

CARACTERIZACIÓN DE UN AISLADOR ÓPTICO DE FIBRA INSENSIBLE AL ESTADO DE POLARIZACIÓN

CHARACTERIZATION OF A POLARIZATION INSENSITIVE OPTICAL FIBER ISOLATOR

César Ayala D.¹, Diana Tentori S.²
ayala@uabc.mx / diana@cicese.mx

Recibido: marzo 20, 2009 / Aceptado: octubre 28, 2009 / Publicado: noviembre 20, 2009

RESUMEN. En este trabajo se presentan las modificaciones introducidas a un aislador óptico insensible a la polarización para cancelar la birrefringencia introducida por las colas de fibra y la caracterización del dispositivo modificado. Con cada una de las colas de fibra del aislador óptico se construyó un bobinado helicoidal. El diámetro de las bobinas fue de 2.3 cm. Se usaron espiras contiguas para reducir al máximo la birrefringencia inducida por torsión. Se varió el eje de simetría de las bobinas helicoidales buscando obtener a la salida del aislador el mismo estado de polarización de entrada. Las longitudes de onda para las que fue posible cancelar el cambio entre el estado de polarización de entrada y el de salida fueron: $\lambda = 1510, 1550, 1553$ y 1570 nm. La caracterización del dispositivo final se realizó usando la esfera de Poincaré.

Palabras clave: Control de la birrefringencia, birrefringencia espectral.

ABSTRACT. In this paper we present the modifications introduced to a fiber optical isolator (nominally polarization insensitive) in order to cancel the polarization dependence introduced by the fiber tails and the characterization of the final device. Each fiber tail was helically wound. The winding diameter was ~ 1 ". We used adjoining loops to minimize twist induced birefringence. To control the birefringence contribution, the relative orientation of the symmetry axes of these windings was varied. The wavelengths for which the input and output states of polarization could be matched were $\lambda = 1510, 1550, 1553$ and 1570 nm. The modified device was characterized using the Poincaré sphere.

Keywords: Birefringence control, spectral birefringence.

Introducción

El aislador óptico juega un rol importante en la estabilidad de sistemas ópticos de comunicaciones, al eliminar las reflexiones de cada dispositivo [1]. Además es usado en arreglos de fibra óptica para proteger a la fuente láser de haces de luz reflejada que desestabilizan su emisión. Los aisladores de fibra óptica insensibles a la polarización tienen una limitación importante; esta insensibilidad se refiere sólo al arreglo de prismas polarizadores, no toma en cuenta la birrefringencia residual de la fibra y/o la inducida al arquear o torcer las colas de fibra. Cuando se desea estudiar el efecto del estado de polarización de la luz en el proceso de amplificación en un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA), los aisladores ópticos en línea son esenciales [2]. Nuestros esfuerzos van enfocados a modificar un aislador óptico para cancelar su contribución al cambio en el estado de polarización de señales cuyas longitudes de onda estén ubicadas en la tercera ventana de comunicaciones.

¹ Universidad Autónoma de Baja California (UABC), km. 103 Carretera Tijuana – Ensenada, Ensenada, 22860, Baja California, México

– <http://ing.ens.uabc.mx/>

² Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICese), km 107 Carretera Tijuana – Ensenada, Ensenada, 22860, Baja California, México

– <http://optica.cicese.mx/>

Control de la birrefringencia debida a las colas de fibra óptica

La función de un aislador óptico es la de bloquear cualquier haz de luz que viaje en contra-propagación al sentido que lleva el haz principal. Los diseños tradicionales usan un rotador de Faraday y dos polarizadores [3] y los dispositivos de fibra incluyen fibras monomodo en ambos extremos [4]. La fibra monomodo puede estar desnuda o tener un recubrimiento de Kevlar.

Estas colas de fibra tienen longitudes superiores a 1 m por lo que es necesario enrollarlas para construir un dispositivo compacto. En este trabajo se propone enrollar helicoidalmente la fibra. Al usar esta arquitectura, la deformación introducida es uniforme a lo largo de la fibra [5]. La birrefringencia residual de la fibra óptica [6, 7] se modifica de la siguiente manera: el arqueamiento induce una birrefringencia lineal adicional [8] y la torsión genera un efecto foto-elástico que se traduce en una birrefringencia circular [9-11], un efecto geométrico [12] y una rotación topológica del marco de referencia [13] que se traducen en la rotación de la esfera de Poincaré. La matriz de birrefringencia de cada una de estas puntas de fibra tiene la forma:

$$\mathbf{M}_{(E)} = \mathbf{M}(\kappa\tau L) \cdot \mathbf{M}_f \quad (1)$$

donde

$$\mathbf{M}(\kappa\tau L) = \begin{pmatrix} \cos 2\kappa\tau L & \sin 2\kappa\tau L & 0 \\ -\sin 2\kappa\tau L & \cos 2\kappa\tau L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

