

Verificación empírica de la influencia de la temperatura sobre un reflector ortoconjugado en una red fotónica recíproca

J.L. Arce Diego, R. López Ruisánchez, A. Cobo García, J.M. López Higuera
Grupo de Ingeniería Fotónica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria
Avda. Los Castros s/n 39005 Santander
e-mail: jlance@teisa.unican.es

Abstract:

The effect of the imperfections of the commercial Faraday rotator mirror due to the large temperature dependence of its Faraday rotator angle, and its influence on polarization change compensation induced by birefringence in reciprocal photonic circuits is experimentally demonstrated, and then compared and discussed with the theoretical results.

1. Introducción

La evolución del estado de polarización del haz luminoso al propagarse por un circuito fotónico puede determinarse mediante el cálculo de Jones o de Mueller, y representarse como la trayectoria de un punto sobre la esfera de Poincaré. Estos métodos sirven para modelar los cambios que los dispositivos fotónicos inducen sobre el estado de polarización de la radiación óptica. Cambios que a su vez dependen de la dirección de propagación.

Los sistemas sensores de fibra óptica birrefringentes, se diseñan generalmente de forma que ambos extremos de la fibra sean accesibles. Un extremo se utiliza para acoplar luz de la fuente óptica a la fibra, y el otro para monitorizar las características de la radiación óptica de salida.

Si en el extremo final de la red fotónica se colocan elementos reflectores, tales como un espejo metálico, un espejo Sagnac de fibra, un espejo rotador de Faraday (ERF), es posible interrogar el sistema sensor desde un extremo. La interrogación con acceso a un sólo extremo o interrogación en reflexión se presenta como una alternativa deseable, ya que permite duplicar la longitud efectiva de la fibra sensora, reducir el número necesario de empalmes a la mitad, y además cancelar o duplicar los efectos tanto de los parámetros a medir como de las perturbaciones no deseadas.

En esta comunicación, se presentan, la demostración experimental y, el análisis teórico de las redes fotónicas recíprocas sometidas a perturbaciones. Mediante el cálculo de Jones, se deducen las ventajas e inconvenientes que conlleva el emplear la interrogación en reflexión de las redes fotónicas recíprocas de fibra óptica terminadas en un espejo metálico o en un espejo rotador de Faraday. Se comparan las diferencias que introducen ambos tipos de terminaciones. Se analiza la influencia del desajuste del espejo rotador de Faraday (formado por materiales ferromagnéticos, que presentan una gran dependencia de la constante de Verdet con la temperatura), debido a la variación de la temperatura, sobre su característica de compensación de los efectos recíprocos en la red fotónica interrogada en reflexión. Por último, se

presentan y discuten un conjunto de experimentos efectuados con la finalidad de verificar los análisis teóricos comentados.

2. Modelo teórico

Si se ignoran las pérdidas dependientes de la polarización, y suponiendo propagación en la dirección z , las matrices de Jones en el sentido $+z$ y $-z$ $\bar{\mathbf{C}}, \mathbf{C}$, en una fibra óptica monomodo, o en un circuito fotónico recíproco, en el sistema de referencia adecuado, son unitarias y toman la forma:

$$\bar{\mathbf{C}} = \begin{bmatrix} a & b^* \\ -b^* & a \end{bmatrix}, \mathbf{C} = \begin{bmatrix} a & b \\ -b & a^* \end{bmatrix}, \quad (1a, b)$$

