

REDES DE BRAGG: FABRICACIÓN, CARACTERIZACIÓN Y APLICACIONES

Autor: RODRIGO ACUÑA HERRERA

Director: Pedro I. Torres Trujillo
Co-Director: Javier Morales Aramburo

Escuela de Física
Facultad de Ciencias
Universidad Nacional de Colombia

Medellín, Marzo de 2004



**A mi madre por tantos sacrificios y mi hijo
por haberle dado una nueva luz a mi vida.**

T
1964
2004

AGRADECIMIENTOS

El autor expresa sus agradecimientos a:

- La Dirección de Investigaciones Medellín – DIME, por su apoyo económico en la realización de la Tesis; enmarcado dentro del proyecto de investigación **“MÓDULO DE SENSORIAMIENTO BASADO EN REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS”**, con código 030802660.
- El Laboratorio de Transductores de la Pontificia Universidad Católica de Río de Janeiro – Brasil, por haber facilitado sus instalaciones.
- Todas aquellas personas que en una u otra forma colaboraron en la realización del presenta trabajo.

416511

TABLA DE CONTENIDO

	Pág.
LISTA DE FIGURAS.....	iv
RESUMEN.....	vii
1. INTRODUCCIÓN.....	1
2. FABRICACIÓN, ANÁLISIS Y CARACTERIZACIÓN DE REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS.....	5
2.1 INTRODUCCIÓN.....	5
2.2 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE UNA FBG.....	5
2.3 TEORIA DE MODOS ACOPLADOS.....	9
2.4 SIMULACIÓN DE LA RESPUESTA ESPECTRAL DE REDES DE BRAGG	15
2.5 FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN REDES DE BRAGG.....	19
2.5.1 Hidrogenación.....	19
2.5.2 Llama de Hidrógeno.....	20
2.5.3 Codopado con Boro.....	21
2.5.4 Técnica de Mascara de Fase para Fabricación de FBG.....	21
2.5.5 Estimación de Parámetros Asociados a una FBG.....	27
3. APLICACIONES DE REDES DE BRAGG CON TÉCNICA ESPECTRAL.....	29
3.1 INTRODUCCIÓN.....	29
3.2 PUNTA DE PRUEBA PARA MEDIR TEMPERATURA.....	30
3.2.1 Concepto e implementación.....	30
3.2.2 Resultados y discusión.....	31
3.3 SENSOR DE PRESIÓN POR EFECTO DE BIRREFRINGENCIA EN UNA FBG.....	32
3.3.1 Concepto.....	33
3.3.2 Implementación Experimental.....	38
3.3.3 Resultados y Discusión.....	39
3.4 SENSOR DE CAMPO MAGNÉTICO.....	40

3.4.1	Concepto.....	41
3.4.2	Implementación Experimental.....	42
3.4.3	Discusión de Resultados.....	45
4.	MÓDULO SENSOR BASADO EN REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS.....	46
4.1	INTRODUCCIÓN.....	46
4.2	MODELO TEÓRICO.....	48
4.3	RESULTADOS EXPERIMENTALES.....	51
4.3.1	Sensor de Temperatura.....	52
4.3.2	Sensor de Deformación.....	55
5.	CONCLUSIONES.....	59
5.1	RECOMENDACIONES.....	60
5.2	TRABAJOS FUTUROS.....	61
	ANEXO A.....	64
	BIBLIOGRAFÍA.....	68