τ es la torsión de la fibra, L su longitud, κ es una constante y τL el ángulo total de torsión;

$$\mathbf{M}_f = \begin{pmatrix} 1 - 2\cos^2 2\sigma \sin^2 \delta & -\cos \sigma \sin 2\delta & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta \\ \cos \sigma \sin 2\delta & \cos 2\delta & \sin \sigma \sin 2\delta \\ -\sin 2\sigma \sin^2 \delta & -\sin \sigma \sin 2\delta & 1 - 2\sin^2 2\sigma \sin^2 \delta \end{pmatrix} \quad (3)$$

con $\sigma = \pi/2 - 2\varepsilon$, donde ε es el ángulo de elipticidad de la anisotropía elíptica de la fibra [14]; δ es el ángulo de retardo entre eigenmodos de polarización.

$$\delta = \delta' \cdot L = \sqrt{(\delta_l)^2 + (\delta_c + \tau)^2} \cdot L, \quad (4)$$

donde δ' es la razón de retardo entre eigenmodos de polarización, δ_l es la componente lineal de la razón de retardo y δ_c es la componente circular [11]. Por lo que para la fibra embobinada helicoidalmente

$$\mathbf{M}_{(E)} = \mathbf{M}[(a+b)\delta L] \cdot \mathbf{M}_f. \quad (5)$$

En la ecuación anterior el coeficiente a se debe al efecto foto-elástico ($a \sim 0.07$ [14]) y el coeficiente b al giro topológico ($b = 2\pi(1-\cos\xi)/l$; ξ es el ángulo complementario al ángulo de paso de la hélice y l es la longitud de cada espira [13]). Para el aislador con las dos colas de fibra embobinadas helicoidalmente, la matriz de birrefringencia es:

$$\mathbf{M}_{\text{aislador}} = \left\{ \mathbf{M}[(a+b)\kappa L] \mathbf{M}_f \right\} \mathbf{M}_{pF} \cdot \left\{ \mathbf{M}[(a+b)\kappa L] \mathbf{M}_f \right\}, \quad (6)$$

donde \mathbf{M}_{pF} es la matriz de birrefringencia del sistema de prismas birrefringentes del rotador de Faraday que evitan la propagación de ondas reflejadas. En un aislador óptico insensible al estado de polarización $\mathbf{M}_{pF} = \mathbf{1}$.

Podemos notar que si el ángulo de paso es $\theta \approx 0$ (curva arqueada en un plano), $B = \text{sen}\theta \approx 0$. Por lo que usando espiras consecutivas, el valor de B es casi nulo, al igual que el valor de la torsión (τ)

$$\tau = \frac{B}{r^2 + B^2}, \quad (7)$$

donde r es el radio de curvatura del cilindro del bobinado.

Puede conseguirse que la birrefringencia dominante sea la birrefringencia inducida por arqueamiento utilizando un radio pequeño para las hélices. Analizamos el desempeño de hélices de varios diámetros (7.3, 5.2 y 3.2 cm) de fibra monomodo desnuda, con chaqueta de 3 mm y con chaqueta de 0.9 mm. Encontramos que todas las bobinas presentan un comportamiento similar, independiente del tipo de chaqueta y que la dispersión de la birrefringencia produce resultados inestables para bobinas con ~ 5 cm de diámetro. Ya que la birrefringencia inducida es mayor para radios de arqueamiento pequeños [8], se seleccionó un diámetro de 2.3 cm con el fin de usar como estructura para el aislador la de un controlador de polarización de anillos de Lefevre (Figura 1).



Figura 1. Aislador óptico modificado.

Considerando que la birrefringencia inducida por arqueamiento es el efecto dominante y que el efecto de la torsión es muy pequeño, al variar el eje de simetría de un bobinado con respecto al del otro conseguimos que el modo rápido del primer bobinado se acople al modo lento del segundo, cancelando la birrefringencia inducida. Desafortunadamente la dispersión de la birrefringencia en el tramo torcido impide que esta corrección se lleve a cabo simultáneamente sobre toda la banda espectral. El arreglo experimental usado

para monitorear los cambios introducidos y para caracterizar al aislador, así como los resultados obtenidos, se presentan en las siguientes secciones.

