Ecuación de Schrödinger para una fibra óptica quiral

M. Zamorano L., H. Torres S., and C. Villarroel G.
Departamento de Electrónica, Facultad de Ingeniería, Universidad de Tarapacá
Casilla 6-D, Av. 18 de Septiembre 2222, Arica-Chile
e-mail: zamorano@belen.electa.uta.cl

Recibido el 12 de febrero de 1999; aceptado el 27 de septiembre de 1999

Este artículo presenta la resolución de las ecuaciones de Maxwell en una fibra óptica monomodo quiral dispersiva y no lineal. La quiralidad está caracterizada a través del formalismo planteado por Born-Fedorov. La no linealidad es de tipo Kerr y la dispersión del medio se tomó en cuenta, explícitamente, a través de la expansión en serie de Taylor. Este trabajo nos permite analizar el efecto de la quiralidad sobre la ecuación de propagación de los pulsos ópticos. Los resultados muestran modificaciones en los términos asociados a las pérdidas de la fibra y sobre el coeficiente no lineal e indica claramente que, en el caso de propagación solitónica, se debe operar la fibra quiral en la región de dispersión normal en vez de la región de dispersión anómala.

Descriptores: Ecuación de Schrödinger; quiralidad; fibra óptica

This paper presents the solution of Maxwell's equations in a dispersive and nonlinear chiral singlemode optical fiber. The chirality is characterized through the Born-Fedorov formalism. The Kerr type nonlinearity is used and the medium dispersion is accounted for explicitly through a Taylor series expansion. This work allows us to analize the effect of chirality over the propagation equation of optical pulses. The results show modifications of the attenuation and nonlinear coefficients and indicate that in the regime of propagation of solitons, the chiral optical fiber must work in the normal dispersion regime instead of the anomalous dispersion regime.

Keywords: Schrödinger equation; chirality; optical fiber

PACS: 78.20.-e; 42.81.-i; 42.81.dp

1. Introducción

La quiralidad fue primeramente observada como actividad óptica y corresponde a la rotación del plano de polarización en un material isótropo lineal. Estudios fenomenológicos establecen que la rotación del plano de polarización se puede predecir por las ecuaciones de Maxwell, agregando a la polarización $\vec{P}$ un término adicional, proporcional a $\nabla \times \vec{E}$. Así las ecuaciones constitutivas, según Born [1], para el medio material son

$$\vec{D} = \epsilon(\vec{E} + \eta\nabla \times \vec{E}), \tag{1}$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H}, \tag{2}$$

donde η es el parámetro quiral. Los materiales definidos por las Ecs. (1) y (2) son no recíprocos. Por otra parte, se ha demostrado que estas ecuaciones no satisfacen las condiciones de borde y resultan en amplitudes inaceptables alrededor de ángulos críticos de incidencia. Las ecuaciones de Drude-Born-Fedorov superan el problema anterior y están dadas por [1–3]

$$\vec{D} = \epsilon(\vec{E} + \zeta\nabla \times \vec{E}), \tag{3}$$

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} + \zeta\nabla \times \vec{H}), \tag{4}$$

ecuaciones que son simétricas bajo transformaciones de dualidad y reversibilidad temporal. El seudo escalar ζ representa la medida de la quiralidad y tiene unidades de longitud. La validez de las Ecs. (3) y (4) ha sido demostrada en estudios sobre moléculas ópticamente activas [4] y en la propagación de luz en cristales ópticamente activos [1]. También debe considerarse el carácter no local de las Ecs. (3) y (4), ya que la polarización $\vec{P}$ (la magnetización $\vec{M}$) depende no sólo de $\vec{E}$ (de $\vec{H}$) sino también del rotacional de $\vec{E}$ (del rotacional de $\vec{H}$).

Aunque desde un punto de vista electromagnético un material quiral homogéneo puede ser descrito por diferentes ecuaciones específicas [5–7], en este trabajo utilizaremos las ecuaciones de Drude-Born-Fedorov por ser las más adecuadas para las aplicaciones de nuestro interés.

