

Caracterización de la polarización de haces de luz a la salida de prismas despolarizadores anisótropos

Polarization characteristics of light beams at the output of anisotropic depolarizing prisms

Juan Carlos G. de Sande^{(1,*),} Gemma Piquero^{(2),} Massimo Santarsiero^{(3),}

Fernando D. Senent⁽²⁾

1. Departamento de Circuitos y Sistemas, Universidad Politécnica de Madrid, 28031 Madrid, Spain.

2. Departamento de Óptica, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain.

3. Dipartimento di Fisica, Università Roma Tre, and CNISM, via della Vasca Navale 84, I-00146 Roma, Italy.

(*) Email: jcsande@ics.upm.es

Recibido / Received: 27/11/2012. Revisado / Revised: 07/02/2013. Aceptado / Accepted: 08/02/2013.

DOI: <http://dx.doi.org/10.7149/OPA.46.2.121>

RESUMEN:

Los pseudo-despolarizadores espaciales, entre los que se encuentran los denominados prismas despolarizadores, son dispositivos ópticos capaces de modificar el estado de polarización en cada punto del plano transversal de los haces de luz, obteniendo un continuo de estados de polarización y por tanto un grado de polarización estándar próximo a cero. En la literatura, en reiteradas ocasiones se utilizan estos prismas asumiendo la aproximación de que en su cara oblicua no existe doble reflexión. En el presente trabajo se investigan en detalle las características de polarización locales y globales de haces monocromáticos planos a la salida de un prisma despolarizador teniendo en cuenta la doble reflexión y se comparan los resultados con el caso de desprestigiar esta doble reflexión. Como consecuencia se obtienen las condiciones bajo las cuales el efecto de la doble reflexión puede ser despreciable.

Palabras clave: Despolarizadores Espaciales, Polarización, Haces no Uniformemente Polarizados.

ABSTRACT:

Spatial pseudo-depolarizers are optical devices that modify the polarization state along the transverse plane of a light beam in such a way that a continuum of polarization states are obtained. Consequently, a standard degree of polarization near to zero is reached when average over the whole beam section is taken. Depolarizing prism is an example of spatial pseudo-depolarizer. Double reflection effects are usually not considered in literature for such devices. In the present work, the polarization properties at the exit of a depolarizing prism are studied taking into account the effect of double reflection and the results are compared to those obtained when double reflection is neglected. Conditions under which the double reflection effect may be negligible on depolarizing action of this class of prisms are obtained.

Key words: Spatial Depolarizers, Polarization, Non Uniformly Polarized Beams.

REFERENCIAS Y ENLACES / REFERENCES AND LINKS

- [1]. E. Schmidt, K. Vedam, "Depolarizing prism", *Opt. Acta* **18**, 713–718 (1971). [DOI](#)
- [2]. J. P. McGuire, R. A. Chipman, "Analysis of spatial pseudo-depolarizers in imaging systems", *Opt. Eng.* **29**, 1478–1484 (1990). [DOI](#)
- [3]. G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, E. Hasman, "Computer-generated infrared depolarizer using space-variant subwavelength dielectric gratings", *Opt. Lett.* **28**, 1400–1402 (2003). [DOI](#)

- [4]. V. A. Bagan, B. L. Davydov, I. E. Samartsev, "Characteristics of Cornu depolarisers made from quartz and paratellurite optically active crystals", *Quantum Electron.* **39**, 73-78 (2009). [DOI](#)
- [5]. L. Yan, H. Yao, Z. Yuanyuan, "The depolarization effect of wedge depolarizer for polychromatic light", *Photonics and Optoelectronics (SOPO) Symposium* (2011).
- [6]. J. C. G. de Sande, G. Piquero, C. Tejeiro, "Polarization changes at Lyot depolarizer output for different types of input beams", *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 278-284 (2012). [DOI](#)
- [7]. J. C. G. de Sande, M. Santarsiero, G. Piquero, F. Gori, "Longitudinal polarization periodicity of unpolarized light passing through a double wedge depolarizer", *Opt. Express* **20**, 27348-27360 (2012). [DOI](#)
- [8]. C. Z. Tan, L. Cao, T. B. Wang, "Polarized beam splitting by total internal reflection in α -quartz", *Nucl. Instrum. Meth. B* **239**, 267-272 (2005). [DOI](#)
- [9]. C. Y. Huang, W. C. Wang, "Birefringent prism based Fourier-transform spectrometer", *Opt. Lett.* **37**, 1559-1561 (2012). [DOI](#)
- [10]. F. Gori, M. Santarsiero, S. Vicalvi, R. Borghi, G. Guattari, "Beam coherence polarization matrix", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7**, 941-951 (1998). [DOI](#)
- [11]. E. Wolf, *Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light*, Cambridge University Press, Cambridge (2007).
- [12]. M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press, 7th Edt. expanded, Cambridge, (1999).
- [13]. R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías, G. Piquero, *Characterization of Partially Polarized Light Fields*, Springer Series in Optical Sciences, vol. 147, Springer, Berlin (2009). [DOI](#)
- [14]. R. A. Chipman, "Polarimetry", Chap. 22 in *Handbook of Optics*, vol. II, McGraw-Hill, New York (1994).
- [15]. Z. Zhang, H. J. Caulfield, "Reflection and refraction by interfaces of uniaxial crystals", *Opt. & Laser Technol.* **28**, 549-553 (1996). [DOI](#)