LISTA DE FIGURAS

Figura	Pág.
2.1. Algunas Variaciones Típicas en el Índice de Refracción del Núcleo de la fibra.....	7
2.2 Difracción de la luz en una rejilla.....	8
2.3 Acoplamiento de dos modos en una red de Bragg en fibra óptica.....	8
2.4 Respuesta espectral de una red uniforme con 100% de reflectividad..	15
2.5 Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg con perfil uniforme, con $\lambda_B = 1550\text{nm}$, máxima modulación de índice 1.2×10^{-3} , $m = 100$, $L = 2\text{mm}$ y chirp = 0.....	18
2.6 Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg con gaussiano, con $\lambda_B = 1550\text{nm}$, máxima modulación de índice 2×10^{-3} , $m = 100$, $L = 1\text{mm}$ y chirp = 0.....	19
2.7 Defecto de deficiencia de oxígeno.....	20
2.8 Difracción de un Rayo UV Incidente en una Mascara de Fase.....	22
2.9 Incidencia Normal del UV a la mascara de fase.....	23
2.10 Sistema de fabricación de redes de Bragg con mascara de fase.....	24
2.11 Curva de calibración para grabar λ_B deseada.....	25
2.12 Simetría de los rayos de interferencia.....	26
2.13 Espectros de redes de Bragg fabricadas, con 100% de reflectividad, obtenidos por medio de un OSA.....	27
2.14 Resultados de simulación de un espectro de reflexión de una FBG....	28
3.1 Montaje experimental de la punta sensora de temperatura basada en FBG.....	31

3.2	a. Espectros de reflectividad de 3 diferentes redes b. Curvas de calibración.....	32
3.3	Birrefringencia y efectos de polarización en una FBG.....	34
3.4	(a). Vista esquemática de una FBG sujeta a una fuerza transversal (b). Vista transversal.....	37
3.5	Caso plane strain.....	37
3.6	Espectro de reflexión de una FBG perturbada.....	38
3.7	Sensor de presión basado en la birrefringencia de la red de Bragg.....	39
3.8	Montaje real implementado en el laboratorio de una FBG como sensor de presión.....	39
3.9	Variación de la longitud de onda de Bragg vs presión aplicada.....	40
3.10	Configuración del montaje experimental realizado para medir campo magnético con redes de Bragg.....	42
3.11	Característica imán.....	43
3.12	Respuesta FBG1 como sensor de campo magnético.....	44
3.13	Respuesta FBG2 como sensor de campo magnético.....	44
4.1	Diagramas de básicas funciones de filtrado para procesamiento en señales devueltas por FBGs.....	47
4.2	Montaje experimental de la técnica de filtro fijo.....	49
4.3	Ajuste de respuestas espectrales de dos FBG y la convolución entre ellas.....	50
4.4	Corrimiento espectro de reflexión de la FBG filtro.....	52
4.5	Montaje real del sensor de temperatura utilizando el método de filtro-fijo.....	53
4.6	Curva de calibración para el sensor de temperatura.....	54
4.7	Curva de histéresis para el sensor de temperatura.....	54

4.8	Curvas de estabilidad para el sensor de temperatura.....	55
4.9	Montaje real del sensor de deformación utilizando el método de filtro-fijo.....	56
4.10	Curva de calibración para el sensor de deformación. Normalizada a 94mm.....	56
4.11	Curva de histéresis para el sensor de deformación.....	57
4.12	Curvas de estabilidad para el sensor de deformación.....	57
5.1	Montaje filtro fijo para compensación de fluctuaciones de potencia óptica	60
5.2	Técnica de doble filtro.....	61
5.3	Sistema de FBG multiplexadas basado en la medición del espectro Completo.....	62
5.4	Sistema de FBG multiplexadas basado en filtros fijos.....	63

RESUMEN

En este trabajo se presenta, por una parte, los procedimientos realizados para fabricar y caracterizar redes de Bragg en fibras ópticas y, por otra parte, el concepto e implementación de diferentes aplicaciones de las redes de Bragg como elemento sensor utilizando dos esquemas. En el primero se mide la respuesta espectral completa de la red, y para disminuir la incertidumbre, se realizó un pos-procesamiento de los datos para establecer la longitud de onda de pico del espectro de reflexión. Con esta metodología se desarrolló una punta de prueba de temperatura, un sensor de presión y un sensor de campo magnético. Con el segundo esquema, denominado de filtro fijo, se desarrolló un módulo sensor en donde se utiliza una segunda red de Bragg como filtro pasa banda para localizar la señal de la red sensora. Se presenta el procedimiento de calibración del módulo para sensor temperatura y deformación mecánica.

