

Efectos rotacionales en redes de Bragg en fibras ópticas

J.L. Arce Diego, M.A. Muriel*, R. López Ruisánchez, J.M. López Higuera
Grupo de Ingeniería Fotónica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria
Avda. Los Castros s/n 39005 Santander

* Dto. Tecnología Fotónica, Universidad Politécnica de Madrid
28040 Madrid

e-mail: jlarce@teisa.unican.es

Abstract:

The periodic mode coupling between the right and left circular polarization modes that is induced by a photoinduced fiber grating, with or without lineal birefringence, and with a magnetic field or a twist rate applied to it, is studied and analyzed through the use of the generalized coupled-mode theory. Several novel application of such devices as a fiber Bragg grating twist rate probe, a tuneable optical filter based on twisted fiber Bragg grating, and an optical filter tuned by magnetic field, are proposed and theoretically investigated.

1. Introducción

El índice de refracción inducido en el núcleo de una fibra óptica dopada con germanio por la radiación UV [1], es en general anisótropo respecto a la polarización de la luz que se propaga por dicha fibra. Esta birrefringencia puede ser útil para diseñar conversores de modos de polarización, filtros o retardadores todo fibra. Recientemente [2], se ha demostrado la posibilidad de fabricar fibras ópticas (FO) con redes de difracción de Bragg de birrefringencia lineal calibrada. Las redes de difracción de Bragg en fibra óptica (RBFO) se emplean en dispositivos ópticos, sensores en sistemas de medida (temperatura, tensiones mecánicas, presión, vibraciones) y en comunicaciones ópticas [3],[4].

En este artículo se estudia y analiza mediante el empleo de la teoría de los modos de polarización acoplados en una base de polarización circular, el acoplo entre los modos de polarización circulares a derechas e izquierdas que se inducen en una RBFO cuando se le aplica un campo magnético o una torsión mecánica. También se demostrará la posibilidad de desarrollar filtros ópticos sintonizables y sensores ópticos empleando tales dispositivos. En la sección 2 se describe la teoría de modos acoplados en fibras ópticas con efectos rotacionales. En la sección 3 se analizan las RBFO con perturbaciones rotacionales por medio de la teoría de los modos acoplados de polarización generalizada. Una discusión de los resultados obtenidos se presenta en la sección 4. Los dispositivos ópticos propuestos basados en la aplicación de efectos rotacionales sobre RBFO se presentan en la sección 5 y finalmente, las conclusiones en la sección 6.

2. Ecuaciones de los modos de polarización acoplados en fibras ópticas con efectos rotacionales

Los campos electromagnéticos (EMG) en las FO monomodo (sistemas perturbados) pueden representarse como una combinación de los campos en FO ideales de núcleo circular (sistemas no perturbados) por:

$$E = [A(z)e_1 + B(z)e_2] \exp(j\omega t) \quad (1)$$

donde $\{e_1; h_1\}$ y $\{e_2; h_2\}$ son dos funciones propias en la FO no perturbada y satisfacen entre sí una relación de ortonormalidad. Los coeficientes $A(z)$, $B(z)$ son las amplitudes del campo que dependen de la coordenada z en la dirección del eje de la fibra. La evolución de $A(z)$, $B(z)$ se representa por las ecuaciones de modos acoplados [5]

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = -j \begin{pmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\text{con } \kappa_{ii} = \beta_0 + \omega \epsilon_0 \int e_i^* \Delta \epsilon e_i dS \quad (i=1,2) \quad (3)$$

$$\text{y } \kappa_{ij} = \kappa_{ji}^* = \omega \epsilon_0 \int e_i^* \Delta \epsilon e_j dS \quad (i \neq j) \quad (4)$$