2. Ecuación básica de propagación

Usando las Ecs. (3) y (4), obtendremos en esta sección la ecuación no lineal de Schrödinger para una fibra óptica quiral.

$$\vec{D} = \epsilon_n\vec{E} + \epsilon\zeta(\nabla \times \vec{E}), \tag{5}$$

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\zeta(\nabla \times \vec{H}), \tag{6}$$

donde ϵ_n es la permitividad y ζ es el coeficiente quiral. Las correspondientes ecuaciones de Maxwell son

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial(\epsilon_n\vec{E})}{\partial t} + \sigma\vec{E} + \frac{\partial}{\partial t}\epsilon\zeta(\nabla \times \vec{E}) \\ &= \frac{\epsilon_n\partial\vec{E}}{\partial t} + \sigma\vec{E} + \epsilon\zeta\nabla \times \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\end{aligned} \tag{7}$$

$$
\begin{aligned}
\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
&= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu_0 \zeta \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t}
\end{aligned} \tag{8}
$$

Tomando el rotacional de la Ec. (8) y considerando que

$$
\begin{aligned}
&\nabla \cdot D \sim 0 = \epsilon_n \nabla \cdot \vec{E} + \epsilon \zeta \nabla \cdot \nabla \times \vec{E}; \\
&\nabla \cdot \vec{E} \cong 0 \to \nabla \epsilon_n \quad \text{pequeño;} \\
&\nabla \cdot B = 0 \Longrightarrow \nabla \cdot \vec{H} = 0,
\end{aligned}
$$

obtenemos la siguiente ecuación de onda

$$
\begin{aligned}
\nabla^2 \vec{E} + \mu_0 \epsilon \zeta^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 \vec{E} &= \mu_0 \epsilon_n \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\
&+ (\mu_0 \epsilon_n \zeta + \mu_0 \epsilon \zeta) \nabla \times \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \zeta \sigma \nabla \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.
\end{aligned} \tag{9}
$$

Vamos a continuación a suponer que el medio quiral tiene una no linealidad de tipo Kerr, caracterizada por un índice de refracción tal que la permitividad es

$$
\epsilon_n = \epsilon_o + \epsilon_2 |\vec{E}|^2 \tag{10}
$$

donde ϵ_o es la parte lineal y ϵ_2 es la parte no lineal, respectivamente, de ϵ_n. De la Ec. (10) se puede inferir, fácilmente, la expresión para el índice de refracción dado en la Ref. 8. Reemplazando ϵ_n en la Ec. (9) se obtiene

$$
\begin{aligned}
\nabla^2 \vec{E} + \mu_0 \epsilon \zeta^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 \vec{E} &= \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\
&+ \mu_0 \epsilon_2 |\vec{E}|^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + 2\mu_0 \epsilon \zeta \nabla \times \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\
&+ \mu_0 \zeta \epsilon_2 |\vec{E}|^2 \nabla \times \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \zeta \sigma \nabla \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.
\end{aligned} \tag{11}
$$

Suponiendo que $\vec{E}$ representa una onda localizada, que se propaga en la dirección z, se tiene

$$
\begin{aligned}
\vec{E}(\vec{r}, t) &= (\hat{x} + j\hat{y}) \Psi(\vec{r}, t)\, e^{-j(kz - \omega_0 t)} \\
&= \vec{\Psi} e^{-j(kz - \omega_0 t)},
\end{aligned} \tag{12}
$$

donde $\vec{\Psi}$ representa la envolvente compleja. Para resolver la Ec. (11) aplicamos la propiedad de la transformada de Fourier $(\partial^2/\partial t^2) \leftrightarrow -\omega_0^2$ y luego se determina ∇^2 y $\nabla \times$.

