia de los dispositivos moduladores espaciales de luz (SLM, del inglés *Spatial Light Modulators*), ampliamente empleados en la generación de elementos ópticos difractivos. Los diseños actuales de dispositivos SLM emplean de forma generalizada la estructura conocida como de cristal líquido sobre silicio, (LCOS del inglés *Liquid-Crystal on Silicon*), en la que la capa retardadora de cristal líquido se incluye en un dispositivo en reflexión [Zha-2014]. Estos SLMs actúan como espejos pixelados donde cada píxel es un retardador independiente controlado desde un ordenador, en el que el valor del retardo viene determinado por el valor de la señal de vídeo del ordenador. La tecnología actual ofrece dispositivos comerciales con matrices que superan ampliamente los 1000×1000, alcanzando la resolución 4K (4096×2160 píxeles), con tamaños de pixel en el orden de 5-20 micras, lo que permite la implementación efectiva de elementos difractivos controlados desde ordenador en lo que se ha denominado óptica programable y adaptativa. Habitualmente se emplean con luz monocromática y polarizada lineal orientada en la dirección del director molecular, con

objeto de producir una modulación pura de fase que permita la realización de elementos difractivos puros de fase. No obstante, estos dispositivos pueden también emplearse para el control espectral de la luz [Mor-2014]. La figura 2.10 muestra dos ejemplos de moduladores SLM-LCOS de este tipo, de la marca Holoeye Photonics [HOL-web] y de la compañía Hamamatsu Photonics [HAM-web] respectivamente, en los que se aprecia la pantalla pixelada y la electrónica de control del dispositivo.

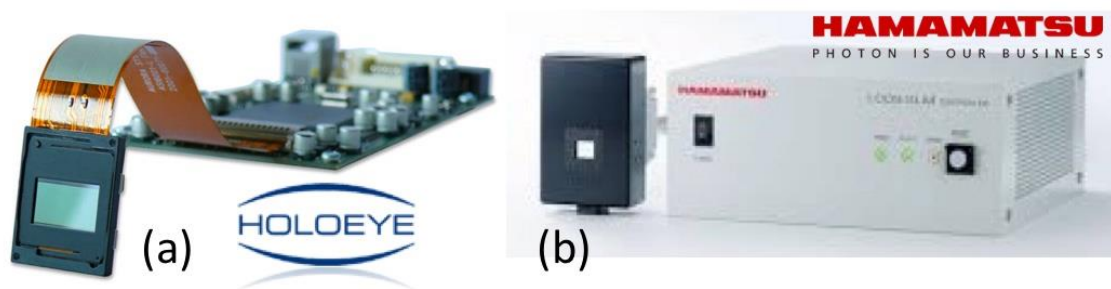


Figura 2.10. Dos ejemplos de dispositivos SLM-LCOS que actúan como retardadores lineales pixelados en los que el retardo puede controlarse en cada píxel desde un ordenador: (a) Modulador modelo PLUTO 2.1 de la marca Holoeye Photonics y (b) Modulador modelo X10468-01 de la marca Hamamatsu Photonics (imágenes adaptadas de [HOL-web] y [HAM-web]).

Por otro lado, los avances en la fabricación de componentes micro-ópticos han dado lugar a los denominados retardadores espacialmente estructurados o retardadores difractivos [New-2010], también conocidos como elementos de fase geométrica o de fase de Pancharatnam-Berry. Estos elementos son retardadores con una variación espacial en su plano transversal en la orientación del eje óptico manteniendo un retardo constante, normalmente de media onda [Sio-2008]. Tecnologías capaces de realizar metamateriales permiten además también variar el retardo en cada punto [Bal-2017].

Este tipo de componentes ópticos pueden fabricarse con materiales cristales líquidos, donde se utiliza la técnica del fotoalineamiento para producir una orientación del director molecular que varía punto a punto [Kim-2015]. En este caso, el retardo típicamente se ajusta al de un retardador de media onda para obtener la máxima eficiencia de conversión. Un ejemplo especialmente relevante es el de las llamadas láminas- q (en inglés q -plates). Se trata de un retardador lineal con ejes neutros que rotan azimutalmente en el plano trasversal, con una rotación total de $q2\pi$ radianes. Se utilizan para transferir momento angular orbital (OAM del inglés *Orbital Angular Momentum*) al haz de luz incidente [Mar-

2006]-[Dav-2015]. La figura 2.11(a) muestra el esquema de la orientación del eje rápido en los casos típicos de láminas- q de valor $q = 1/2$ y de $q = 1$. Para $q = 1/2$ la orientación molecular describe media rotación, mientras que para $q = 1$ realiza una rotación completa. La figura 2.10(b) muestra una fotografía de láminas- q de cristal líquido comerciales de la compañía Thorlabs (allí denominados como *Vortex Retarders*) [THO-web7]. Se trata de retardadores de media onda de orden cero. Puede observarse que se indica la longitud de onda de operación, a la cual introduce un retardo de media onda.

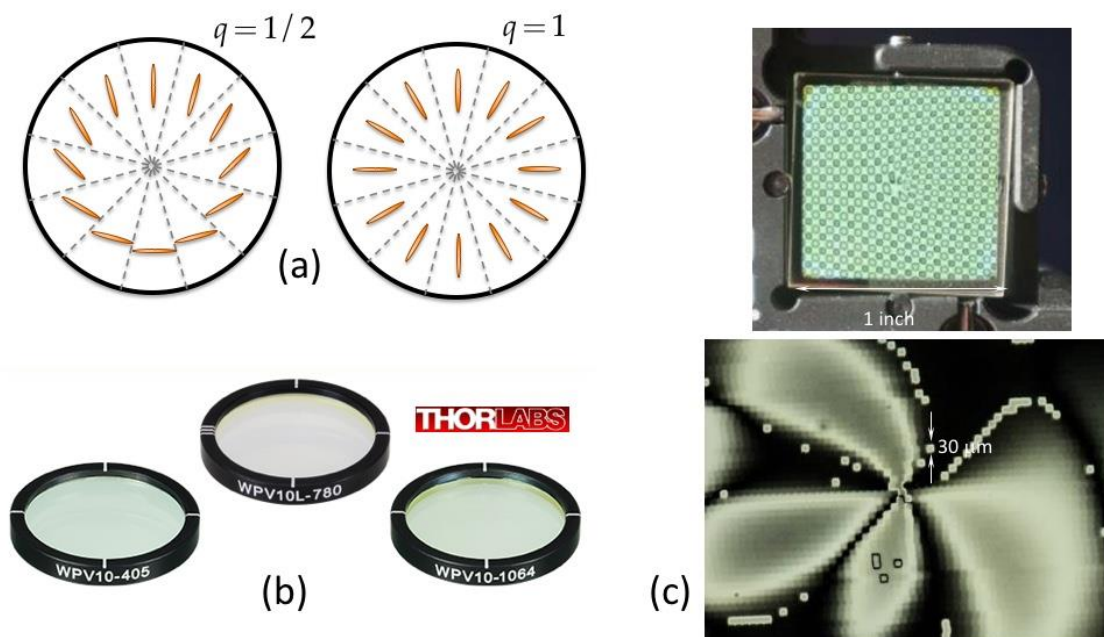


Figura 2.10. (a) Patrón espacial de la orientación del eje rápido de una lámina- q de orden $q = 1/2$ y $q = 1$. (b) Fotografía de lámina- q comercial. (c) Imágenes de una red de difracción de fase geométrica fabricada con micro-retardadores (imágenes adaptadas de [Dav-2015], [Tho-web7] y [Mar-2019] respectivamente).

Esta tecnología se ofrece a usuarios que deseen producir elementos retardadores espacialmente variables, en los que la orientación de los ejes siga un diseño arbitrario [THO-web7]. A modo de ejemplo, la figura 2.10(c) muestra una red de difracción generadora de vórtices ópticos realizada recientemente en el grupo Tecnopto-UMH, formada por micro-retardadores de un tamaño de 30×30 micras [Mar-2019].

En los últimos años hemos asistido también a grandes avances en las tecnologías de micro- y nano-fabricación que han llevado a la realización de metamateriales capaces de operar sobre longitudes de ondas del rango visible. Las láminas retardadoras de metamaterial son estructuras periódicas, dieléctricas o metálicas, con periodicidades por

debajo de longitud de onda de operación (*redes subwavelength*) que se comportan como un material homogéneo que no existe en estado natural y sobre el cual puede hacerse un diseño artificial del índice de refracción efectivo. Esto incluye la realización de un índice de refracción anisótropo, el cual puede realizarse con una variación espacial de la orientación de los ejes y de su retardo efectivo [Bal-2017]. La figura 2.11(a) muestra una fotografía obtenida por microscopio electrónico de estructura retardadora de metamaterial [HAR-web]. En este caso se observa una variación espacial unidimensional, correspondiente a una red de difracción de polarización basada en la variación periódica de la orientación de los ejes neutros efectivos. La figura 2.11(b) muestra una fotografía de una lámina- q comercial de metamaterial de la marca Altechna [ALT-web], denominada como *S-waveplate* o *Radial Polarization Converter*. Estas láminas de metamaterial tiene la ventaja sobre las de cristal líquido de que son capaces de soportar valores de irradiancia mucho mayores y por tanto pueden umplearse con láseres de alta potencia.

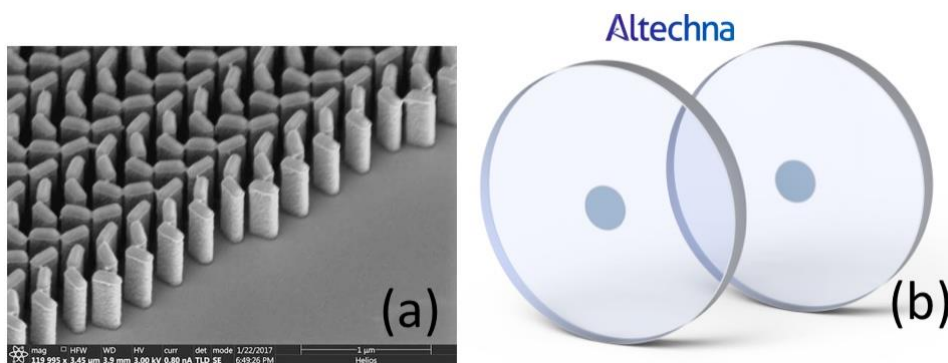


Figura.0.3 (a) Fotografía obtenida por microscopía electrónica que muestra la estructura de una lámina estructurada de un retardador de metamaterial. (b) Fotografía de una lámina- q de metamaterial comercial de la marca Altechna (imágenes adaptadas de [HAR-web] y [ALT-web]).

Capítulo 3:

Técnicas de caracterización de retardadores

Los retardadores ópticos son componentes útiles para cualquier aplicación óptica que requiera el control o la medida del estado de polarización de la luz. Su correcta utilización está directamente relacionada con la precisión del valor del retardo que introducen. Es por ello que en la literatura relacionada pueden encontrarse numerosos métodos para determinar el retardo de un retardador.

En general el retardo depende de forma muy importante con la longitud de onda. Los métodos de caracterización más precisos emplean luz monocromática, por lo que proporcionan por tanto el valor del retardo solamente para la frecuencia de la luz empleada y con un valor relativo módulo 2π . Por contra, cuando se emplea luz policromática se requiere una caracterización espectral o colorimétrica.

En este capítulo se presentan algunas de las principales técnicas útiles para la caracterización de retardadores ópticos. Dado que se trata de un tema clásico en óptica,

existen multitud de métodos [Pen-2013]. No se pretende en este capítulo dar una revisión completa de este tema tan amplio, sino que se introducen los tres tipos de técnicas que vienen empleándose en el laboratorio Tecnopto-UMH: técnicas polarimétricas, técnicas temporales y técnicas espectrales. Esta Tesis Doctoral se ha centrado en estas últimas.

3.1. El método polarimétrico de de Sénarmont

Pueden considerarse como métodos polarimétricos aquellos que analizan el estado de polarización de la luz a la salida del retardador para un estado dado incidente. Las técnicas de polarimetría completa de Mueller permiten determinar, entre otros parámetros polarimétricos, el retardo de una muestra [Pei-2016]-[Lop-2020]. No obstante, si se parte de considerar la muestra como un retardador lineal ideal, pueden aplicarse técnicas polarimétricas más simplificadas. Así, por ejemplo, un método clásico empleado tradicionalmente en microscopía es el método de de Sénarmont [Kur-2002]. Este método combina un retardador de cuarto de onda con un analizador lineal. El método emplea luz monocromática por lo que en microscopía se utiliza combinado con filtros interferenciales. Mediante un polarizador lineal se polariza la luz y se hace pasar por el elemento retardador que se desea analizar, que debe orientarse con sus ejes neutros formando 45° con la dirección de vibración de la luz incidente. La figura 3.1 muestra un esquema de esta técnica.

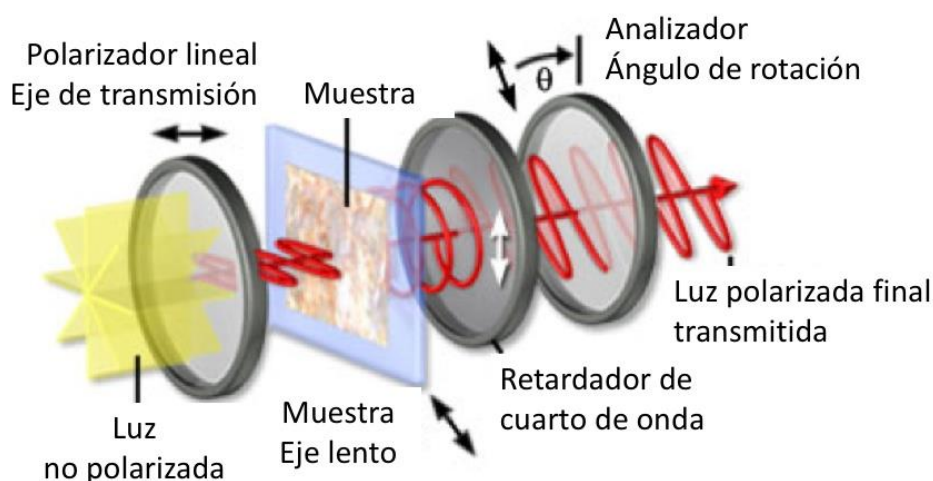


Figura 3.1 Esquema del método del compensador de de Sénarmont para medir el retardo de una lámina retardadora. Esta técnica se emplea habitualmente en microscopía de polarización para medir el retardo de muestras birrefringentes (figura adaptada de [OLY-web]).

La muestra retardadora que se analiza se sitúa tras un polarizador línea que polariza la luz, normalmente no polarizada en un microscopio. A continuación, se sitúa otro retardador calibrado, de cuarto de onda, con uno de sus ejes neutros paralelo a la dirección del eje de transmisión del polarizador de entrada. Este retardador de cuarto de onda (conocido como compensador) hace que a la salida se obtenga siempre luz linealmente polarizada, independientemente del valor de retardo de la muestra, pero cuyo ángulo de orientación está directamente relacionado con este retardo que se desea determinar. Por tanto, es posible determinar el retardo simplemente usando otro polarizador lineal situado en un soporte giratorio, que actúa como analizador, buscando la orientación que anula la transmisión.

3.2. El método temporal monocromático

Otra técnica habitual para caracterizar retardadores cuando se trabaja con luz láser monocromática emplea una modulación temporal de la luz incidente. El fundamento se muestra en la referencia [Shy-1993], donde se emplea un modulador electro-óptico para generar una señal óptica temporal de intensidad sinusoidal. Mediante un cubo divisor se generan dos haces, uno de referencia y otro test, en el que se coloca el retardador a calibrar (figura 3.2(a)).

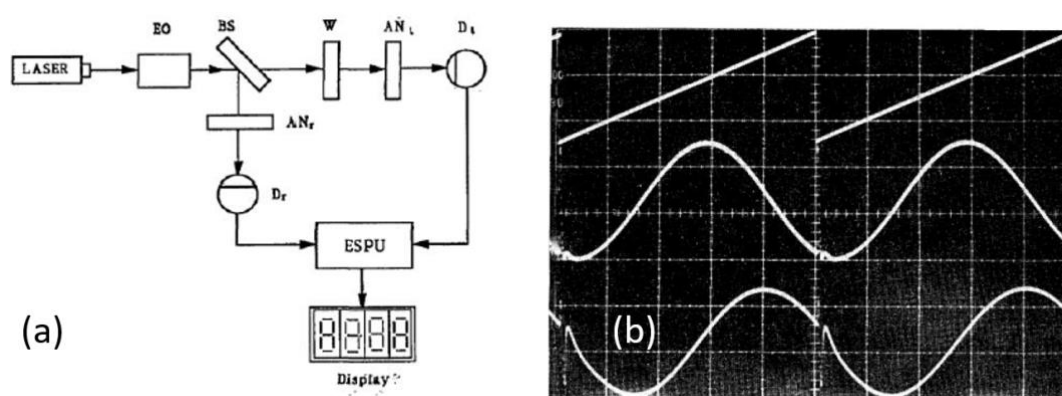


Figura 3.2 (a) Esquema del sistema propuesto en la referencia [Shy-1993] para medir el retardo. (b) Ejemplos de la señal de alimentación del modulador electro-óptico y de las señales de referencia y test. El desplazamiento de la señal test con respecto a la de referencia proporciona el retardo del retardador (figuras adaptadas de [Shy-1993]).

La presencia del retardador en el brazo test del sistema provoca un desplazamiento de la señal medida en el fotodetector de este brazo con respecto al brazo de referencia (figura 3.2(b)), que permite determinar con gran precisión el retardo introducido por el retardador. Estas técnicas utilizan habitualmente un amplificador electrónico tipo *lockin*, que permite determinar con gran precisión el ángulo de desplazamiento entre las dos señales [Cut-2010].

3.3. El método de caracterización espectral

Otro método clásico para la caracterización espectral de retardadores consiste en situarlos entre dos polarizadores paralelos o cruzados y observar bien el espectro de la luz transmitida o su bien su color, denominado color de birrefringencia [Wu-1984]. El retardador debe estar orientado con sus ejes neutros a 45° con respecto a los ejes de transmisión de los polarizadores, tal y como muestra la figura 3.3.

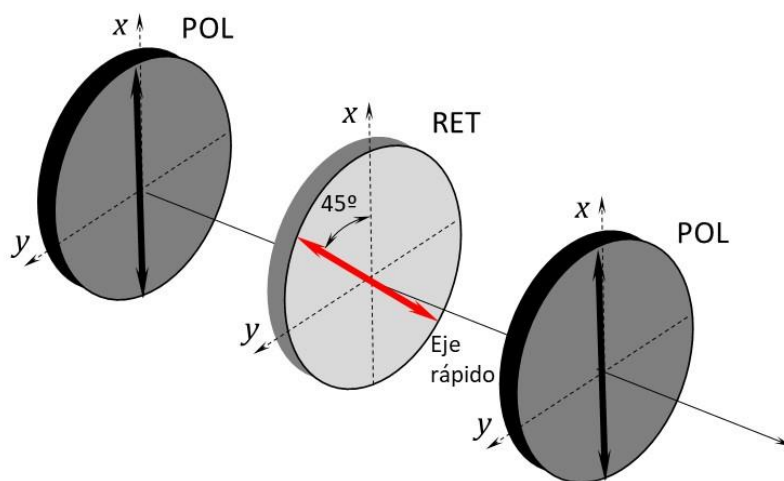


Figura 3.3. Esquema para determinar el retardo, situando el retardador (RET) entre polarizadores (POL) paralelos. Los ejes neutros del retardador deben orientarse a 45° de los ejes de transmisión de los polarizadores.

La transmisión normalizada del retardador lineal situado entre dos polarizadores paralelos, dispuestos ambos a 45° con respecto a los ejes neutros del retardador, viene dada por la siguiente relación [Vel-2005]:

$$T_{\parallel} = \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right). \quad (3.1)$$

De forma análoga, la transmisión normalizada cuando los dos polarizadores están cruzados es

$$T_{\perp} = \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right). \quad (3.2)$$

Dado que el retardo $\phi(\lambda)$ tiene una dependencia típicamente inversamente proporcional con la longitud de onda (ecuación (2.1)), el espectro de la luz transmitida muestra una dependencia oscilatoria con la longitud de onda. Por tanto, si el sistema se ilumina con una fuente de luz blanca con espectro continuo se observa un color característico que depende del retardo de la muestra. El denominado diagrama de color de Michel Lévy (figura 3.4) se ha empleado tradicionalmente en el ámbito de la mineralogía para, mediante microscopía de polarización, relacionar el color percibido con la birrefringencia del material. Recientemente se ha mostrado la utilidad de esta técnica en la calibración de los dispositivos láminas- q sintonizables de cristal líquido [Mar-2019b].

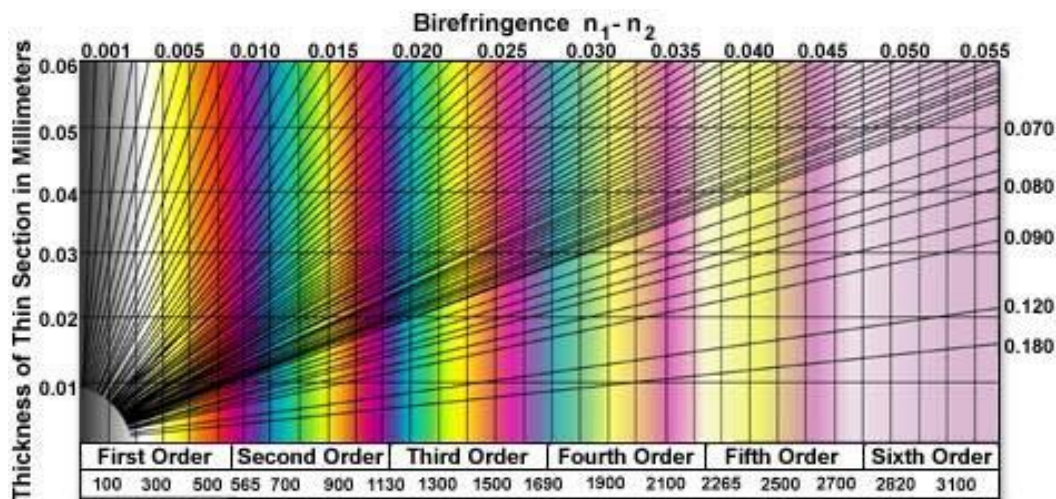


Figura 3.4. Diagrama de color de Michel-Lévy para la determinación de la birrefringencia mediante del color de birrefringencia (imagen adaptada de [OLY-web2]).

Más modernamente, la luz transmitida puede analizarse mediante un espectrómetro y, a partir de la medida de transmisión espectral, puede recuperarse la función $\phi(\lambda)$ de retardo espectral [Nag-2003]-[Vel-2005]-[Saf-2009]. Esta es la técnica que se ha seguido en esta Tesis Doctoral para la caracterización de los retardadores.

Métodos espectrales similares utilizan una rotación secuencial de los polarizadores para obtener más datos [Abu-2014]. Además, este tipo de medidas espectrales proporcionan una prueba sencilla para identificar si el retardador presenta interferencias de tipo Fabry-Perot por múltiples reflexiones, que suelen dar como resultado unas oscilaciones secundarias que se superponen a la oscilación principal [Var-2014], o para localizar y distinguir los ejes ordinario y extraordinario del desfasador [San-2015].

3.3.1. Relación de dispersión del retardo espectral

La ecuación (2.1), $\phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta n \cdot d)$, muestra que el retardo de una lámina retardadora simple es una función que depende de la longitud de onda de manera inversamente proporcional. Pero, además, los índices de refracción ordinario $n_o(\lambda)$ y extraordinario $n_e(\lambda)$ también presentan una dispersión que no debe ignorarse al realizar ajustes del retardo espectral.

Un ajuste típicamente empleado es el denominado ajuste de Cauchy [Cab-2000], que indica que los índices de refracción, lejos de las frecuencias de absorción, siguen una dependencia del tipo $n(\lambda) = a + (b/\lambda^2) + (c/\lambda^4) + \dots$ donde a, b, c son constantes numéricas que se utilizan en el ajuste de la función $n(\lambda)$ a los datos experimentales. Por tanto, si se considera este tipo de dependencia funcional en los índices de refracción ordinario y extraordinario de un retardador, el retardo espectral se debe ajustar a una dependencia del tipo:

$$\phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\lambda) \cdot d = \frac{A}{\lambda} + \frac{B}{\lambda^3} + \frac{C}{\lambda^5} + \dots, \quad (3.3)$$

donde los coeficientes A, B, C, \dots son ahora las constantes numéricas que se determinan empíricamente mediante un ajuste de mínimos cuadrados sobre las medidas experimentales [Wu-1986]-[Li-2005]-[Var-2013].

No obstante, cuando el rango espectral considerado es muy amplio, como es el caso en los trabajos de esta Tesis Doctoral en que se incluye la región infraroja NIR, se ha demostrado la conveniencia de añadir un término adicional al ajuste de la ecuación (3.3) de modo que el retardo espectral siga una función del tipo [Wan-2012]:

$$\phi(\lambda) = \frac{A}{\lambda} + \frac{B}{\lambda^3} + \frac{C}{\lambda^5} + D\lambda, \quad (3.4)$$

donde el término $D\lambda$ sirve para dar un mejor ajuste en la parte NIR del espectro.

3.3.2. Función de transferencia en moduladores

El ajuste anterior de la función de retardo espectral $\phi(\lambda)$ se ha comprobado muy útil en moduladores ópticos de cristal líquido de tipo LCR. Pero, como se ha explicado en el capítulo anterior, en estos dispositivos se produce una variación del retardo también con la aplicación de un voltaje, que provoca la inclinación del director molecular del cristal líquido. Es una suposición razonable considerar que la proporción de variación del retardo debe ser la misma en las diferentes longitudes onda. Considerando esta hipótesis puede emplearse una función de transferencia de voltaje, válida en todo el rango espectral de caracterización, de modo que la función de retardo dependa de dos variables $\phi(\lambda, V)$, la longitud de onda y el voltaje aplicado, y que pueda expresarse como [Var-2013]:

$$\phi(\lambda, V) = g(V)\phi_0(\lambda), \quad (3.5)$$

donde $\phi_0(\lambda)$ es la función de retardo espectral sin voltaje aplicado ($V = 0$). La función $g(V)$ es una función de transferencia de voltaje. Es una función de normalización que para dispositivos tipo PAL como los empleados en esta Tesis disminuye monótonamente desde $g(V = 0) = 1$ hasta $g(V_{\max}) \rightarrow 0$ (en estos dispositivos se obtiene la máxima birrefringencia sin voltaje aplicado, ya que no hay inclinación del director molecular, mientras que el retardo tiende a reducirse al aumentar el voltaje). Con esta función de transferencia puede modelizarse la función de retardo de un retardador LCR únicamente mediante la determinación empírica de las dos funciones $\phi_0(\lambda)$ y $g(V)$ [Var-2013].