donde el asterisco indica complejo conjugado, β_0 es la constante de propagación en un sistema no perturbado, ϵ_0 es la permitividad dieléctrica en el vacío, ω es la frecuencia angular, y $\Delta \epsilon$ es el tensor de la constante dieléctrica que representa la desviación respecto al sistema no perturbado. El tensor $\Delta \epsilon$ es hermitico, debe de ser calculado para cada perturbación. Los campos en los sistemas perturbados se determinan sustituyendo (1) en las ecuaciones del Maxwell y del material y observando $\Delta \epsilon$ como una perturbación. Las integrales se toman sobre la sección completa de la fibra. Cuando un campo magnético H_z se aplica a la fibra, en la dirección de propagación de la luz z , el tensor dieléctrico $\Delta \epsilon_F$ se convierte en:

$$\Delta \epsilon_F = \begin{pmatrix} 0 & -\Delta \epsilon_F & 0 \\ \Delta \epsilon_F & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

con $\Delta \epsilon_F = 2j n_c V H_z / k$, donde V es la constante de Verdet, y $k = \omega / c$. En el caso de una FO torsionada, la perturbación está dada por el tensor dieléctrico $\Delta \epsilon_{TW}$ como:

$$\Delta \epsilon_{TW} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Delta \epsilon_{xz} \\ 0 & 0 & \Delta \epsilon_{yz} \\ \Delta \epsilon_{xz} & \Delta \epsilon_{yz} & 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

donde $\Delta \epsilon_{xz} = (n_c^4 / 2) (p_{12} - p_{11}) T_x$, y $\Delta \epsilon_{yz} = (n_c^4 / 2) (p_{12} - p_{11}) T_y$, donde p_{11} y p_{12} son

los coeficientes fotoelásticos de la FO monomodo y T es el régimen de torsión en rad/m.

La base de los modos fundamentales de polarización e_1 y e_2 se elige usualmente para describir polarización lineal ortogonal, elección que está arbitrariamente adaptada a la anisotropía del medio. Como el efecto Faraday y la torsión mecánica inducen birrefringencia circular, y ya que los modos propios de los efectos rotacionales son circulares, es más conveniente expresar E en una base de estados ortogonales de polarización circular. Entonces suponiendo FO monomodo y dos polarizaciones circulares ortogonales, las ecuaciones de modos acoplados para las amplitudes $A(z)$ de ambos modos en la dirección $+z$, puede escribirse como:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \vec{A}_+ \\ \vec{A}_- \end{pmatrix} = j \begin{pmatrix} \vec{\kappa}_{++} & \vec{\kappa}_{+-} \\ \vec{\kappa}_{-+} & \vec{\kappa}_{--} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{A}_+ \\ \vec{A}_- \end{pmatrix} \quad (7)$$

análogamente en la dirección $-z$ donde κ_{ij} ($i,j=+,-$) son los coeficientes de acoplo en ambas direcciones. A partir de (3) y (4) en base circular de polarización y (5), (6), y (7) los coeficientes de acoplo para la luz que se propaga en direcciones opuestas $+z$ y $-z$ con efecto Faraday se deducen:

$$\vec{\kappa}_F = \begin{pmatrix} 1/H_z & 0 \\ 0 & -1/H_z \end{pmatrix}, \vec{\kappa}_F = \begin{pmatrix} 1/H_z & 0 \\ 0 & -1/H_z \end{pmatrix} \quad (8)$$

En el caso de torsión mecánica los coeficientes de acoplo para la luz que se propaga en las direcciones $+z$ y $-z$ se convierte en:

$$\vec{\kappa}_{TW} = \begin{pmatrix} gT/2 & 0 \\ 0 & -gT/2 \end{pmatrix}, \vec{\kappa}_{TW} = \begin{pmatrix} -gT/2 & 0 \\ 0 & gT/2 \end{pmatrix} \quad (9)$$

donde $g = -n_e^2(p_{11} - p_{12})/2$. En ambos casos las dos polarizaciones circulares no están acopladas, pero se propagan a diferente velocidad.