1. INTRODUCCIÓN

En la actualidad, los sistemas modernos de transmisión óptica aprovechan la tecnología de las fibras de vidrio como guías de ondas para la propagación de la luz, tecnología que está basada en el principio básico de la reflexión total interna. Aunque este principio ya era conocido desde el siglo XIX, el campo de la fibra óptica solo surgió en 1950 cuando comenzó el uso de la capa de revestimiento, conduciendo a un considerable avance en las características de las fibras. Esas fibras iniciales tenían pérdidas altísimas (~ 1000 dB/km) con relación al patrón actual. Con todo, la situación cambia drásticamente en 1970 cuando la pérdida en las fibras de silicio fue reducida a cerca de 20 dB/km [1]. Con el progreso en la tecnología de fabricación, desde los años 80's las pérdidas están en torno de 0.2 dB/km para longitudes de onda próximas a $1.55 \mu\text{m}$, siendo apenas limitada por la dispersión Rayleigh [2].

La disponibilidad de fibras de baja pérdida llevo no solo a una revolución en el campo de las comunicaciones por fibra óptica, sino que también al advenimiento de nuevos campos de aplicación y al desarrollo de dispositivos a fibra. Una contribución importante se dio en 1978 cuando la primera red de Bragg fue grabada en el núcleo de una fibra óptica por Hill y colaboradores [3]. El descubrimiento fue hecho a través de la observación de la súbita disminución de la intensidad transmitida de la luz de un láser de Ar^+ ($\lambda=488$ nm) acoplada a una fibra mono-modo dopada con Germanio. Después de eliminar todas las posibles causas, fue descubierto que la transmisión estaba disminuyendo porque alguna cosa en la fibra refleja la luz que entra. La fuente de la reflexión fue identificada como una rejilla, o red, de Bragg de ancho de banda estrecho con periodo del patrón de la onda estacionaria que se genera por la reflexión de Fresnel en el extremo opuesto de acoplamiento de la fibra. Una investigación posterior estableció que cuando se usa el láser de Ar^+ , la modulación del índice de

refracción crece con el cuadrado de la intensidad de la luz, indicando que es un fenómeno de dos fotones [4]. Este cambio permanente del índice de refracción con luz de longitud de onda característica, referida como *fotosensitividad*, fue asociada con la banda de absorción a 242 nm de la deficiencia de oxígeno en Silicio dopado con Germanio.

El siguiente paso lógico era usar luz ultravioleta (UV) para modificar el índice de refracción del núcleo de la fibra por el hecho de que el proceso de un fotón era esperado que fuese más eficiente. En este caso, la fibra puede ser irradiada externa y lateralmente a la fibra dado que el revestimiento, libre de Germanio, es transparente a la radiación UV; por consiguiente redes de Bragg puede ser grabadas en el núcleo de la fibra [5]. Esto es una ventaja dado que redes con cualquier perfil o periodo pueden ser producidas por medios interferométricos, permitiendo el acceso a la región espectral de interés en telecomunicaciones que se sitúa en el infrarrojo cercano (longitudes de onda entre 1.3 a 1.6 μm , aproximadamente).

Una red de Bragg en fibra óptica (FBG = *Fiber Bragg Grating*) es, entonces, una modulación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra que actúa como un espejo selector para una determinada longitud de onda que satisface la condición de Bragg, tal como se mostrará más adelante. El periodo de modulación de la rejilla, el tamaño y la estructura de modulación del índice determinan su respuesta espectral, es decir, su reflectividad, ancho de banda y longitud de onda central, llamada de longitud de onda de Bragg, λ_B . Estas características hacen que la rejilla actúe como un filtro pasa-banda óptico. Por su ancho de banda estrecho (<1.5 nm) una red de Bragg es útil en dos importantes áreas de aplicación: comunicaciones y sensores ópticos a fibra. Aplicaciones de las redes de Bragg que son de interés en comunicaciones ópticas, sea como componente auxiliar o como un elemento que desempeña funciones críticas, se pueden resumir en: 1) como "espejo de fibra óptica", para estabilizar la longitud de onda de láseres semiconductores [6], para reflejar la luz de bombeo en

amplificadores ópticos[7], para amplificadores Raman [8]; 2) como filtro pasa-banda, para aislar transmisiones bidireccionales en sistemas WDM [9], para demultiplexar señales WDM [10], para ecualizar el perfil de ganancia de amplificadores ópticos [11]; 3) para compensar el efecto de la dispersión en fibras ópticas [12], para generar solitones ópticos en fibras [13].