Capítulo 4:

Filtros ópticos espectrales

Este capítulo introduce una de las aplicaciones ópticas de los retardadores: su utilización para realizar filtros espectrales birrefringentes. Los filtros espectrales son elementos estructurales clave en multitud de aplicaciones ópticas, todas aquellas que requieran modificar o filtrar el espectro y/o el color de la luz (figura 4.1). Las aplicaciones son numerosísimas, tanto en actividades científicas como industriales, que incluyen la fotografía, la microscopía, la astronomía, la iluminación, las telecomunicaciones o la espectroscopia. En muchas ocasiones, los filtros no solamente deben considerar el rango visible de la luz, sino también el rango infrarrojo cercano.

Por ejemplo, en astronomía los filtros ópticos se usan para restringir la luz que se observa a una banda espectral, para estudiar la radiación infrarroja sin luz visible. Al contrario, en las cámaras fotográficas comerciales se suele incorporar un filtro óptico que eliminan el infrarrojo y deja pasar solamente la luz visible, con objeto de reproducir una imagen fidedigna de lo que observamos. Aspectos más modernos implican la variación temporal de los filtros espectrales para realizar sistemas de imagen multiespectral o hiperespectral [Jer-2020].

En esta Tesis hemos desarrollado algunos avances relacionados con el diseño y realización de filtros birrefringentes. Los filtros ópticos birrefringentes son filtros espectrales que emplean la dispersión cromática de la función del retardo de los retardadores ópticos para producir una variación del estado de polarización de la luz con la longitud de onda. De este modo, con un polarizador final que actúa como analizador, se pueden filtrar adecuadamente las componentes espectrales de la luz.

Los filtros birrefringentes fueron desarrollados inicialmente en el ámbito de la astronomía, donde diseños como el filtro de Lyot-Ohman y los filtros de Solc fueron empleados a principios del siglo XX. Hoy en día son la base de algunos componentes optoelectrónicos útiles como filtros espectrales sintonizables, basados en la tecnología de cristal líquido, que se emplean sobre todo en microscopia y en imagen multispectral.

En este capítulo se resumen aspectos relacionados con los filtros espectrales en general y con los filtros birrefringentes en particular.



Figura 4.1. Ejemplo de diferentes filtros espectrales (imagen adaptada de NewportLab [NTFL-web]).

4.1. Filtros espectrales en función del mecanismo físico

Un filtro óptico espectral es un elemento que transmite selectivamente diferentes longitudes de onda de la luz incidente. Sus propiedades dependen del mecanismo físico que emplea para filtrar. Las especificaciones de los filtros deben indicar cómo se modifican la magnitud y, en ocasiones, también la fase de la luz incidente. En general, la luz transmitida es del rango visible, lo que determina el color del filtro; pero también existen gran cantidad de filtros ópticos extendidos a los rangos infrarrojo y ultravioleta.

En función del mecanismo físico de filtrado, los filtros ópticos espectrales pueden clasificarse en las siguientes categorías generales [EDM-web3]:

- **Filtros de absorción:** en estos filtros se absorbe la parte del espectro que se desea eliminar o atenuar. Por tanto, los filtros de absorción acumulan la energía de la luz eliminada por lo que no son útiles para su uso con fuentes de luz muy intensas, que pueden quemar el filtro. Son los filtros que se emplean de manera generalizada en fotografía o en sistemas de iluminación (figura 4.2).
- **Filtros interferenciales o dicróicos:** Estos filtros producen la división del haz de la luz incidente en dos bandas complementarias, una en el haz transmitido y otra en el haz reflejado. Poseen un recubrimiento reflejante en una de sus superficies que refleja la luz que se desea filtrar. Este recubrimiento se realiza superponiendo diversas capas de diferente espesor e índice de refracción, diseñadas de modo que las interferencias entre las múltiples ondas reflejadas en cada capa generen la respuesta espectral deseada. Las modernas técnicas de deposición permiten hoy en día diseñar respuestas espectrales a voluntad (figura 4.3(a)), incluso la realización de filtros con una variación continua de la transmisión (figura 4.3(b)).
- **Filtros birrefringentes:** están basados en polarizadores y láminas retardadoras. Usan la dispersión de la función de retardo para el control del estado de polarización de la luz de salida. Mediante un polarizador al final producen cambios de la transmisión del sistema. Este es el tipo de filtros espectrales que hemos desarrollado en esta Tesis.



Figura 4.2. Ejemplo de filtros de absorción para fotografía (imagen adaptada de Neever [NEE-web]).

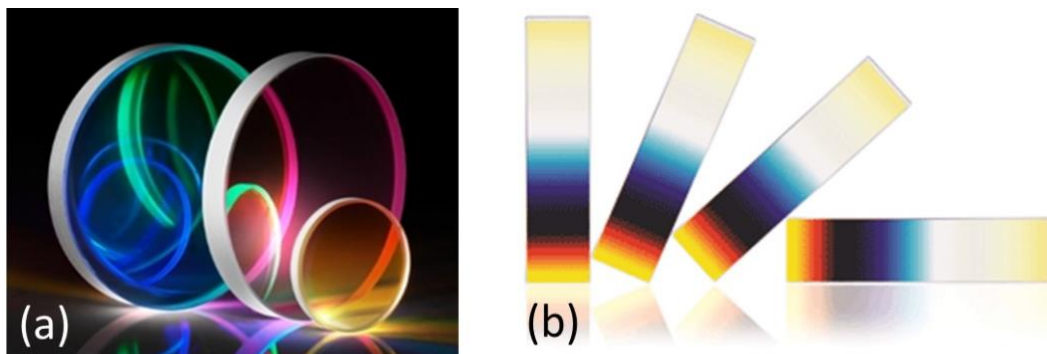


Figura 4.3. Ejemplos de filtros interferenciales: (a) Filtros homogéneos de la marca Edmund Optics; (b) Filtros de variación continua de la marca Delta (imágenes adaptadas de [EDM-web4] y [DEL-web]).

4.2. Filtros espectrales en función de su curva de transmisión

En general, los filtros ópticos espectrales transmiten luz en un rango particular selectivo de longitudes de onda. Se caracterizan por la curva de transmitancia $T(\lambda)$ en el rango espectral $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ objetivo del filtro. En función de la forma en que seleccionan el rango de frecuencias transmitidas, se distinguen distintos tipos de filtros [EDM-web4]:

- **Filtros paso-bajo** (figura 4.4(a)): estos filtros eliminan las longitudes de onda más largas y transmiten las longitudes de onda más cortas sobre el rango espectral

objetivo, normalmente en el visible. Suelen estar caracterizados por la longitud de onda de corte a mitad del valor de la caída de la transmisión λ_{cutoff} .

- **Filtros paso-alto** (figura 4.4(b)): es el caso opuesto del filtro anterior, esto es, anula las longitudes de onda más cortas y transmite las más largas. De forma análoga se caracteriza por la longitud de onda donde la transmisión sube al 50%, λ_{cuton} .
- **Filtros paso-banda** (figura 4.4(c)): en estos filtros se definen dos longitudes de onda de corte, inferior y superior, que determinan el rango espectral transmitido. Estos filtros dejan pasar una banda continua relativamente ancha del espectro. Se suelen caracterizar por la anchura espectral al 50% de transmisión, parámetro referido típicamente como FWHM (del inglés, *Full Width Half Maximum*).

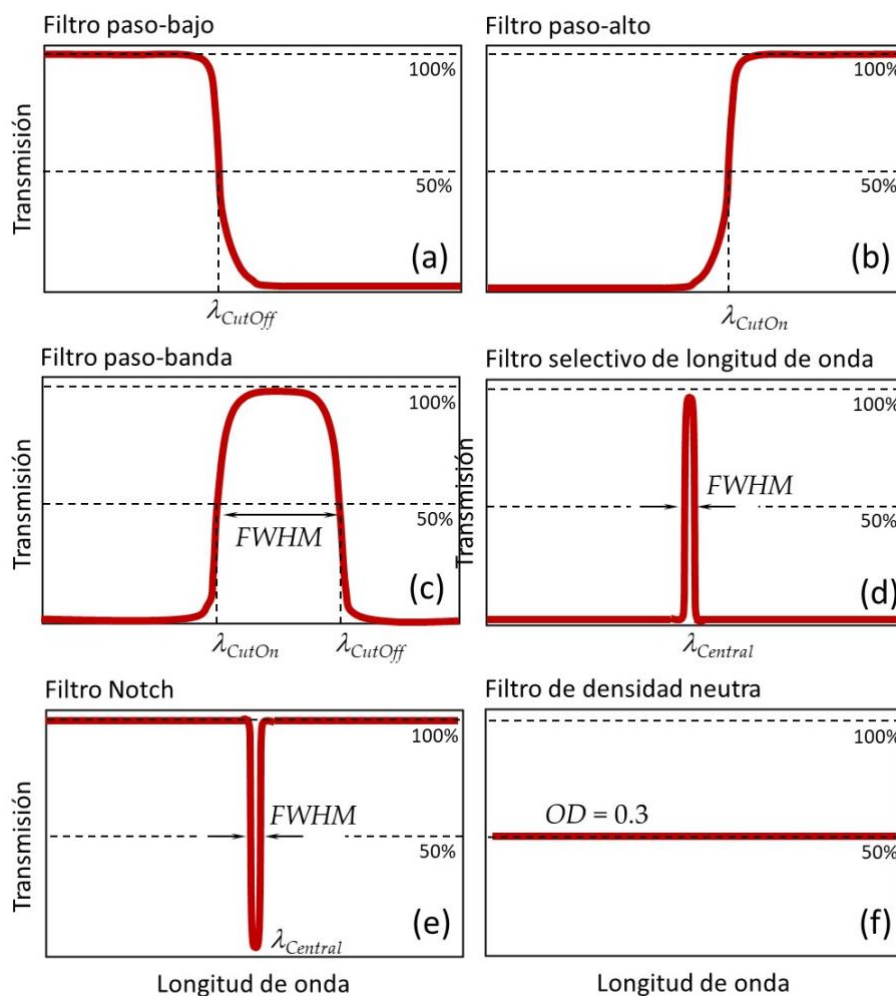


Figura 4.4. Transmisión típica $T(\lambda)$ de diferentes tipos de filtros espectrales: (a) filtro paso-bajo, (b) filtro paso-alto, (c) filtro paso-banda, (d) filtro selectivo de longitud de onda, (e) filtro Notch y (f) filtro de densidad neutra.

- **Filtros selectivos de longitud de onda** (figura 4.4(d)): son filtros diseñados para seleccionar una longitud de onda concreta, normalmente correspondiente a la emisión de un láser. Como en el caso anterior se caracterizan por el parámetro FWHM y por la longitud de onda central.
- **Filtros Notch** (figura 4.4(e)): son filtros inversos con respecto a los filtros selectivos de longitud de onda, es decir, transmiten todo el espectro excepto una banda estrecha. Los filtros Notch se usan típicamente para eliminar del sistema una longitud de onda de un láser. Como en el caso anterior se caracterizan por el FWHM y por la longitud de onda central.
- **Filtros de densidad neutra** (figura 4.4(f)): éstos son filtros on diseñados para reducir la transmisión del sistema de manera uniforme con la longitud de onda. Se caracterizan mediante la función de densidad óptica (*OD*, *optical density*), definida como $OD = -\log(T)$, de modo que $T = 10^{-OD}$.

4.3. El filtro de Fabry-Pérot

Un tipo especialmente importante de filtro interferencial es el filtro de Fabry-Pérot. Un interferómetro o “etalon” de Fabry-Pérot es un filtro óptico constituido por una lámina con dos superficies paralelas reflejantes, que emplea la interferencia de las múltiples reflexiones de la luz para producir una transmisión selectiva en las longitudes de onda de resonancia.

La transmitancia de un filtro de Fabry-Pérot viene dada por la relación [Cab-2000b]:

$$T = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta)} = \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta)} \quad (4.1)$$

donde R es la reflectancia en cada una de las caras del filtro, $\delta = 2\pi n d / \lambda = 2\pi n d f / c$ es la fase que gana la luz en un trayecto dentro del filtro, d es el grosor del filtro y $F = 4R / (1-R)^2$ es el llamado coeficiente de fineza del filtro.

Los máximos de transmisión, $T = 1$, ocurren cuando $\delta = m\pi$, siendo m un número entero. De esta forma se producen sucesivos máximos de transmisión en las longitudes de onda de resonancia, aquellas que cumplen la condición $\delta = m\pi$, esto es $\lambda_m = 2\pi nd / m$. Las correspondientes frecuencias de resonancia son $f_m = mc / (2nd)$. La distancia en frecuencias entre dos máximos de transmisión es $\Delta f = f_{m+1} - f_m = c / (2nd)$, siendo un valor constante conocido como el rango espectral libre (FSR, del inglés *Free Spectral Range*).

4.4. Parámetros de calidad característicos

Tanto los filtros de Fabry-Pérot como los filtros birrefringentes presentan características periódicas en su espectro de transmisión. Para su estudio se utilizan los parámetros FSR y FWHM, que se muestran definidos en la figura 4.5. El FSR es la distancia entre dos máximos consecutivos, mientras que el FWHM da una medida de la anchura espectral de cada máximo. Además del FWHM también suele especificarse la anchura espectral en la base (Δ_B), igual a la distancia entre los dos primeros mínimos nulos consecutivos a un lado del máximo. Esta situación se da en los filtros birrefringentes, pero no en el filtro Fabry-Pérot donde no puede definirse.

La figura 4.5 muestra la transmitancia $T(f)$ de un filtro birrefringente representada en función de la frecuencia de la luz. En esta representación, el rango espectral libre FSR es constante entre dos máximos consecutivos y la anchura de los máximos es constante en todos ellos. En la figura 4.5(b) se muestra la misma curva de transmitancia, pero ahora representada en función de la longitud de onda. En la presentación de $T(\lambda)$, la distancia entre máximos se hace cada vez menor a medida que decrece λ , y se hace menor la anchura de los máximos. Es importante resaltar que en las medidas experimentales que se obtienen con los espectrómetros ópticos, es la curva $T(\lambda)$ la que se obtiene.

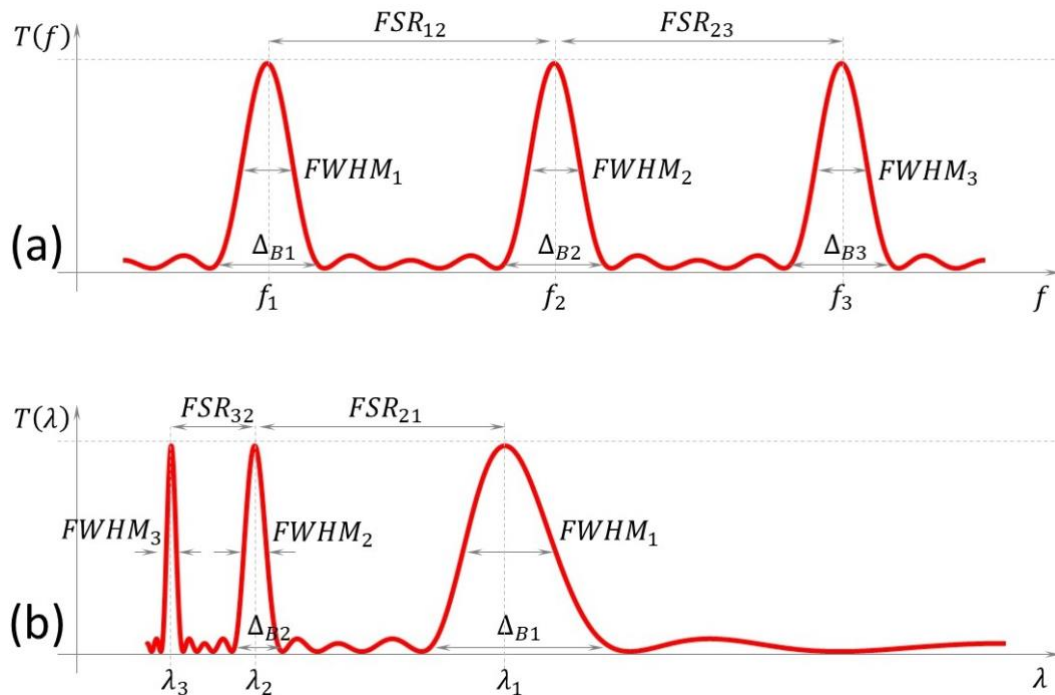


Figura 4.5. Curvas de transmitancia espectral y definición de parámetros característicos de filtros espectrales periódicos (Fabry-Pérot o birrefringentes): rango espectral libre (FSR), anchura a mitad del máximo (FWHM) y anchura en la base (Δ_B). (a) Representación $T(f)$ en función de la frecuencia. (b) Representación $T(\lambda)$ en función de la longitud de onda.

4.5. El filtro birrefringente de Lyot-Ohman

Este es un filtro birrefringente clásico. Fue diseñado por Bernard Lyot en 1933 y por Yngre Öhman en 1938. Su uso fue propuesto principalmente en la astronomía solar. Un filtro Lyot-Ohman está formado por sucesivas capas retardadoras situadas entre dos polarizadores. En su versión clásica, el grosor de cada retardador es el doble que el de la capa anterior, con objeto de que el retardo de cada capa sea también el doble del de la capa anterior [Cab-2000b]. Los retardadores son de orden múltiple, por lo que presentan una variación rápida del retardo con la longitud de onda. Para ciertas longitudes de onda, el retardo de cada capa es un múltiplo entero de 2π , por lo que no cambia el estado de la polarización. La figura 4.6 muestra un esquema de un filtro de Lyot-Ohman realizado con cuatro capas retardadoras.

Los retardadores se sitúan orientados con su eje óptico a 45° del eje de transmisión de los polarizadores, que se orientan paralelos entre sí. La transmisión de cada capa

polarizador – retardador – polarizador en el filtro de Lyot-Ohman viene dada por la relación (3.1) del capítulo anterior, es decir:

$$T_i(\lambda) = \cos^2\left(\frac{\phi_i(\lambda)}{2}\right) \quad (4.2)$$

dónde i es el número de capa del filtro, y donde $\phi_i(\lambda)$ representa el retardo en cada capa retardadora del filtro, que depende de la longitud de onda. Al duplicarse el espesor de cada retardador, el retardo es en cada capa es el doble del de la capa anterior, es decir, $\phi_{i+1}(\lambda) = 2\phi_i(\lambda)$. La transmitancia resultante viene dada por el producto de las transmitancias individuales de cada capa polarizador – retardador – polarizador esto es:

$$T(\lambda) = \prod_{i=1}^N T_i(\lambda) \quad (4.3)$$

donde N es el número total de capas en el filtro.

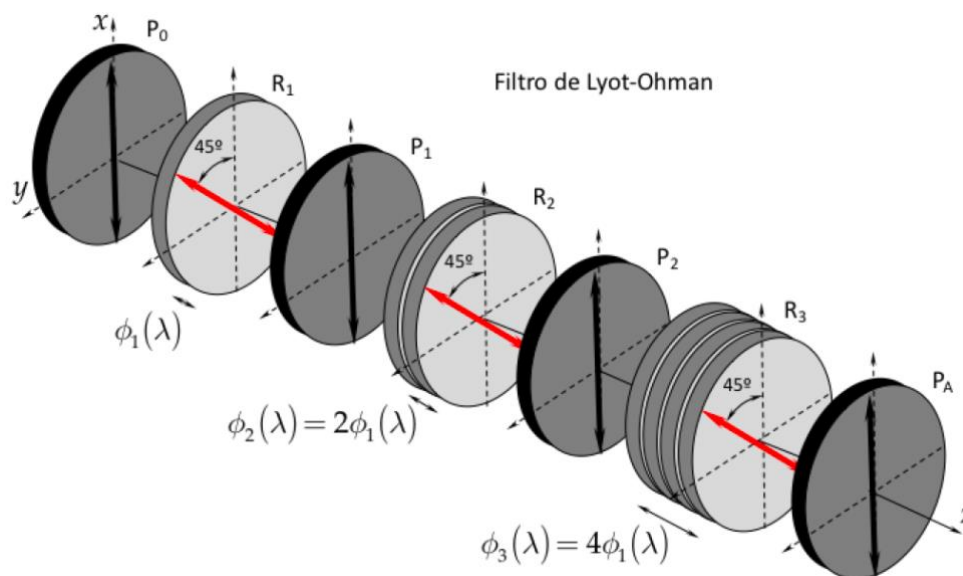


Figura 4.6. Esquema de un filtro Lyot-Ohman de tres capas retardadoras.

La figura 4.7 muestra la transmitancia T_i de sucesivas capas del filtro de Lyot-Ohman representada respecto al retardo ϕ de la primera capa retardadora, en un filtro de hasta $N = 4$ capas. La transmitancia de la primera capa T_1 es un espectro sinusoidal con

respecto a ϕ , de acuerdo a la ecuación (4.2). Las siguientes curvas T_2 , T_3 y T_4 que se muestran en la figura 4.7(a) corresponden a la transmitancia en las siguientes capas, que también tienen una forma sinusoidal con respecto al retardo, pero que muestran el doble de oscilaciones de capa en capa.

La transmitancia de un sistema de dos capas consecutivas es el producto de las transmisiones sinusoidales individuales, de modo que donde coinciden los máximos de los sucesivos espectros obtenemos un máximo del filtro. Dado que los máximos de transmisión están centrados en las longitudes de onda para las cuales el retardo es un múltiplo entero de 2π en la primera capa. A medida que se van añadiendo más capas se obtiene una mayor selectividad (picos más estrechos) tal y como muestra la gráfica de la figura 4.7(b). La última capa es la más gruesa y es la que establece por tanto la anchura de los picos de transmisión. La primera capa es la más estrecha y es la que establece el FSR entre los máximos de transmisión.

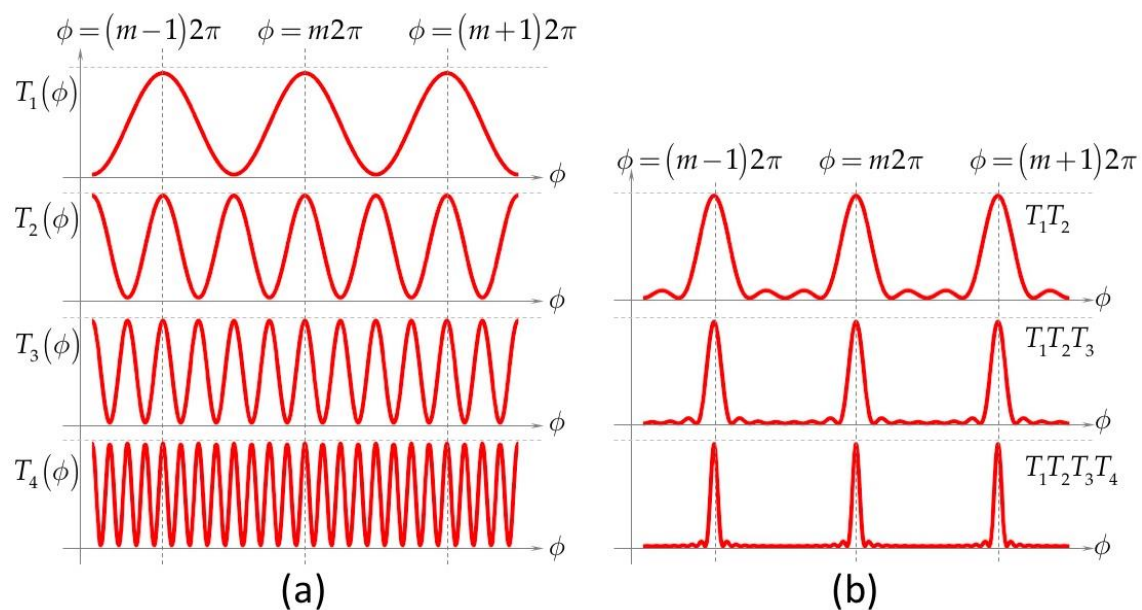


Figura 4.7. (a) Transmitancia de las sucesivas capas aisladas del filtro de Lyot-Ohman en función del retardo ϕ de la primera capa. (b) Transmitancia de un filtro formado por dos, tres y cuatro capas sucesivas.

La transmitancia total de un filtro de Lyot-Ohman de N capas sigue la relación ideal [Cab-2000b]-[Yeh-2005]:

$$T(\lambda) = \left(\frac{\sin(2^N \phi(\lambda) / 2)}{2^N \sin(\phi(\lambda) / 2)} \right)^2, \quad (4.4)$$

donde $\phi(\lambda)$ es el retardo espectral en la primera capa. Dado que el retardo de las capas retardadoras simples tiene una variación continua con la longitud de onda, se produce por tanto una selección espectral.

El filtro de Lyot-Ohman presenta el inconveniente de incorporar polarizadores lineales entre cada capa retardadora, siendo $N + 1$ el número total de polarizadores en el filtro. Dado que los polarizadores reales presentan todas pérdidas importantes por absorción o reflexión, el resultado final del filtro es una transmisión baja, incluso en las longitudes de onda donde la transmisión debería ser máxima. Es por ello que poco tiempo después de su invención se propusieron los filtros de Solc, otros diseños de filtros birrefringentes que no requieren tantos polarizadores.

4.6. Los filtros birrefringentes de Solc

Los filtros de Solc son una versión mejorada del filtro de Lyot-Ohman que elimina los polarizadores intermedios y de esa forma reduce notablemente las pérdidas. Estos filtros constan de una serie de láminas retardadoras idénticas con orientaciones definidas de acuerdo al número N de retardadores incluidos en el filtro que, al igual que en el filtro de Lyot-Ohman, determina selectividad del filtro. Los polarizadores solamente están al principio y al final del filtro. Existen dos modalidades: el filtro de Solc alternado y el filtro de Solc en abanico.

4.6.1. El filtro de Solc alternado

Este filtro utiliza dos polarizadores lineales en los extremos, cruzados entre sí. Entre ellos se sitúan parejas de retardadores todos ellos idénticos (D_1 y D_2). Se llama filtro de Solc alternado porque el ángulo de orientación de los ejes ópticos de cada pareja de retardadores alterna el signo $\pm\rho$, tal y como indica la figura 4.8(a). El valor del ángulo ρ viene dado por la siguiente relación [Cab-2000b]:

$$\rho = \frac{\pi}{4N} = \frac{\pi}{8m}, \tag{4.5}$$

donde N es el número total de retardadores en el filtro y $m = N/2$ es el número de parejas de retardadores.

4.6.2. El filtro de Solc en abanico

En esta segunda configuración de Solc la orientación de los sucesivos retardadores va creciendo progresivamente, tal y como muestra la figura 4.8(b). Los polarizadores de entrada y de salida se colocan paralelos entre sí. En este caso, si el filtro contiene N retardadores, la orientación del eje óptico en cada retardador deber crecer como $\rho, 3\rho, 5\rho, \dots \dots (2N-1)\rho = \frac{\pi}{2} - \rho$, en donde el ángulo ρ se calcula de nuevo con la relación de la ecuación (4.5) con N de nuevo el número total de retardadores en el filtro.