La matriz de Jones de un ERF real, incluyendo la rotación del ángulo de desajuste, denominado $\pm\Delta\phi$, y debido a la dependencia de la temperatura de las características de un rotador de Faraday fabricado con materiales ferromagnéticos YIG y BIG se puede expresar como:

$$\mathbf{F}_{\text{real}} = \begin{bmatrix} \sin(\pm 2\Delta\phi) & -\cos(\pm 2\Delta\phi) \\ -\cos(\pm 2\Delta\phi) & -\sin(\pm 2\Delta\phi) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Entonces, la matriz de Jones del circuito completo (Fig. 1) es:

$$\bar{\mathbf{C}}\mathbf{F}_{\text{real}}\mathbf{C} = \cos(\pm 2\Delta\phi)\mathbf{F}_{\text{ideal}} + \sin(\pm 2\Delta\phi)\mathbf{D}, \quad (3)$$

donde $\mathbf{F}_{\text{ideal}}$ es la matriz de Jones del ERF ideal [1], [2], y $\mathbf{D}$ es la matriz de desajuste debida a la dependencia con la temperatura del efecto magnetoóptico Faraday, y está dada por:

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} p & q \\ -q & -p^* \end{pmatrix}, \quad (4)$$

donde $p = -(a^2 + b^2)$, $q = -ab + a^*b^*$, y $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

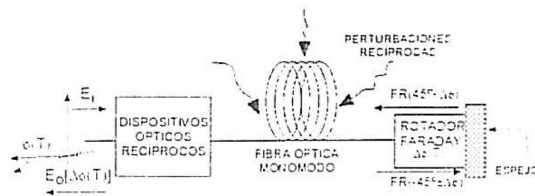


Figura 1. Circuito fotónico recíproco completo, terminado en un ERF real.

Si $\mathbf{E}$ es el vector de Jones de la luz de entrada, entonces el vector de Jones de la luz de salida contiene dos términos: el primer término ortogonal a $\mathbf{E}$ (estado de polarización análogo al obtenido con un ERF ideal) y el segundo término, debido a la influencia de la temperatura sobre el ángulo de rotación del rotador de Faraday del ERF, que puede expresarse como una combinación lineal de vectores ortogonales y paralelos a $\mathbf{E}$.

El coeficiente de extinción r , definido como una figura de mérito, relaciona $\mathbf{E}_\perp$ (ideal) y $\mathbf{E}_\parallel$ (no deseada), y está dado por:

$$r = \frac{|\cos(\pm 2\Delta\phi) + c_\perp \sin(\pm 2\Delta\phi)|^2}{|c_\parallel \sin(\pm 2\Delta\phi)|^2} \quad (5)$$

Los valores complejos $c_\parallel$ y $c_\perp$ pueden calcularse como el producto interno del segundo término de (3) y $\mathbf{E}_\perp$ y $\mathbf{E}_\parallel$ respectivamente:

$$c_\parallel = (\mathbf{D}\mathbf{E}_\parallel, \mathbf{E}_\parallel) \quad (6a)$$

$$c_\perp = (\mathbf{D}\mathbf{E}_\parallel, \mathbf{E}_\perp) \quad (6b)$$

En el caso peor, el coeficiente de extinción mínimo $r_{\min}$ [3] está dado por:

$$r_{\min} = \frac{1}{\tan^2(\pm 2\Delta\phi)} \quad (7)$$

3. Experimentos

El montaje experimental se muestra esquemáticamente en la Fig. 2. Mediante un analizador de polarización HP-8509B, se produjo, y posteriormente se analizó, una radiación óptica continua emitida por un láser Fabry-Perot a 1555 nm. La red fotónica recíproca está compuesta por una bobina de fibra óptica monomodo estándar de telecomunicaciones (Corning 9/125 μm) de 2045 m de longitud, a continuación de la misma se formó un bucle de fibra de 20 vueltas y 6 cm de diámetro, y en el extremo final del circuito fotónico se fusionó

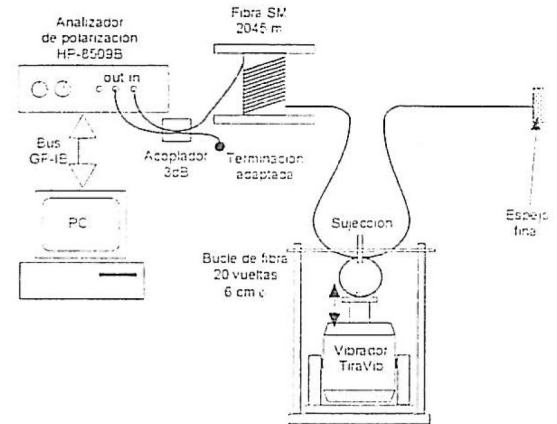


Figura 2. Montaje experimental.