1. Introducción

En diversas aplicaciones, el estado de polarización de la luz empleada puede afectar al funcionamiento de muchos sistemas ópticos. Por ejemplo, sistemas de transmisión por fibra óptica con amplificadores de fibra dopada con erbio, distintos sistemas ópticos que incluyan redes de difracción y/o recubrimientos dieléctricos operando con ángulos de incidencia grandes, etc. Estos dispositivos pueden llegar a tener comportamientos muy distintos dependiendo del estado de polarización, lo cual da lugar a efectos indeseados que llevan a una degradación en la aplicabilidad de tales sistemas. Una forma de resolver estos problemas es reducir el grado de polarización de la luz empleada utilizando los denominados pseudo-despolarizadores ópticos [1-7]. Una clase de estos, son los llamados pseudo-despolarizadores espaciales que producen una variación continua y rápida del estado de polarización en la sección transversal del haz dando lugar a una distribución de la polarización inhomogénea de modo que el grado de polarización estándar resulta próximo a cero. Ejemplos de este tipo de

pseudo-despolarizadores son los despolarizadores de tipo cuña (*wedge*) [2,5,7], las redes de polarización [3], los despolarizadores de Cornù [4], y los prismas despolarizadores anisótropos [1].

Los denominados prismas despolarizadores tienen sección en forma de triángulo rectángulo isósceles, fabricados con materiales anisótropos uniaxiales, como por ejemplo calcita o cuarzo, con el eje óptico orientado paralelo a uno de los catetos de su sección. Una de las primeras propuestas para usar este tipo de prismas con el fin de despolarizar la luz fue realizada por Schmidt y Vedam [1]. Uno de los efectos que se produce en este tipo de prismas es la doble reflexión interna debido a la anisotropía del medio [8]. En muchos trabajos relacionados con despolarizadores de este tipo no se tiene en cuenta este efecto [1,5,9] y se plantea la cuestión de hasta qué punto podemos despreocuparla. Por ejemplo, en la Ref. [9], donde se propone la utilización de prismas despolarizadores para construir espectrómetros basados en transformada de Fourier, es importante conocer si se puede realizar esta aproximación, y cómo y

dónde deben realizarse las medidas con objeto de obtener resultados correctos. Por ello, en el presente trabajo se pretende analizar en detalle las características de polarización locales y globales de un haz monocromático plano a la salida de un prisma despolarizador teniendo en cuenta la doble reflexión. Se estudian además las condiciones bajo las cuales, el efecto de la doble reflexión puede ser despreciable.

Este trabajo está estructurado de la siguiente forma: después de esta sección de introducción, se describe el formalismo empleado para caracterizar la polarización de la luz. A continuación se analizará el comportamiento de un prisma despolarizador cuando sobre él incide luz totalmente polarizada en cualquier estado de polarización, teniendo en cuenta que se produce doble reflexión. En la sección 4 se describen los resultados que se obtendrían cuando se desprecian los efectos de la doble reflexión y se comparan con el caso anterior. Finalmente, en la sección 5 se resumen las conclusiones más relevantes de este trabajo.

2. Parámetros de polarización de la luz

En esta sección presentaremos el formalismo empleado para estudiar las características de polarización de la luz. Consideremos un haz colimado y monocromático de longitud de onda en el vacío λ propagándose a lo largo del eje z , con un grado y un estado de polarización que pueden variar de un punto a otro a través de su sección transversal. Las propiedades de polarización se pueden expresar en términos de los elementos $P_{jk}(\mathbf{r})$ de la matriz de polarización, \hat{P} , definida de la siguiente manera [10,11]:

$$\hat{P}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} P_{ss}(\mathbf{r}) & P_{sp}(\mathbf{r}) \\ P_{ps}(\mathbf{r}) & P_{pp}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

siendo

$$P_{jk}(\mathbf{r}) = \langle E_j^*(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (2)$$

donde \mathbf{r} es un punto en la sección transversal del haz, los subíndices s y p se refieren a las componentes del campo perpendicular y paralela, respectivamente, al plano de incidencia ($E_j(\mathbf{r})$ con $j, k = s, p$), $\langle \rangle$ representa un promedio temporal y el asterisco representa el

complejo conjugado. Los elementos de la diagonal de \hat{P} describen las irradiancias asociadas a cada componente del haz, mientras los términos fuera de la diagonal son las correlaciones entre las componentes s y p en un punto \mathbf{r} .