3. Teoría generalizada de los modos de polarización acoplados en redes de Bragg en fibra óptica con perturbaciones rotacionales

La propagación EMG en RBFO con efectos rotacionales pueden tratarse empleando la teoría generalizada de los modos acoplados, que en una forma truncada (n° de términos finito) es una buena aproximación para perturbaciones periódicas pequeñas. La teoría de modos acoplados descrita en [6], trata la propagación de ondas EMG en un medio isotrópico con una perturbación isotrópica periódica, acoplo contradireccional, en el que las ondas reflejadas experimentan interferencias constructivas entre ondas con el mismo estado de polarización (EdP). La ecuación generalizada de modos acoplados aquí empleada se ha obtenido como sigue: En una RBFO con campo magnético o torsión mecánica, respectivamente, una perturbación dieléctrica pequeña dada por los tensores dieléctricos $\Delta\epsilon_F$ y $\Delta\epsilon_{TW}$. La perturbación periódica, $P(z)$, puede escribirse como el primer término de su desarrollo en serie de Fourier

$$P(z) = (\Delta\epsilon_0 / \pi) \cos[(2\pi / \Lambda)z] \quad (10)$$

donde Λ es el periodo de la RBFO. La propagación EMG en este medio periódico perturbado puede escribirse como una suma de 4 ondas parciales no perturbadas, por medio de la expresión siguiente:

$$E(r,t) = \left[\vec{A}_+(z)e^{-jk_+z} + \vec{A}_+(z)e^{jk_+z} \right] R + \left[\vec{A}_-(z)e^{-jk_-z} + \vec{A}_-(z)e^{jk_-z} \right] L \quad (11)$$

donde R y L son los modos fundamentales con polarizaciones circulares ortogonales.

Sustituyendo (11) en la ecuación de onda

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E + \omega^2 \mu \epsilon_0 E + \omega^2 \mu \Delta\epsilon E = 0 \quad (12)$$

suponiendo pequeñas variaciones, aproximación parabólica es legítima y para operación cerca de las condiciones de Bragg, solamente deben de tenerse en cuenta los términos con igual variación de fase.

4. Discusión

Se pueden discutir 2 tipos diferentes de scattering de Bragg:

4.1 ++ Reflexión de Bragg $k^+ \Lambda = \pi$

Condición de Bragg directa la energía de las ondas polarizadas circularmente a derechas se convierten constructivamente en energía de ondas reflejadas polarizadas circularmente a derechas (acoplo contradireccional). Fig. 1. El resultado neto es que la onda incidente es fuertemente reflejada si la región de interacción es suficientemente grande. En la aproximación de 1^{er} orden VHz o $gT/2$, coeficientes de auto-acoplo en (8) y (9) son los coeficientes de acoplo del scattering de Bragg directo.

4.2 --Reflexión de Bragg $k^- \Lambda = \pi$

Este tipo de reflexión de Bragg es similar a la reflexión de Bragg ++, pero entre las ondas polarizadas circularmente a izquierdas (acoplo contradireccional entre el mismo estado de polarización).

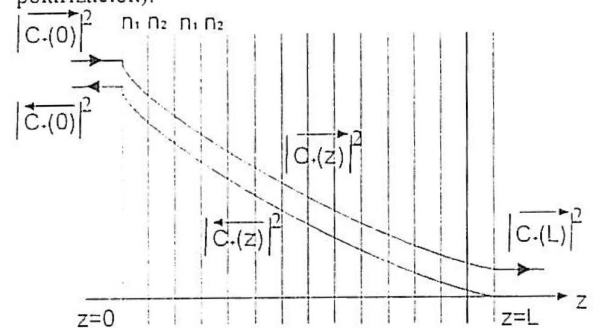


Fig. 1. Potencias de los modos polarizados circularmente reflejados e incidentes en un medio periódico multicapa, acoplo contradireccional entre la radiación óptica en el mismo estado de polarización, cuando la condición $k^+ \Lambda = \pi$ se verifica.