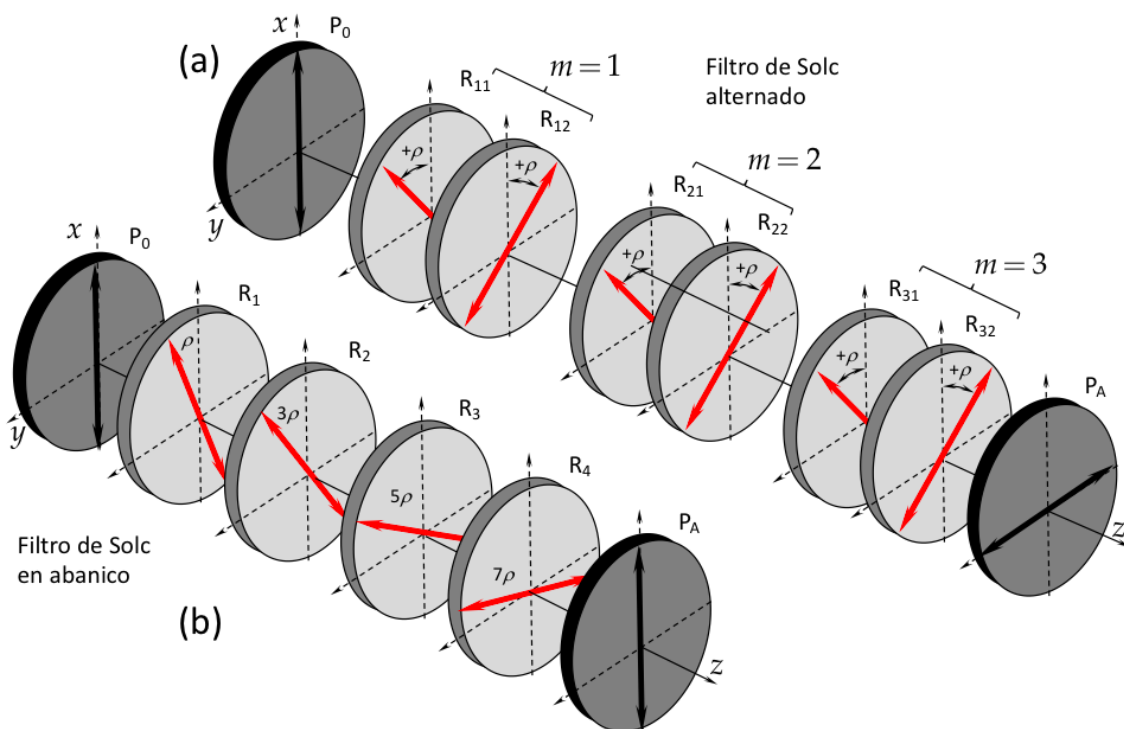


Figura 4.8. Esquema de los filtros de Solc: (a) filtro de Solc alternado, (b) filtro de Solc en abanico.

La figura 4.9 muestra el espectro de transmitancia de un filtro de Solc alternado y de un filtro de Solc en abanico formado por hasta $N = 8$ retardadores, en función del retardo ϕ de cada retardador individual. Como es de esperar, a medida que se añaden más capas retardadoras, los picos de transmisión se hacen cada vez más estrechos. Los máximos de transmisión se producen en los retardos iguales a múltiplos enteros impares de π para el filtro de Solc alternado, mientras que ocurren para retardos múltiplos enteros pares de π para el filtro de Solc en abanico.

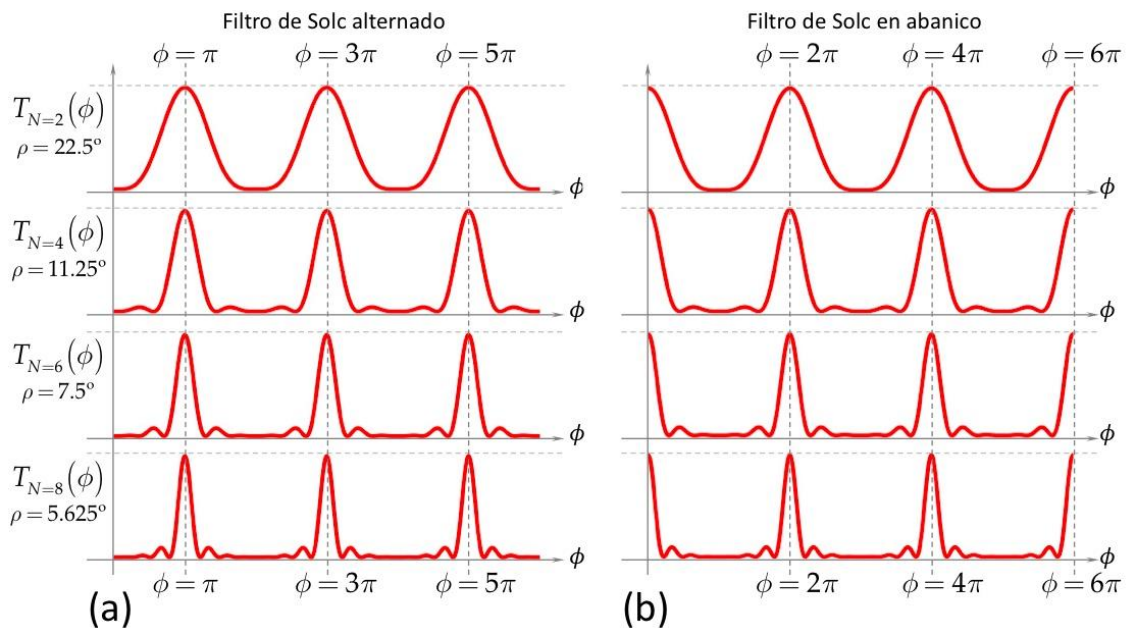


Figura 4.9. Transmitancia normalizada en función de los filtros de Solc en función del retardo ϕ de cada retardador individual. (a) Filtro de Solc alternado. (b) Filtro de Solc en abanico.

4.7. Filtros birrefringentes sintonizables

La capacidad de modular el color de la luz mediante moduladores de cristal líquido se identificó desde los inicios de la tecnología de los cristales líquidos [Wu-1989]. Pero recientemente los filtros birrefringentes han adquirido un renovado interés gracias a la moderna tecnología LCR que permite realizar filtros sintonizables mediante la utilización de moduladores LCR que con un pequeño voltaje pueden modificar electrónicamente el retardo de las capas retardadoras de los filtros.

Hoy en día existen en el mercado diferentes modelos de filtros birrefringentes sintonizables. Generalmente, utilizan la configuración de Lyot-Ohman y funcionan en un rango espectral limitado, pues los cristales líquidos tienen bandas espectrales relativamente estrechas de operación. Su capacidad de operación se basa en poder asegurar la precisa coincidencia de la máxima transmitancia de todas las capas, es decir, debe asegurarse el mismo retardo espectral en todos los retardadores que constituyen los filtros.

Este renovado interés ha dado lugar a que diferentes compañías ofrezcan hoy en día diferentes dispositivos comerciales basados en estos filtros. A continuación, se describen algunos de estos filtros birrefringentes sintonizables que hemos encontrado en el mercado.

- **Tri-color optical filter** de la marca Meadowlark Optics [MEA-web3]. Es un filtro óptico espectral de cristal líquido que opera con un rango de 420-780 nm. Utiliza un diseño de Lyot-Ohman con capas retardadoras de cristal líquido. Permite obtener una banda de transmisión con una anchura en la base de 100-150 nm (figura 4.10(a)) que puede desplazarse a lo largo del espectro visible.

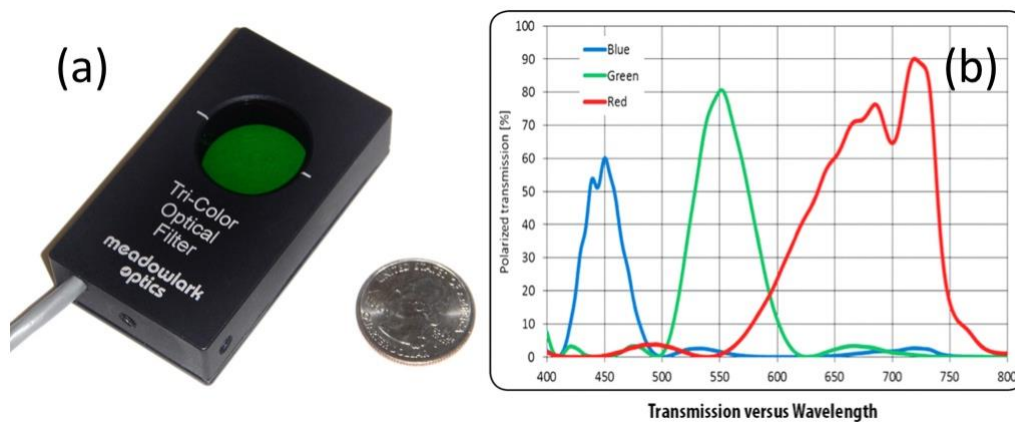


Figura 4.10. Filtro espectral Tri-color de Meadowlark Optics. (a) Fotografía del dispositivo y (b) ejemplo de los espectros de la transmisión centrados en tres colores (imágenes adaptadas de MEA-web3).

- **LC selectable bandwidth tunable optical filter** modelo TOF-SV también de la marca Meadowlark Optics [MEA-web4]. Es otro filtro óptico sintonizable que emplea el diseño de Lyot-Ohman con retardadores variables de cristal líquido. Tiene un rango espectral de funcionamiento entre 420 y 730 nm. El usuario puede elegir entre tres diferentes niveles de ancho de banda (FWHM) y variar la longitud de onda central de la banda de transmisión. El valor de la transmitancia en el pico aumenta al seleccionar un FWHM más amplio.

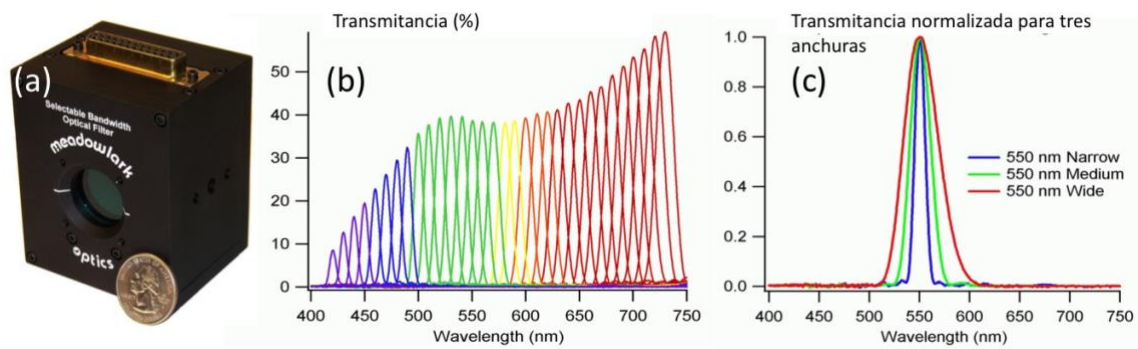


Figura 4.11. (a) Fotografía del dispositivo TOF-SV Meadowlark Optics. (b) Transmitancia centrada en diferentes bandas en el espectro visible- (c) Transmitancia normalizada centrada en 550 nm para diferentes configuraciones de ancho de banda (*narrow, medium, wide*) (imágenes adaptadas de [MEA-web4]).

- **Kurios filters**, de la marca Thorlabs [THO-web7]. Este es otro filtro paso banda sintonizable de cristal líquido. Proporciona una longitud de onda central continuamente ajustable en diferentes rangos, según el modelo (en rangos de 420-730 nm, 430-730 nm, o 650-1100 nm). La mayoría de los modelos Kurios tienen un FWHM fijo. Alternativamente, el KURIOS-VB1 tiene configuraciones de FWHM seleccionables por el usuario, con tres opciones (estrecho, medio, ancho). Thorlabs incorpora estos filtros sintonizables en sistemas de imagen multispectral o hiperespectral.

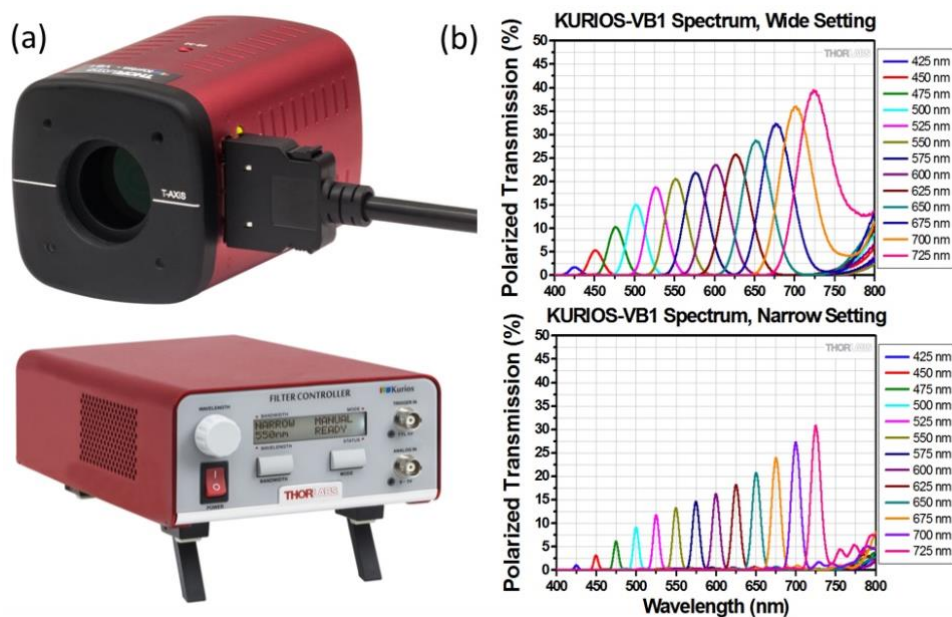


Figura 4.12. (a) Fotografía del filtro óptico sintonizable modelo KURIOS-VB1 de la marca Thorlabs y su controlador. (b) Transmitancia espectral para dos selecciones de FWHM centradas en diferentes longitudes de onda (imágenes adaptadas de [THO-web3]).

- **VariSpec Liquid Crystal Tunable Filter**, de la marca Perkin Elmer [PER-web]: este dispositivo está basado también en un diseño de Lyot-Ohman. Existen diversos modelos de aplicación en el rango visible (entre 400 y 750 nm), en el rango NIR (en 650-1100 nm o en 850- 1800 nm), o incluso en un rango infrarrojo más extenso (en 1200- 2450 nm). Estos dispositivos han sido incluso aprobados para misiones espaciales y han sido empleadas en plataformas de sensado remoto. Por otro lado, los componentes Micro* Color™ RGB también de la marca Perkin Elmer son filtros sintonizables de cristal líquido adaptados a las monturas estándar en microscopios y cámaras [PER-web2].

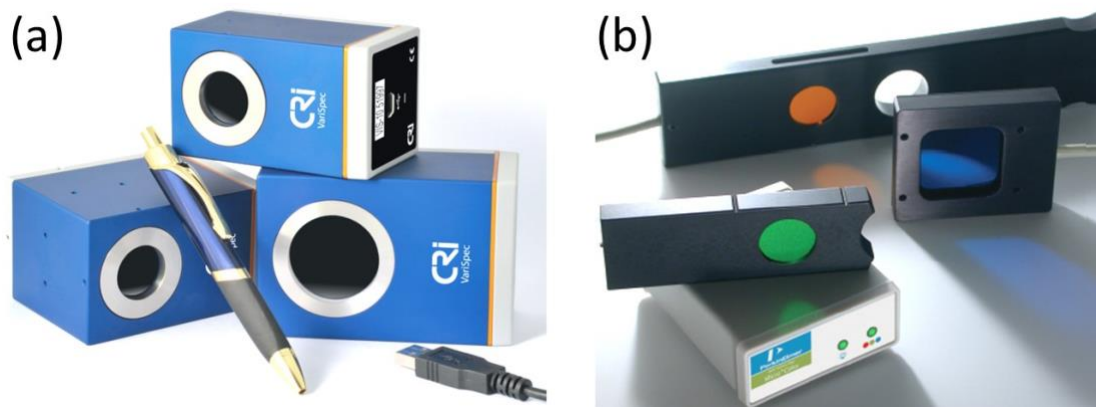


Figura 4.13. Filtros espectrales sintonizables de cristal líquido de la empresa Perkin Elmer: (a) Dispositivo VariSpec, (b) Dispositivos Micro*Color™ RGB Tunable Filters (imágenes adaptadas de [PER-web] y [PER-web2]).

Capítulo 5:

Publicaciones

En este capítulo se presentan las tres publicaciones que constituyen esta Tesis Doctoral. Se trata de tres artículos publicados en tres revistas internacionales que abarcan los temas expuestos anteriormente, teniendo como eje principal el control de estado de polarización, la caracterización espectral de los retardadores ópticos y su aplicación a la realización de filtros ópticos birrefringentes. Los tres artículos son:

- A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, A. Vargas, I. Moreno, “Optical system for measuring the spectral retardance function in an extended range”, *Journal of the European Optical Society – Rapid Publications* **12**, 12:21 (2016).
DOI: <http://doi.org/10.1186/s41476-016-0023-7>
Índice de impacto: 0.975 (JCR2016 – Optics, 72/92, Q4).
- A. Messaadi, A. Vargas, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, P. Kula, N. Bennis, I. Moreno, “Solc filters in a reflective geometry”, *Journal of Optics* **19**, 045703 (2017).
DOI: <https://doi.org/10.1088/2040-8986/aa6073>,
Índice de impacto: 2.323 (JCR2017 – Optics, 35/94, Q2).

- A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, A. Vargas, P. García-Martínez, I. Moreno, “Achromatic linear retarder with tunable retardance”, *Optics Letters* **43**(14), 3277-3280 (2018).

DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.43.003277>

Índice de impacto: 3.866 (JCR2018 – Optics, 16/95, Q1).

A continuación, se presenta un resumen de las principales aportaciones de cada uno de estos tres artículos, acompañada de su correspondiente publicación en la forma de la versión aceptada para su publicación en la revista.

5.1. Artículo #1

A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, A. Vargas, I. Moreno, “Optical system for measuring the spectral retardance function in an extended range”, *Journal of the European Optical Society – Rapid Publications* **12**, 12:21 (2016).

5.1.1. Resumen de las aportaciones

En este primer trabajo se ha desarrollado un sistema óptico experimental útil para la calibración espectral de retardadores ópticos. El sistema usa la técnica espectral explicada en la sección 3.3, pero presenta como novedad el amplio rango espectral de medida, que cubre el espectro visible (VIS) y el infrarrojo cercano (NIR), de modo que el sistema es capaz de determinar función de retardo espectral en un rango de longitudes de onda que va desde 400 nm hasta más de 1600 nm. Esta extensión del rango de medición a longitudes de onda hacia el rango NIR es de gran interés por la importancia que tiene esta zona en varias aplicaciones en telecomunicaciones, donde aprovechan las bajas pérdidas de las fibras ópticas o en aplicaciones biomédicas, donde se aprovechan la gran profundidad de penetración de esta luz en tejidos biológicos.

El sistema óptico puesto en marcha utiliza dos espectrómetros, uno para el rango VIS y otro para el rango NIR. Se requiere emplear una fuente de luz que emita un espectro continuo. Hemos empleado bien una lámpara incandescente o bien un láser de supercontinuo. Se requiere la utilización dos polarizadores operativos en los rangos VIS-NIR (las láminas de polaroide habitualmente empleadas para luz visible no son operativas en el rango NIR).

En el trabajo se muestran resultados de la determinación de la función de retardo espectral $\phi(\lambda)$ de diferentes retardadores en un rango espectral muy amplio desde 400 nm hasta 1600 nm. Para ello se realiza un ajuste de las curvas de transmitancia medidas experimentales y curvas obtenidas numéricamente a partir de la función de ajuste $\phi(\lambda)$. En los retardadores simples, de una única lámina, se puede aplicar una relación de dispersión de Cauchy, a la que se ha añadido un factor adicional de corrección en la zona NIR del espectro, de acuerdo a la ecuación (3.4), que se ha mostrado suficientemente precisa para realizar los ajustes a los datos experimentales.

En el mismo trabajo se han proporcionado algunas ideas útiles para comprobar el correcto ajuste realizado de los datos. Por ejemplo, la combinación de dos retardadores del mismo material (que por tanto tienen exactamente la misma dispersión de la birrefringencia espectral) ayuda a obtener curvas adicionales sumando o restando retardo. Así, en este trabajo hemos usado dos retardadores de orden múltiple del mismo material (cuarzo) pero diseñados como retardadores de cuarto de onda para las longitudes de onda de 514 nm y 488 nm respectivamente. La pequeña diferencia de retardo entre los dos retardadores provoca en la resta obtenemos un comportamiento equivalente al del un retardador de orden cero compuesto. También se han mostrado resultados de la combinación del retardador bajo evaluación con un retardador de rombo de Fresnel que suma/resta un desplazamiento constante de un cuarto de oscilación en el espectro de la luz transmitido, lo que resulta útil para lograr una medición precisa en todo el rango espectral (en oposición a una sola medición, que muestra una pobre precisión en la determinación del retardo en las longitudes de onda correspondiente a los máximos y mínimos de la curva de transmitancia espectral).

Finalmente, hemos confirmado la bondad de las mediciones espectrales al demostrar la realización de una aplicación óptica de un filtro clásico de Lyot-Ohman con dos capas birrefringentes sintonizables al aplicar voltaje a dos moduladores de cristal líquido. Dado que los dos moduladores se han calibrado en el rango VIS-NIR, de 400 nm a 1600 nm, el filtro es útil en este amplio rango espectral. Como resultado de la correcta calibración espectral de los moduladores se ha mostrado que la transmitancia espectral se predice con gran precisión. En el trabajo se muestra un filtro de Lyot-Ohman con un pico de transmisión en el centro del espectro sintonizable (850 nm) que filtra el resto de la banda hasta 1600 nm.

5.1.2. Optical System for measuring the Spectral Retardance

Function in an Extended Range

Abdelghafour Messaadi¹, María del Mar Sánchez-López², Pascuala García-Martínez³,
Asticio Vargas⁴ and Ignacio Moreno¹

1. Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
2. Instituto de Bioingeniería. Departamento de Física y Arquitectura de Computadores. Universidad Miguel Hernández, 03202 Elche, Spain.
3. Departament d'Òptica, Universitat de València, 46100 Burjassot, Spain.
4. Departamento de Ciencias Físicas, Universidad de La Frontera, Temuco, Chile.

ABSTRACT: In this work we develop a simple optical system to measure the spectral retardance function in a wide spectral range covering the visible (VIS) and near infrared (NIR) spectrum in the range from 400 to 1600 nm. A well-known technique of measuring the transmission spectra between crossed or parallel polarizers is applied in this wide spectral range to determine the dispersion relation parameters and identify different types of retarders (multiple-order, zero-order, or achromatic). We consider different retarder designs, including static crystal retarders and tunable liquid crystal retarders.

KEYWORDS: Retarders, Liquid-Crystals, Spectroscopy, Filters.

1. INTRODUCTION

Optical linear retarders are very useful components for any optical application requiring control of the state of polarization [1]. High quality retarders are usually fabricated with anisotropic optical materials such as quartz or calcite. Lower cost retarders are fabricated with birefringent polymers, having additionally the advantage of being produced with much larger areas. Tunable retarders can be fabricated with liquid crystal (LC) materials, where the application of a relative low voltage yields a large variation of the effective retardance, due to the tilt of the liquid-crystal director. Liquid crystal retarders (LCR) can be manufactured in the form of a single retarder element, or in the form of one or two-dimensional arrays, as in the liquid-crystal on silicon (LCOS) displays [2]. Other tunable retarders are fabricated with electro-optic materials, such as lithium niobate (LiNbO₃). They require higher voltages and have much smaller areas than LC retarders, but can be

switched at much faster rates [3]. Therefore, these tunable retarders are becoming very useful in all kind of applications that require programmable control of the intensity, the phase, or the state of polarization of an input light beam, thus becoming key components in advanced optical instruments for optical microscopy, interferometry, polarimetry or optical communications.

Usually, linear retarders are designed introducing a specific retardance (typically a half-wave or a quarter-wave) for a given operating wavelength. However, characterization of their spectral retardance properties can be very valuable for several reasons: 1) the retarder can be used at wavelengths different to the original design; 2) the retarder can be applied to build spectral birefringent filters, which are based on the wavelength variation of the retardance [4], 3) it allows the simple identification of the ordinary and extraordinary neutral axes of the retarder [5], and 4) the retardance modulation of tunable LC retarders can be characterized [6,7]. In addition, the spectral retardance function can provide very useful information about the fabrication characteristics of the retarder, allowing a simple identification of multiple-order, low-order or zero-order retarders, as well as achromatic retarders.

Several works have demonstrated different techniques for the spectral retardance characterization. A usual technique consists in inserting the retarder in between two linear polarizers, which are oriented at ± 45 degrees with respect to the retarder neutral axes. The system is illuminated with a light source with broadband spectrum, and the transmission is analyzed with a spectrometer [6-10]. The transmitted spectrum typically shows an oscillatory dependence with wavelength from which the spectral retardance function can be retrieved. Similar spectral methods sequentially rotate the polarizers to achieve more data [11,12]. In addition, this kind of spectral measurements provide a simple test to identify whether the retarder presents multiple-reflection Fabry-Perot interferences [13].

Most of the works mentioned above use visible (VIS) light. However, there is an increasing interest in extending the spectral range in the near infra-red (NIR) range, for applications such as optical fiber communications, with its transparency window centered at 1550 nm [14], or biomedical imaging, where the therapeutical windows in the ranges of 650-950 nm (first window) or 1100-1350 nm (second window) are conventionally used for tissue imaging, and deeper IR windows seem to have potential great interest [15].

Here we apply the above mentioned technique of measuring the transmittance spectra between crossed or parallel polarizers to determine the spectral retardance function [6-12], but we use an optical calibration system developed for extending the measurement range to wavelengths from 450 nm to 1600 nm. The system incorporates a thermal broadband light source or a super-continuum laser, two broadband beam-splitter polarizers, and two spectrometers that operate in the VIS and in the NIR band regions respectively. As a result, we can determine the spectral retardance function of different retarders in a very wide spectral range by fitting the measured and the simulated transmission curves. In some cases, a Cauchy-like dispersion relation can be applied, which has been proved to give good approximations far from the absorption bands of anisotropic materials [6,7,10,12].

We apply the developed system to different types of retarders such as multiple-order, zero-order and achromatic retarders. We show how their spectral characteristics allow a very simple identification of these different types of retarder designs. In all cases we determine the spectral retardance function, and we also include some interesting configurations that can be obtained by simply placing two retarders.

2. METHODS

Figure 1 shows a scheme of the optical system, including a picture in the inset. We use a quartz tungsten halogen lamp from Oriel, model 66882, with a power that can be adjusted from 10 to 250 watts. It provides white light of continuous broadband spectrum that covers the wavelength range from 400 to 1600 nm. The housing includes a fused silica condenser that can be adjusted to provide a collimated output beam with a diameter of 33 mm.