Arreglo experimental

El arreglo experimental utilizado se muestra en la [figura 2](#) y consta de una fuente láser sintonizable Tunic-OM, un aislador óptico marca E-TEK modelo PIFI-1550-IL-AO para evitar reflexiones en los puntos de unión mecánica, un controlador de polarización para fijar el estado de polarización circular de entrada, un prisma polarizador de calcita tipo Glan Thompson, cuatro monturas mecánicas con traslación x - y - z y un analizador de polarización Agilent 8509C.

Se fija la fuente láser sintonizable a una longitud de onda dentro de la banda de telecomunicaciones (1500 a 1580 nm); luego se ajusta el controlador de polarización a un estado de polarización circular a la entrada del prisma polarizador y posteriormente se fija el marco de referencia al menos en tres ocasiones. Con esta acción nos aseguramos de indicarle al analizador de polarización cuáles son los ejes de referencia del sistema de laboratorio.

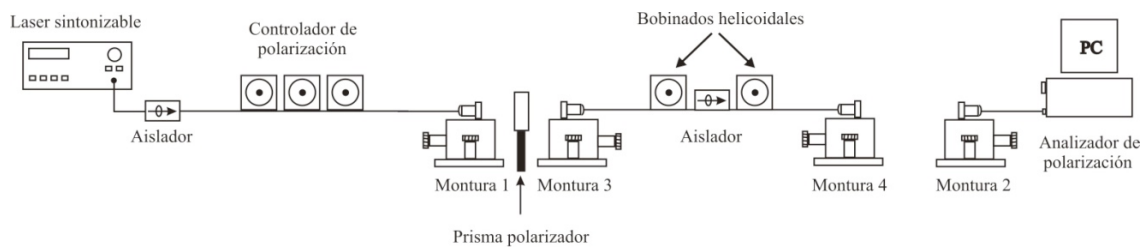


Figura 2. Arreglo experimental utilizado para cancelar la birrefringencia del aislador óptico.

Una vez hechos los ajustes, se coloca la estructura del aislador óptico con el par de bobinados helicoidales construidos previamente dentro del arreglo experimental. Se hace incidir luz polarizada horizontalmente y se observa el estado de polarización de salida con el analizador de polarización a través de la esfera de Poincaré. Como es de esperarse, éste no coincide con el estado de polarización a la entrada. Entonces debemos girar el par de bobinas del aislador óptico hasta lograr que coincida el estado de polarización de entrada con el de salida. Una vez que se logra esto, se realiza un barrido del ángulo azimutal del prisma polarizador para comprobar que la trayectoria descrita en la esfera viaja sobre el ecuador. Una prueba adicional se hace utilizando un estado de polarización circular derecho, para ello retiramos el prisma polarizador de nuestro arreglo y éste se debe mantener sin cambios a la salida del aislador óptico. De esta manera comprobamos que, con el ajuste realizado a las bobinas helicoidales del aislador óptico, éste es transparente al estado de polarización de entrada para la longitud de onda que se esté trabajando. El proceso se repite para toda la banda seleccionada en pasos de 10 nm primeramente y, posteriormente, otro barrido espectral para una banda específica de 1545 a 1555 nm (pasos de 1 nm).

Análisis de resultados

Los resultados obtenidos nos indican que para $\lambda = 1510, 1550, 1553$ y 1570 nm se presentaron los mejores resultados, ya que en estos casos fue posible ajustar las bobinas helicoidales hasta lograr que el aislador fuera transparente tanto para un estado de polarización circular, como estados de polarización lineales.

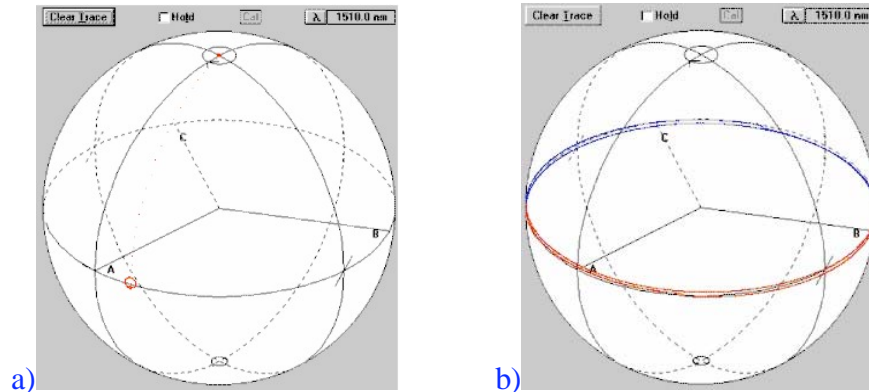


Figura 3. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360° .