Se pueden determinar las características de polarización mediante un vector de Stokes expresado en función de los elementos de la matriz de polarización:

$$S(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} s_0(\mathbf{r}) \\ s_1(\mathbf{r}) \\ s_2(\mathbf{r}) \\ s_3(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{ss}(\mathbf{r}) + P_{pp}(\mathbf{r}) \\ P_{ss}(\mathbf{r}) - P_{pp}(\mathbf{r}) \\ 2\text{Re}\{P_{sp}(\mathbf{r})\} \\ 2\text{Im}\{P_{sp}(\mathbf{r})\} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Los parámetros de Stokes son cantidades medibles que se pueden determinar a partir de las irradiancias a la salida de un polarizador lineal y una lámina de cuarto de onda [12,13].

A partir de los parámetros de Stokes, se define el grado de polarización local como [13]:

$$P(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{(s_1(\mathbf{r}))^2 + (s_2(\mathbf{r}))^2 + (s_3(\mathbf{r}))^2}{(s_0(\mathbf{r}))^2}}. \quad (4)$$

El grado de polarización local satisface la desigualdad $0 \leq P(\mathbf{r}) \leq 1$. Si $P(\mathbf{r}) = 1$, se tiene un campo totalmente polarizado y para $P(\mathbf{r}) = 0$ el campo es totalmente despolarizado en el punto \mathbf{r} .

Normalmente se requiere información global acerca de las características de polarización del haz, para lo cual se suele emplear el grado de polarización estándar [12,13]:

$$P_{st} = \sqrt{\frac{\bar{s}_1^2 + \bar{s}_2^2 + \bar{s}_3^2}{\bar{s}_0^2}}, \quad (5)$$

con

$$\bar{s}_i = \iint s_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad i = 0,1,2,3. \quad (6)$$

Por otro lado, un sistema óptico queda representado por su matriz de Müller de modo que el vector de Stokes a la salida del sistema óptico vendrá dado por [14]:

$$S_{out}(\mathbf{r}) = \hat{M} S_{in}(\mathbf{r}). \quad (7)$$

En nuestro caso representaremos nuestro sistema, el prisma despolarizador y la

propagación libre tras él, mediante una pseudo matriz de Müller $\hat{M}(\mathbf{r}, z)$ cuyos elementos dependerán, en general de la posición.

3. Prisma despolarizador

El prisma despolarizador consiste en un prisma de base en forma de triángulo rectángulo isósceles construido de material anisótropo uniaxial con su eje óptico paralelo a uno de los catetos y perpendicular al otro (véase Fig. (1)), donde además se indica el sistema de referencia elegido en este trabajo, así como las caras de entrada y salida de la luz). Tomaremos como superficie de entrada la correspondiente al cateto perpendicular al eje óptico y, por simplicidad, supondremos incidencia normal. Restringimos el análisis a materiales con actividad óptica despreciable de modo que el efecto despolarizante sea únicamente debido a la birrefringencia.

Omitiendo la dependencia temporal, un haz plano monocromático con vector de ondas \mathbf{k} , totalmente y uniformemente polarizado se puede expresar por el vector:

$$\mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \exp(i\varphi) \end{pmatrix} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (8)$$

donde φ es el desfase entre las componentes de amplitudes E_s y E_p , de modo que el campo incidente puede tener cualquier estado de polarización. El vector de Stokes correspondiente es:

$$S_{in}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_s^2 + E_p^2 \\ E_s^2 - E_p^2 \\ 2E_s E_p \cos(\varphi) \\ 2E_s E_p \sin(\varphi) \end{pmatrix} \quad (9)$$

Si este campo incide (desde el aire) perpendicularmente al cateto AB , podemos emplear como coeficiente de transmisión para las dos componentes paralela y perpendicular [12]:

$$t = \frac{2}{1 + n_o} \quad (10)$$

donde n_o es el índice de refracción ordinario del material anisótropo.

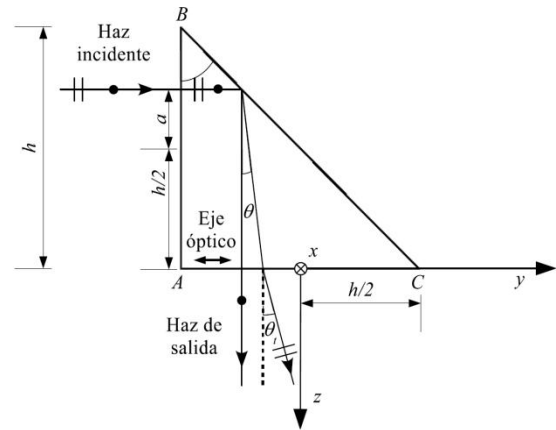


Fig. 1. Esquema del prisma despolarizador (triángulo ABC), así como del sistema de referencia empleado.