Mientras que la estabilidad de la longitud de onda es fundamental en muchas aplicaciones, el efecto del medio ambiente local en la red de Bragg puede ser usado para sensar cantidades física, midiendo el desplazamiento espectral de la longitud de onda de Bragg, eliminándose los problemas de amplitud o de variaciones de intensidad que afecta a muchos otros tipos de sensores a fibra óptica. Por su banda de reflexión estrecha, varias redes de Bragg pueden ser grabadas en una misma fibra sin que perturbe el desempeño de la otra, lo que permite el desarrollo de sensores ópticos distribuidos. La aplicación más difundida utilizando redes de Bragg es en la medición de temperatura y/o deformación mecánica. La longitud de onda de Bragg depende del índice de refracción efectivo (n_{eff}) y la periodicidad (Λ) de la red, los cuales pueden ser afectados externamente por alteraciones mecánicas y térmicas del medio que rodea la red; por lo tanto es posible cuantificar estas alteraciones con el simple hecho de medir los cambios en λ_B debido a las variaciones en n_{eff} ó Λ ó en ambas.

Existen varias técnicas para medir cambios en la longitud de onda de Bragg, las cuales podrían ser comparadas en exactitud, estabilidad, proceso de calibración, respuesta temporal y costos. Las técnicas pueden ser divididas en dos grupos: unas en la cual se obtiene el espectro de reflexión completo de la red y otras donde la potencia de la luz reflejada por la red es medida a través de un filtro, indicando los cambios en λ_B (técnica llamada de filtro fijo). En el primer caso, donde se utilizan elementos costosos como analizadores de espectros ópticos (OSA), filtros Fabry-Perot y láseres sintonizables, una unidad de proceso opto-electrónico hace la lectura de una o más FBG. La desventaja de este tipo de técnica es que es fundamentalmente una técnica estática, aunque en algunos

casos especiales se puede llegar a medir cambios del valor de λ_B de hasta unas pocas decenas de Hertz [14]. Por otro lado, la técnica de filtro fijo tiende a ser rápida, con respuestas de la orden de varios kilohertz, y que combinada con las técnicas de multiplexación por división de longitud de onda (WDM) y por división en el dominio del tiempo (TDM) podría, en principio, permitir considerar sistemas con cientos de sensores en una misma fibra [15].

Cabe destacar que las redes de Bragg en fibras ópticas han sido utilizadas en muchos campos como son: Medicina, para registro del comportamiento pulmonar[16] y temperatura[17]; Física[18], en medición de índices de refracción, curvaturas, presión, campos eléctrico y magnético; química[18], en concentración de soluciones, pH y discriminación de especies químicas; ingeniería Civil y Mecánica[18, 19, 20], en dilatación térmica, medición de esfuerzos mecánicos, análisis de vibraciones en puentes y aplicaciones en aeronáutica.

El objetivo de la presente Tesis de Maestría es el análisis teórico y experimental de aplicaciones de redes de Bragg como elemento sensor. Para ello, en el capítulo 2 se describe el principio de funcionamiento de una red de Bragg, así como también el formalismo teórico para obtener información cuantitativa de su respuesta espectral en términos de sus parámetros físicos; aplicando la herramienta teórica se presentan algunas respuestas espectrales de redes típicas y características mas representativas. En este mismo capítulo también se ilustra el procedimiento de fabricación y de caracterización espectral utilizados en este trabajo. En el capítulo 3, se muestra el desarrollo teórico y la aplicación de las redes como sensor de temperatura, presión y campo magnético utilizando la técnica espectral. En el capítulo 4, se utiliza la técnica de filtro para el diseño de un módulo sensor basado en redes de Bragg de fibra ópticas, el cual se aplica para medir temperatura y deformación mecánica. Finalmente, en el capítulo 5 se hace un resumen de resultados obtenidos en esta tesis y se presentan algunas sugerencias para trabajos futuros.