Después de varias manipulaciones algebraicas el resultado es el siguiente:

$$
\begin{aligned}
&(1 - \zeta^2 k_0^2)\left(-2jk_0 \frac{\partial \vec{\Psi}}{\partial z} - k_0^2 \vec{\Psi}\right) - \frac{1}{v^2}\left(2j\omega_0 \frac{\partial \vec{\Psi}}{\partial t} - \omega_0^2 \vec{\Psi}\right) = \\
&\quad 2\zeta k_0^3 \vec{\Psi} + j\omega_0 \alpha (1 - \zeta k_0) \vec{\Psi} - \beta \omega_0^2 |\vec{\Psi}|^2 (1 - \zeta k_0) \vec{\Psi},
\end{aligned} \tag{13}
$$

donde $v^2 = (1/\mu_o \epsilon)$; $\alpha = \mu_o \sigma$; $k_0 = (\omega_0/v)$; $\beta = \mu_0 \epsilon_2$. Para llegar a la Ec. (13) también se consideró la aproximación de pequeñas envolventes, dadas por

$$
\begin{aligned}
&\left|\frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial z^2}\right| \ll \left|j2k \frac{\partial \vec{\Psi}}{\partial z}\right|, \\
&\left|\frac{\partial \vec{\Psi}}{\partial t}\right| \ll |j\omega_0 \vec{\Psi}|, \\
&\left|\frac{\partial^2 |\vec{\Psi}|^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2}\right| \ll \left|j\omega_0 \frac{\partial |\vec{\Psi}|^2 \vec{\Psi}}{\partial t}\right| \ll |j\omega_0 |\vec{\Psi}|^2 \vec{\Psi}|.
\end{aligned}
$$

El fenómeno de la dispersión se incluye en forma heurística. Haciendo el cambio de variables $\phi = 2k_0 \vec{\Psi}$ y $z^* = (z/1 - \zeta^2 k_0^2)$ y ordenando términos tenemos

$$
\begin{aligned}
j\left[\frac{\partial \phi}{\partial z^*} + \frac{1}{v}\frac{\partial \phi}{\partial t}\right] &= -(1 - \zeta k_0) \frac{j\omega\alpha}{2k} \phi \\
&- \frac{\beta \omega_0^2}{(2k)^3}(1 - \zeta k_0) |\phi|^2 \phi + \zeta k_0^2 \left(1 - \frac{\zeta k_0}{2}\right)\phi.
\end{aligned} \tag{14}
$$

Como la envolvente $\Psi(z, t)$ es una función de variación lenta en z y t, la relación de dispersión $k = k(\omega)$, se puede transformar al dominio de las variaciones espaciales por medio de $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, lo que representa un pequeño desvío de frecuencia de la banda lateral respecto de ω_0, y a través de $\Delta k = k - k_0$, que representa el correspondiente número de onda.

Usando transformada de Fourier para Δk y $\Delta\omega$ y aproximando $(1/v) \simeq (\Delta k/\Delta\omega)$, y por medio de serie de Taylor obtenemos

$$
\begin{aligned}
\Delta k &= \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t} \\
&= \frac{\partial k}{\partial \omega}\frac{\partial}{\partial t} - j\frac{1}{2}\frac{\partial^2 k}{\partial \omega_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - j\frac{1}{6}\frac{\partial^3 k}{\partial \omega_0^3}\frac{\partial^3}{\partial t^3} \\
&= \frac{k_0}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}
\end{aligned}
$$

Substituyendo este operador en la Ec. (14) se obtiene

$$
\begin{aligned}
&j\left(\frac{\partial \phi}{\partial z^*} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial \phi}{\partial t}\right) + \frac{1}{2}k'' \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - j\frac{1}{6}k''' \frac{\partial^3 \phi}{\partial t^3} \\
&\quad + (1 - \zeta k_0) \frac{j\omega\alpha}{2k_0}\phi - (1 - \zeta k_0) \frac{\beta \omega_0^2}{(2k_0)^3} |\phi|^2 \phi \\
&\quad + \left(1 - \frac{\zeta k_0}{2}\right)\zeta k_0^2 \phi = 0,
\end{aligned} \tag{15}
$$

donde

$$
k' = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g}; \qquad k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}; \qquad k''' = \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3}.
$$

La Ec. (15) describe la propagación de pulsos en una fibra óptica quiral, dispersiva y no lineal. El análisis de cada término es el siguiente [8]:

El primer término representa la evolución del pulso con la distancia.