As linear polarizers (P1 and P2) we use two high-quality calcite Glan-Taylor cube polarizers from Edmund Optics, covering a spectral range from 350 to 2200 nm, with a nominal extinction ratio less than 5×10^{-6} . This kind of polarizers is required since common commercial polaroid sheets do not act properly as polarizers in the IR range. They have been mounted on rotatable mounts, so the angle of the transmission axis can be rotated continuously. The retarder to be characterized is placed in between the two polarizers. Then, the transmitted light is divided in two beams by means of a B270 Glass Polka Dot

beam-splitter from Thorlabs. Again, this kind of beam-splitter is required since it operates in a wide range of wavelengths from 350 nm to 2.0 μm . These two beams are analyzed with two different spectrometers. The beam reflected by the beam-splitter is captured with a STN-F600-UVVIS-SR optical fiber that is connected to a VIS spectrometer from Stellar-Net, STN-BLK-C-SR model, which measures the spectrum in the range from 200 nm to 1080 nm with a resolution of 2 nm. The second beam is directly sent to another spectrometer from Stellar-Net, model STE-RED-WAVE-NIR-512-25, which measures the spectrum from 900 nm to 1700 nm, with a resolution of 3 nm. In this case we do not use a fiber to avoid absorption bands in the IR region. Finally, in order to avoid second-order contribution from the visible light that enters this IR spectrometer, we include a filter in front of the slit entrance, which filters the visible spectrum.

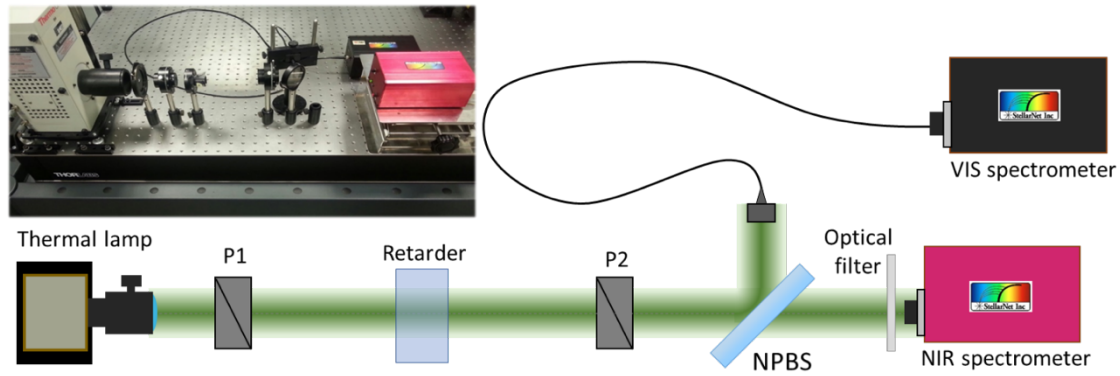


Fig. 1. Scheme and picture of the optical system.

The retarder is inserted between two parallel or crossed linear polarizers, with the principal c-axis oriented with a relative angle of 45° with respect the transmission axes of the polarizers. In this situation, the normalized transmission output is given by [4]:

$$T_{par} = \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right), \quad T_{cros} = \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right), \quad (1)$$

where subindices “*par*” and “*cros*” refer to having the two polarizers parallel or crossed respectively. Here, ϕ denotes the wave-plate retardance. These relations assume ideal retarders and polarizers, where no other polarization phenomena different than linear retardance occurs. This is a reasonable approximation for linear retarders, and no additional polarimetric measurements are required.

In order to normalize the experimental spectral data, the intensity of the transmitted light is measured in two ways: one first measurement with parallel polarizers, $I_{par}(\lambda)$, and a second with crossed polarizers, $I_{cros}(\lambda)$. The retarder is inserted in between the polarizers with the principal axis rotated 45° to polarizer P1. Then, data are normalized for each wavelength as:

$$T_{par} = \frac{I_{par}}{I_{par} + I_{cros}}, \quad T_{cros} = \frac{I_{cros}}{I_{par} + I_{cros}}. \quad (2)$$

This normalization makes the experimental data directly comparable to Eqs. (1). Again, note that this kind of normalization ignores possible spectral variations in the transmission/extinction of the analyzer, and therefore high-quality polarizers must be employed. Our goal here is to measure the spectral retardance function, i.e., the function $\phi(\lambda)$ which describes the dependence of the retardance with wavelength λ . For that purpose, the function $\phi(\lambda)$ that best fits the curves $T_{par}(\lambda)$ and $T_{cros}(\lambda)$ must be determined.

In fact, different types of retarders show very different spectral retardance functions [16]. Therefore, these spectral measurements are of interest to easily identify the kind of retarder. For instance, a simple retarder composed of a single layer of uniaxial plate, the retardance is given by

$$\phi = (k_e - k_o) d = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) d. \quad (3)$$

where k_e and k_o are the wavenumbers for the extraordinary and ordinary waves, n_e and n_o are the extraordinary and ordinary indices of refraction respectively, and d denotes the thickness of the plate. In multiple-order retarders, the thickness d is large, and the total retardance for the design wavelength is

$$\phi = m2\pi + \delta. \quad (4)$$

where m is the order of the retarder, and δ denotes the modulo 2π retardance. For these multiple-order retarders, the function $\phi(\lambda)$ change very rapidly and the retarder suffers from larger retardance variations with temperature and wavelength. These variations are reduced significantly with zero-order retarders, where the retardance is directly the design value, $\phi = \delta$, i. e., $m = 0$, and consequently the function $\phi(\lambda)$ changes slowly.

In some applications it is of interest to use retarders with a retardance that does not change with wavelength. Achromatic retarders are made by placing together two retarder layers of different materials with opposite dispersion relations [17,18]. The difference in thickness and refractive index of these two anisotropic layers can be adjusted to provide the same retardance for two separated wavelengths, and $\phi(\lambda)$ only shows a very small amount of deviation from this value in between. Alternatively, Fresnel rhombs are retarders with almost perfect wavelength independent retardance [19], since they are not based on a material's birefringence, but on the difference in phase-shift for the s and p polarized components in a total internal reflection.

All these different types of retarders exhibit very different spectral retardance functions, that can be easily visualized in the spectrometer, as shown next.

3. RESULTS AND DISCUSSION

In this section we show results of the spectral retardance measured for different retarders.

3.1. MULTIPLE-ORDER AND ZERO-ORDER RETARDERS

We start by using two different quartz QWP multiple order retarders, designed for wavelengths of 514 nm and 488 nm respectively. We denote them as QWP514 and QWP488 respectively. Figure 2(a) and 2(b) show the normalized data $T_{par}(\lambda)$ for these two retarders. Blue and red points denote the data captured with the VIS and NIR spectrometers respectively.

Two features are clearly visible in these graphs: 1) A rapid oscillation as a function of wavelength is observed in both cases, and 2) a value $T_{par} = 0.5$ is obtained at the design wavelengths. The rapid oscillation observed in Figs. 2(a) and 2(b) indicates that the retardance is experiencing a very rapid change with wavelength, as expected in a multiple-order retarder. The number of complete oscillations for QWP488 is slightly larger than the total oscillation for QWP514, and the total retardance variation is around 36π radians in the covered spectral range for the two retarders. Another interesting aspect to note is that, although the design wavelength is located at the lower extreme of the measured wavelength range, the oscillatory behavior is maintained up to the other extreme at 1600 nm. This

denotes that these retarders operate properly in the entire spectral range, although they are normally commercialized for a single specific designed wavelength.

We added two other curves in Figs. 2(c) and 2(d). Here the two retarders are placed in between the polarizers. In Fig. 2(c) the two retarders are aligned with the fast axis in the same orientation, while in Fig. 2(d) the second one is rotated 90° with respect to the first one. Thus, in Fig. 2(c) the total retardance is the addition $\phi(\lambda) = \phi_1(\lambda) + \phi_2(\lambda)$, while in Fig. 3(d) the total retardance is the subtraction $\phi(\lambda) = \phi_1(\lambda) - \phi_2(\lambda)$. Note that the retardance addition doubles the spectral oscillation. On the contrary, when the retardances are subtracted, a very slow oscillation remains because the two retarders have small thickness difference. A retardance difference of π radians is obtained for the wavelength of 700 nm. Note that this last case mimics a zero-order retarder. And this result shows how the spectral method is a very simple technique to clearly distinguish between multiple-order and zero-order waveplates.

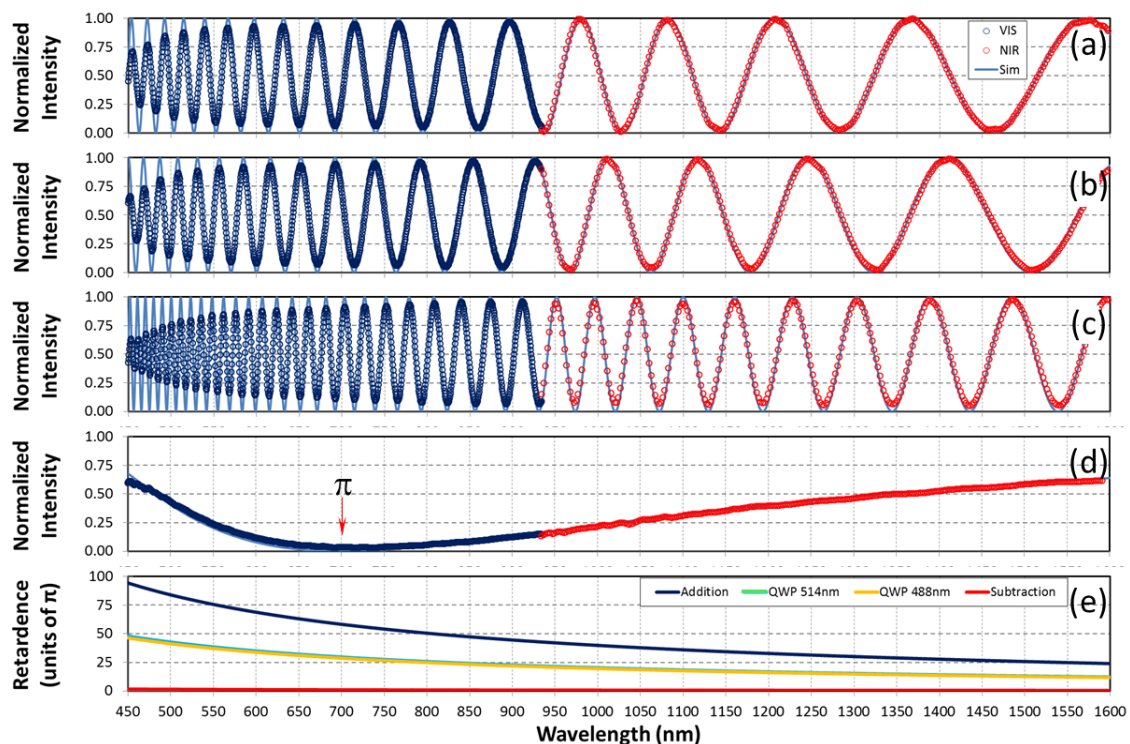


Fig. 2. Normalized spectral intensity transmission $T_{par}(\lambda)$ for (a) Multiple-order QWP for 488 nm; (b) Multiple-order QWP for 514 nm; (c) Addition of the two QWPs; (d) Subtraction of the two QWPs. In all cases the continuous lines correspond to the simulation that best fits the experimental data. (e) Spectral retardance for the four cases derived after fitting the experimental data.

These results show an interesting limiting factor. Note how the amplitude of the oscillations is reduced in the low part of the spectrum. This is due to the resolution limit of the spectrometer. As the retardance varies so fast in this region, so does the spectral transmission. Therefore, the limited size of the pixel detector cannot detect this rapid oscillation, and zero and one transmission are not properly detected.

Nevertheless, these experiments can be used to fit the spectral retardance function which can then be adjusted according to a microscopic physical model, as for instance the Cauchy-type series that are usually a good approximation far from the material absorption bands [20]. The experimental curves in Figs. 2(a) and 2(b) were thus fitted to a numerical simulation of Eq. (1) assuming a spectral dependence of $\phi(\lambda)$ as:

$$\phi(\lambda) = \frac{A}{\lambda} + \frac{B}{\lambda^3} + \frac{C}{\lambda^5} + D\lambda. \quad (5)$$

The first three terms correspond to a third order Cauchy approximation for the refractive indices in Eq. (2), while the last term provides good results for quartz in the IR region [10]. A numerical search for the constants A , B , C , and D that minimize the difference between simulation and experimental data was performed for the two retarders. This is done by numerically evaluating the mean absolute error (MAE) between the normalized transmission experimental data and the simulated data, and seeking for the values that minimize this difference. This was programmed in Microsoft Excel and was solved with the SOLVER routine, which employs a generalized reduced gradient algorithm [21].

Since we have used two quartz waveplates from the same supplier, purchased at the same time, we can assume exactly the same retardance dispersion for the two retarders, with a simple multiplicative factor. Therefore, we have considered the retardance for QWP514 as $\phi_{514}(\lambda)$ following the relation in Eq. (5), and we have considered the retardance for QWP488 follows a relation $\phi_{488}(\lambda) = t\phi_{514}(\lambda)$, where t is a multiplicative factor that takes into account the small amount of thickness difference between the two plates. Thus, the numerical fit consists in a single search of the A , B , C , and D constants for $\phi_{514}(\lambda)$ and the constant t , that simultaneously match for the four curves in Fig. 2. This way we obtain a more confident result than simply fitting the result for a single retarder. Figures 2(a), 2(b), 2(c) and 2(d) show the simulated curves as well, revealing a very good agreement with the experimental data. The corresponding spectral retardance

functions are shown in Fig. 2(e). The spectral retardance is very similar for the two waveplates, since the thickness difference parameter is $t = 0.9657$.

3.2. ACHROMATIC RETARDERS AND FRESNEL RHOMBS

A second interesting example involves using retarders with flat spectral retardance functions. We consider here two examples: an achromatic QWP retarder from Thorlabs, model AQWP05M-600, designed for the range 400-800 nm, and a quarter-wave Fresnel rhomb also from Thorlabs, model FR600QM, designed for the range 400-1550 nm. Figure 3 shows the corresponding experimental data for the normalized intensity transmission T_{par} . In these cases, the spectral oscillations present in the previous retarders do not appear, and the normalized transmission is approximately constant at the value $T_{par} = 0.5$, as expected for a QWP. But for the achromatic retarder, this is approximately true only in the spectral range of design, while the Fresnel rhomb shows a much better flat transmission in the wide spectral range. The VIS spectral region between 450 and 800 nm, where the achromatic QWP retarder operates, has been marked in Fig. 3(a). The two extremes of this region show the exact normalized transmission of 50%, and it shows only a small variation for wavelengths in between. On the contrary, for wavelengths larger than 800 nm, the normalized transmission is slowly but progressively increasing, thus showing the deviation from the quarter-wave retardation at these wavelengths.

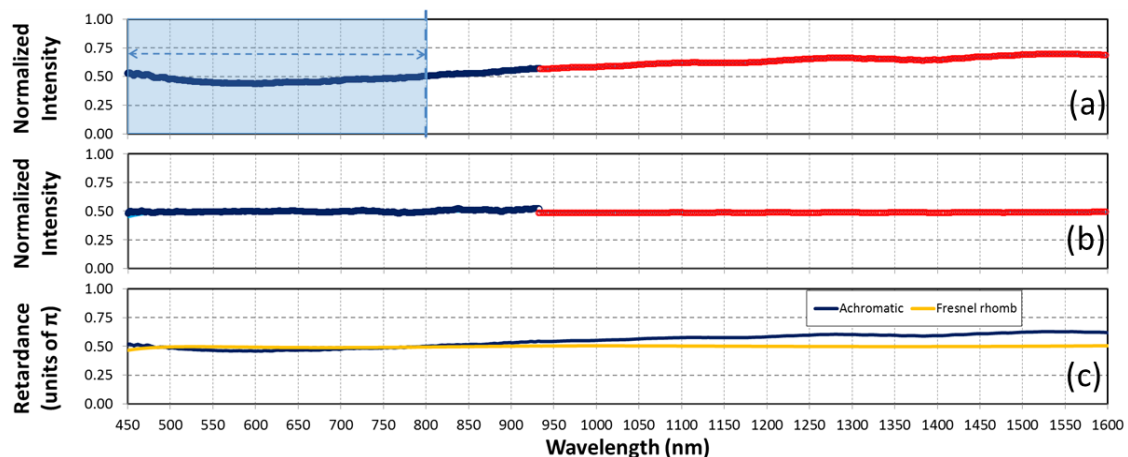


Fig. 3. Normalized spectral intensity transmission $T_{par}(\lambda)$ for (a) An achromatic quarter-wave retarder designed for the indicated spectral range from 450 to 800 nm; (b) A quarter-wave Fresnel rhomb; (c) Spectral retardance for these two retarders.

Figure 3(b) displays the corresponding experimental data for the Fresnel rhomb. In this case a perfect flat normalized transmission $T_{par} = 0.5$ is obtained in the complete spectral range, showing the superior behavior of this retarder in providing a wavelength-independent quarter-wave retardance. Finally, Fig. 3(c) shows the derived spectral retardances $\phi_{ACRH}(\lambda)$ and $\phi_{FR}(\lambda)$ for the achromatic retarder and the Fresnel rhomb respectively.

3.3. LIQUID-CRYSTAL TUNABLE RETARDERS

As a final example we consider a liquid crystal retarder (LCR). These are tunable retarders where the retarder layer is made of nematic liquid crystal, showing maximum retardance when the device is off and the liquid crystal director is aligned to the plane of the retarder. When a voltage is applied to the device electrodes, the liquid-crystal director tilts and the effective retardance is reduced.

In this work we consider a LCR device from ArcOptix [22]. Figure 4 shows the measurement for this retarder. Again, the oscillatory behavior in the normalized intensity as in Fig. 2 is observed. But the number of oscillations is much lower since the LCR is a low-order retarder. Secondary oscillations are observed in the IR range from 1400 to 1600 nm. This is due to a Fabry-Perot interference effect at the LC layer, as studied in Ref. [13]. For simplicity, we ignore here this secondary effect, and we will consider the retarder simpler approximation. A fit of the experimental data to the spectral retardance function in Eq. (5) was performed. The locations of the maxima and minima indicate the wavelengths for which the retardance is an integer multiple of π radians. These points are indicated in Fig. 4(b), being $\phi = 2\pi$ for 1030 nm, $\phi = 3\pi$ for 710 nm, and $\phi = 4\pi$ for 560 nm.

However, in order to make a more precise spectral retardance fit, we combined the LCR with the QWP Fresnel rhomb. The reason for this combination is related to the fact that measurements show the maximum accuracy around quarter-wave retardance values (i.e., where the normalized transmission is 50%) [10,12]. The QWP Fresnel rhomb introduces an additional $\pi/2$ retardance that can be added or subtracted to the LCR retardance depending on their relative orientation. In Fig. 4(a) the LCR and the Fresnel rhomb are oriented such that their retardances add, and therefore the oscillations are shifted to lower wavelengths. In Fig. 4(b), the LCR is the only retarder in the system.

Finally, in Fig. 4(c) the LCR is rotated by 90° , and therefore the retardances subtract. In this case the oscillations shift to higher wavelengths. In both cases the shift introduced by the Fresnel rhomb transforms the maxima and minima in Fig. 4(b) into points at 50% transmittance, therefore improving the accuracy at these wavelengths. Note that an equivalent technique has been used to measure the retardance of half-wave retarders with monochromatic light [23]

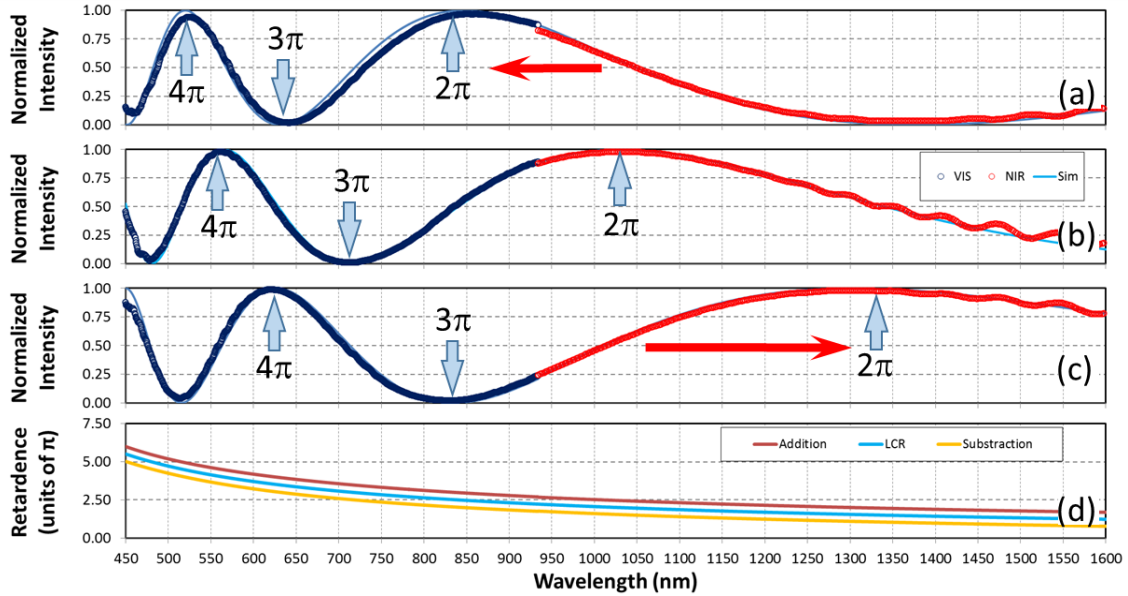


Fig. 4. Normalized spectral intensity transmission $T_{par}(\lambda)$ for the LCR without applied voltage; (a) the LCR plus the Fresnel rhomb; (b) the LCR alone and (c) the LCR minus the Fresnel rhomb. (d) Spectral retardance for the three cases considered.

Figure 4(d) shows the retardance that best simultaneously fits the three curves in Figs. 4(a), 4(b) and 4(c). Again, a spectral response given by Eq. (5) is assumed for the LCR spectral retardance $\phi_{LCR}(\lambda)$. The Cauchy dispersion relation assumed in this equation for the refractive indices has been shown to be a good approximation for liquid-crystal materials [24,25]. Figure 4(b) shows the theoretical curve together with the experimental data, and the agreement is excellent. Figures 4(a) and 4(c) show the theoretical curves derived using Eq. (1) for $\phi_{LCR}(\lambda) + \phi_{FR}(\lambda)$ and $\phi_{LCR}(\lambda) - \phi_{FR}(\lambda)$ respectively, again with excellent agreement with the experimental data. The simultaneous fit of the three curves in Fig. 4 thus provides a very reliable procedure to accurately determine the LCR retardance function.

In the results in Fig. 4, the LCR is off. But LCR devices are of interest mainly because the retardance can be controlled via an applied voltage. Normally, in parallel aligned nematic LCR devices, the maximum retardance occurs in the absence of voltage, and the application of voltage reduces the retardance due to the tilt of the liquid-crystal director [7]. Figures 5(a)-(d) show the spectral transmittance and retardance for the LCR without applied voltage, and when a 1.6 KHz square-amplitude signal with polarity inversion is applied, with peak to peak voltages $V_{pp} = 1V$, $V_{pp} = 1.5V$ and $V_{pp} = 2V$ respectively. The first result that becomes apparent is the shift of the oscillations to the left part of the graphs (lower wavelengths) due to the reduction of the retardance. Because the peak to peak voltage can be tuned continuously, we can follow the shift of the maxima, and therefore identify where integer values of π radians are obtained, as indicated in the figures.

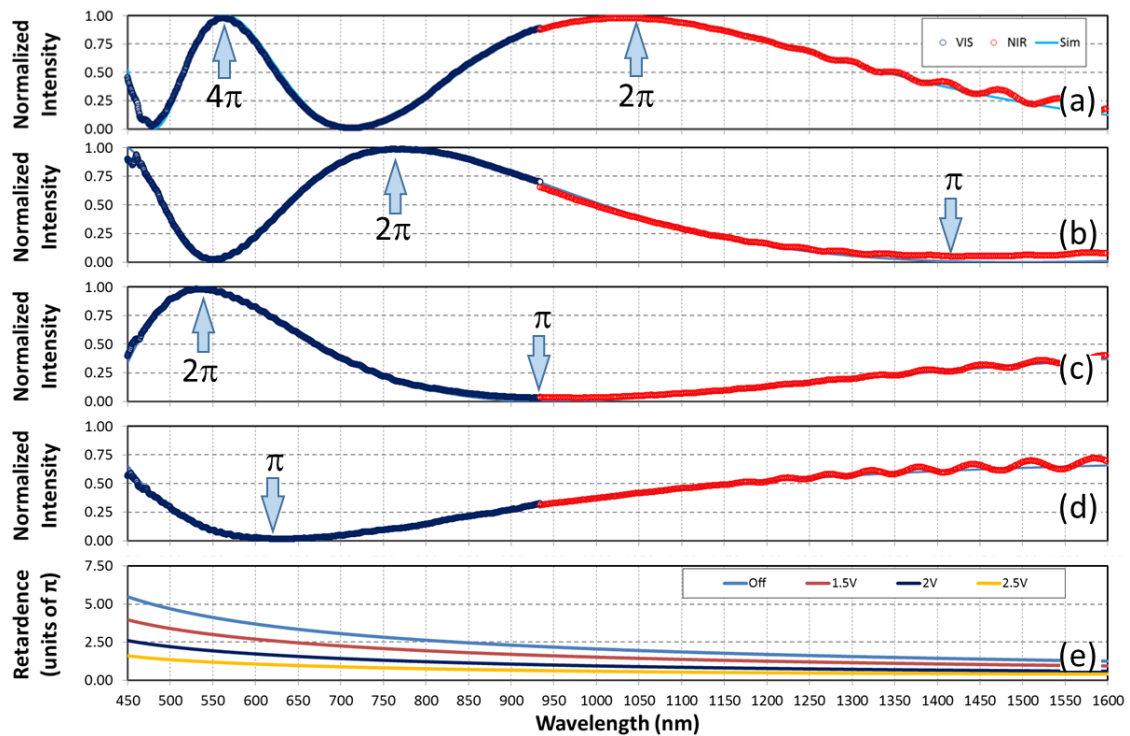


Fig. 5. Normalized spectral intensity transmission $T_{par}(\lambda)$ for (a) the LCR in the off state; (b) with $V_{pp} = 1.5V$; (c) with $V_{pp} = 2V$; (d) with $V_{pp} = 2.5V$; (e) Spectral retardance for the four cases.

In Figs. 5(b), 5(c) and 5(d), the spectral retardance was derived by fitting the experimental data to a function $\phi(V, \lambda) = g(V)\phi(V = 0, \lambda)$, where $\phi(V = 0, \lambda)$ is the LCR spectral retardance without applied voltage (result in Fig. 4(d)), and $g(V)$ is a voltage transfer function that can take values between 1 and 0, and which allows describing the

spectral retardance modulation with a single value [7]. For every voltage, the value $g(V)$ that best fits the experimental data is retrieved, obtaining values $g(V_{pp} = 1V) = 0.732$, $g(V_{pp} = 1.5V) = 0.467$ and $g(V_{pp} = 2V) = 0.294$ respectively. Note that all cases again show a very good agreement between the experimental data and the numerically fitted curve. The evolution of the spectral retardance with voltage is given in Fig. 5(e). Note that the retardance in Fig. 5(c) ($V_{pp} = 2V$) is slightly less than half of the retardance in Fig. 5(a) ($V_{pp} = 0$). We will use these results in the next section.