El estado de polarización de la onda no cambia hasta alcanzar la superficie BC del prisma. Al llegar a la hipotenusa, se produce reflexión total interna (siempre que se emplee un material anisótropo con índices de refracción ordinario y extraordinario mayores que $\sqrt{2}$). Sin embargo para cada componente se introduce un desfase diferente φ_o y φ_e , que no afecta ni al cálculo de las amplitudes de los campos de salida ni al grado de polarización, sólo afecta al desfase entre ellos. Por tanto, los coeficientes de reflexión se pueden expresar como [12]:

$$r_o = \exp(i\varphi_o), \quad r_e = \exp(i\varphi_e). \quad (11)$$

Para la componente ordinaria (que en este caso coincide con la componente s) se produce una reflexión especular (con coeficiente de reflexión r_o) y a partir de ella se propagará perpendicularmente al eje óptico y al cateto de salida AC . Para esta componente, que se propagará a la salida en dirección z , el coeficiente de transmisión a la salida vendrá dado por [12]:

$$t_o = \frac{2n_o}{1 + n_o}. \quad (12)$$

Tomando el centro del cateto de salida (AC en la Fig. (1)) como origen de coordenadas, podemos escribir la componente x del campo a la salida del prisma como:

$$E_x(y, z) = E_s t_r t_o \exp[ik(n_o h + z)], \quad (13)$$

donde h es la longitud de los catetos, $k = 2\pi/\lambda$ es el número de ondas y λ la longitud de onda en el vacío.

Sin embargo, para la componente extraordinaria (que en este caso coincide con la onda p), la dirección de reflexión se obtiene imponiendo la condición de conservación de la componente tangencial del vector de ondas en la superficie de separación BC [8]:

$$n_o \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) = n_e(\theta) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), \quad (14)$$

donde $n_e(\theta)$ es el índice de refracción con que se propaga la onda extraordinaria cuando su vector de ondas forma un ángulo $\pi/2 - \theta$ con el eje óptico. Este valor se obtiene de la elipse de índices [12]:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2\theta}{n_e^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_o^2}, \quad (15)$$

siendo n_e el índice de refracción extraordinario del material. A partir de las Ecs. (14) y (15), se obtiene:

$$\tan\theta = \frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_e^2}, \quad (16)$$

$$n_e(\theta) = \frac{n_o}{\cos\theta + \sin\theta}. \quad (17)$$

Con esto, el vector de ondas de la componente extraordinaria incide sobre el cateto de salida con un ángulo θ y se refractará con un ángulo de salida θ_t dado por:

$$n_e(\theta) \sin\theta = \sin\theta_t. \quad (18)$$

Para esta componente extraordinaria, el cálculo del coeficiente de transmisión es más complejo [15], sin embargo, para ángulos de incidencia pequeños podemos aproximar por el coeficiente de transmisión de Fresnel de la onda p para medios isótropos:

$$t_e = \frac{2n_e(\theta)\cos\theta}{n_e(\theta)\cos\theta_t + \cos\theta}. \quad (19)$$

En función de la altura de entrada (a) con respecto al centro del cateto AB , la componente p del campo a la salida del prisma será:

$$E_p^o = E_p tr_e t_e \exp(i\varphi) \exp\left(ikn_o\left(-a + \frac{h}{2}\right)\right) \times \exp\left(ikn_e(\theta)\frac{a + \frac{h}{2}}{\cos\theta}\right). \quad (20)$$

Por otro lado, el ángulo θ de incidencia de la onda extraordinaria en el cateto de salida, se

relaciona con la coordenada de salida y y la altura de entrada a como:

$$\tan\theta = \frac{a + y}{a + h/2}. \quad (21)$$

Sustituyendo esta expresión en la Ec. (20) y tras un breve cálculo se obtienen las componentes cartesianas del campo de salida correspondiente a la componente p de entrada como:

$$\begin{pmatrix} E_y(y, z) \\ E_z(y, z) \end{pmatrix} = E_p tr_e t_e \begin{pmatrix} \cos\theta_t \\ -\sin\theta_t \end{pmatrix} \times \exp\left[i\left(\varphi + \phi + ky\frac{n_o\cos\theta - n_e(\theta)}{\cos\theta - \sin\theta}\right) + kzc\cos\theta_t\right], \quad (22)$$

donde:

$$\phi = \frac{kh}{2} \left[\frac{n_o(\cos\theta - 2\sin\theta) + n_e(\theta)}{\cos\theta - \sin\theta} \right]. \quad (23)$$