El segundo, tercero y cuarto términos representan la dispersión de la fibra óptica. $k'(= 1/v_g)$ y k'' corresponden a la dispersión cromática; k' indica que el pulso se mueve con la velocidad de grupo, mientras que la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) está representada por k'', la cual altera las fases relativas de las componentes frecuenciales del pulso produciendo su ensanchamiento temporal. k'' es nulo en la región de 1.3 μm. Para valores de λ inferiores a 1.3 μm, k'' es positivo (región de dispersión normal) y para valores superiores a 1.3 μm, k'' es negativo (región de dispersión anómala). k''' representa la pendiente de la GVD, también denominada dispersión cúbica y corresponde a una dispersión de alto orden; importante en pulsos ultra cortos y en la segunda ventana óptica donde k'' es nulo (región de 1.3 μm). La dispersión cúbica, además, es importante en fibras con dispersión desplazada a la región de 1.5 μm.

El quinto término está asociado con la atenuación de la fibra (α), en este caso siendo ponderadas esas pérdidas por la quiralidad de la fibra.

$|\phi|^2\,\phi$ representa los efectos no lineales, y se deben al efecto Kerr, el cual se caracteriza por tener un índice de refracción dependiente de la intensidad del campo aplicado. Un índice de este tipo, para el caso de fibras ópticas, significa que se tiene un desplazamiento de fase dependiente de la intensidad y como los cambios temporales de fase son también cambios temporales de frecuencia, se tiene que las no linealidades tipo Kerr pueden alterar y ensanchar el espectro de frecuencia del pulso. Este término también depende de la quiralidad de la fibra.

El último término está asociado netamente a la quiralidad de la fibra.

Con el fin de facilitar la solución de la ecuación de propagación se introduce el siguiente cambio de variables: $t' = t - (z^*/v_g)$ y $z' = z^*$, luego el sistema referencial original será $t = t' + (z^*/v_g)$ y $z^* = z'$ y tendremos que la Ec. (15) toma la forma

$$j\frac{\partial \phi}{\partial z'} + \frac{1}{2}k''\frac{\partial^2\phi}{\partial t'^2} - j\frac{1}{6}k'''\frac{\partial^3\phi}{\partial t'^3} + j\frac{\alpha\omega_0}{2k_0}(1-\zeta k_0)\,\phi - \frac{\beta\omega_0^2}{(2k_0)^3}(1-\zeta k_0)\,|\phi|^2\,\phi + \zeta k_0^2\Big(1-\frac{\zeta k_0}{2}\Big)\phi = 0. \quad (16)$$

Definiendo, finalmente, las nuevas variables

$$q = \frac{\omega_0}{2k_0}\beta^{\frac{1}{3}}\phi, \qquad \xi = \frac{\beta^{\frac{1}{3}}}{2k_0}z', \qquad \tau = \sqrt{\frac{1}{2k_0k''}}\,\beta^{\frac{1}{6}}t',$$

$$\partial\tau^2 = \frac{\beta^{\frac{1}{3}}}{2k_0k''}\partial t'^2, \qquad \partial\tau^3 = \frac{\beta^{\frac{1}{2}}}{(2k_0k'')^{3/2}}\partial t'^3,$$

y trabajando algebraicamente obtenemos

$$j\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - j\frac{1}{6}\frac{2k_0k'''}{\beta^{1/3}}\frac{\beta^{1/2}}{(2k_0k'')^{3/2}}\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3} + j\frac{\alpha\omega_0}{\beta^{1/3}}(1-\zeta k_0)\,q - (1-\zeta k_0)\,|q|^2\,q + \frac{\zeta k_0^2}{\beta^{1/3}}(1+1-\zeta k_0)q = 0, \quad (17)$$

la cual, a través de las siguientes definiciones

$$\gamma = \frac{\beta^{\frac{1}{6}}k'''}{6k''}\frac{1}{\sqrt{2k_0k''}}, \qquad C = 1-\zeta k_0, \qquad \Gamma = \frac{\omega\alpha}{\beta^{1/3}},$$

y haciendo los remplazos correspondientes, se transforma en

$$j\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - j\gamma\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3} + j\Gamma C q - C\,|q|^2\,q + \frac{k_0}{\beta^{1/3}}(1-C^2)q = 0 \quad (18)$$

3. Análisis de resultados.

La Ec. (18) representa el modelamiento básico de la propagación de pulsos en una fibra óptica quiral, dispersiva y no lineal. Es aplicable tanto en la segunda como en la tercera ventana óptica, ya que están incluídas las dispersiones cúbica y cuadrática respectivamente. Dada la extensión de su aplicabilidad y para un mejor análisis de la ecuación propuesta, analizaremos los diferentes regímenes de funcionamiento que es posible obtener [8].