3.4. SPECTRAL BIREFRINGENT FILTER

One of the interesting uses of the spectral properties of retarders is their application to build birefringent filters [26], i.e., spectral filters based on the variations in the state of polarization for different wavelengths caused by the birefringence dispersion. They have become more interesting with the development of liquid-crystal technology since they can be tuned, and nowadays we can find commercial tunable spectral filters based on this technology [27,28]. The successful realization of such filters depends critically on the correct characterization of the spectral retardance of the retarders used to compose the filter. Therefore, in order to confirm the validity of the previous results, this last section of the paper shows as an example the classical Lyot-Ohmann (LO) birefringent filter [29] made by combining two LCR retarders.

The LO filter is generated by cascading various polarizer – retarder – polarizer subsystems, where the retarder is oriented at 45° relative to the parallel polarizers, and where the retardance in each consecutive subsystem doubles that of the previous subsystem. Each polarizer – retarder – polarizer subsystem generates an oscillatory spectrum, such as those we have presented in the previous sections. A subsystem with double retardance provides a spectrum with doubled oscillations. Therefore, cascading various subsystems generates a maximum transmission only at the wavelengths where all subsystems coincide to have maximum transmission. In order to properly generate the filter, it is important that the retarders are made with the same material, to ensure that all retarders show the same type of retardance dispersion.

We have generated a LO filter by using two LCR devices as that calibrated in Fig. 5. The system is therefore composed of a first polarizer, LCR1, a second polarizer, LCR2 and

a third polarizer. The three polarizers are oriented at 45° to the vertical direction, while the LC director of the LCR devices is vertically oriented. The advantage of using LCR devices is that the LO filter can be tuned to different wavelengths [30,31]. And if combined with other types of filters is able to provide narrowband multispectral tunable filters [32].

Figure 6 shows our experimental results for the LO filter with two stages (LCR1 and LCR2). In this case, since our LCR devices have (only approximately) the same thickness, we have to play with the applied voltage to reduce the retardance of one of them to become half the retardance of the other. In Fig. 6(a), LCR1 is left without applied voltage ($V_1 = 0$), so its transmission between polarizers is that in Fig. 5(a). The device LCR2 is then tuned to provide half the retardance, i.e., $\phi_{LCR1} = 2\phi_{LCR2}$. This is achieved by applying a voltage $V_1 = 2.07$ volts, thus yielding a transmission between polarizers as shown in Fig. 6(b). We adjusted the maximum transmittance to be located at the wavelength of 565 nm, the same wavelength where there is a maximum in Fig. 6(a). Therefore, the combination of the two elements in cascade to generate a LO filter provides a single transmission band around 565 nm, as can be seen in Fig. 6(c). Note that the retarder with lower retardance (in this case LCR2) fixes the free spectral range of the filter (wavelength range between consecutive maxima). In this case, since the retardance of LCR2 must be reduced significantly, only one single maximum is observed in the entire wavelength range from 450 to 1600 nm, and the IR has been completely removed. This type of filter might be useful to highly remove the IR content and only transmit the visible range.

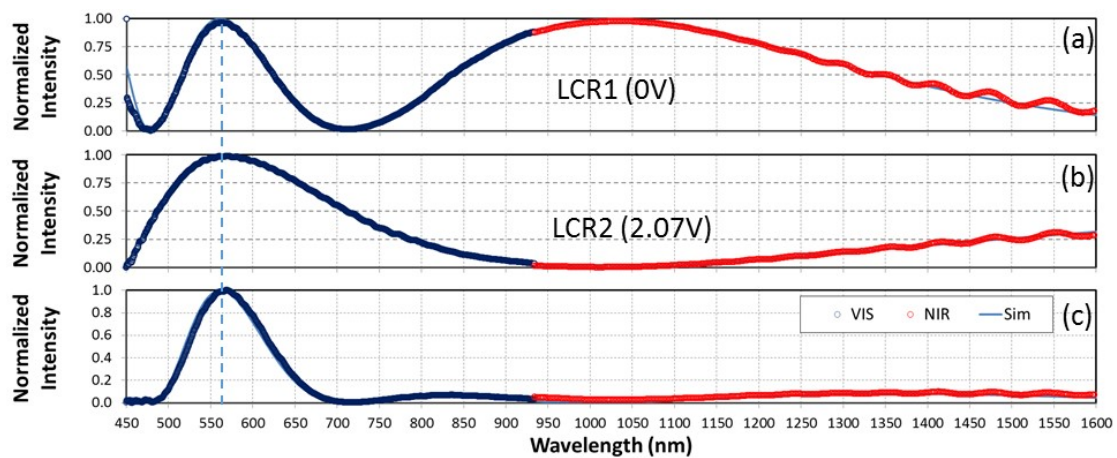


Fig. 6. Normalized spectral intensity transmission for the polarizer – LCR – polarizer system with: (a) LCR1 without applied voltage (b) LCR2 tuned to have half retardance than LCR1. (c) Normalized spectral intensity transmission of the Lyot-Ohmann filter made of the two previous systems showing a maximum transmission 565 nm.

4. CONCLUSIONS

In summary, we have applied a classical spectral technique for measuring the retardance of linear retarders, but in a very wide spectral range from 450 to 1600 nm. For that purpose, we developed an optical system that uses two spectrometers, one for the VIS range and another for the NIR range. With this system we measured the spectral retardance function of different types of crystal retarders as well as of LCRs. The measured spectral content allows a very simple identification of the type of retarder according to its order (multiple, low or zero-order retarders). Also, the wavelength shifts of the oscillations observed in the spectral transmittance allows a simple identification of situations where the retardance increases or decreases, that can be useful with fixed retarders, and specially with variable LCRs.

We have provided some useful tricks to be applied in the fitting procedure of the experimental data in order to derive an accurate spectral retardance function. For instance, the combination of two retarders made of the same material (thus having exactly the same spectral birefringence dispersion) helps to obtain additional curves by adding or subtracting retardance, as we showed in Fig. 3. Or the combination of a retarder under evaluation with a Fresnel rhomb retarder that adds/subtracts a constant shift of one quarter oscillation, which is useful to achieve an accurate measurement in all the spectral range (in opposition to a single measurement, which shows less accuracy at the maxima and minima of the spectral transmittance curve). Finally, we have confirmed the accuracy of the spectral measurements by demonstrating the realization of a classical birefringent Lyot-Ohmann filter. As a result of the correct calibration of the spectral retardance of the LCRs involved in the filter, the spectral transmittance was predicted with great accuracy.

COMPETING INTERESTS: This work has no financial or non-financial competing interests.

FUNDING: This work received financial support from Ministerio de Economía y Competitividad and FEDER funds (grant ref.: FIS2015-66328-C3-3-R). A. Vargas acknowledges financial support from Fondecyt (grant ref.: 1151290).

AUTHORS' CONTRIBUTIONS: All coauthors contributed to the paper. A. Messaadi contributed with the realization of the optical system, taking the measurements data, and

analyzing them. M.M. Sánchez-López contributed in the design of the experiments, the analysis of the results, and writing the manuscript. P. García-Martínez participated in the design of the experiments and in the discussion and analysis of the results. A. Vargas participated in the realization of the experimental system, and designed the procedure for taking the experimental data. Finally, I. Moreno contributed in the design of the experiments, the analysis of the results, and the preparation of the manuscript.

REFERENCES

- [1]. Collett E, *Field Guide to Polarization*, SPIE Press (2005).
- [2]. Zhang Z, You Z, and Chu D: Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices. *Light: Science & Applications* **3**, e213 (2014).
- [3]. Davis CC, *Lasers and Electro-Optics*, Cambridge University Press (2002).
- [4]. Velásquez P, Sánchez-López MM, Moreno I, Puerto D, Mateos F: Interference birefringent filters fabricated with low cost commercial polymers. *Am. J. Phys.* **73**, 357-361 (2005).
- [5]. Sánchez-López MM, Vargas A, Cofré A, Moreno I, Campos J: Simple spectral technique to identify the ordinary and extraordinary axes of a liquid crystal retarder. *Opt. Commun.* **349**, 105-111 (2015).
- [6] Wu ST, Efron U, Hess LD: Birefringence measurements of liquid crystals. *Appl. Opt.* **23**, 3911-3915 (1984).
- [7]. Vargas A, Donoso R, Ramírez M, Carrión J, Sánchez-López MM, Moreno I: Liquid crystal retarder spectral retardance characterization based on a Cauchy dispersion relation and a voltage transfer function. *Opt. Rev.* **20**, 378-384 (2013).
- [8]. Nagib NN, Khodier SA, Sidki HM: Retardation characteristics and birefringence of a multiple-order crystalline quartz plate. *Opt. Laser Technol.* **35**, 99-103 (2003).
- [9]. Emam-Ismail M: Spectral variation of the birefringence, group birefringence and retardance of a gypsum plate measured using the interference of polarized light. *Opt. Laser Technol.* **41**, 615-621 (2009).
- [10]. Wang W: Determining the retardation of a wave plate by using spectroscopic method. *Opt. Commun.* **285**, 4850-4855 (2012).
- [11]. Safrani A, Abdulhalim I: Spectropolarimetric method for optic axis, retardation, and birefringence dispersion measurement. *Opt. Eng.* **48**, 053601 (2009).
- [12]. Abuleil MJ, Abdulhalim I: Birefringence measurement using rotating analyzer approach and quadrature cross points. *Appl. Opt.* **53**, 2097-2104 (2014).
- [13] Vargas A, Sánchez-López MM, García-Martínez P, Arias J, Moreno I: Highly accurate spectral retardance characterization of a liquid crystal retarder including Fabry-Perot interference effects. *J. Appl. Phys.* **115**, 033101 (2014).
- [14] Hetch J, *City of Light: the story of Fiber Optics*, Oxford University Press (1999).

- [15]. Sordillo LA, Pu Y, Pratavieira S, Budansky Y, Alfano RR: Deep optical imaging of tissue using the second and third near-infrared spectral windows. *J. Biomed. Opt.* **19**, 056004 (2014).
- [16]. Barbarow W: A wave plate for every application. *Photonics Spectra* **43** (7), 54-55 (2009).
- [17]. Hariharan P: Achromatic and apochromatic half wave and quarter wave retarders. *Opt. Eng.* **35**, 3335-3337 (1996).
- [18]. Abuleil, M.J., Abdulhalim I., "Tunable achromatic liquid crystal waveplates", *Opt. Lett.* **39**, 5487-5490 (2014).
- [19]. Mawet D, Hanot C, Leanerts C, Riaud P, Defrére D, Vandormael D, Loicq J, Fleury K, Plessier JY, Surdej J, Habraken S: Fresnel rhombs as achromatic phase shifters for infrared nulling interferometry. *Opt. Express* **15**, 12850- 12865 (2007).
- [20]. Abdulhalim I, "Dispersion relations for liquid crystals using the anisotropic Lorentz model with geometrical effects", *Liq. Cryst.* **33**, 1027-1041 (2006).
- [21]. <http://support.microsoft.com/kb/214115>
- [22]. ArcOptix, "Variable phase retarder": http://www.arcoptix.com/variable_phase_retarder.htm (Visited 2016, June 10th)
- [23]. Wang ZP, Li QB, Tan Q, Huang ZJ, Shi JH: Novel method for measurement of retardance of a quarter-wave plate. *Opt. Laser Technol.* **36**, 285-290 (2004).
- [24]. Wu ST: Birefringence dispersions of liquid crystals. *Phys. Rev. A* **33**, 1270-1274 (1986).
- [25]. Li J, Wen CH, Gauza S, Lu R, Wu ST: Refractive indices of liquid crystals for display applications. *J. Displ. Technol.* **1**, 51-61 (2005).
- [26]. Wu ST: Design of a liquid crystal based tunable electro-optic filter. *Appl. Opt.* **28**, 48-52 (1989).
- [27]. Meadowlark Optics, "Selectable Bandwidth Tunable Optical Filter": <http://www.meadowlark.com/> (Visited 2016, June 10th)
- [28]. Thorlabs Inc., "Liquid Crystal Tunable Filters": <http://www.thorlabs.de/> (Visited 2016, June 10th)
- [29]. Yeh P: Some applications of anisotropic layered media, Ch. 10 in *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley & Sons (2005).
- [30]. Staromlynska J, Rees SM, Gillyon MP: High-performance tunable filter. *Appl. Opt.* **37**, 1081-1088 (1998).
- [31]. Aharon O, Abdulhalim I: Liquid crystal Lyot tunable filter with extended free spectral range. *Opt. Express* **17**, 11426-11433 (2009).
- [32]. Abuleil M., Abdulhalim I., "Narrowband multispectral liquid crystal tunable filter", *Opt. Lett.* **41**, 1957-1960 (2016).

5.2 Artículo #2

A. Messaadi, A. Vargas, M. M Sánchez-López, P. García-Martínez, P. Kula, N. Bennis, I. Moreno, “Solc filters in a reflective geometry”, *Journal of Optics* **19**, 045703 (2017).

5.2.1. Resumen de las aportaciones

Este segundo trabajo muestra la realización de un filtro birrefringente de Solc en una geometría en reflexión. Los filtros de Solc utilizan retardadores y solamente dos polarizadores, uno al principio y otro al final, de modo que se reducen notablemente las pérdidas de la intensidad con respecto al filtro de Lyot-Ohman. Para obtener filtros de Solc muy selectivos se necesitan muchos retardadores y todos deben tener la misma dispersión cromática, por lo que deben usar el mismo material y deben tener el mismo grosor. Esta es una restricción muy importante que complica y encarece la realización del filtro.

En este trabajo se presenta la realización de un filtro birrefringente de Solc alternado sintonizable en una geometría de reflexión. La geometría en reflexión presenta ventajas dado que la luz pasa dos veces a través de cada retardador. Por tanto, el número necesario de retardadores se reduce a la mitad, duplicando por tanto a efectos prácticos el número de retardadores en el filtro. Además, ayuda a hacer filtros más compactos. Por otro lado, esta configuración asegura la misma función de retardo espectral en parejas de retardadores. En este trabajo se ha realizado un filtro de Solc empleando dos retardadores iguales, con lo que presentamos filtros de Solc de cuatro capas efectivas.

El elemento clave del sistema experimental en reflexión es un retardador de cuarto de onda de tipo rombo de Fresnel colocado entre el espejo y el conjunto de retardadores. La combinación de un retardador de cuarto de onda y el espejo actúa como un elemento llamado espejo de conversión de polarización (PCM, del inglés *Polarization Conversion Mirror*) [Abd-2009]-[Abd-2013]. La propuesta novedosa en este trabajo es la de utilizar un rombo de Fresnel permite producir dicho espejo PCM, pero en un rango espectral muy amplio, gracias a la respuesta prácticamente plana del retardo espectral del rombo de Fresnel. De esta manera es posible generar un filtro Solc en reflexión que utiliza la misma serie de retardadores directamente en una geometría de doble paso. El tratamiento matemático del

filtro emplea el formalismo matricial de Jones y su descripción de los componentes retardadores en el paso directo e inverso de la luz [Fer-2000].

El montaje realizado usa dos polarizadores lineales situados en los extremos, y que exhiben una buena relación de extinción en los rangos VIS y NIR. También se usa un divisor de haz no polarizado y dos retardadores que presenten la misma dispersión del retardo y que constituyen la secuencia del filtro de Solc. El primero se coloca con una orientación en sentido positivo y el segundo con la dirección opuesta (negativa), de acuerdo a la configuración del filtro de Solc alternado. Como fuente de luz se utiliza un láser supercontinuo de la marca Fianium SC450 con un rango espectral 450-1800nm. Finalmente, para registrar las medidas, se usa un espectrómetro para la luz visible (VIS) que mide el espectro de 200 nm a 1080 nm de marca Stellar-Net, modelo Black-Comet-SR.

En el trabajo realizamos dos tipos de filtros con el mismo sistema experimental: uno con dos retardadores de orden múltiple de cuarzo y un segundo con dos moduladores LCR de cristal líquido. El segundo sistema tiene la ventaja de ser sintonizable a través del voltaje aplicado a los moduladores. Los resultados experimentales muestran cómo es posible filtrar el contenido espectral del láser de supercontinuo. En ambos casos, reproducimos la transmisión espectral característica del filtro de Solc. En el segundo caso se demuestra además cómo es posible ajustar la función de transmitancia del filtro. Los moduladores LCR de cristal líquido han sido fabricados en la Universidad Tecnológica Militar de Varsovia (Polonia). Son dos dispositivos moduladores de cristal líquido nemático en configuración PAL.

5.2.2. Solc Filter in a Reflective Geometry

Abdelghafour Messaadi¹, Asticio Vargas², María M. Sánchez-López³, Pascuala García-Martínez⁴, Przemyslaw Kula⁵, Nouredine Bennis⁵ and Ignacio Moreno¹

1. Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
2. Departamento de Ciencias Físicas, Universidad de La Frontera, Temuco, Chile.
3. Instituto de Bioingeniería. Departamento de Física y Arquitectura de Computadores. Universidad Miguel Hernández, 03202 Elche, Spain.
4. Departament d'Òptica, Universitat de València, 46100 Burjassot, Spain.
5. Military University of Technology, Kaliskiego 2 St., 00-908 Warsaw, Poland.

ABSTRACT: We present the realization of a bulk optics birefringent Solc filter in a reflective geometry. This geometry reduces by half the number of required retarders, ensures the same spectral retardance function in pairs of retarders, and helps to make more compact filters. The key element is a quarter-wave Fresnel rhomb located in between the set of retarders and a mirror. Two cases are considered: the first Solc filter uses multiple-order quartz retarders, and the second one uses two liquid-crystal retarders. The latter has the advantage of being tunable via an applied voltage. Experimental results show how to filter the spectral content of a supercontinuum laser.

KEYWORDS: Birefringence; Polarization; Spectral Filters; Liquid-Crystal Devices

1. INTRODUCTION

Solc filters [1,2] are classical birefringent filters composed of a stack of identical retardation elements with orientations defined according to the number of retarders included in the filter. There are two classes [3]: a) folded Solc filters, where the set of retarders has the same, but alternating orientation and is sandwiched between crossed polarizers, and b) fan Solc filters, where the retarders orientation progressively increases in a fixed angle and the set of plates is sandwiched between parallel polarizers. They can be generated either with bulk optical retarder elements or with fiber optics components [4]. Their wavelength-filtering characteristics are based on changing the state of polarization of light through the spectral retardance of the birefringent plates, which is given by $\phi = k\Delta n \cdot d$, where

$k = 2\pi / \lambda = 2\pi f / c$ is the wavenumber (f denotes the frequency, λ the wavelength and c the speed of light), $\Delta n = n_e - n_o$ is the birefringence of the anisotropic material (n_e and n_o are the extraordinary and ordinary refractive indices), and d is the thickness of the plate or the length of the fiber.

Therefore, considering the relative orientation of the input and output polarizers, the retardance achieves the condition for maximum transmission only at certain wavelengths and the Solc filter acts as a selective spectral filter. For instance, the spectral maxima in folded Solc filters occur at wavelengths where the retardance equals an odd integer number of π radians, i.e., whenever the plates are half-wave retarders (HWR) [3]. The free spectral range (FSR), i.e., the separation between two consecutive maxima, is fixed by the plates and, when expressed in frequencies, is given by $\text{FSR} = \Delta f = c / \Delta n \cdot d$. The width of these transmission peaks is reduced as the number of retarders composing the filter increases.

Despite being classical long-established designs, Solc filters continue to be very useful elements. Recent studies include their low-cost production by using commercial cellophane tape [5], the generation of fast tunable filters by employing electro-optic retarders [6], which can be integrated in a waveguide [7,8], their combination with other filters to generate tunable narrow-band filters [9], or their realization with polarizing maintaining fibers, in order to build optical fiber sensors [10,11]. And other related birefringent filter designs have been theoretically demonstrated [12-14].

In all cases, a crucial aspect for the success in the realization of the filter is that all the retarders must exhibit the same spectral retardance function. Otherwise, the retardance mismatch for the design wavelength prevents the maximum transmission of the filter. This is why all the plates composing the filter must be made of the same material; but even then small differences in the retarder thickness (or length, if it is a fiber) results in the failing operation of the filter.

In this paper we demonstrate the experimental realization of a bulk optics Solc filter generated in a reflective geometry. This geometry presents advantages since the same retarders are used twice, thus doubling the effective number of retarders in the filter and ensuring the same spectral retardance function. A reflective geometry was proposed for Lyot filters in Ref. [15]. And a reflective geometry for Solc type filters was proposed

previously in Ref. [13], although its experimental realization was not reported. The key element in our experimental system is a Fresnel rhomb quarter-wave retarder (FR-QWR) placed in between the mirror and the set of retarders. The combination of a QWR and the mirror acts as a special element sometimes called a polarization conversion mirror (PCM) [16], which has demonstrated to be useful for the realization of polarization-independent tunable filters [17]. Our novel proposal of using an FR-QWR allows producing such PCM, but in a very wide spectral range. This way it is possible to generate a reflective Solc filter that uses the same series of retarders directly in a double-pass geometry.

After this introduction, the paper is organized as follows: Section 2 presents the description of the optical system and its mathematical treatment. Then, Section 3 presents the experimental system and experimental data for two different Solc filters, one based on multiple-order quartz retarders, and the other based on tunable liquid-crystal retarders. Finally, Section 4 contains the conclusions of our work.

2. OPTICAL SYSTEM

Figure 1 shows a scheme of the optical system. It consists in a beam-splitter, a chain of retarders, and a mirror. The figure illustrates a folded Solc filter, with only a single couple of retarders, the first with orientation $+\rho$ and the second with orientation $-\rho$. The beam-splitter ideally could be a polarizing beam-splitter (PBS). In our case, however, since a PBS covering the entire experimental spectral range was not available, we selected a non-polarizing beam-splitter (NPBS) and employed two linear polarizers at the input (LP1) and output (LP2). Finally, a FR-QWR was placed in between the set of retarders and the mirror. The input and output reference frameworks are indicated in the figure. And the s and p polarization components are parallel to the x (vertical laboratory axis) and y (horizontal laboratory axis) directions.

In order to mathematically describe the system, we follow the Jones matrix formalism, adapted to reflective polarization devices as presented in Ref. [18]. This formulation allows not only the physical explanation of the system, but also the numerical calculation of the filter's transmission. Following this formalism, if \mathbf{M}_ρ denotes the usual Jones matrix of a given retarder operating in transmission, the same retarder operating in the backward passage after a reflection is described by the Jones matrix product $\mathbf{J}\mathbf{M}_\rho^t\mathbf{J}$

where $\mathbf{J} = \text{diag}(+1, -1)$, and t denotes the transposed matrix [16]. The linear retarder Jones matrix is given by $\mathbf{M}_\rho = \mathbf{R}(-\rho)\mathbf{M}_0\mathbf{R}(+\rho)$, where $\mathbf{M}_0 = \text{diag}(1, \exp(i\phi))$, ϕ is the retardance and $\mathbf{R}(+\rho)$ the 2×2 rotation matrix. The mirror and the ideal NPBS are described within this formalism with a \mathbf{J} matrix.

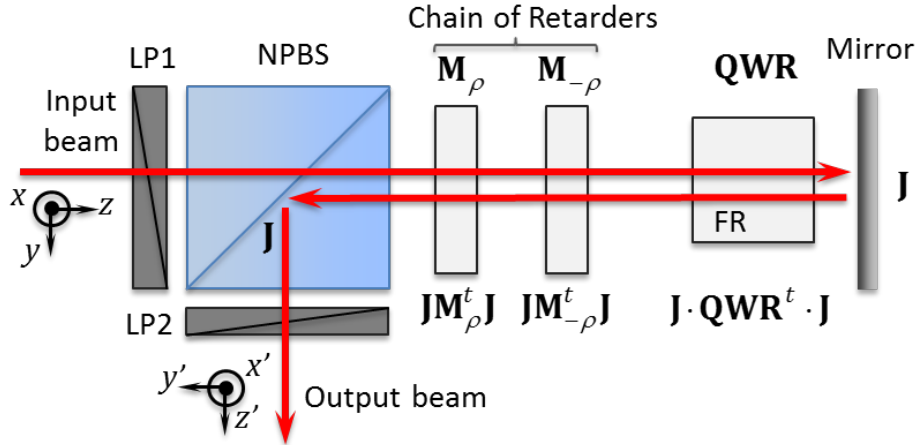


Fig. 1. Optical system. NPBS: non-polarizing beam splitter; LP: linear polarizers; FR: Fresnel rhomb quarter-wave retarder.

For the sake of clarity, Fig. 1 shows the Jones matrices of the optical elements: in the upper arrow, those related to the forward passage of light through the birefringent elements; and in the bottom arrow those corresponding to the backward passage. Therefore, the Jones matrix sequence for the reflective system in Fig. 1, when the FR-QWR is absent, is given by the following Jones matrix product:

$$\mathbf{M}_{ref} = \mathbf{J} \cdot (\mathbf{J}\mathbf{M}_{+\rho}^t\mathbf{J}) \cdot (\mathbf{J}\mathbf{M}_{-\rho}^t\mathbf{J}) \cdot \mathbf{J} \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{+\rho}. \quad (1)$$

This matrix accounts for the system of retarders (the two linear polarizers in Fig. 1 are not included). Taking into account that $\mathbf{M}_\rho^t = \mathbf{M}_\rho$ and $\mathbf{J}^2 = \mathbf{I}$ (the identity matrix), the above equation simplifies to:

$$\mathbf{M}_{ref} = \mathbf{M}_{+\rho} \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{+\rho}. \quad (2)$$

Note that this is not the correct sequence for the folded Solc filter, since the two last retarders have the opposite orientation.

The solution to this issue is the use of a PCM [16]. In our case, we require a wavelength-independent PCM that works in a wide operating spectral range. This is why

we use a FR-QWR. Fresnel rhombs are retarders with almost wavelength independent retardance, since their retardance is not based on birefringence but on the phase difference upon total internal reflection between the s and p polarization components [19]. The FR-QWR is placed behind the set of retarders composing the Solc filter and before the mirror (Fig. 1). Since light passes twice through the rhomb, it therefore acts as a HWR for all wavelengths. This HWR induces the polarization transformation required to produce the folded Solc filter geometry. The combination of the rhomb and the mirror produces a wavelength-independent PCM.