Nótese que:

$$\frac{n_o\cos\theta - n_e(\theta)}{\cos\theta - \sin\theta} = \sin\theta_t. \quad (24)$$

Las Ecs. (13) y (22) permiten obtener la salida para cualquier onda plana incidente totalmente polarizada. Se puede observar que el campo de salida consiste en dos ondas planas que se propagan formando un ángulo θ_t cuyo desfase relativo varía en la dirección transversal y . En cualquier plano $z = z_0$ el estado de polarización de la salida varía periódicamente en función de y con un periodo:

$$p_y = \frac{\lambda(\cos\theta - \sin\theta)}{n_o\cos\theta - n_e(\theta)} = \frac{\lambda}{\sin\theta_t}. \quad (25)$$

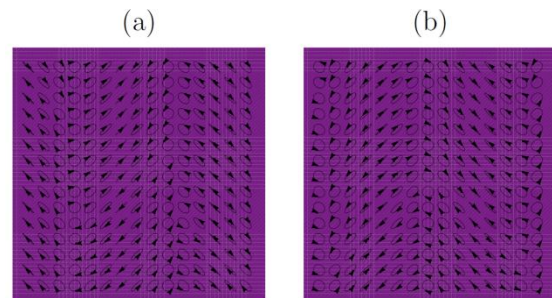


Fig. 2. Distribución del estado de polarización a la salida de un prisma de calcita cuando incide una onda plana con polarización lineal uniforme con azimut $\pi/4$ teniendo en cuenta la doble reflexión interna (a) y despreciando los efectos de ésta (b) (véase la sección 4). El área representada en ambos casos es un cuadrado de $4 \mu\text{m}$ de lado. La dirección horizontal coincide con la coordenada y y la vertical con la coordenada x de la Fig. (1).

Asumiendo que la propagación del campo de salida es esencialmente en dirección z y que, por tanto, se puede despreciar la componente z del campo de salida, podemos representar los

efectos del prisma despolarizador y la posterior propagación hasta un plano z mediante la pseudo matriz de Müller:

$$\hat{M}(y, z) = \frac{t^2}{2} \begin{pmatrix} t_o^2 + t_e^2 \cos^2 \theta_t & t_o^2 - t_e^2 \cos^2 \theta_t & 0 & 0 \\ t_o^2 - t_e^2 \cos^2 \theta_t & t_o^2 + t_e^2 \cos^2 \theta_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2t_o t_e \cos \theta_t \cos \delta & -2t_o t_e \cos \theta_t \sin \delta \\ 0 & 0 & 2t_o t_e \cos \theta_t \sin \delta & -2t_o t_e \cos \theta_t \cos \delta \end{pmatrix}, \quad (26)$$

donde δ representa el desfase entre las componentes $E_x(y, z)$ y $E_y(y, z)$ dado por:

$$\delta = k \frac{n_o \cos \theta - n_e(\theta)}{\cos \theta - \sin \theta} \left(y - \frac{h}{2} \right) - kz(1 - \cos \theta_t) + \varphi_e + \varphi - \varphi_o. \quad (27)$$

Este desfase viene determinado por la diferencia de camino óptico, tanto dentro del prisma, desde la reflexión total interna hasta el cateto de salida, como a la salida del prisma debido a la diferente dirección de propagación. Nótese que el desfase $\varphi_e - \varphi_o$ introducido por la reflexión total interna, solo produce un desplazamiento lateral del patrón de polarización a la salida.

Sustituyendo las Ecs. (26) y (9) en la Ec. (7), podemos obtener el vector de Stokes del campo a la salida del prisma como:

$$S_{out}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_s^2 t_o^2 + E_p^2 t_e^2 \cos^2 \theta_t \\ E_s^2 t_o^2 - E_p^2 t_e^2 \cos^2 \theta_t \\ -2E_s E_p t_o t_e \cos \theta_t \cos(\delta - \varphi) \\ 2E_s E_p t_o t_e \cos \theta_t \sin(\delta - \varphi) \end{pmatrix}, \quad (28)$$

que resulta periódico en dirección y y con la periodicidad p_y . La Fig. 2(a) muestra el estado de polarización en el plano de salida ($z = 0$) de un prisma despolarizador de calcita cuando incide una onda plana con $\lambda = 632.8$ nm, linealmente polarizada con azimut $\pi/4$. En esta gráfica se ha tomado $\pi h/p_y + \varphi_e - \varphi_o = 2\pi m$ con m entero. Se puede observar que la periodicidad es $p_y = 3.53 \mu\text{m}$.