3.1. Fibra óptica no quiral

Para fijar una referencia precisa analizaremos primeramente el caso, ya conocido, de una fibra sin quiralidad ($C = 1$). En este caso la Ec. (18) se transforma en

$$j\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - |q|^2\,q = -j\Gamma q + j\gamma\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3}, \quad (19)$$

la cual corresponde a la ecuación generalizada no lineal de Schrödinger. El análisis de cada término es el siguiente: $\frac{1}{2}(\partial^2 q/\partial\tau^2)$ representa la dispersión de segundo orden, asociada a la dispersión de la velocidad de grupo (GVD). $|q|^2 q$ representa los efectos no lineales, y se deben al efecto Kerr. $j\Gamma q$ representa las pérdidas a través de la fibra óptica, y $j\gamma(\partial^3 q/\partial\tau^3)$ es la dispersión de tercer orden.

Se observa en la Ec. (19) que si las pérdidas pueden compensar la dispersión de tercer orden, el segundo miembro de la ecuación se anula, lo que permite obtener la siguiente expresión:

$$j\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - |q|^2\,q = 0. \quad (20)$$

Esta ecuación es válida en la tercera ventana óptica, donde una fibra óptica convencional tiene mínimas pérdidas y donde la dispersión de tercer orden es muy pequeña. La Ec. (20) muestra que, a través de una adecuada combinación entre formato del pulso, su intensidad máxima y su anchura, las no linealidades tipo Kerr, $|q|^2\,q$, (ensanchamiento espectral), pueden compensar exactamente la dispersión de la velocidad de grupo, $\frac{1}{2}(\partial^2 q/\partial\tau^2)$, (ensanchamiento temporal), lo cual significa que el pulso se propagará por la fibra sin ningún cambio (distorsión). Estos pulsos son conocidos como ondas solitarias o solitones.

3.2. Fibra óptica quiral

La fibra óptica quiral, caracterizada por la Ec. (18),

$$j\frac{\partial q}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial\tau^2} - j\gamma\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3} + j\Gamma C q - C|q|^2 q + \frac{k_0}{\beta^{1/3}}(1 - C^2)q = 0,$$

es una extensión de la ecuación generalizada de Schrödinger para una fibra convencional, Ec. (19), donde se ha incluído el efecto de la quiralidad a través del coeficiente $C = 1 - \zeta k_0$, siendo ζ el parámetro quiral.

Un primer análisis nos permite obtener un valor simple del factor quiral. Si anulamos el último término de esta ecuación se tiene que C es igual a ± 1.

3.3. Fibra quiral con $C = +1$

Se puede observar que al reemplazar el factor $C = +1$ en la Ec. (18) se obtiene la ecuación de Schrödinger para una fibra convencional y sin quiralidad y por lo tanto en este caso son aplicables las conclusiones del punto anterior.

3.4. Fibra quiral con $C = -1$

Para $C = -1$, la Ec. (18) se transforma en

$$j\frac{\partial q}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial\tau^2} - j\gamma\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3} - j\Gamma q + |q|^2 q = 0, \qquad (21)$$

lo que produce un cambio de fase de 180 grados en los términos correspondientes a las no linealidades y a las pérdidas, respectivamente. Esto significa, por una parte, que hay un reforzamiento entre la dispersión cúbica y el término de pérdidas, al contrario de lo que sucede en fibras sin quiralidad, donde puede obtenerse una cancelación entre ambos términos. Por otra parte, para el caso específico de trabajar en 1.55 μm, el término de dispersión cúbica es insignificante y considerando también que la atenuación puede ser controlada vía amplificación fotónica (uso de amplificadores EDFA por ejemplo), la Ec. (21) se transforma en