un ERF ISOWAVE con pigtail, fabricado con YIG. El bucle de fibra se colocó entre un posicionador fijo y un vibrador TIRAVib 5100, con el fin de inducir perturbaciones que generen birrefringencia lineal recíproca, dependiendo de la amplitud y frecuencia de las mismas. El espejo rotador de Faraday se colocó en una cámara climática HYGROS-15 para someterlo a ensayos de temperatura.

Una fotografía del montaje experimental se muestra en Fig. 3. Tanto la luz procedente del diodo láser, como el haz que recorre en trayecto de ida y vuelta el circuito de fibra óptica bajo test, fueron acoplados mediante un acoplador de fibra óptica monomodo 3-dB con la cuarta puerta adaptada con el fin de evitar reflexiones ópticas indeseadas.

Tanto el instrumental empleado como todo el proceso de medida fue controlado automáticamente ordenador a través del bus GP-IB. El ordenador trabajó como una unidad de adquisición de datos automática. Con una humedad relativa del 50%, se realizaron varias series de ciclos de temperatura de 0 a 50° C y viceversa, tomándose los datos en el estado estacionario, tanto para la red fotónica terminada en un ERF como en un espejo plano metálico. Para ambos tipos de terminaciones, los experimentos programados se llevaron a cabo sin o con perturbaciones recíprocas externas (birrefringencia lineal inducida por las vibraciones).

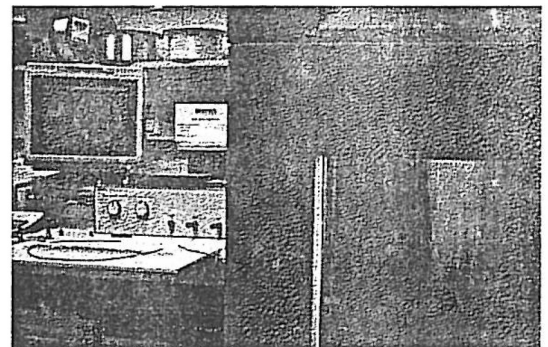


Figura 3. Fotografía mostrando una vista parcial del experimento.

La temperatura de referencia empleada en el experimento se ajustó a un valor para el que el estado de polarización del haz retrorreflejado fuese ortogonal al estado de polarización del haz incidente. Esta temperatura de referencia fue de 25° C.

4. Resultados y discusión

De acuerdo con (3), si $\Delta\phi=0$ (ERF ideal) y $\mathbf{E}$ es el vector de Jones de la radiación óptica de entrada, entonces el vector de Jones de la luz de salida es ortogonal a $\mathbf{E}$. En caso contrario, $\Delta\phi \neq 0$ (ERF real), como se mencionó anteriormente, la luz de salida del circuito fotónico de Fig. 1 puede expresarse como una combinación lineal de dos vectores, uno ortogonal y otro paralelo a $\mathbf{E}$. Por lo que el coeficiente de extinción puede calcularse experimentalmente mediante la expresión:

$$r = 10 \log \frac{|A_x|^2}{|A_y|^2} \quad (8)$$

donde A_x es la amplitud de la componente descada del campo eléctrico de salida ($E_{\perp}$) y A_y es la amplitud de la componente no descada, y ambas pueden expresarse como:

$$A_x = \sqrt{\frac{1+S_1}{2}} \quad (9a)$$

$$A_y = \sqrt{\frac{1-S_1}{2}} \quad (9b)$$

donde S_1 es el segundo parámetro de Stokes normalizado:

$$S_1 = \frac{|A_x|^2 - |A_y|^2}{|A_x|^2 + |A_y|^2} \quad (10)$$

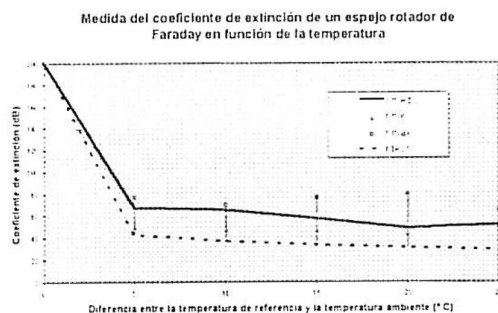


Figura 4. Gráfica de los coeficientes de extinción experimental y teórico (en el caso peor) como una función de la diferencia entre la temperatura de la cámara climática y la temperatura de referencia (25° C)

donde $|A_x|^2 + |A_y|^2$ es el parámetro de Stokes S_0 .

Dado que el analizador de polarización óptico mide los parámetros de Stokes normalizados, la expresión final para el coeficiente de extinción mínimo experimental, en dB, puede calcularse como:

$$r = 10 \log \left(\frac{1+S_1}{1-S_1} \right) \quad (11)$$

Los resultados experimentales comparados con los predichos para el coeficiente de extinción en el caso peor en función de la desviación de temperatura con respecto a la temperatura de ajuste del rotador (25° C), se muestra en Fig. 4. La línea sólida indica el coeficiente de extinción promedio para el rango de temperaturas de medida, y la línea de puntos indica el coeficiente de extinción teórico en el caso peor. Dicho coeficiente muestra una gran dependencia con la temperatura, en el caso de ERF YIG, en el rango de longitudes de onda del infrarrojo cercano. La dependencia del ángulo del rotador de Faraday ajustado a 45° es de 0.04 deg/°C para rotadores de Faraday tipo YIG, a 1.5 μm de longitud de onda, como Imaeda y Kozuka han mostrado en [4]. Fig. 4 muestra que con el fin de conseguir un coeficiente de extinción teórico mínimo de 40 dB, el incremento de temperatura permitido es ±7° C en los ERF de YIG comerciales. Los valores máximo y mínimo de las medidas para el conjunto del experimento se indica por medio de cuadrados y triángulos respectivamente, para cada temperatura. Como puede observarse, las curvas experimentalmente obtenidas presentan valores y tendencias que concuerdan con las teóricamente predichas para el coeficiente de extinción en el caso peor. Como se esperaba, todos los valores experimentales, incluyendo los valores mínimos del coeficiente de extinción (representados por triángulos en Fig. 4) están por encima de las predicciones en el caso peor para todo el rango de desviación, y están siempre por encima de 35 dB en el rango de las temperaturas de medida.

Debe también remarcarse, que un importante incremento en el coeficiente de extinción aparece en los primeros 5° C de desajuste de temperatura, y así mismo, se ha obtenido una variación relativa $\Delta r/\Delta T = -0.80$ dB/°C para el rango de 5 a 25° C de temperatura de desajuste.

Con el fin de ilustrar más ampliamente las influencias anteriormente mencionadas, la esfera de Poincaré de Fig. 5 muestra la evolución del estado de polarización proporcionado por el analizador de polarización HP-8509B, durante el experimento completo con ERF YIG. Puede observarse una clara

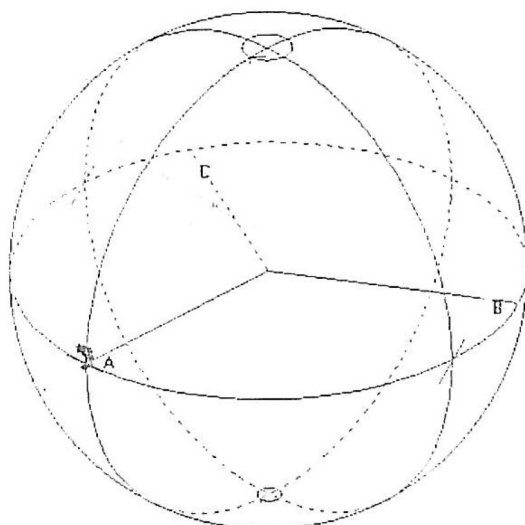


Figura 5. Esfera de Poincaré mostrando la evolución del estado de polarización para la luz retrorreflejada desde el circuito fotónico recíproco con vibraciones y terminado en un ERF real de YIG (con cambios de temperatura)

desviación respecto al caso ideal (un punto en la esfera de Poincaré).