Empleando la Ec. (4), se obtiene un grado de polarización local que es 1 en todos los puntos, es decir, el campo a la salida del prisma es totalmente polarizado pero con estado de polarización no uniforme. Al realizar el promedio sobre los parámetros de Stokes en toda la sección del haz de entrada, que consideramos sea mayor que el cateto del prisma (h), y aplicar la Ec. (5) se obtiene un grado de polarización estándar:

$$P_{st} = \sqrt{\frac{(E_s^2 t_o^2 - E_p^2 t_e^2 \cos^2 \theta_t)^2 + \left(2E_s E_p t_o t_e \cos \theta_t \operatorname{sinc}\left(\frac{kh}{2} \sin \theta_t\right)\right)^2}{(E_s^2 t_o^2 + E_p^2 t_e^2 \cos^2 \theta_t)^2}}, \quad (29)$$

Si el haz de entrada cubre completamente el cateto de entrada (típicamente entre 1 y varios cm para prismas comerciales) y éste es mucho mayor que el periodo transversal p_y , el comportamiento del grado de polarización estándar en el plano de salida $z = 0$ y en función del azimut de entrada (respecto al eje x), se puede observar en la Fig. 3 (curva roja). En la

inserción se aprecia que el mínimo grado de polarización se alcanza para un azimut ligeramente superior a $\pi/4$. Esta desviación de $\pi/4$ se debe a la diferencia de coeficientes de transmisión en la cara de salida y al ángulo que forman los vectores de onda de las componentes paralela y perpendicular a la salida del prisma.

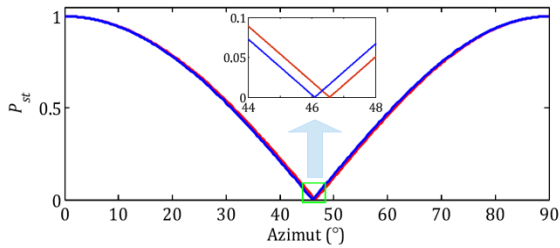


Fig. 3. Grado de polarización estándar a la salida de un prisma de calcita con cateto de longitud $h = 25$ mm, cuando incide una onda plana de $\lambda = 632.8$ nm linealmente polarizada, en función del azimut de entrada teniendo en cuenta la doble reflexión (curva roja) y despreciando su efecto (curva azul).

Se puede observar que el grado de polarización estándar depende del área en la que se realiza el promedio a través de la función sinc que aparece en la Ec. (29). De hecho, para el azimut en el que se consigue mínimo grado de polarización estándar, este varía como:

$$P_{st}^{min} = \left| \text{sinc} \left(\frac{\pi h}{p_y} \right) \right|, \quad (30)$$

que se anula para cualquier valor de h múltiplo del periodo p_y , (excepto si $h = 0$, en cuyo caso el grado de polarización estándar coincide con el local). Por ello, para algunas aplicaciones, como fibras ópticas, el mínimo grado de polarización estándar alcanzable varía con el diámetro de la fibra. Sin embargo, para dispositivos ópticos (fibras, detectores, etc.) que presenten superficies de integración con longitudes en dirección y que sean superiores a $3p_y$, el grado de polarización estándar se reduciría por debajo de 0.1, y si dichas longitudes son superiores a $30p_y$, se reduciría por debajo de 0.01. Para el caso de un prisma despolarizador de calcita y longitud de onda de 632.8 nm, supone promediar en longitudes superiores a 10 ó 105 μm , respectivamente. Este efecto de promediar en áreas relativamente pequeñas es insensible al desplazamiento lateral de la superficie en la que se hace el promedio siempre que nos mantengamos en la zona de superposición de los haces ordinario y extraordinario.

Por otro lado, el mayor efecto de la doble reflexión es desviar la dirección de propagación de la componente paralela (p) con respecto al eje z . Dadas las dimensiones finitas del prisma, esto supone una restricción muy severa al uso de

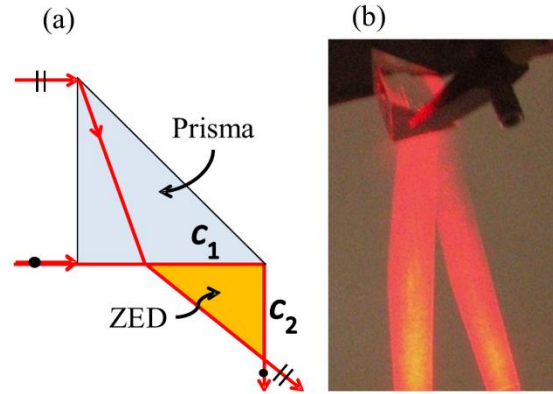


Fig. 4. Zona efectiva de despolarización a la salida de un prisma despolarizador (a) esquema y definición, (b) medida experimental con un prisma de calcita para una longitud de onda $\lambda = 632.8$ nm.