En las figuras 3a y 3b tenemos el resultado para $\lambda = 1510$ nm. La figura 3a muestra el estado de polarización circular derecho a la salida y a la vez se muestra la posición del estado de polarización lineal a la salida, una vez que se introduce el prisma polarizador al arreglo. En este caso el estado de polarización lineal debió estar ubicado en el cruce donde se observa la A. Aún así, este resultado es bueno ya que es posible determinar el ángulo de corrimiento y corregirlo, pues es el mismo para cualquier ángulo azimutal de entrada. Por otra parte, para $\lambda = 1550$ nm el estado de polarización lineal de salida se ubicó a un ángulo azimutal más distante que el caso anterior, mientras que el estado de polarización circular derecho se mantuvo. Las figuras 4a y 4b muestran los resultados para esta longitud de onda. Para $\lambda = 1553$ nm, los resultados fueron excelentes, dado que para ambos estados de polarización (circular y lineal) se logró que se conservaran tal como habían ingresado al aislador óptico. Los resultados se muestran en las figuras 5a y 5b.

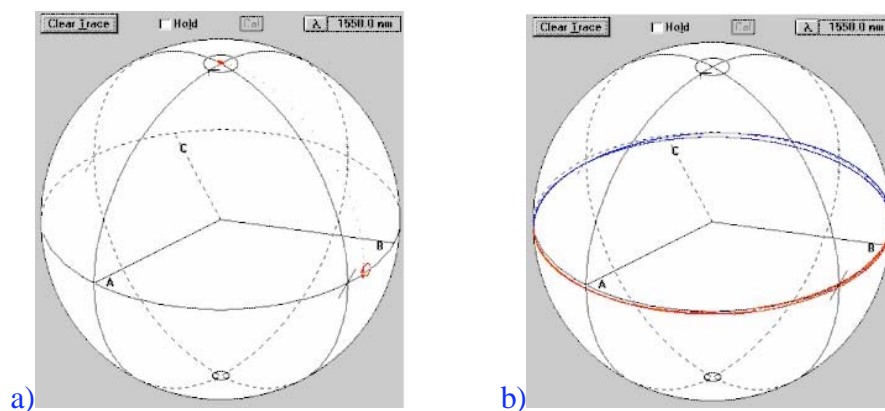


Figura 4. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360° .

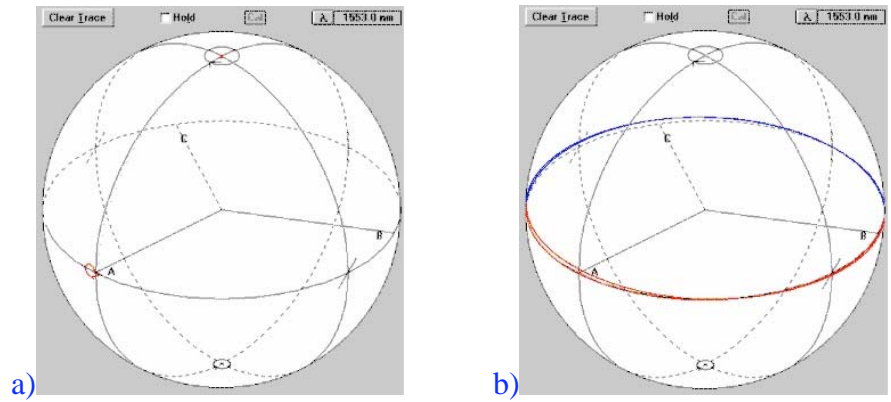


Figura 5. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.

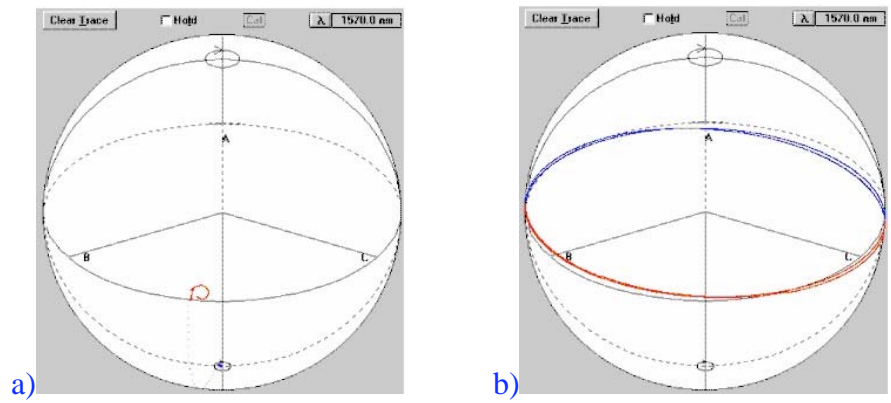


Figura 6. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.