$$j\frac{\partial q}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial\tau^2} + |q|^2 q = 0; \qquad (22)$$

ecuación equivalente a la de propagación solitónica, Ec. (20), pero con cambio de signo para el término no lineal. Esto significa que para obtener propagación solitónica en una fibra con quiralidad será necesario que la fibra óptica trabaje en la zona de dispersión normal ($\lambda < 1.3\,\mu$m), al contrario de lo que sucede en una fibra no quiral, donde el fenómeno se produce en la región de dispersión anómala ($\lambda > 1.3\,\mu$m).

3.5. Fibra óptica quiral con $C = 0$

Anulando el coeficiente quiral, lo que significa que $\zeta k_0 = 1$, la Ec. (18) se reduce para

$$j\frac{\partial q}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial\tau^2} - j\gamma\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3} + \frac{k_0}{\beta^{1/3}}q = 0; \qquad (23)$$

ecuación que, a través de la transformación unitaria $q^* = qe^{-(jk_0/\beta^{1/3})}$, se convierte en

$$j\frac{\partial q^*}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q^*}{\partial\tau^2} - j\gamma\frac{\partial^3 q^*}{\partial\tau^3} = 0. \qquad (24)$$

La Ec. (24) es el resultado más importante de nuestro análisis, ya que muestra que un canal óptico conformado por fibra quiral dispersiva, no lineal y con pérdidas, puede transformarse en un canal sólo dispersivo, anulándose, por lo tanto, las pérdidas y las no linealidades, gracias al efecto de la quiralidad.

4. Conclusiones

En este trabajo hemos obtenido la ecuación no lineal de Schrödinger para una fibra óptica cuyo núcleo es quiral, dispersivo y tiene comportamiento no lineal. El efecto de la quiralidad se manifiesta sobre los términos asociados a las pérdidas de la fibra y sobre el coeficiente no lineal. Los fenómenos que producen los efectos dispersivos y no lineales en una fibra óptica no quiral, (que producen la propagación solitónica por ejemplo), se ven afectadas en caso de usar fibra quiral, ya que para producir el mismo fenómeno será necesario trabajar la fibra en régimen de dispersión normal. El resultado más importante de nuestro trabajo lo constituye la posibilidad de utilizar la quiralidad de la fibra para anular las pérdidas y las no linealidades de la fibra óptica, lo que permitiría modificar radicalmente su comportamiento como canal de comunicaciones. En la continuación de nuestro trabajo esperamos realizar un análisis más profundo del efecto de la quiralidad en fibras ópticas considerando la propagación de pulsos gaussianos. También deberá llevarse a cabo el cálculo numérico de las ecuaciones obtenidas, para analizar el comportamiento de la fibra óptica quiral como canal de comunicaciones, considerando regímenes de funcionamiento de dispersión normal, dispersión anómala y dispersión desplazada.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado, parcialmente por los Proyectos de Investigación Nos. 8721-98, 8722-99 y 8723-99 de la Universidad de Tarapacá.

1. A. Lakhtakia, V.K. Varadan, and V.V. Varadan, "Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media" *Lecture Notes in Physics* **335** (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
2. H. Torres Silva, P.H. Sakanaka, N. Reggiani, and C. Villarroel, *Pramana Journal of Physics* **48** (1997) 1.
3. F. Guerin, *Advances in Complex Electromagnetic Materials*, **38** (Kruwer Academic Publishers, Netherlands, 1997) p. 850.
4. H. Torres Silva, *Advancesin Complex Electromagnetic Materials*, **38** (Kruwer Academic Publishers, Netherlands, 1997) p. 249.
5. H. Torres Silva, P.H. Sakanaka, and N. Reggiani, *Journal of Physics Society of Japan* (1998) 850.
6. H. Torres Silva, *Rev. Mex. Fís.* **44 S3** (1998) s131.
7. H. Torres Silva, P.H. Sakanaka, and N. Reggiani, *Rev. Mex. Fís.* **42** (1996) 989.
8. G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, (Academic, New York, 1995).