Entonces en un RBFO con efectos rotacionales y sin birrefringencia lineal existen 2 tipos básicos de

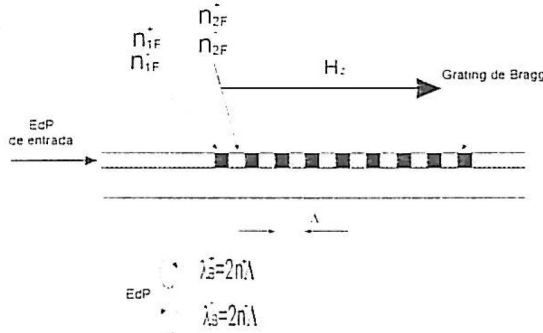


Fig. 2 Birrefringencia circular inducida por el efecto Faraday sobre cada capa de la Red de Bragg en la fibra óptica.

reflexión de Bragg y consecuentemente se observan 2 condiciones de Bragg

$$\lambda_B^+ = 2n^+ \Lambda \quad \lambda_B^- = 2n^- \Lambda \quad (13)$$

5. Aplicaciones.

Cuando un campo magnético o una torsión mecánica se aplican a una RBFO las siguientes desplazamientos en las condiciones de Bragg aparecen: $|\lambda_B^+ - \lambda_B^-| = 2|\bar{n}^+ - \bar{n}^-| \Lambda$ (14)

donde $\bar{n}^+$ y $\bar{n}^-$ son las medias geométricas de los índices de refracción del medio con efectos rotacionales, y $|\bar{n}^+ - \bar{n}^-|$ son dependientes de los parámetros de los efectos rotacionales, y entonces ellos pueden tener varias aplicaciones o dispositivos con RBFO basados en RBFO con campo magnético o torsión mecánica. En esta sección proponemos emplear RBFO sin birrefringencia lineal, para implementar nuevos dispositivos ópticos.

5.1 Dispositivos propuestos con RBFO y campo magnético

Cuando un campo magnético se aplica a un RBFO (medio óptico periódico inducido en el núcleo de una FO monomodo) las birrefringencias circulares n_{1F}^+ , n_{1F}^- y n_{2F}^+ , n_{2F}^- se inducen respectivamente en las capas 1 y 2 de la RBFO. Fig.2

La birrefringencia circular inducida por el efecto Faraday se puede expresar como:

$$n_F^+ = n + \frac{VH_z \lambda}{2\pi}, \quad n_F^- = n - \frac{VH_z \lambda}{2\pi} \quad (15)$$

$$\text{entonces } |n_F^+ - n_F^-| = \frac{VH_z \lambda}{\pi} \quad (16)$$

Así, de acuerdo con (14), (16), un nuevo filtro óptico basado en este efecto se propone. Su sintonizabilidad se obtiene por el cambio de índice inducido por el campo magnético aplicado al FBG. El rango de sintonía cuando Λ está dado, es entonces dependiente de los siguientes parámetros: V y H_z . Fig.3. Entonces es posible seleccionar el desplazamiento en la longitud de onda de Bragg inducida por el efecto Faraday (filtro propuesto) modificando estos parámetros:

$$|\lambda_{Bf}^+ - \lambda_{Bf}^-| = \frac{2\Lambda VH_z \lambda}{\pi} \quad (17)$$

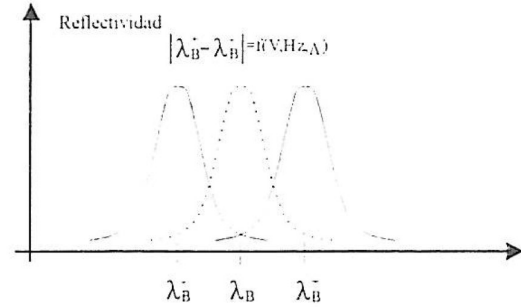


Fig. 3 Desplazamiento de la condición de Bragg inducido por el efecto Faraday en la red de Bragg en la fibra óptica.