2. FABRICACIÓN, ANÁLISIS Y CARACTERIZACIÓN DE REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS

2.1 INTRODUCCIÓN

Una de las técnicas más utilizados en la fabricación de redes de Bragg en fibras ópticas, es la técnica de la máscara de fase; que fue la utilizada para la fabricación de las redes empleadas en este trabajo. La técnica consiste básicamente en una máscara de fase grabada holográficamente, donde predominan los ordenes de difracción $m = \pm 1$, los cuales se hacen interferir por medio de espejos para producir un patrón de interferencia de luz ultra-violeta (UV) que previamente incidió sobre la máscara. En este capítulo se describirá la fabricación, el principio funcionamiento, la caracterización, y el análisis de las redes de Bragg en fibras ópticas (FBG).

2.2 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE UNA FBG

Como se ha mencionado con anterioridad, la red de fase ó red de Bragg en fibra óptica es producida por exposición de esta a una variación espacial del patrón de intensidad de rayos ultravioleta. Asumiremos por simplicidad; que como resultado se da una perturbación del índice de refracción efectivo (n_{eff}) visto por el modo guiado de interés dentro de la fibra, el cual esta descrito por [21]:

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}(z)} \left\{ 1 + v \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\}, \quad (2.1)$$

donde:

$\overline{\delta n_{eff}}(z)$: Variación promedio espacial del índice

v : Visibilidad de las franjas de interferencia de los dos rayos UV

Λ : Periodo nominal del patrón de interferencia

$\phi(z)$: Describe el chirp de la red, o sea la variación del periodo de la red.

Si el perfil del índice de refracción de la fibra óptica es de índice de paso, podemos aproximar la expresión anterior a,

$$\delta n_{eff} \approx \Gamma \delta n_{co}, \quad (2.2)$$

donde, δn_{co} es la variación promedio del índice de refracción del núcleo y Γ es el factor de confinamiento que es característico de cada modo de propagación LP_{lm} que esta dado por:

$$\Gamma = \frac{b^2}{V^2} \left[1 - \frac{J_{l+1}^2(V\sqrt{1-b})}{J_{l+1}^2(V\sqrt{1-b})J_{l-1}^2(V\sqrt{1-b})} \right], \quad (2.3)$$

con V y b conocidos. Donde, $b = \frac{n_{eff}^2 - n_{cl}^2}{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$, $V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$ que es llamada

frecuencia normalizada, a es el radio del núcleo de la fibra, λ longitud de onda de la fuente de luz que atraviesa la fibra, y n_{cl} índice de refracción del revestimiento de la fibra.

Las propiedades ópticas de la red de Bragg son esencialmente determinada por la variación en el cambio de índice inducido δn_{eff} a lo largo de la fibra, en la figura 2.1 se presentan algunas variaciones típicas.