Con la finalidad de comparar el efecto del ERF en el circuito fotónico bajo estudio, en Fig. 6 se muestran los resultados experimentales para el caso en el que el ERF ha sido reemplazado por un espejo metálico plano en el extremo final del circuito fotónico recíproco. En la citada figura se puede observar claramente que el espejo metálico no cancela, de manera contraria al ERF, los efectos que las perturbaciones recíprocas introducen en el circuito fotónico reflectivo.

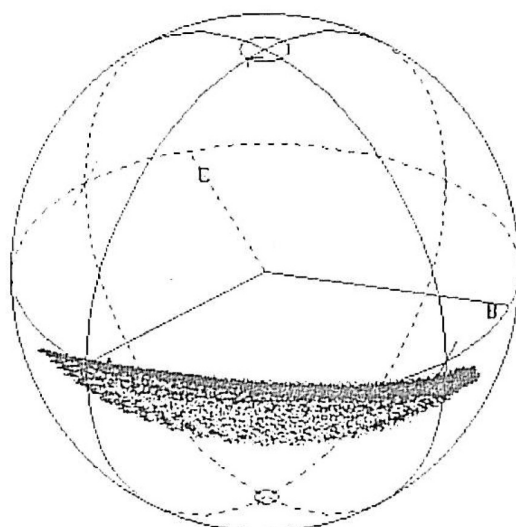


Figura 6. Esfera de Poincaré en la que se muestra la evolución del estado de polarización de la luz retrorreflejada procedente de un circuito fotónico recíproco con vibraciones y terminado en un espejo metálico plano

5. Conclusiones

La influencia de la temperatura sobre un ERF como compensador de los cambios en el estado de polarización inducidos en un circuito fotónico reflectivo recíproco sometido a cambios en su birrefringencia recíproca, en el que se ha insertado el ERF en el extremo final, se ha obtenido experimentalmente. Los resultados se han presentado y discutido. Se ha observado que los mismos están de acuerdo con las predicciones teóricas. Los valores experimentales han estado siempre por encima de las predicciones teóricas para el coeficiente de extinción mínimo para el caso peor, para todo el rango de desviaciones de temperatura del ERF, y son siempre mayores que 35 dB en el intervalo de $|T_{\text{ajuste}} - T_{\text{camara}}|$ igual a 25 °C para un ERF fabricado con YIG. Una variación de $\Delta r/\Delta T = -0.80$ dB/°C para el rango de 5 to 25° C ha sido, así mismo, obtenida.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido soportado gracias a la aportación del proyecto CICYT TIC'95-0631-C04-01.

Referencias

- [1] M. Martinelli, "A universal compensator for polarization changes induced by birefringence on retracing beam", *Optics Communications*, Vol. 72, N° 6, pp. 341-344, August 1989.
- [2] R. Bhandari, "A useful generalization of the Martinelli effect", *Optics Communications*, Vol. 88, N° 1, pp. 1-5, 1992.
- [3] J.L. Arce-Diego, M.A. Muriel, A. Cobo, M. Morante, and J. M. López-Higuera, "Temperature influence on an optical universal compensator for polarization changes induced by birefringence on a retracing beam", *Conference Proceedings LEOS'96*, Vol. 2, pp. 258-259, Boston, Ma, USA, Nov. 1996.
- [4] M. Imaeda, and Y. Kozuka, "Optical Magnetic Field Sensors Using Iron Garnet Crystals", in *Proceedings of the Eighth Optical Fiber Sensors Conference*, F. Leonberger, ed., (Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1992), p. 386