estos dispositivos como sistemas despolarizadores. Llamaremos zona efectiva de despolarización (ZED) a la región en la que se superponen los haces correspondientes a ambas componentes. En la Fig. 4(a) se puede observar que debido a esta desviación, la zona en la que se superponen los haces a la salida (despreciando efectos de difracción) se puede estimar como un triángulo rectángulo de catetos:

$$c_1 = h(1 - \tan\theta), \quad (31)$$

$$c_2 = h \frac{(1 - \tan\theta)}{\tan\theta_t}, \quad (32)$$

donde los ángulos θ y θ_t dependen de las características del material con que se construye el prisma. Por ejemplo, para el caso de un prisma de calcita y longitud de onda 632.8 nm, obtenemos $\theta_t = 10.33^\circ$.

Como comprobación cualitativa de la zona efectiva de despolarización, se ha realizado un experimento con un prisma de calcita. Como fuente de luz se ha empleado un haz láser de He-Ne que, tras ser expandido, incide perpendicularmente sobre uno de los catetos del prisma. Finalmente se fotografía la proyección de los haces de salida sobre una pantalla. En la Fig. 4(b) se muestra dicha fotografía en la que se observa la doble reflexión interna y, a la salida del prisma, una región en la que se solapan los dos haces.

4. Prisma despolarizador sin considerar la doble reflexión

En esta sección analizamos el mismo sistema óptico pero asumiendo que tanto la componente ordinaria y extraordinaria viajan en la misma dirección (la de la reflexión especular), es decir, consideramos despreciable el ángulo que forma el vector de ondas de la onda extraordinaria con el eje z. En este caso, podemos utilizar el desarrollo de la sección anterior sustituyendo el coeficiente de transmisión t_e de la componente extraordinaria a la salida por:

$$t_{e,a} = \frac{2n_e}{1+n_e}. \quad (33)$$

y sustituir $\theta = \theta_t = 0$. Con esto, la componente y del campo a la salida resulta:

$$\widehat{M}_a(y) = \frac{t^2}{2} \begin{pmatrix} t_o^2 + t_{e,a}^2 & t_o^2 - t_{e,a}^2 & 0 & 0 \\ t_o^2 - t_{e,a}^2 & t_o^2 + t_{e,a}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2t_o t_{e,a} \cos \delta_a & -2t_o t_{e,a} \sin \delta_a \\ 0 & 0 & 2t_o t_{e,a} \sin \delta_a & -2t_o t_{e,a} \cos \delta_a \end{pmatrix}, \quad (36)$$

donde δ_a representa el desfase entre las dos componentes y ahora viene dado por:

$$\delta_a = k(n_o - n_e) \left(y - \frac{h}{2} \right) + \varphi + \varphi_e - \varphi_o. \quad (37)$$

Podemos observar que este desfase viene determinado por la diferencia de camino óptico, dentro del prisma, desde la reflexión (incluyendo la diferencia de fase introducida en la reflexión para cada componente) hasta el cateto de salida. Sustituyendo las Ecs. (36) y (9) en la Ec. (7), podemos obtener el vector de Stokes del campo a la salida del prisma como:

$$E_{y,a}(y, z) = E_p t r_e t_{e,a} \times \exp \left(ik(n_o - n_e) \left(y + \frac{h}{2} \right) + kz \right). \quad (34)$$

Se puede observar que el campo de salida consiste en dos ondas planas dadas por las Ecs. (13) y (34) cuyo desfase relativo varía en la dirección transversal y, dando lugar a un cambio periódico del estado de polarización a la salida en cualquier plano $z = z_0$ en función de y con un periodo:

$$p_{y,a} = \frac{\lambda}{n_o - n_e}. \quad (35)$$

El efecto del prisma, bajo esta aproximación se puede describir mediante la siguiente pseudo matriz de Müller:

$$S_{out,a}(\mathbf{r}) = t^2 \begin{pmatrix} E_s^2 t_o^2 + E_p^2 t_{e,a}^2 \\ E_s^2 t_o^2 - E_p^2 t_{e,a}^2 \\ -2E_s E_p t_o t_{e,a} \cos(\delta_a - \varphi) \\ 2E_s E_p t_o t_{e,a} \sin(\delta_a - \varphi) \end{pmatrix} \quad (38)$$

que sigue representando un haz totalmente polarizado pero con polarización no uniforme en dirección y. En la Fig. 2(b) se puede observar el estado de polarización a la salida de un prisma despolarizador cuando incide una onda plana con $\lambda = 632.8$ nm, linealmente polarizado con azimut $\pi/4$ y se comprueba que la periodicidad en esta caso es ligeramente mayor que en el anterior ($p_{y,a} = 3.71 \mu\text{m} > p_y$).