Therefore, the introduction of the FR-QWR in the system modifies Eq. (1) as follows:

$$\mathbf{M}_{ref} = \mathbf{J} \cdot (\mathbf{J}\mathbf{M}_{+\rho}^t\mathbf{J}) \cdot (\mathbf{J}\mathbf{M}_{-\rho}^t\mathbf{J}) \cdot (\mathbf{J} \cdot \mathbf{QWR}^t \cdot \mathbf{J}) \cdot \mathbf{J} \cdot \mathbf{QWR} \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{+\rho}. \quad (3)$$

where $\mathbf{QWR} = \text{diag}(1, i)$ stands for the aligned quarter-wave retarder. Thus, taking into account that $\mathbf{J} \cdot \mathbf{QWR}^t \cdot \mathbf{J} = \mathbf{QWR}$, and $\mathbf{QWR} \cdot \mathbf{J} \cdot \mathbf{QWR} = \mathbf{I}$, Eq. (3) can be simplified as

$$\mathbf{M}_{ref} = \mathbf{J} \cdot (\mathbf{J}\mathbf{M}_{+\rho}^t\mathbf{J}) \cdot (\mathbf{J}\mathbf{M}_{-\rho}^t\mathbf{J}) \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{+\rho}. \quad (4)$$

Finally, this sequence can be further simplified taking into account again that , and the result is now:

$$\mathbf{M}_{ref} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{+\rho} \cdot \mathbf{M}_{-\rho} \cdot \mathbf{M}_{+\rho}. \quad (5)$$

Notice that now the orientation angle of the retarders alternates the sign in a correct sequence. The final matrix in Eq. (5), which corresponds to the reflection at the NPBS, acts as a HWR oriented at zero degrees, which could be compensated with a HWR Fresnel rhomb retarder. However, since the Solc filter operates with a final polarizer aligned with this retarder, this compensation is not necessary to achieve the same intensity transmission.

We note that the role of the FR-QWR element in our bulk optics filter can be regarded the role of a circulator-loop in a fiber optic birefringent filter [20].

3. EXPERIMENTAL RESULTS

3.1. EXPERIMENTAL SYSTEM

Let us now describe the experimental system and show the effect of the FR-QWR as mirror compensator. A supercontinuum laser from Fianium, model SC400 is used as the light source. We use two Glan-Taylor polarizing cubes from Edmund Optics that exhibit good extinction ratio in a wide spectral range, and a NPBS from Thorlabs, model BS013, which was verified to not introduce additional polarization or spectral effects. Finally, the output beam is captured with a STN-F600-UVVIS-SR optical fiber connected to a VIS spectrometer from Stellar-Net, STN-BLK-C-SR, which measures the spectrum from 200 nm to 1080 nm.

Figure 2(a) shows the result of a first experiment that verifies the actuation of the FR-QWR in the system. The two polarizers were set parallel, both oriented at 45° with respect to the vertical laboratory framework. No set of retarders was included in the optical system. The blue curve shows the spectrum captured with the spectrometer. We select the spectral range in between 500 nm and 800 nm, where there is enough light emission from the laser and the NPBS works properly. The results are given directly in counts of the spectrometer. The captured spectrum basically reproduces the supercontinuum laser emission spectrum. Note that the input light beam is reflected back with the same polarization and therefore it is fully transmitted by LP2.

Next the FR-QWR is introduced in the system, with the principal axis oriented at zero, in order to generate the PCM for all wavelengths. We used a FR-QWR from Thorlabs, model FR600QM. We verified a transmission of more than 93% of the laser light intensity when passing through the rhomb. Now the spectrum in Fig. 2(a) (red curve) is zero for all wavelengths. Note that a retardance dispersion in the QWR would prevent the realization of this broadband transformation.

3.2. SOLC FILTER WITH QUARTZ RETARDERS

For the next experiment we use two identical multiple-order quartz plates, designed as QWRs for the wavelength of 633 nm. Multiple-order plates exhibit large retardance dispersion that can be exploited in birefringent filters [21]. In order to calibrate their

spectral retardance, we introduced them in the system. Figure 2(b) shows the spectrum measured with the same system settings (LP1 and LP2 both oriented at 45° , and FR-QWR oriented at zero).

But now one of the quartz retarders is placed in between the NPBS and the FR-QWR. The quartz retarder is also oriented at zero. In this situation, the transmission of the system is given by [22,23]:

$$T(\lambda) \propto \cos^2 \left[\frac{1}{2} (2\phi(\lambda) + \pi) \right], \quad (6)$$

where $\phi(\lambda)$ is the spectral retardance of the quartz retarder (the factor 2 is due to the double pass through the retarder, and the additional π term is the retardance due to the FR-QWR). Since the retardance of the multiple-order retarder varies rapidly with wavelength, typically as $\phi = k\Delta n \cdot d$, the spectrum in Fig. 2(b) displays the characteristic oscillatory pattern [24]. We verified that the second quartz retarder exhibits equivalent oscillatory spectrum, thus providing identical spectral retardance.

Note that whenever the plate retardance reaches an integer number of π radians a minimum of the transmission curve $T(\lambda)$ in Fig. 2(b) is obtained. The condition for a maximum transmission in the Solc filter is half-wave retardance. Thus, when these plates are used to build such a folded Solc filter, the maxima should be located at these wavelengths where the minima in Fig. 2(b) are observed, but only in every other minimum. The arrows in bottom of Fig. 2(b) indicate the minima corresponding to retardances that are odd integers of π radians. These values are verified in Fig. 2(c), where the folded Solc filter is generated. In this case, the two polarizers were oriented at 0° and 90° , respectively. The orientation of each retarder element in the folded Solc filter [3] is given by $\theta_n = (-1)^n \rho$ with $n = 1, 2, \dots, N$ number of elements, and

$$\rho = \frac{\pi}{4N}. \quad (7)$$

Since we have two plates, the reflective geometry allows a Solc filter with $N = 4$ elements, and the angle is $\rho = 11.25^\circ$. The captured spectrum in Fig. 2(c) shows the characteristic profile of the Solc filter. Note how the wavelengths where the maxima are located correspond to one out of two minima of the curve in Fig. 2(b). Also note the side-lobes characteristic of the Solc filter transmission.

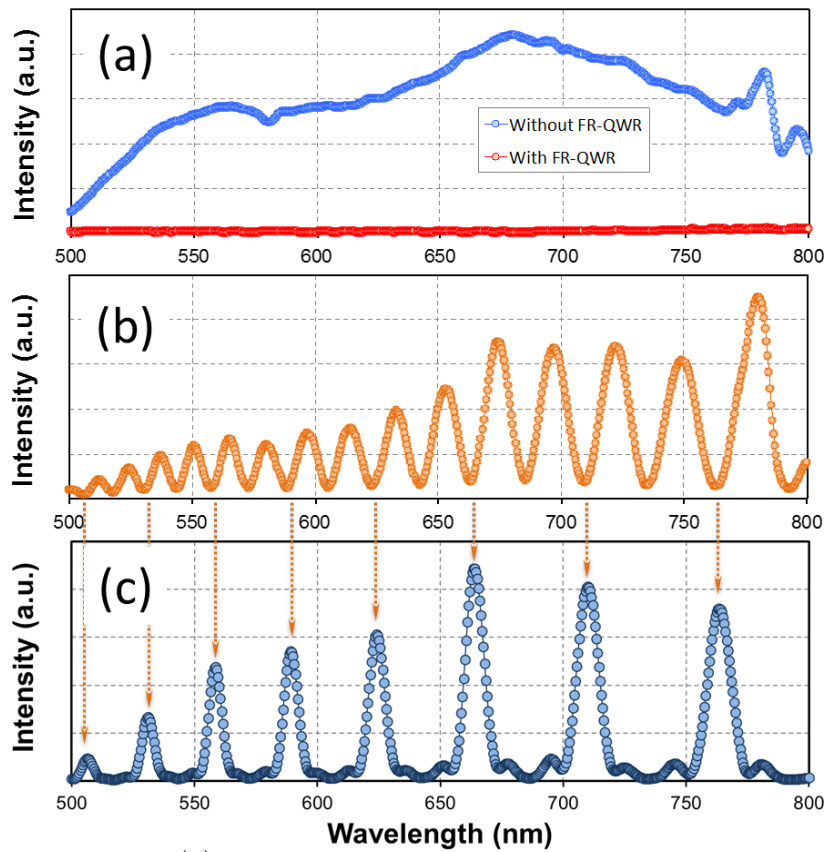


Fig. 2. (a,b) Spectral intensity $T(\lambda)$ measured with LP1 and LP2 oriented at $+45^\circ$. (a) Without any retarders-chain, with and without FR-QWR. (b) With one quartz multiple-order retarder and the FR-QWR. (c) Spectral intensity for the Solc filter with $N = 4$ using just two retarders.

3.3. TUNABLE SOLC FILTER WITH LIQUID-CRYSTAL RETARDERS

Once the reflective geometry was demonstrated, we were interested in making the Solc filter tunable. Therefore, tunable linear retarders were required. Liquid-crystal retarders (LCR) [27] are one very useful option. They have been used in a number of spectral birefringent filters, including tunable Lyot filters [25], or dynamic colour filters that combine cholesteric liquid crystal layers [26].

We used LCR fabricated at the Military University of Technology of Warsaw. They are two parallel-aligned nematic LCR devices that were prepared with polished Indium Tin Oxide (ITO) coated glass plates. Homogeneous planar alignment was induced on ITO by spin-coated polyimide SE-130 (from NISSAN Chemical Industries) followed by curing and antiparallel rubbing process steps. The thickness of the cells was kept about $5 \mu\text{m}$. The cells were filled with Mix-3 high birefringent liquid-crystal material to produce a wide tuning range of the filter [28]. The effective retardance can be varied via an applied voltage. A DC

balanced square voltage signal of 1 kHz was applied, and the peak-to-peak voltage (V_{pp}) controls the retardance, the greater V_{pp} the lower the retardance. Figure 3 shows a picture of the optical system with the two LCRs. Note that they have been mounted onto rotatable mounts, and also note the inclusion of two iris diaphragms to help aligning the laser. The supercontinuum laser is kept with relatively low intensity, to avoid any possible damage of the devices. However, note that if high-power lasers were required, other alternatives could be used such as polycrystalline liquid crystal retarders [29].

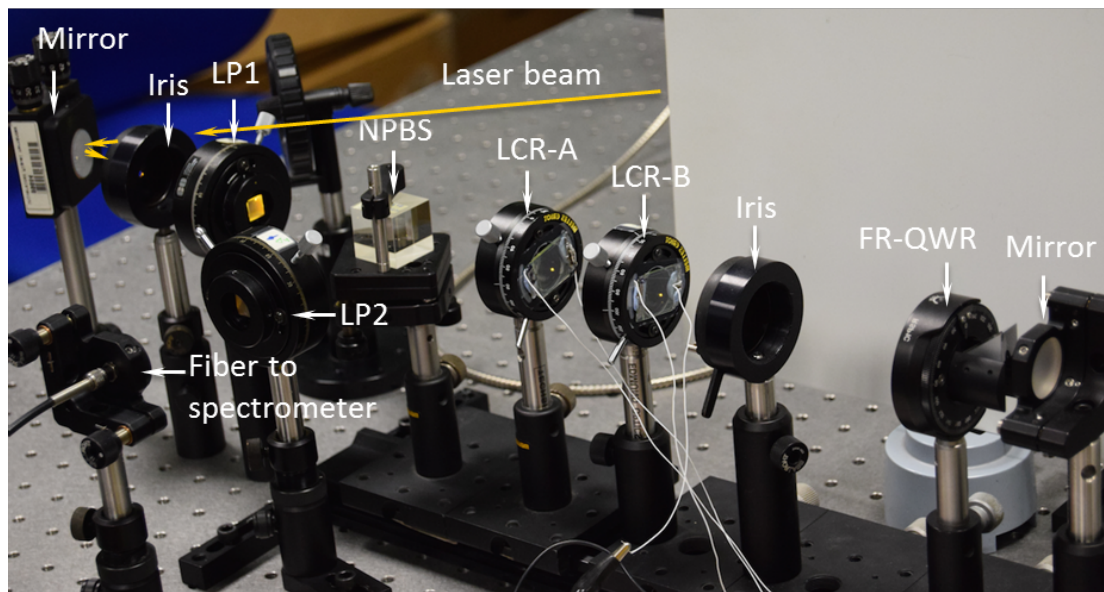


Fig. 3. Picture of the optical system for the Solc filter with two LCRs.

We repeated the experiment described in Fig. 2(b) to calibrate the retardance of these two LCR devices without applied voltage. The devices were labeled as LCR-A and LCR-B. The results are shown in Fig. 4(a), where the retardance is indicated at some specific minima. These values were deduced by counting the minima that were observed in the curve as we increase the voltage [30]. Note the high retardance values obtained thanks to the use of a high birefringent liquid crystal (Δn is approximately 0.46 for 650 nm) [28]. The curves in Fig. 4(a), although very similar, show that the retardance is not exactly the same for the two LCRs, probably due to a small difference in the LC layer thickness. This can be a major problem in the realization of a Solc filter. Fortunately, we can control the applied voltage to adjust the curves to reach the minima and maxima at the same wavelengths in order to provide the same spectral retardance in both LCRs. The reflective geometry helps to alleviate this problem: the same retardance is ensured in pairs of

elements, since it is the same retarder that plays twice. The result in Fig. 4(a) indicates that the retardance of LCR-A is slightly greater than that of LCR-B.

Therefore, a small voltage applied to LCR-A compensates for this extra retardance. As indicated in Fig. 4(a), increasing the V_{pp} applied to the LCRs moves the spectral oscillations to lower wavelengths, since the retardance is reduced.

Figures 4(b), 4(c) and 4(d) show the spectral transmission of the Solc filter for different couples of voltages applied to each LCR. Again, since we use two retarders, we have $N=4$ and the rotation angle is $\rho = 11.25^\circ$. In Fig. 4(b) voltage is only applied to LCR-A to match the retardance of LCR-B. The transmission peaks of the filter are centered at 550 nm and 640, i.e. the FSR is 90 nm in this region. The FWHM at these two bands are 15 and 30 nm respectively. These peaks correspond to retardances 9π and 7π respectively in Fig. 4(a). The figure also includes a simulation of the Solc filter's transmittance based on the spectral retardance deduced from the data in Fig. 4(a), showing very good agreement with the experimental transmission.

In Fig. 4(c) the voltage is increased in both devices, in order to shift these retardance values to the wavelength in between: 7π at approximately 585 nm and 9π at approximately 515 nm. Therefore, now the peaks of the Solc filter are shifted to these wavelengths. Note that another peak enters the experimental spectral range from the right, corresponding to a retardance of 5π and yields another maximum at approximately 740 nm.

Finally, in Fig. 4(d), the voltages applied to each LCR are augmented further in order to locate a maximum again at 550 nm, now corresponding to a retardance of 7π . Note how, because the voltages are greater and therefore Δn is lower, the next maxima to the right (corresponding to a retardance of 5π) is located at approximately 680 nm, thus providing a much larger FSR than the case in Fig. 4(b). Simulation results agree quite well with the experiments in all cases. These results thus confirm the effective realization of a tunable Solc filter in a reflective geometry.

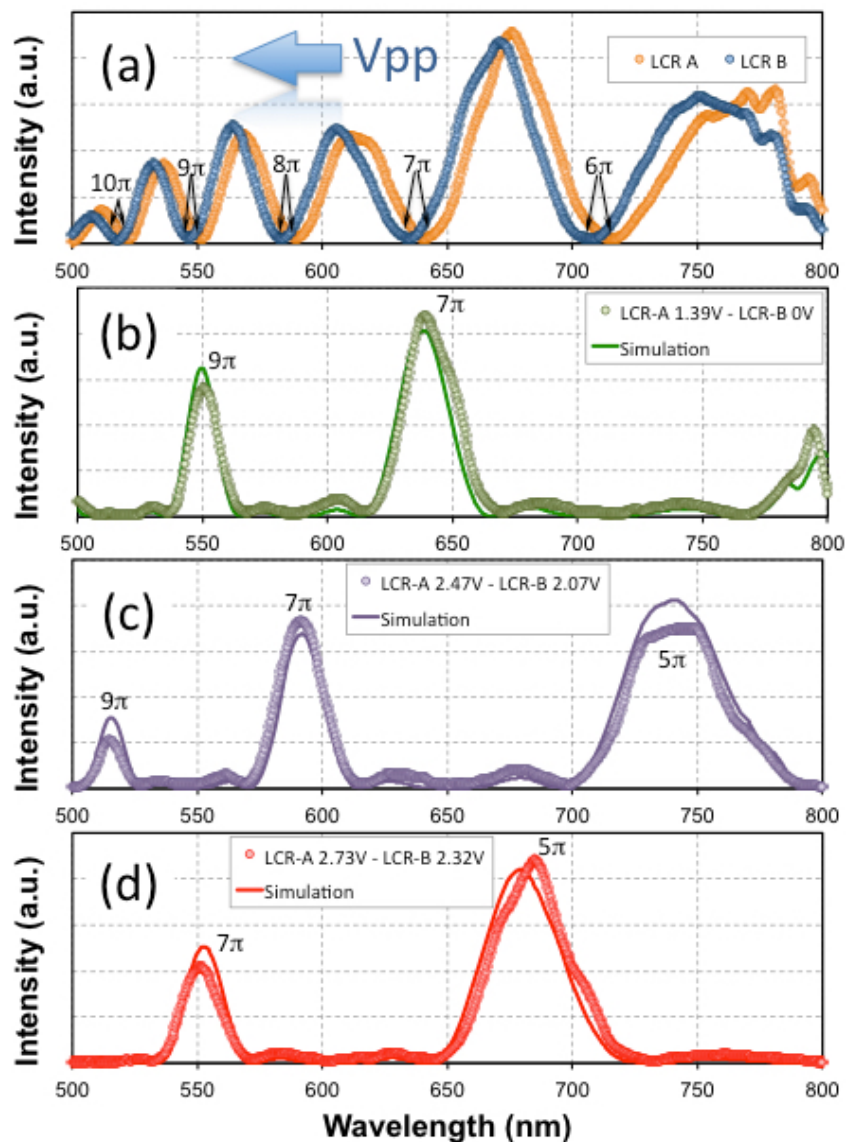


Fig. 4. (a) Spectral intensity measured with LP1 and LP2 oriented at $+45^\circ$ for LCR-A and LCR-B without applied voltage. And spectral intensity of the Solc filter with $N=4$ using two retarders with different voltages: (b) LCR-A 1.39V, LCR-B 0V; (c) LCR-A 2.47V, LCR-B 2.07V; (d) LCR-A 2.73V, LCR-B 2.32V. The value of the retardance of each LCR is indicated at the maxima of the Solc filters.

4. CONCLUSIONS

In summary, a bulk optics birefringent Solc filter that operates in a reflective geometry was experimentally demonstrated. This reflective geometry relies on the inclusion of a wavelength independent FR-QWR. The FR-QWR-mirror combination allows the reflective Solc filter geometry in a wide spectral range. Since light passes twice through each retarder

in the filter set, the effective number of retarders is doubled and the same spectral retardance function is ensured in pairs of elements.

We experimentally demonstrated the proposed system with static quartz plates, and also with tunable liquid-crystal retarders. We used the system to filter a supercontinuum laser source. In both cases we reproduced the characteristic spectral transmission of the Solc filter, and in the second case we were able to tune the transmission function.

We expect that this geometry, which was demonstrated here with bulk optics, can also be implemented in compact integrated Solc filters and with other related birefringent filter designs.

ACKNOWLEDGEMENTS: M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez and I. Moreno acknowledge support from Ministerio de Economía y Competitividad of Spain and FEDER funds (grant ref.: FIS2015-66328-C3-3-R). A. Vargas acknowledges support from Fondecyt (grant ref.: 1151290). N. Bennis and P. Kula acknowledge the Polish Ministry of Science and Higher Education the Statutory Activity PBS-654 and PBS-651 of Military University of Technology respectively.

REFERENCES

- [1]. J. W. Evans, "Solc birefringent filter", *J. Opt. Soc. Am.* **48**, 142-145 (1958).
- [2]. I. Solc, "Birefringent chain filters", *J. Soc. Opt. Am.* **55**, 621-625 (1965).
- [3]. P. Yeh, "Some applications of anisotropic layered media", Ch. 10 in *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley & Sons (2005). ISBN 0-471-73192-7.
- [4]. M. Johnson, "Single-mode-fiber birefringent filters", *Opt. Lett.* **5**, 142-145 (1980).
- [5]. P. Velásquez, M. M. Sánchez-López, I. Moreno, D. Puerto, F. Mateos, "Interference birefringent filters fabricated with low cost commercial polymers", *Am. J. Phys.* **73**, 357-361 (2005).
- [6]. X. Chen, J. Shi, Y. Chen, Y. Zhu, Y. Xia, Y. Chen, "Electro-optic Solc-type wavelength filter in periodically poled lithium niobate", *Opt. Lett.* **28**, 2115-2117 (2003).
- [7]. Y. L. Lee, N. E. Yu, C.-S. Kee, D.-K. Ko, J. Lee, B.-A. Yu, W. Shin, T. J. Eom, Y.-C. Noh, "Wavelength filtering characteristics of Solc filter based on Ti:PPLN channel waveguide", *Opt. Lett.* **32**, 2813-2815 (2007).
- [8]. Q. Zhang, X. Zeng, F. Pang, X. Chen, T. Wang, "Tunable polarization-independent Solc-type wavelength filter based on periodically poled lithium niobate", *Opt. Laser Technol.* **44**, 1992-1994 (2012).

- [9]. M. Abuleil, I. Abdulhalim, “Narrowband multispectral liquid crystal tunable filter”, *Opt. Lett.* **41**, 1957 (2016).
- [10]. R. H. Chu, J. J. Zou, “Transverse strain sensing based on optical fibre Solc filter”, *Opt. Fiber. Technol.* **16**, 151-155 (2010).
- [11]. S. Jo, Y. Kim, Y. W. Lee, “Study on transmission and output polarization characteristics of a first-order Lyot-type fiber comb filter using polarization-diversity loop”, *IEEE Photonics J.* **7**, 7801015 (2015).
- [12]. Q. Wang, G. Farrell, Y. Semenova, “Optimal design of birefringent filter with a flat-top passband”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, 652–656 (2006).
- [13]. G. Shabtay, E. Eidingler, Z. Zalevsky, D. Mendlovic, E. Marom, “Tunable birefringent filters – optimal iterative design”, *Opt. Express* **10**, 1534-1541 (2002).
- [14]. A. R. Halassi, R. Hamdi, D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, “A novel synthesis approach for birefringent filters having arbitrarily amplitude transmittances”, *Opt. Commun.* **369**, 12-17 (2016).
- [15]. D. F. Bendimerad, B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, O. Seddiki, B. Vinouze, R. Hamdi, “Contrast and finesse enhancement in a birefringent filter”, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **23**, 1721-1723 (2011).
- [16]. I. Abdulhalim, “Polarization independent birefringent tunable filters”, US patent US 8, 369,014 B2 (2013).
- [17]. I. Abdulhalim, “Polarization independent birefringent Fabry-Perot etalon having polarization conversion mirrors”, *Opt. Commun.* **282**, 3052-3054 (2009)
- [18]. C. R. Fernández-Pousa, I. Moreno, N. Bennis, and C. Gómez-Reino, “Generalized formulation and symmetry properties of anisotropic devices: Application to liquid crystal displays”, *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, 2074–2080 (2000).
- [19]. D. Mawet, C. Hanot, C. Leunerts, P. Riaud, D. Defréfre, D. Vandormael, J. Loicq, K. Fleury, J. Y. Plessier, J. Surdej, S. Habraken, “Fresnel rhombs as achromatic phase shifters for infrared nulling interferometry”, *Opt. Express* **15**, 12850- 12865 (2007).
- [20]. J. Ge, H. Feng, G. Scott, M. P. Fok, “High-speed tunable microwave photonic notch filter based on phase modulator incorporated Lyot filter”, *Opt. Lett.* **40**, 48-51 (2015).
- [21]. N. N. Nagib, S. A. Khodier, H. M. Sidki, “Retardation characteristics and birefringence of a multiple-order crystalline quartz plate”, *Opt. Laser Technol.* **35**, 99-103 (2003).
- [22]. S.-T. Wu, U. Efron, L. D. Hess, “Birefringence measurements of liquid crystals”, *Appl. Opt.* **23**, 3911-3915 (1984).
- [23]. A. Safrani, I. Abdulhalim, “Spectropolarimetric method for optic axis, retardation, and birefringence dispersion measurement”, *Opt. Eng.* **48**, 053601 (2009).
- [24]. A. Messaadi, M. Mar Sánchez-López, P. García-Martínez, A. Vargas, I. Moreno, “Optical system for measuring the spectral retardance function in an extended range”, *J. Eur. Opt. Soc. – Rapid. Pub.* **12**, 12:21 (2016).
- [25]. J. Beckman, T. Hui, P. J. M. Vanbrabant, R. Zmijan, K. Neyts, “Polarization selective wavelength tunable filter”, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **502**, 19-28 (2009).

- [26]. H. Chen, R. Zhu, Y.-H. Lee, S.-T. Wu, "Correlated color temperature tunable white LED with a dynamic color filter", *Opt. Express* **24**, A731-A739 (2016).
- [27]. A. Peinado, A. Lizana, J. Campos, "Design of polarimeters based on liquid crystals and biaxial crystals for polarization metrology", *Opt. Pura Apl.* **49**, 167-177 (2016).
- [28]. D. Venkata Sai, P. Sathyanarayana, V.S.S. Sastry, J. Herman, P. Kula, R. Dabrowski, S. Dhara, "Birefringence, permittivity, elasticity and rotational viscosity of ambient temperature, high birefringent nematic liquid crystal mixtures", *Liquid Crystals* **41**, 591 (2014).
- [29]. L. De Sio, N.V. Tabyrian, R. Caputo, A. Veltri, C. Umeton, "POLICRYPS structures as switchable optical phase modulators", *Opt. Express* **16**, 7619-7624 (2008).
- [30]. A. Vargas, R. Donoso, M. Ramírez, J. Carrión, M. M. Sánchez-López, I. Moreno, "Liquid crystal retarder spectral retardance characterization based on a Cauchy dispersion relation and a voltage transfer function", *Opt. Rev.* **20**, 378-384 (2013).

5.3 Artículo #3

A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, A. Vargas, P. García-Martínez, I. Moreno, “Achromatic linear retarder with tunable retardance”, *Optics Letters* **43**(14), 3277-3280 (2018).

5.3.1. Resumen de las aportaciones

Los retardadores ópticos presentan en general una variación importante con la longitud de onda. En el mercado existen retardadores acromáticos, típicamente ajustados a los retardos de cuarto de onda o media onda. Pero no existe la posibilidad de sintonizar el retardo a un valor arbitrario y que éste se mantenga constante o acromático en un rango espectral amplio. Por ello, en este tercer trabajo se ha realizado un sistema óptico universal y sencillo basado en un diseño de un retardador lineal sintonizable mediante la rotación de uno de los componentes, y con una respuesta en función de la longitud de onda uniforme en un amplio rango espectral.