Los valores típicos para la constante de Verdet en FO, monomodo pueden aproximadamente expresarse por $V = 0.14 \cdot 10^{-32} \text{ c}^2/\lambda^2$. Entonces en fibras ópticas de sílice con $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, la constante de Verdet es $V \approx 8 \times 10^{-5} \text{ rad/G.m}$, así una RBFO ($\Lambda = 1 \mu\text{m}$) necesita un campo magnético elevado para un desplazamiento en la condición de Bragg de 1nm, y su dependencia con H_z esta representado para diferentes periodos en la Fig. 4. Una solución es emplear fibra óptica monomodo dopada con Terbio con $V \approx 2.5 \times 10^{-4} \text{ rad/G.m}$, a la misma longitud de onda. Otra posibilidad es emplear redes de Bragg multicapa, cuyos periodos pueden ser mayores que los de las RBFO, y compuestos por materiales ópticos paramagnéticos o ferromagnéticos con constante de Verdet V mayores que las FO de sílice. Otra aplicación es el empleo de un sensor RBFO para monitorizar elevados campos magnéticos, utilizable en un amplio rango de campos por encima de 1G, y con un gran rango dinámico. Este dispositivo puede ser muy útil para monitorizar campos en ambientes en los que la inmunidad EMG sea un tema importante.

5.1 Dispositivos propuestos con RBFO y torsión mecánica

Cuando una torsión se aplica al RBFO la birrefringencia circular n_{1TW}^+ , n_{1TW}^- y n_{2TW}^+ , n_{2TW}^- se inducen respectivamente en la capa 1 y en la capa 2 del FBG. Fig. 5. Y de manera análoga a una RBFO con campo magnético, para fibras ópticas monomodo el cambio

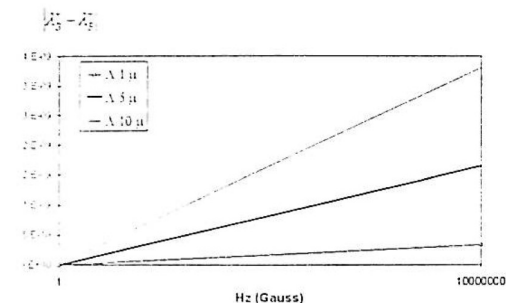


Fig. 4 Desplazamiento de la condición de Bragg en función del campo magnético en una fibra óptica monomodo standard con red de Bragg.

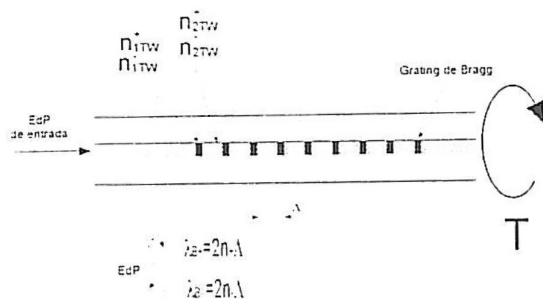


Fig. 5 Birrefringencia circular inducida por torsión mecánica sobre cada capa de la red de Bragg de la fibra óptica.

en el índice inducido por una torsión T aplicada a la fibra, y con el poder rotatorio específico $\rho = gT/2$.

$$\text{está dado por: } |n_{TW}^+ - n_{TW}^-| = \frac{gT\lambda}{2\pi} \quad (18)$$

Basado en este efecto es posible implementar un nuevo filtro óptico sintonizable. La sintonía del nuevo filtro óptico sintonizable propuesto se base en el cambio del índice inducido por el torsionado aplicado a una RBFO. El rango de sintonía cuando Λ está dado, es entonces dependiente de los siguientes parámetros: g , y T . Entonces modificando estos parámetros es posible seleccionar el desplazamiento en la condición de Bragg inducido por el torsionado en el RBFO, y está dado

$$\text{por: } |\lambda_{BTW}^+ - \lambda_{BTW}^-| = \frac{\Lambda g T \lambda}{\pi} \quad (19)$$

En FO de sílice, $g = -n_0^2 p_{44}$, $p_{44} = -0.0075$, $n_0 = 1.46$ [7], encontramos que un torsionado a derechas inducirá actividad óptica l-rotatoria en la fibra, y que para $g \approx 0.16$, entonces un RBFO ($\Lambda \approx 1 \mu\text{m}$) necesita alto régimen de torsión para un desplazamiento en la condición de Bragg de 1nm. Su dependencia a partir de gT se representa para diferentes periodos en la Fig. 6. Una solución es emplear RBFO con mayor coeficiente de Ulrich g , ya que el dopado modifica p_{44} . Otra solución es emplear RBFO con un periodo del grating mayor. Otro nuevo dispositivo óptico propuesto es una sonda de medida de fibra para monitorizar torsiones, el cual se basa en detectar el desplazamiento de la condición de Bragg de la RBFO debido a la birrefringencia circular inducida por el torsionado.