Se puede obtener el grado de polarización estándar promediando los parámetros de Stokes y aplicando la Ec. (5):

$$P_{st,a} = \sqrt{\frac{(E_s^2 t_o^2 - E_p^2 t_{e,a}^2)^2 + \left(2E_s E_p t_o t_{e,a} \operatorname{sinc} \left(\frac{kh}{2} (n_o - n_e) \right) \right)^2}{(E_s^2 t_o^2 + E_p^2 t_{e,a}^2)^2}}, \quad (39)$$

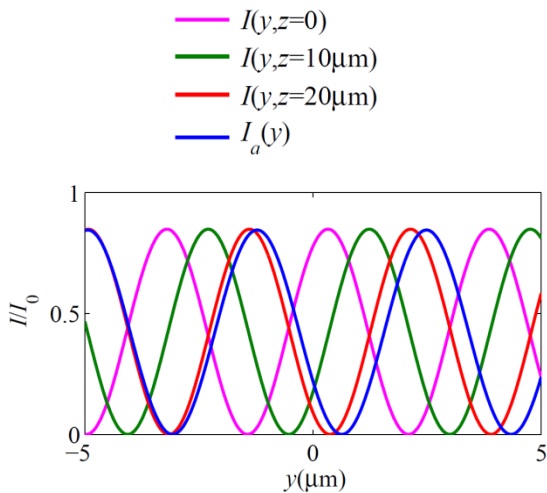


Fig. 5. Intensidad, normalizada a la intensidad de entrada I_0 , tras un polarizador lineal situado a distintas distancias z del plano de salida de un prisma de calcita cuando incide un haz con $\lambda = 632.8$ nm, linealmente polarizado con azimut $\pi/4$.

cuyo comportamiento en función del azimut se puede observar en la curva azul de la Fig. 3. En este caso, este comportamiento se conservaría en propagación.

Para evidenciar más las diferencias entre los resultados de realizar o no esta aproximación hemos analizado la modulación de intensidad que se obtendría al colocar un polarizador lineal con su eje de transmisión orientado a $\pi/4$ y situado en diversos planos z . Como haz de entrada suponemos un haz uniformemente y linealmente polarizado con azimut $\pi/4$. La intensidad observada tras el polarizador teniendo en cuenta la doble reflexión sería:

$$I(y, z) = I_0 t^2 (t_o^2 + t_e^2 + 2t_o t_e \cos\delta), \quad (40)$$

donde I_0 es la intensidad de la onda de entrada. Se puede observar que se obtiene una modulación de la intensidad en la dirección transversal y que se desplaza lateralmente cuando la luz se propaga. Este desplazamiento lateral es:

$$\Delta y = z \tan\theta_t. \quad (41)$$

Por otro lado, en el caso de no considerar la doble reflexión, la intensidad tras el polarizador sería:

$$I(y, z) = I_0 t^2 (t_o^2 + t_e^2 + 2t_o t_e \cos\delta_a), \quad (42)$$

que también varía en dirección transversal pero resulta independiente de la distancia de propagación. La Fig. 5 muestra una comparación entre estos dos resultados donde se evidencia el desplazamiento lateral en el caso de emplear la Ec. (40) en el cálculo. Aquí se observa de nuevo, que si no se considera la doble reflexión, el periodo de la modulación es mayor.

5. Conclusiones

En este trabajo se analiza el comportamiento del prisma despolarizador considerando o no la doble reflexión interna. Las diferencias más relevantes que se obtienen al tener en cuenta la doble reflexión con respecto a despreciar sus efectos son: i) la región en la que este dispositivo resulta eficaz como despolarizador se reduce considerablemente, especialmente en la dirección de propagación tras el prisma ($c_2 = h(1 - \tan\theta)/\tan\theta_t$); ii) se produce un desplazamiento lateral del patrón de estados de polarización que no se tiene en cuenta si se desprecia la doble reflexión, desplazamiento que aumenta con la distancia propagada y con el ángulo θ_t ; iii) se produce una variación del azimut de operación óptimo como despolarizador hacia valores mayores que el calculado sin tener en cuenta la doble reflexión; y iv) el periodo transversal del patrón de estados de polarización es en realidad menor que el calculado si se desprecia la doble reflexión.

Agradecimientos

G.P. agradece al proyecto FIS2010-17543 del Ministerio de Ciencia e Innovación de España. J.C.G. de Sande agradece al programa de Becas para la Movilidad del Profesorado Universitario de la Fundación Caja Madrid. Los autores agradecen los comentarios y sugerencias de los revisores anónimos.