La señal con $\lambda = 1570$ nm resultó ser un caso muy especial, ya que para un estado de polarización circular derecho de entrada, el estado de polarización circular de salida se ubicó del lado opuesto de la esfera (polo sur, polarización circular izquierda), como se aprecia en la [Figura 6a](#). El mismo cambio de fase se obtuvo para la polarización lineal. Para la señal de salida se obtuvo un desfase de casi 180° para la esfera (90° en el espacio real) con respecto al ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador. En la figura [6b](#) se observa el resultado del barrido del ángulo azimutal de entrada de polarizador. Cabe señalar que respecto a los otros tres casos, éste es el que presenta desviaciones más amplias sobre algunos puntos del plano del ecuador.

Conclusiones

Utilizando modificaciones basadas en el modelado teórico de una fibra embobinada helicoidalmente, se alteraron las colas de fibra de un aislador óptico para controlar la birrefringencia a través de un arqueamiento fuerte y una torsión mínima. Se trabajó sobre una banda espectral que va de 1500 a 1580 nm, encontrándose los mejores resultados para $\lambda = 1510, 1550, 1553$ y 1570 nm. Al ajustar la orientación relativa de los ejes de simetría de las bobinas helicoidales, se logró que el aislador fuera transparente al estado de polarización. Esto se verificó para estados ortogonales (polarizaciones lineal y circular). Para las demás longitudes de onda usadas en este trabajo no fue posible alcanzar la transparencia. Los resultados de este trabajo serán aplicados al estudio de la amplificación de señales polarizadas en amplificadores de fibra dopada con erbio.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por CONACYT a través de la beca otorgada a César Ayala Díaz.

Referencias

1. Ye, X., Li, J., Huang, X., Zhang, M., Ye, P. (2007). A bulk optical isolator with high optical performance. *Optics Communications*, **275**(1): 65-70.
2. Nakajima, K., Numajiri, Y., Nomi, Y. (1991). New design of a polarization-independent optical isolator with high performance. *IEEE Transactions on Magnetics*, **27**(6): 5399-5401.
3. Tang, L., Drezdson, S., Yoshie, T. (2008). Single-mode waveguide optical isolator based on direction-dependent cutoff frequency. *Optics Express*, **16**(20): 16202-16208.
4. Zhang, B., Lu, L. (1998). Isolators protect fiberoptic systems and optical amplifiers. *Laser Focus World* [online], Vol. 34, Art. # 11. < http://www.laserfocusworld.com/display_article/26584/12/none/none/News/Isolators-protect-fiberoptic--systems-and-optical-amplifiers > Consultado: 15 de febrero de 2009.
5. Ross, J. (1984). The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibres due to geometric effects. *Optical and Quantum Electronics*, **16**(5): 455-461.
6. Treviño, F., Tentori, D., Ayala, C., Mendieta, F. (2005). Birefringence assessment of single-mode optical fibers. *Opt. Express*, **13**(7): 2556-2563.
7. Tentori, D., Ayala, C., Treviño, F., Mendieta, F. (2007). Evaluation of the residual birefringence of single-mode erbium-doped silica fibers. *Opt. Commun.*, **271**: 73-80.
8. Ulrich, R., Rashleigh, S.C., Eickhoff, W. (1980). Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, **5**(6): 273-275.
9. Jones, R. C. (1948). A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N-Matrices. *J. Opt. Soc. Am.*, **38**(8): 671- 684.
10. Aben, H. (1986). Characteristic directions in optics of twisted birefringent media. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **3**(9): 1414-1421.
11. Tsao, C. (1992). *Optical Fibre Waveguide Analysis*. Primera Edición. 100-101. Oxford University Press, New York.
12. Tentori, D., Ayala, C., Ledezma, E., Treviño, F., García, A. (2009). Birefringence Matrix for a Twisted Single-Mode Fiber: Geometric Contribution. *Opt. Commun.* **282**(5): 830-834.
13. Tentori, D., Ayala, C., Treviño, F., Mendieta, F., Soto, H. (2001). Birefringence evaluation of helically wound optical fibers. *Journal of Modern Optics*, **48**(11): 1767-1780.
14. Kliger, D., Lewis, J., Randall, C. (1990). *Polarized light in optics and spectroscopy*. Primera Edición. 282. Academic Press Inc., San Diego.
15. Ulrich, R., Simon, V. (1979). Polarization optics of twisted single-mode fibers. *Appl. Opt.* **18**(13): 2241-2252.