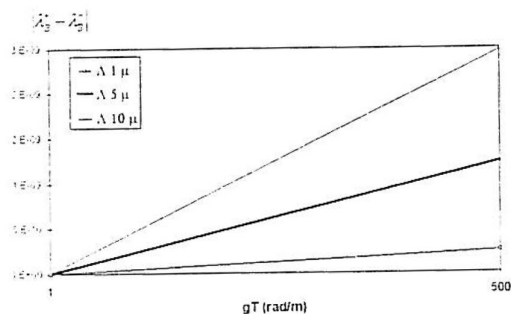


Fig. 6 Desplazamiento en la condición de Bragg en función de gT en fibras ópticas monomodo standard.

Su rango de sensado, cuando el periodo Λ y g de la fibra están dadas, es sólo dependiente del régimen de torsión. Como la sensibilidad a este efecto es débil y la máxima torsión mecánica que puede aplicarse a una FO monomodo standard es de 200 rad/m aproximadamente. Sugerimos emplear RBFO con mayores g y periodos, y en orden a resolver tales pequeños desplazamientos en la λ de Bragg. Proponemos una técnica de detección interferométrica [8] para analizar el desplazamiento en la condición de Bragg. Esta técnica es capaz de resolver λ de Bragg normalizadas a niveles de 4×10^{-10} que corresponden a bajos niveles de torsión del orden de 6×10^{-4} rad./m.

5. Conclusiones

En resumen, una teoría de modos acoplados generalizada para estudiar y analizar las RBFO con campo magnético, o torsión mecánica, ha sido presentada. Los diferentes tipos de condiciones de Bragg obtenidos han sido discutidos. Finalmente, 3 nuevos dispositivos ópticos basados en RBFO con efectos rotacionales un filtro óptico basado en el efecto Faraday una sonda de fibra de torsionado, y un filtro óptico basado en la torsión mecánica han sido propuestos y discutidos.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido soportado por el proyecto CICYT TIC'95-0631-C04-01.

Referencias

- [1] G. Meltz, W.W. Morey, and Gleen, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp 823-825, 1989.
- [2] T. Meyer, P.A. Nicati, P.A. Robert, D. Varelas, H.G. Limberger, and R. Salathé, "Birefringence writing and erasing in ultra-low-birefringence fibers by polarized UV side-exposure: origin and applications," *Proc. OFS-11*, pp.368-371, Sapporo, Japan, 1996.
- [3] W.W. Morey, G. Meltz, and H. Green, "Bragg-gratings temperature and strain sensors," *Springer Proc. in Physics*, vol. 44, pp.526-531, 1989.
- [4] J.L. Arce, J.M. López-Higuera, and M.A. Muriel, "A new tuneable optical filter based on the Faraday effect on a Bragg grating," *IEEE LEOS'96*, vol. 2, pp. 307-308, Boston, November 1996.
- [5] J. Sakai, and T. Kimura, "Polarization behaviour in multiple perturbed single-mode fibers," *IEEE J. of Quant. Elect.*, vol. 18, pp. 59-65, 1982.
- [6] A. Yariv, and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals. Propagation and Control of the Radiation Laser*, New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [7] R. Ulrich, and A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *App. Opt.*, vol. 18, pp. 2241-2251, 1979.
- [8] A.D. Kersey, T.A. Berkoff, and W.W. Morey, "High-resolution fibre-grating based strain sensor with interferometric wavelength-shift detection", *Elec. Lett.*, vol. 28, pp. 236-238, 1992.