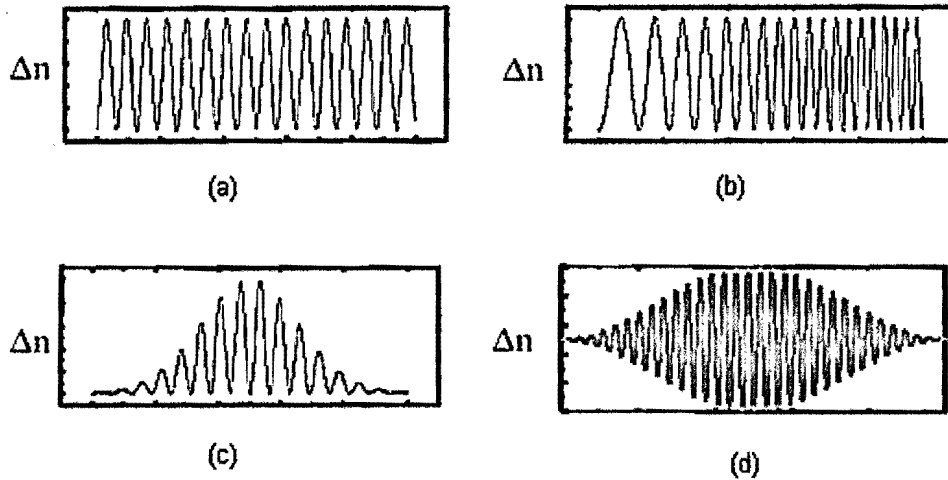


Figura 2.1. Algunas Variaciones Típicas en el Índice de Refracción del Núcleo de la fibra. a. Uniforme b. Tipo chirp (periodo variable) c. Gaussiana d. Apodizada

A continuación se describirá de una manera cuantitativa el principio de funcionamiento de una FBG.

Se ha dicho repetidas veces que una FBG es simplemente una rejilla de difracción; luego el efecto de la luz que incide con un ángulo θ_1 sobre esta puede describirse según la figura 2.2 por la ecuación [22],

$$n \sin \theta_2 = n \sin \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (2.4)$$

donde θ_2 es el ángulo difractado de la onda y el entero m determina el orden de difracción. θ_2 solo predice la dirección en que se presenta interferencia constructiva, sin embargo con esta dirección se es capaz de determinar la longitud de onda con la cual la red en la fibra más eficientemente acopla dos modos.

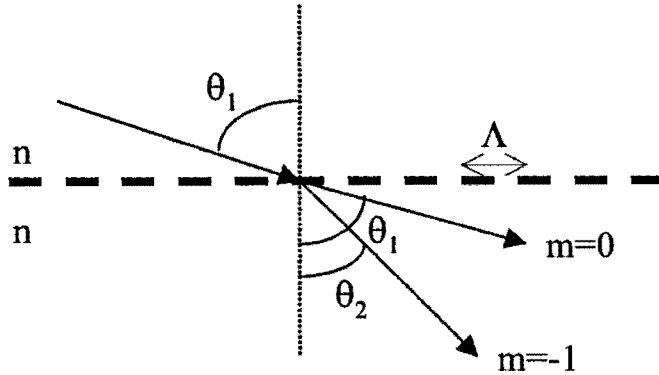


Figura 2.2 Difracción de la luz en una rejilla.

Las redes en las fibras pueden ser clasificadas en dos tipos; *redes de Bragg* (también llamadas redes de reflexión o de periodo corto) en el cual los acoplamientos de modos ocurre cuando estos viajan en direcciones opuestas; y *redes de transmisión* (también llamadas redes de periodo largo), en el cual el acoplamiento ocurre entre modos propagándose en la misma dirección. En la figura 2.3 se muestra el comportamiento de dos modos acoplados en una red de Bragg en una fibra óptica, que será el tipo de red utilizado en este trabajo.

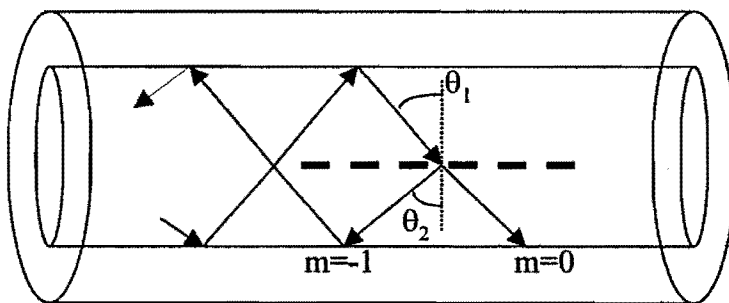


Figura 2.3 Acoplamiento de dos modos en una red de Bragg en fibra óptica.