El sistema está compuesto por dos retardadores de media onda situados entre otros dos retardadores de cuarto de onda. Los dos retardadores de media onda, con orientaciones en ángulos α_1 y α_2 , actúan como rotor de polarización equivalente con un giro de la polarización de ángulo igual a $2(\alpha_1 - \alpha_2)$. Al añadir los dos retardadores de cuarto de onda en los extremos de este rotor, y ambos orientados verticalmente, se realiza un sistema que actúa como un retardador lineal con sus ejes neutros orientados en direcciones horizontal y vertical y con un valor del retardo igual a $\phi = 4(\alpha_1 - \alpha_2)$. De esta forma se puede variar el retardo de forma continua simplemente mediante la rotación relativa entre los retardadores de media onda centrales.

Si los cuatro retardadores utilizados son acromáticos, el sistema equivalente mantiene el mismo grado de acromaticidad. En este sistema hemos usando rombos de Fresnel (FR). Estos retardadores están basados en reflexión total interna y producen un desfase prácticamente uniforme frente a la longitud de onda.

Para la verificación de las propiedades del sistema se ha empleado dos espectrómetros, uno para medir el rango visible (VIS) y otro para medir el rango infrarrojo

(NIR). En los extremos del sistema retardador equivalente se han colocado dos polarizadores lineales válidos en el rango completo VIS-NIR. En el trabajo se demuestra la correcta realización del retardador equivalente en un rango espectral amplio, desde 450 hasta más de 1550 nm. Así, en primer lugar, se ha verificado la correcta realización del rotor de polarización observando cómo se mantiene la forma del espectro de un láser de supercontinuo a medida que se reduce su intensidad mediante la rotación progresiva de la orientación de su polarización cuando se proyecta sobre un analizador. En segundo lugar, se ha verificado la correcta realización del retardador equivalente, verificando la generación de luz con un estado de polarización uniforme en todo el rango espectral considerado.

Para la caracterización espectral del sistema se ha usado el sistema previamente desarrollado en el primer artículo. No obstante, en este trabajo se utiliza una fuente de luz láser de supercontinuo (FYLA-SC500), que emite de 450 a 2400 nm. La utilización de la fuente láser se observó más conveniente al utilizar los rombos de Fresnel, ya que el láser proporciona una luz mucho más intensa y direccionada, que resulta mucho más conveniente en esta aplicación.

En resumen, este trabajo aporta un sistema que permite ajustar el retardo a un valor arbitrario, manteniendo el grado de acromaticidad de los retardadores de media onda y de cuarto de onda que se emplean para su constitución. Este sistema puede ser interesante en aplicaciones en polarimetría que requieran valores de retardo acromáticos diferentes de los valores estándar de cuarto de onda y de media onda.

5.3.2. Achromatic Linear Retarder with Tunable Retardance

Abdelghafour Messaadi¹, María M. Sánchez-López², Asticio Vargas³, Pascuala García-Martínez⁴, and Ignacio Moreno¹

1. Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández de Elche, 03202 Elche, Spain.
2. Instituto de Bioingeniería. Departamento de Física y Arquitectura de Computadores. Universidad Miguel Hernández, 03202 Elche, Spain.
3. Departamento de Ciencias Físicas, Universidad de La Frontera, Temuco, Chile.
4. Departament d'Òptica, Universitat de València, 46100 Burjassot, Spain.
5. Military University of Technology, Kaliskiego 2 St., 00-908 Warsaw, Poland.

ABSTRACT: We present a universal design and proof-of-concept of a tunable linear retarder of uniform-wavelength response in a broad spectral range. It consists of two half-wave retarders (HWR) in-between two quarter-wave retarders (QWR), where the uniform retardance can be tuned continuously by simply rotating one of the HWRs. A proof-of-concept of this design is built by using commercially available Fresnel rhomb retarders (FR) that provide retardation with almost wavelength-uniformity in the visible and near infrared from 450 to 1550 nm. The design is universal since other achromatic QWR and HWR could also be employed. The system is experimentally demonstrated to control the state of polarization of a supercontinuum laser.

OCIS CODES: (260.5430) Polarization; (120.2130) Ellipsometry and polarimetry;

Precision spectral control of polarization is an important subject for many applications such as spectro-polarimetry, optical communications, biomedical optical imaging, military target identification, chemical analysis, and remote sensing [1]. Designers generally choose wave-plates to alter or analyze the state of polarization (SOP), and different types of retarders exist that suit different applications [2]. They are usually spatially uniform retarders, but recent technological advances have made possible to fabricate spatially patterned retarders, becoming the basis of new optical elements based on the geometrical phase [3].

Usually, retarders are made of birefringent materials. They inherently suffer from dispersion, and their retardance typically depends strongly on the wavelength [4]. In order

to avoid dispersion, different techniques have been reported to fabricate retarders with weak wavelength-variation. This is usually achieved by cascading standard HWR and QWR plates with appropriate orientation of their principal axis. The number of elements is determined by the degree of requested achromaticity and spectral range. The wider the spectral range, the more layers are required for good performance [5-13]. Recent designs also include the plates's thickness as a parameter [14] to achieve high achromaticity. With these designs, large polarization control was demonstrated in the visible and near infrared spectrum [12,13]. Other approaches use structural birefringence of subwavelength gratings to fabricate achromatic polarization rotators [15,16].

Composite retarders of any desired retardation can be designed, although only HW and QW achromatic retardance has been shown experimentally in a broad spectral range. Changing the target retardance implies redesigning the system, that is, recalculating the azimuth orientations (or also the thickness) of each element in the stack. This makes difficult to tune the retardance of these achromatic composite retarders.

Liquid-crystal (LC) technology offers tunable retardance upon an applied voltage. However, LC devices are typically made of a single anisotropic layer, thus far from being wavelength compensated. A combination of LC retarders to create a tunable achromatic retarder was reported [17], where the retardance of each layer can be changed to yield a tunable achromatic retarder. However, this approach was demonstrated with only two LC retarders, and therefore the operating spectral range is relatively narrow.

Another approach was proposed [18], where the light beam is spatially dispersed and then projected onto a LC spatial light modulator, with adjustable applied voltage at every pixel according to the incident wavelength. The light reflected back is then recombined, so the complete system acts as a programmable retarder where the spectral retardance can be controlled at will. For instance, it can be adjusted to provide a constant retardance in the complete operating wavelength range. However, it is a complex optical system, with important losses.

Here a simpler approach is adopted based on cascading two HWRs in between two QWRs. This simple optical system acts as a linear retarder of arbitrary retardance tunable by simply rotating one of the HWRs. This universal design can be implemented by either

composite achromatic waveplates [5,12,14] or Fresnel rhombs (FR) as achromatic retarders.

Figure 1(a) shows a scheme of the proposed optical set-up, which is described in two steps. First, the combination of two achromatic HWRs to create a polarization rotator with a rotation angle that does not depend on wavelength. If α_1 and α_2 denote the orientation of each HWR with respect to the laboratory axis, the rotation angle of this polarization rotator is given by $2(\alpha_1 - \alpha_2)$ and can be varied simply by changing the relative orientation between the two HWRs. Then, the polarization rotator is inserted between two achromatic QWRs. If the HWRs and QWRs that constitute the system are achromatic, the setup acts as a retarder with uniform retardance (within the limits imposed by the degree of achromaticity of the individual retarders), and the retardance value, $4(\alpha_1 - \alpha_2)$, can be adjusted by merely rotating one of the HWRs.

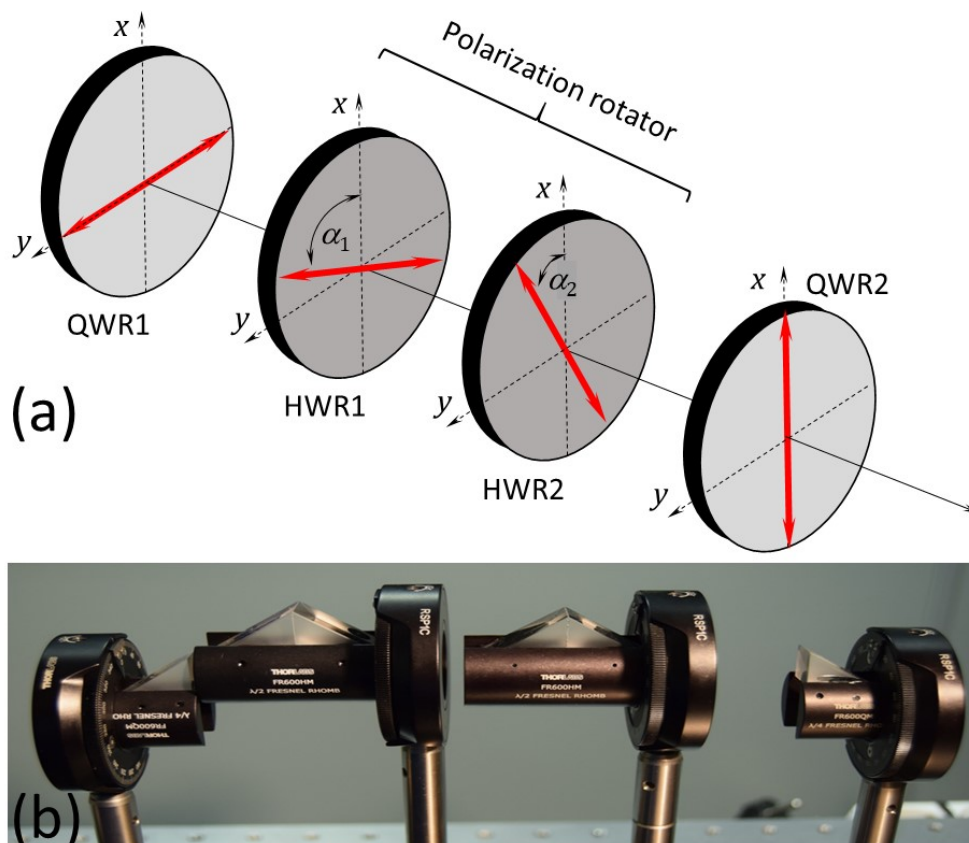


Fig. 1. (a) Linear retarder system of tunable retardance equal to $4(\alpha_1 - \alpha_2)$. Experimental implementation with Fresnel rhombs.

We use FRs to build a proof-of-concept of this universal design. FRs are not birefringent retarders. Instead, their retardance is based on the phase shift between TE and TM modes upon total internal reflection [19-21]. And this phase shift is almost uniform over a very wide spectral range. This is the case, for instance, when building polarization conversion mirrors [22,23]. Nevertheless, FRs are not perfectly achromatic; wavelength, incident angle and transmission errors have been reported [19,24].

Figure 1(b) shows a picture of the experimental system. It is composed of two FR-HWRs (model FR600HM) and two FR-QWRs (model FR600QM), all from Thorlabs, and with wavelength operating range 400-1550 nm. Two Glan-Taylor linear polarizers from Edmund Scientific operating in the 350-2200 nm range, are placed at the input and output of the system. Since light impinges with normal incidence, any in-plane rotation of the FR-HWRs does not alter the direction of the emerging beam, so they can be rotated without realigning the system. On the contrary, FR-QWRs deviates laterally the emerging light compared to the input direction [19]. This is why, we place the first FR-QWR (Fig. 1(b)) vertically oriented, instead of horizontally. This change does not affect the basic performance, as it will be discussed later.

We use a supercontinuum laser light source (FYLA-SC500), which emits a broadband spectrum from 450 to 2400 nm. The system's output is captured by an optical fiber and is directed to a spectrometer (Stellar-Net, STN-BLK-C-SR) which measures the spectrum in the 200-1080 nm range with a resolution of 2 nm, and to another spectrometer (Stellar-Net , STE-RED-WAVE-NIR-512-25) that measures from 900 to 1550 nm with a resolution of 3 nm.

Using the Jones matrix formalism the polarization rotator system in Fig. 1(a) is described by

$$\mathbf{HWR}(\alpha_2) \cdot \mathbf{HWR}(\alpha_1) = \mathbf{R}(2(\alpha_1 - \alpha_2)), \quad (1)$$

where $\mathbf{HWR}(\alpha) = \mathbf{R}(-\alpha) \cdot \mathbf{HWR}(0) \cdot \mathbf{R}(+\alpha)$ is the Jones matrix of a HWR with orientation α , and $\mathbf{HWR}(0) = \mathbf{diag}(1, -1)$. We assume the x axis aligned with the laboratory vertical direction. The rotation matrix is given by

$$\mathbf{R}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Equation (1) shows that cascading two HWRs results in a polarization rotator with a rotation angle equal to twice their relative angle. Thus, considering the FR almost wavelength-independent retardance, we build a polarization rotator with a uniform wavelength response using two FR-HWRs.

The probe of such polarization rotator is given in Fig. 2. The input and output polarizers are both considered oriented at angles $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$. The first rhomb is oriented at $\alpha_1 = 0^\circ$, but the second rhomb's orientation (α_2) varies from 0° to 45° . Therefore, the polarization rotator should rotate the input polarization by $2\alpha_2$ for all wavelengths and the transmitted spectrum should keep its shape upon varying α_2 , whilst decreasing according to Malus law by $\cos^2(2\alpha_2)$ uniformly for all wavelengths. A relative transmission of 100%, 75%, 50% and 25% is expected for $\alpha_2 = 0^\circ, 15^\circ, 22.5^\circ$ and 30° . And light should be completely extinguished for all wavelengths when $\alpha_2 = 45^\circ$, when the 90° polarization rotator is generated. However, as mentioned earlier, FRs do present limited achromaticity, which must be taken into account when cascading them [19]. The manufacturer provides the FR retardance at six specific wavelengths in the 400-1550 nm range [25], being the overall retardance variation 2.99° for the FR-QWR and 5.97° for the FR-HWR. Using these data, we obtain a retardance curve versus wavelength that we use in numerical simulations.

Figures 2(a)-(d) show the calculated transmissions considering a flat input spectrum, where each panel corresponds to $\alpha_2 = 15^\circ, 22.5^\circ, 30^\circ$ and 45° , respectively. The effect of the FRs retardance dispersion on the polarization rotator is retrieved from the difference between the simulated transmittance $I_{sim}(\lambda)$ and a target transmittance I_0 (assuming perfect achromatic FRs) through the quadratic relative error (QRE) $\varepsilon(\lambda) = \sqrt{(I_{sim}(\lambda) - I_0)^2}$. The average QRE $\langle \varepsilon \rangle$ in the 450-1550 nm range appears on each panel. From these low QREs, the achromatic performance of this proof-of-concept polarization rotator seems excellent.

Figure 2(e) displays the system's experimental transmission captured by the two spectrometers in the range from 450 to 1550 nm. Note the narrow dark band around 1064

nm, since we filtered the high-power peak of the supercontinuum laser. The figure shows the progressive decrease of the transmitted spectrum, with a maximum transmission for $\alpha_2 = 0^\circ$. The inset shows the expected output polarizations, drawn in the color of the corresponding transmission curve. The figure includes simulations (solid curves) obtained after multiplying the curves in panels (a) to (d) by the supercontinuum light spectrum $I_S(\lambda)$ (top curve in panel 2(e)). They agree well with the experimental curves. However, in order to account for other weaknesses of the FRs that may affect the experimental errors (like acceptance angle and transmission errors due to non-perfectly aligned components [19]), we evaluate the experimental QRE defined as $\varepsilon'(\lambda) = \sqrt{(I_{exp}(\lambda) - I_{sim}I_S(\lambda))^2 / I_S(\lambda)}$, where $I_{exp}(\lambda)$ is the measured spectrum. The average value $\langle \varepsilon' \rangle$ is computed for each orientation α_2 . These errors are two orders of magnitude larger than those in panels (a-d); namely, $\langle \varepsilon' \rangle = 3.6\%$, 4.0% , 4.5% and 7.3% . Nevertheless, we can say Fig. 2(e) shows a proof-of-concept of a λ -independent polarization rotator.

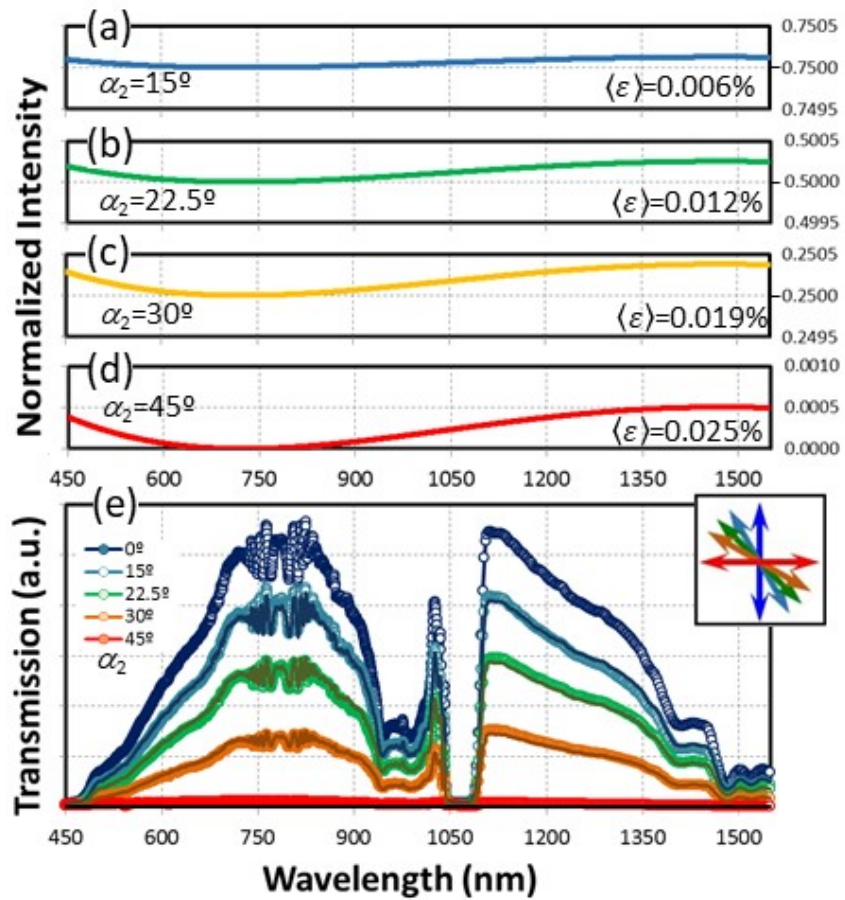


Fig. 2. Spectral transmission of the polarization rotator built with FRs. $\alpha_1 = 0^\circ$ and various orientations α_2 are considered. Polarizers are oriented at $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$. (a)-(d) Simulated transmission considering the FR

retardance dispersion and a flat input spectrum for the given α_2 . (e) Experimental transmission and simulation considering the spectrum of the light source.

Let us now discuss the tunable linear retarder. For that purpose, we use a solution inverse to that in [26,27]. In these works, a LC linear tunable retarder was converted into a polarization rotator by placing it between two QWRs oriented at $\pm 45^\circ$ with respect to the LC director. Here we place two QWRs on the extremes of our polarization rotator, in order to transform it into a linear retarder. Using the Jones formalism, the system in Fig. 1 is described by:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{QWR}(0) \cdot \mathbf{R}(2(\alpha_1 - \alpha_2)) \cdot \mathbf{QWR}(90^\circ) = \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\phi/2) & -i\sin(\phi/2) \\ -i\sin(\phi/2) & \cos(\phi/2) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

where $\mathbf{QWR}(\alpha) = \mathbf{R}(-\alpha) \cdot \mathbf{QWR}(0) \cdot \mathbf{R}(+\alpha)$ and $\mathbf{QWR}(0) = \mathbf{diag}(1, i)$. This matrix corresponds to a linear retarder of retardance $\phi = 4(\alpha_1 - \alpha_2)$ oriented at 45° , namely:

$$\mathbf{M} = \mathbf{R}(-45^\circ) \cdot \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{+i\phi/2} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{R}(+45^\circ) \quad (4)$$

Note that in the experimental realization in Fig. 1(b) the two FR-HWRs that constitute the polarization rotator must be moved up in order to be centered on the new height of the beam. Note also that the first QWR is not oriented correctly, since it is rotated by 90° . However, a QWR rotated by 90° is equivalent to the aligned QWR preceded by an aligned HWR. Therefore, we can consider the experimental system described by the product $\mathbf{M} \cdot \mathbf{HWR}(0)$. For practical purposes using FRs, this extra retarder could be compensated with another FR-HWR located at the input of the system. However, in order to avoid an additional element, we simply took into account the change in polarization induced by this extra HWR element. If the input polarization is linear and vertically or horizontally oriented, this extra HWR has no influence at all.

The probe of such tunable retarder is given in Fig. 3. We keep the input polarizer at $\theta_1 = 0^\circ$, i.e., with an angle of 45° with respect to the neutral axes of the equivalent retarder system. Now, a change in the retardance of the composed retarder system changes the ellipticity of the emerging polarization, while keeping the azimuth constant. Figure 3(a)

shows the expected transmission for a flat input spectrum when the output polarizer is at 45° (keeping the input polarization at 0°) and for three values of α_2 . If $\alpha_2 = 0^\circ$ no retardance is introduced and half of the input intensity is transmitted in the whole spectral range. When $\alpha_2 = 22.5^\circ$ the system should behave as an achromatic QWR, thus generating circularly polarized light. Consequently, the transmission function should be again a flat line of value 0.5. However, this only occurs around 750 nm (were the FR retardance is perfectly 90°) and from this wavelength the curve deviates from the ideal value due to the FR retardance dispersion. The curve when $\alpha_2 = 11.25^\circ$ lies in between the former cases, with a lower effect of the FR dispersion.

Figures 3(b), 3(c) and 3(d) show the experimental results and the corresponding numerical simulations (solid lines) for $\alpha_2 = 0^\circ, 11.25^\circ$ and 22.5° respectively. In each figure, the blue, green and red lines denote the transmission when the output polarizer is oriented at $\theta_2 = 0^\circ, 45^\circ$ and 90° respectively. By rotating this analyzer we check the expected emerging state of polarization, which is drawn in the inset. Because the system employs four cascaded FRs, experimental errors are expected. We again account for these effects by computing the experimental average QRE previously defined, which is displayed in each panel.

In Fig. 3(b) the retardance is zero, and light emerges linearly polarized. This is clearly shown by the total extinction achieved when the analyzer is oriented at 90° . This not the case in Fig. 3(c), where the retardance of the equivalent system is $\phi = 45^\circ$. The expected output polarization is now elliptical. The minimum transmission is achieved for $\theta_2 = 90^\circ$, showing that the orientation of the polarization ellipse remains vertical, but a total extinction is not achieved. Finally, Fig. 3(d) shows the case when $\alpha_2 = 22.5^\circ$ (retardance $\phi = 90^\circ$). Now the system operates as a QWR and thus the emerging state is a broadband circularly polarized light beam. This is verified by the overlapping of all curves upon rotating the analyzer. Note that in all cases, the shape of the spectral curve is kept, showing that the polarization state is qualitatively the same for all wavelengths, thus confirming a reasonably uniform spectral retardance of the equivalent retarder in the displayed spectral range. A quantification of the degree of control of the state of polarization achieved in this broad spectral range would require polarimetric measurements at various wavelengths. Results in Fig. 3 can be regarded as a proof-of-concept for the tunable broadband linear

retarder design. Note that superachromatic QW and HW composite retarders [12, 14] could be fabricated as one piece to build the system in Fig. 1(a) as well.

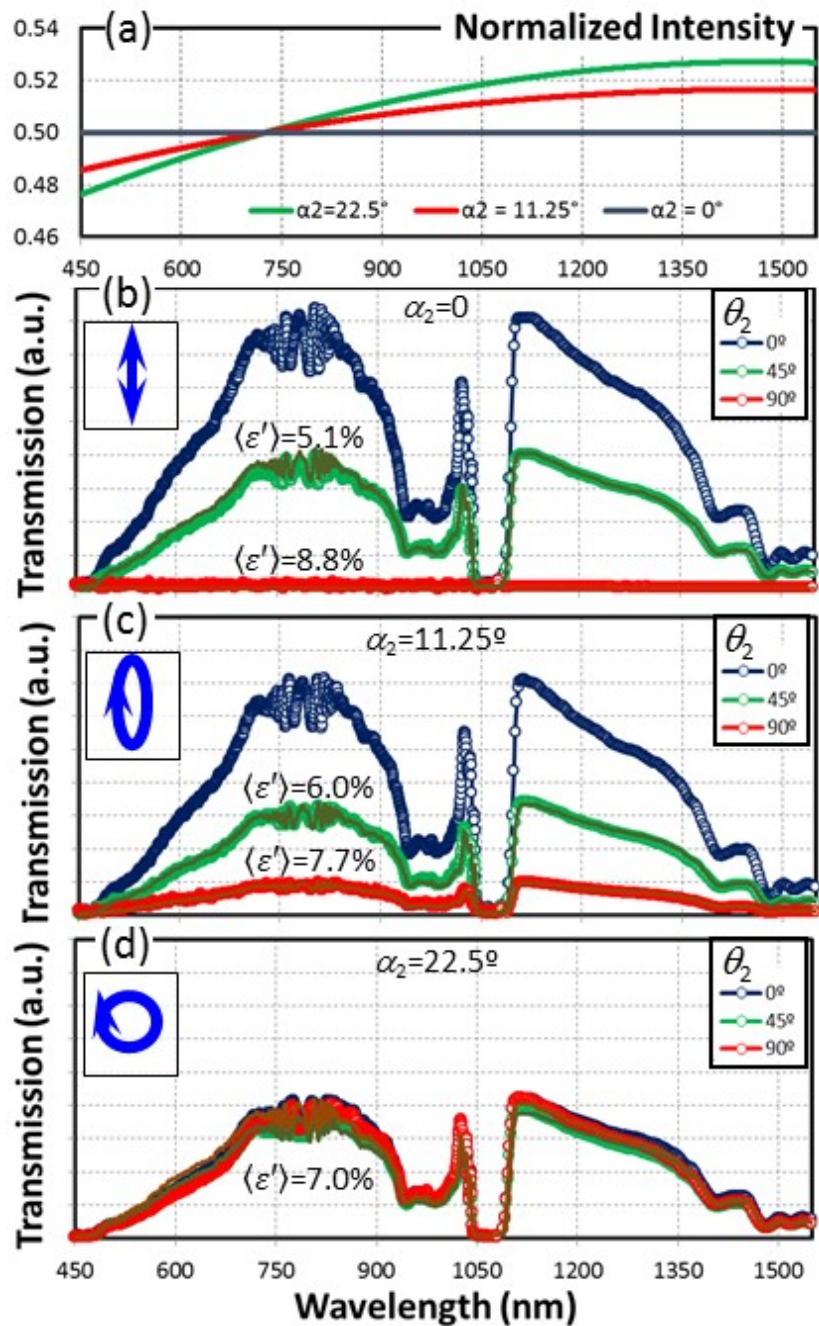


Fig. 3. Spectral transmission of the linear retarder system in Fig. 1 built with FRs. (a) Simulated transmission considering the FR retardance dispersion and a flat input spectrum for the given α_2 and polarizers oriented at $\theta_1 = 0^\circ$ and $\theta_2 = 45^\circ$. (b)-(d) Experimental transmission and simulation considering the spectrum of the light source for the given α_2 and polarizers oriented at $\theta_1 = 0^\circ$ and $\theta_1 = 0^\circ, 45^\circ$ and 90° .

In conclusion, we have designed a tunable polarization rotator and a tunable linear retarder where the rotation angle and the retardance, respectively, are uniform with wavelength and tunable upon rotating one of the central HWRs. The system can be used to generate a state of polarization that is maintained over a broad spectral range. Of course, the degree of wavelength uniformity of these designs depends on the degree of achromaticity of the optical retarders employed. As a proof-of-concept we show experimental results using FRs, with reasonable uniform retardance in the wide range from 450 to 1550 nm.

The proposed design can find applications whenever a wavelength-uniform retardance other than the standard quarter-wave and half-wave values are required, or when the required wavelength-uniform retardances need to be tunable. One possible example is the generation of higher-order polarization vector beams by using geometric phase elements like q -plates [28]. The higher-order vector beam generated by these elements depends critically on the input polarization state. The retarder here proposed can be used to tune the same input state of polarization for all wavelengths, thus producing the same higher-order vector beam. We also outline applications in ellipsometry, astronomy and polarimetry, where a tunable wavelength-compensated retarder might be useful to improve current techniques.

FUNDING. This work was financed by Generalitat Valenciana, Conselleria d'Educació, Investigació, Cultura i Esport (PROMETEO-2017-154) and Ministerio de Economía, Industria y Competitividad of Spain and European Union (MIMECO/FEDER funds, grant FIS2015-66328-C3-3-R). A. Vargas acknowledges support from CONICYT /FONDECYT 1151290

REFERENCES

- [1]. D. Goldstein, *Polarized Light*, Taylor and Francis (2011).
- [2]. W. Barbarow, "A wave plate for every application", *Photon. Spectra* **43**, 54 (2009).
- [3]. J. Kim, Y. Li, M. N. Miskiewicz, C Oh, M. W. Kudenov, and M. J. Escuti, "Fabrication of ideal geometric-phase holograms with arbitrary wavefronts", *Optica* **2**, 958 (2015).
- [4]. A. Messaadi, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, A. Vargas, and I. Moreno, "Optical system for measuring the spectral retardance function in an extended range", *J. Eur. Opt. Soc. – Rapid Pub.* **12**, 21 (2016).

- [5]. C. M. McIntyre and S. E. Harris, “Achromatic wave plates for the visible spectrum”, *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 1575-1580 (1969).
- [6]. P. Hariharan, “Achromatic and apochromatic half wave and quarter wave retarders”, *Opt. Eng.* **35**, 3335 (1996).
- [7]. P. Hariharan and P. Ciddor, “Broad-band superachromatic retarders and circular polarizers for the UV, visible and near infrared”, *J. Mod. Opt.* **51**, 2315 (2004).
- [8]. A. Ardavan, “Exploiting the Poincaré–Bloch symmetry to design high-fidelity broadband composite linear retarders”, *New. J. Phys.* **9**, 24 (2007).
- [9]. M. Emam-Ismail, “Retardation calculation for achromatic and apochromatic quarter and half wave plates of gypsum based birefringent crystal”, *Opt. Commun.* **283**, 4536 (2010).
- [10]. A. Saha, K. Bhattacharya, and A. K. Chakraborty, “Achromatic quarter-wave plate using crystalline quartz”, *Appl. Opt.* **51**, 1976-1980 (2012).
- [11]. S. S. Ivanov, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, T. Peters, and T. Halfmann, “Highly efficient broadband conversion of light polarization by composite retarders”, *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 265-269 (2012).
- [12]. T. Peters, S. S. Ivanov, D. Englisch, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and T. Halfmann, “Variable ultrabroadband and narrowband composite polarization retarders”, *Appl. Opt.* **51**, 7466-7474 (2012).
- [13]. T. Mu, C. Zhang, Q. Li, and R. Liang, “Achromatization of waveplate for broadband polarimetric system”, *Opt. Lett.* **40**, 2485-2488 (2015).
- [14]. J. M. Herrera-Fernández, J. L. Vilas, L. M. Sánchez-Brea, and E. Bernabeu, “Design of superachromatic quarter-wave retarders in a broad spectral range”, *Appl. Opt.* **54**, 9758 (2015).
- [15]. R. Desmarchelier, M. Lancry, M. Gecevicus, M. Beresna, P. G. Kazansky, and B. Pommeléc, “Achromatic polarization rotator imprinted by ultrafast laser nanostructuring in glass”, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 181111 (2015).
- [16]. E. Dimova, A. Rangelov, and E. Kyoseva, “Tunable bandwidth optical rotator”, *Photon. Res.* **3**, 177-179 (2015).
- [17]. M. J. Abuleil, and I. Abdulhalim, “Tunable achromatic liquid crystal waveplates”, *Opt. Lett.* **39**, 5487 (2014).
- [18]. I. Moreno, J. V. Carrión, J. L. Martínez, P. García-Martínez, M. M. Sánchez-López, J. Campos, “Optical retarder system with programmable spectral retardance”, *Opt. Lett.* **39**, 5483 (2014).
- [19]. J. M. Bennett, “A critical evaluation of rhomb-type quarterwave retarders”, *Appl. Optics* **9**, 2123-2129 (1970).
- [20]. D. Mawet, C. Hanot, C. Leunerts, P. Riaud, D. Defréfre, D. Vandormael, J. Loicq, K. Fleury, J. Y. Plesseria, J. Surdej, and S. Habraken, “Fresnel rhombs as achromatic phase shifters for infrared nulling interferometry”, *Opt. Express* **15**, 12850-12865 (2007).
- [21]. B. Bakhouché, A. Beniaiche, and H. Guessas, “Method for determining the reflection-induced retardance of the Fresnel rhomb”, *Opt. Eng.* **53**, 055108 (2014).

- [22]. I. Abdulhalim, "Polarization independent birefringent Fabry-Perot etalon having polarization conversion mirrors", *Opt. Commun.* **282**, 3052-3054 (2009).
- [23]. A. Messaadi, A. Vargas, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, P. Kula, N. Bennis, and I. Moreno, "Solc filters in a reflective geometry", *J. Opt.* **19**, 045703 (2017).
- [24]. K. B. Rochford, A. H. Rose, P. A. Williams, C. M. Wang, I. G. Clarke, P. D. Hale, and G. W. Day, "Design and performance of a stable linear retarder", *Appl. Opt.* **36**, 6458-6465 (1997).
- [25]. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=154
- [26]. C. Ye, "Construction of an optical rotator using quarter-wave plates and an optical retarder", *Opt. Eng.* **34**, 3031 (1995).
- [27]. J. A. Davis, D. E. McNamara, D. M. Cottrell, and T. Sonehara, "Two-dimensional polarization encoding with a phase-only liquid-crystal spatial light modulator", *Appl. Opt.* **39**, 1549 (2000).
- [28]. Y. S. Rumala, G. Milione, T. A. Nguyen, S. Pratavieira, Z. Hossain, D. Nolan, S. Slussarenko, E. Karimi, L. Marrucci, and R. R. Alfano, "Tunable super-continuum light vector vortex beam generator using a q -plate", *Opt. Lett.* **38**, 5083 (2013).

Capítulo 6:

Conclusiones

En esta Tesis Doctoral, presentada en esta memoria en la modalidad de compendio de artículos, se han desarrollado diversos trabajos relacionados con el uso de retardadores ópticos, incluyendo los dispositivos moduladores de cristal líquido controlados electrónicamente.

En concreto, el eje principal del trabajo ha sido la calibración de las propiedades de retardo espectral mediante la determinación de la función $\phi(\lambda)$ para diversos tipos de retardadores ópticos y su empleo para la realización de filtros espectrales. Así, el trabajo ha tenido dos vertientes, una teórica y otra práctica. Para los moduladores de cristal líquido hemos aplicado modelos existentes de matrices de Jones que nos han permitido caracterizar y predecir muy satisfactoriamente sus propiedades de retardo espectral, del estado de polarización y del espectro de la luz transmitida por estos dispositivos.

En primer lugar, se ha desarrollado un sistema experimental que permite la caracterización en un rango espectral extendido que cubre la región visible del espectro y también la región infrarroja cercana (NIR). El sistema desarrollado permite la realización de medidas en un rango espectral amplio que va desde 400 nm hasta 1600 nm. Para ello,

hemos debido emplear elementos ópticos (polarizadores, divisores de haz) útiles también en el rango NIR, así como el empleo de dos espectrómetros. La técnica de caracterización es una técnica clásica que consiste analizar el espectro de la luz transmitida cuando el retardador se coloca entre polarizadores paralelos o cruzados, con sus ejes neutros formando 45° con los ejes de transmisión de los polarizadores. La dependencia del retardo con la longitud de onda se manifiesta en unas oscilaciones en la transmisión relativa, cuyo ajuste permite la determinación de la función $\phi(\lambda)$. La realización de las medidas en un rango espectral tan amplio ha permitido extender el ajuste de la función mucho más allá del espectro visible, de modo que se puedan evaluar las prestaciones de los retardadores en el rango NIR, de creciente interés por sus aplicaciones en comunicaciones ópticas o en aplicaciones biológicas.

Se ha utilizado la técnica para evaluar diversos retardadores comerciales y se ha puesto de manifiesto su utilidad para identificar muy fácilmente distintos tipos de diseños habitualmente desarrollados por los fabricantes de retardadores (retardadores de orden múltiple, de orden cero o acromáticos). La misma técnica se ha aplicado a retardadores dinámicos (moduladores LCR) de cristal líquido, que pueden sintonizarse con la aplicación de un voltaje. En este caso no solamente se ha realizado la caracterización de la función de retardo en función de la longitud de onda sino también en función del voltaje aplicado, obteniéndose la función de retardo $\phi(\lambda, V)$. Se ha aplicado tanto a un retardador LCR comercial, como a otros fabricados por colaboradores en la Universidad Militar de Varsovia.

Estos elementos retardadores caracterizados han sido utilizados posteriormente para construir filtros espectrales birrefringentes. Gracias a la precisa caracterización de la función $\phi(\lambda)$ para los os distintos retardadores ópticos empleados, hemos conseguido realizar un filtro espectral birrefringente empleando el diseño clásico de Lyot-Ohman, extendido en el rango empleado de 400-1600 nm.

Para poder obtener un filtro birrefringente muy selectivo se necesitan muchas capas retardadoras, que deben tener la misma relación dispersión de retardo, esto es, deben usar el mismo material y tener el mismo grosor. Se ha realizado un segundo tipo de filtro birrefringente basado en el diseño alternado de Solc que se ha adaptado a una configuración en reflexión. Esta configuración presenta la ventaja de requerir la mitad de

retardadores que el filtro equivalente en transmisión, dado que la luz pasa dos veces por la misma secuencia de retardadores. Esto garantiza que los retardadores sean efectivamente idénticos y con la misma dispersión, además de reducir el coste. El elemento clave para poder realizar esta configuración en reflexión ha sido un retardador de cuarto de onda, válido en todo el rango espectral operativo del filtro, que se sitúa entre la cadena de retardadores del filtro y el espejo. Este retardador de cuarto de onda proporciona la transformación de polarización requerida para que la secuencia del filtro de Solc alternado se mantenga en el haz reflejado y el diseño del filtro pueda producirse. El filtro de Solc ha sido demostrado experimentalmente tanto con dos retardadores estáticos de cuarzo como con moduladores LCR para que sea sintonizable mediante el voltaje. Para asegurar que el retardador sea de cuarto de onda en todo el rango, se ha empleado un rombo de Fresnel.

Finalmente, se ha realizado el diseño de un sistema de cuatro retardadores, dos de media onda y dos de cuarto de onda, que actúa como un sistema retardador equivalente de retardo variable. Este retardo se puede variar de forma controlada simplemente rotando alguno de los dos retardadores de media onda centrales. El sistema presenta la propiedad de mantener el grado de acromaticidad de los componentes retardadores individuales. Esto es interesante puesto que no existen en el mercado retardadores acromáticos con valores de retardo distintos a los valores típicos de cuarto de onda y de media onda.

Se ha demostrado la realización experimental mediante su implementación con cuatro retardadores del tipo rombo de Fresnel, que presentan un retardo prácticamente uniforme en todo el rango espectral considerado. Se ha comprobado en primer lugar la realización de un rotor de polarización acromático mediante los dos rombos de media onda. Este rotor permite girar de igual forma la polarización de todas las componentes espectrales de la luz incidente. A continuación, al incorporar los dos rombos de cuarto de onda se realiza el retardador acromático con retardo también variable y uniforme con la longitud de onda. Por tanto, este sistema permite generar la misma elipse de polarización en todas las componentes espectrales del rango considerado.

Este sistema puede resultar interesante en aplicaciones de polarimetría donde se requieran valores no estándar del retardo y que sean acromáticos. En los experimentos realizados se ha puesto de manifiesto la utilidad para controlar el estado de polarización de un láser de supercontinuo.

En resumen, la Tesis Doctoral ha realizado aportaciones al estado del arte de los componentes y sistemas retardadores ópticos. Dado el papel clave que estos componentes juegan en el control del estado de polarización de la luz, estos avances son de interés en áreas como la polarimetría [Gol-2011] o la generación de luz estructurada [Col-2005], en los que se podrán aplicar para extender las técnicas que actualmente se emplean con luz monocromática, a su realización con luz policromática con un amplio rango espectral.

Referencias

Esta lista de referencias se citan explícitamente en la memoria de Tesis Doctoral. Además, cada artículo incluye su lista de referencias particular.

Publicaciones:

- [Abd-2009] I. Abdulhalim, “Polarization independent birefringent Fabry-Perot etalon having polarization conversion mirrors”, *Opt. Commun.* **282**(15), 3052-3054 (2009).
- [Abd-2013] I. Abdulhalim, “Polarization independent birefringent tunable filters”, US patent US 8, 369,014 B2 (2013).
- [Abu-2014] M. Abuleil, I. Abdulhalim, “Birefringence measurement using rotating analyzer approach and quadrature cross points”, *Appl. Opt.* **53**(10), 2097-2104 (2014).
- [Abu-2014b] M. Abuleil, I. Abdulhalim, “Tunable achromatic liquid crystal waveplates”, *Opt. Lett.* **39**(19), 5487-5490 (2014).
- [Bar-2009] W. Barbarow, “A wave plate for every application”, *Photonics Spectra* **43**(7), 54-55 (2009).
- [Bal-2017] J. P. Balthasar Mueller, N. A. Rubin, R. C. Devlin, B. Groever, and F. Capasso, “Metasurface polarization optics: independent phase control of arbitrary orthogonal states of polarization”, *Phys. Rev. Lett.* **118**(11), 113901 (2017).
- [Cab-2000] J. M. Cabrera, F. Agulló López, F. J. López, *Óptica Electromagnética*, Vol. 1 Fundamentos, Cap. 8 “Modelo microscópico del índice de refracción”, Addison-Wesley (2000).
- [Cab-2000b] J. M. Cabrera, F. Agulló López, F. J. López, *Óptica Electromagnética*, Vol. 2 Materiales y Aplicaciones, Cap. 17 “Óptica de multicapas”, Addison Wesley (2000).
- [Col-2005] E. Collett, *Field Guide to Polarization*, SPIE Press (2005).

- [Cut-2010] I. Cutillas, “Diseño e implementación de un sistema interferométrico heterodino de camino común combinado de modulador electro-óptico y amplificador lock-in para la medida precisa de desfases”, Proyecto Final de Carrera, Ingeniería de Telecomunicación, Universidad Miguel Hernández de Elche (2010).
- [Dav-2002] C. C. Davis, *Lasers and Electro-Optics*, Cambridge University Press (2002).
- [Dav-2015] J. A. Davis, N. Hashimoto, M. Kurihara, E. Hurtado, M. Pierce, M.M. Sánchez-López, K. Badham, I. Moreno, “Analysis of a segmented q -plate tunable retarder for the generation of first-order vector beams”, *Appl. Opt.* **54**(32), 9583-9590 (2015).
- [Fer-2000] C. R. Fernández-Pousa, I. Moreno, N. Bennis, and C. Gómez-Reino, “Generalized formulation and symmetry properties of anisotropic devices: Application to liquid crystal displays”, *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, 2074–2080 (2000).
- [Gol-2011] D. Goldstein, *Polarized Light*, Taylor and Francis (2011).
- [Har-1996] P. Hariharan, “Achromatic and apochromatic half wave and quarter wave retarders”, *Opt. Eng.* **35**(11), 3335-3337 (1996).
- [Het-1977] E. Hetch, A. Zajac, *Optics*, Addison Wesley Publishing, Massachusetts, EEUU (1977).
- [Jer-2020] J. Brodersen, “Multispectral lighting: a practical option for difficult industrial imaging situations”, *Vision Spectra* 35-39 (2020).
- [Kur-2002] P. Kurzynowski, W. A. Wozniak, “Phase retardation measurement in simple and reverse Senarmont compensators without calibrated quarter wave plates”, *Optik* **113**(1), 51-53 (2002).
- [Li-2005] J. Li, CH. Wen, S. Gauza, R. Lu, S. T. Wu, “Refractive indices of liquid crystals for display applications”, *J. Displ. Technol.* **1**(1), 51-61 (2005).
- [Lop-2020] G. López-Morales, M. M. Sánchez-López, A. Lizana, I. Moreno, J. Campos, “Mueller matrix polarimetric imaging analysis of optical components for the generation of cylindrical vector beams”, *Crystals* **10**(12), 1155 (2020).
- [Maw-2007] D. Mawet, C. Hanot, C. Leunerts, P. Riaud, D. Defréfre, D. Vandormael, J. Loicq, K. Fleury, J. Y. Plessier, J. Surdej, S. Habraken, “Fresnel rhombs as achromatic phase shifters for infrared nulling interferometry”, *Opt. Express* **15**(20), 12850-12865 (2007).
- [Mar-2019] D. Marco, M. M. Sánchez-López, A. Cofré, A. Vargas, I. Moreno, “Optimal triplicator design applied to a geometric phase vortex grating”, *Opt. Express* **27**(10), 14472-14486 (2019).
- [Mar-2019b] D. Marco, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, I. Moreno, “Using birefringence colors to evaluate a tunable liquid-crystal q -plate”, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**(5), D34-D41 (2019).

- [Mor-2014] I. Moreno, J. V. Carrión, J. L. Martínez, P. García-Martínez, M. M. Sánchez-López, J. Campos, “Optical retarder system with programmable spectral retardance”, *Opt. Lett.* **39**(19), 5483-5786 (2014).
- [Nag-2003] N. N. Nagib, S. A. Khodier, H. M. Sidki, “Retardation characteristics and birefringence of a multiple-order crystalline quartz plate”, *Opt. Laser Technol.* **35**(2), 99-103 (2003).
- [Ner-2010] S. R. Nersisyan, N. V. Tabiryan, D. M. Steeves, B. R. Kimball, “The promise of diffractive waveplates”, *Opt. Photonics News* **21**(3), 40-45 (2010)
- [Pen-2013] Z. Peng, T. Y. Dong, L. W. Xin, C. W. Xue, “Methods for optical phase retardation measurement: A review”, *Science China* **56**(5), 1155-1163 (2013).
- [Pei-2016] A. Peinado, A. Lizana, J. Campos, “Design of polarimeters based on liquid crystals and biaxial crystals for polarization metrology”, *Opt. Pura Apl.* **49**(4), 167-177 (2016).
- [Saf-2009] A. Safrani, I. Abdulhalim, “Spectropolarimetric method for optic axis, retardation, and birefringence dispersion measurement”, *Opt. Eng.* **48**(5), 053601 (2009).
- [Sio-2008] L. De Sio, N.V. Tabyrian, R. Caputo, A. Veltri, C. Umeton, “POLICRYPS structures as switchable optical phase modulators”, *Opt. Express* **16**(11), 7619-7624 (2008).
- [Shy-1993] L. H. Shyu, C. L. Chen, D. C. Su, “Method for measuring the retardation of a wave plate”, *Appl. Opt.* **32**(22), 4228-4230 (1991).
- [San-2015] M. M. Sánchez-López, A. Vargas, A. Cofré, I. Moreno, J. Campos, “Simple spectral technique to identify the ordinary and extraordinary axes of a liquid crystal retarder”, *Opt. Commun.* **349**(15), 105-111 (2015).
- [Var-2013] A. Vargas, R. Donoso, M. Ramírez, J. Carrión, M. M. Sánchez-López, I. Moreno, “Liquid crystal retarder spectral retardance characterization based on a Cauchy dispersion relation and a voltage transfer function”, *Opt. Rev.* **20**(5), 378-384 (2013).
- [Var-2014] A. Vargas, M. M. Sánchez-López, P. García-Martínez, J. Arias, I. Moreno, “Highly accurate spectral retardance characterization of a liquid crystal retarder including Fabry-Perot interference effects”, *J. Appl. Phys.* **115**(3), 033101 (2014).
- [Vel-2005] P. Velásquez, M. M Sánchez-López, I. Moreno, D. Puerto, F. Mateos: “Interference birefringent filters fabricated with low cost commercial polymers”, *Am. J. Phys.* **73**(4), 357-361 (2005).
- [Wan-2012] W. Wang, “Determining the retardation of a wave plate by using spectroscopic method”, *Opt. Commun.* **285**(24), 4850-4855 (2012).
- [Wu-1984] S. T. Wu, U. Efron, L. D. Hess, “Birefringence measurements of liquid crystals”, *Appl. Opt.* **23**(21), 3911-3915 (1984).

- [Wu-1986] S. T. Wu, “Birefringence dispersions of liquid crystals”, *Phys. Rev. A* **33**(2), 1270-1274 (1986).
- [Wu-1989] S. T. Wu, “Design of a liquid crystal based tunable electro-optic filter”, *Appl. Opt.* **28**(1), 48-52 (1989).
- [Yar-1984] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, New York (1984).
- [Yeh-2005] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, Chap. 10 “Some applications of anisotropic layered media”, John Wiley & Sons (2005).
- [Zha-2014] Z. Zhang, Z. You, D. Chu: “Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices”, *Light: Science & Applications* **3**, e213 (2014).
- [Zam-2020] X. Zambrana–Puyalto: “Waveplates: physical principles, uses and purchase tips”, *Photoniques* **104**(104), 53-57 (2020).

Páginas web:

Todas estas referencias web han sido comprobadas mediante visita en febrero de 2021.

- [ALT-web] Altechna, S-waveplates (Radial Polarization Converters):
<https://www.altechna.com/products/s-waveplate-radial-polarization-converter/>
- [ARC-web] ARCOptix, Variable phase retarder :
http://www.arcoptix.com/variable_phase_retarder.htm
- [BOL-web] Bolver Vision, Liquid Crystals: <http://boldervision.com/>
- [DEL-web] <https://www.deltaopticalthinfilm.com/>
- [EDM-web1] Edmund Optics, Glan Taylor Polarizer:
<https://www.edmundoptics.es/p/glan-taylor-polarizer-350-2200nm-8mm/32016/>
- [EDM-web2] Edmund Optics, Liquid Crystal Variable Waveplates (Retarders)
<https://www.edmundoptics.com/f/liquid-crystal-variable-waveplates-retarders/13633/>
- [EDM-web3] Edmund Optics, Optical Filters:
<https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/optics/optical-filters/>
- [FIA-web] Fianium Ultra Fast Fiber Laser: <https://docplayer.net/26922625-Fianium-ultrafast-fiber-lasers-sc450-supercontinuum-source.html>
- [FYL-web] FYLA SC, <https://www.fyla.com/product/fyla-sc/>

- [HAM-web] Hamamatsu, LCOS-SLM, Optical Phase Modulators: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-components/lcos-slm/index.html>
- [HAR-web] Harvard University, Capasso Group: <https://capasso.seas.harvard.edu/>
- [HOL-web] Holoeye Photonics AG, Spatial Light Modulators: <https://holoeye.com/spatial-light-modulators/>
- [MEA-web] Meadowlark Optics Inc., Polarization Components, https://www.meadowlark.com/store/catalog/Catalog_Oct_18_2012.pdf
- [MEA-web2] Meadowlark Optics Inc., Liquid-Crystal Variable Retarder: <https://www.meadowlark.com/liquid-crystal-variable-retarder-p-94?mid=4>
- [MEA-web3] Meadowlark Optics Inc., LC Tri-Color Liquid Crystal Optical Filter: <https://www.meadowlark.com/lc-tri-color-liquid-crystal-optical-filter-p-112?mid=3#>
- [MEA-web4] Meadowlark Optics Inc., LC Selectable Bandwidth Tunable Optical Filter, <https://www.meadowlark.com/lc-selectable-bandwidth-tunable-optical-filter-p-111?mid=3>
- [NEE-web] Neewer, Camera Filters: <https://support.neewer.com/product-category/camera-filters/>
- [NEW-web] Newport Corp., Research Quartz Tungsten Halogen Lamp Housings: <https://www.newport.com/f/research-qth-lamp-housings>
- [NEWF-web] New Focus, Electro-Optics Modulators: <https://www.newport-japan.jp/pdf/5057.pdf>
- [NTFL-web] NTFL Newportlab, Optical Filters <https://newportlab.com/optical-filter/>
- [OLY-web] Olympus, Polarized Light Microscopy, The de Sénarmont Compensator: <https://www.olympus-lifescience.com/es/microscope-resource/primer/techniques/polarized/desenarmontcompensator/>
- [OLY-web2] Olympus, Michel Levy Birefringence Chart: <https://www.olympus-lifescience.com/en/microscope-resource/primer/techniques/polarized/michel/>
- [PER-web] Perkin Elmer, VariSpec Liquid Crystal Tunable Filter: https://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/46-140159MAN_LST_Q112_VarispecUserManual1107-9252.pdf
- [PER-web2] Perkin Elmer, Micro *Color and Macro *Color RGB Tunable Filters for HighResolution Color Imaging https://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/46-140144FLY_010051A_01_RGB_PRD.pdf
- [STE-web] Stellar Net Inc., Spectrometers: <https://www.stellarnet.us/spectrometers/>

- [THO-web1] Thorlabs, Non-Polarizing Cube Beamsplitters (400 - 700 nm):
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=754&pn=BS013#817
- [THO-web2] Thorlabs, Polka Dot Beamsplitters:
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1110
- [THO-web3] Thorlabs, Superachromatic waveplates:
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2193
- [THO-web4] Thorlabs, Fresnel Rhomb Retarders:
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=154
- [THO-web5] Thorlabs, Variable Wave Plates:
https://www.thorlabs.com/navigation.cfm?guide_id=2399&gclid=EAIaIQobChMIrZHe2tTu7gIVEu7tCh38nwYCEAAAYASAAEgJG6fD_BwE
- [THO-web6] Thorlabs, Soleil-Babinet Compensators:
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=871
- [THO-web7] Thorlabs, Zero-Order Vortex Half-Wave Retarders:
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=9098
- [THO-web8] Thorlabs, Liquid Crystal Tunable Filters,
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3488
- [WIK-web] Wikipedia, Liquid Crystal: https://en.wikipedia.org/wiki/Liquid_crystal
- [WIK-web2] Wikipedia, Soleil-Babinet Compesator:
https://en.wikipedia.org/wiki/Babinet%E2%80%93Soleil_compensator