En la figura 2.3 $\theta_2 = -\theta_1$; la constante de propagación β es simplemente, $\beta = (2\pi/\lambda)n_{eff}$, $n_{eff} = n_{co}\text{sen}\theta$, por lo tanto podemos describir (2.4) en la forma:

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (2.5)$$

Para el primer orden de difracción, el cual usualmente domina en una red en fibra óptica, $m = -1$. β_1 describe los modos de propagación hacia la red, β_2 describe los modos de propagación devueltos por la red; esto es, $\beta_2 < 0$. De (2.5) y las consideraciones anteriores, podemos decir que la longitud de onda de resonancia para el modo que entra a la red con índice de refracción $n_{\text{eff},1}$ y el modo que sale con índice de refracción $n_{\text{eff},2}$ es

$$\lambda = (n_{\text{eff},1} + n_{\text{eff},2})\Lambda \quad (2.6)$$

Si los dos modos son idénticos; que será el caso que se tratará en este trabajo, ya que se utilizaran fibras como modo; encontramos un resultado conocido como condición de reflexión de Bragg, esto es,

$$\lambda = 2n_{\text{eff}}\Lambda. \quad (2.7)$$

2.3 TEORIA DE MODOS ACOPLADOS

La teoría de modos acoplados es una buena herramienta para obtener información cuantitativa acerca de la eficiencia de difracción y respuesta espectral de una FBG. Se considera el hecho que las fibras ópticas son monomodo, en otras palabras, consideraremos el modo propagándose hacia la FBG y el modo contra propagándose.

Debido a que los índices de refracción del núcleo y revestimiento son muy parecidos, podemos asumir que el campo eléctrico y magnético en la fibra son transversales al eje de esta. Por último no se tendrán en cuenta efectos de

polarización, por lo tanto las ecuaciones resultantes en el desarrollo de la teoría de modos acoplados serán ecuaciones escalares [23].

Consideraremos el eje de la fibra óptica orientado a lo largo de +z y asumiremos que el campo eléctrico tiene polarización x. Una onda propagándose en +z con constante de propagación $\beta > 0$ y frecuencia angular $\omega > 0$ tiene la forma $\exp[i(\beta z - \omega t)]$.

Se tratará la red de Bragg como una perturbación en la fibra. La fibra sin perturbar tiene un perfil de índice de refracción $\bar{n}(x, y)$ y una fibra perturbada tiene una dependencia del índice con z, $n(x, y, z)$.

Podemos escribir el campo eléctrico total como una superposición de los modos propagándose y contra propagándose; así,

$$E_x(x, y, z) = b_{+1}\Psi(x, y) + b_{-1}\Psi(x, y), \quad (2.8)$$

donde los coeficientes $b_{\pm 1}$ contienen la dependencia z de los modos. Es claro que $b_{\pm 1}$ poseen la variación con la frecuencia, donde se incluye el factor $\exp[\pm i\beta z]$ con

$\beta = \frac{n_{eff}\omega}{c} = n_{eff}k_0$; la componente transversal involucrada en Ψ satisface la

siguiente ecuación escalar de la fibra sin perturbar [22]:

$$\{\nabla_t^2 + k_0^2 \bar{n}^2(x, y) - \beta^2\}\Psi = 0, \quad (2.9)$$

donde $\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ y $k_0 = \omega/c$ número de onda en el vacío; además el campo

eléctrico total E_x debe satisfacer la ecuación escalar de la fibra perturbada, así;

$$\left\{ \nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} E_x = 0 \quad (2.10)$$

Sustituyendo (2.8) en (2.10) y usando (2.9) obtenemos:

$$\frac{d^2}{dz^2} (b_{+1} + b_{-1}) \psi(x, y) + [\beta^2 + k_0^2 (n^2 - \bar{n}^2)] (b_{+1} + b_{-1}) \psi(x, y) = 0. \quad (2.11)$$

Multiplicando (2.11) por Ψ e integrando sobre todo el plano x-y se obtiene:

$$\frac{d^2 b_{+1}}{dz^2} + \frac{d^2 b_{-1}}{dz^2} + (\beta^2 + 2kn_{co} D_{11}(z)) (b_{+1} + b_{-1}) = 0, \quad (2.12)$$

donde se define el coeficiente de acoplamiento D_{11} como:

$$D_{11} = \frac{\frac{k_0}{2n_{co}} \int (n^2 - \bar{n}^2) \Psi^2 dA}{\int \Psi^2 dA}, \quad (2.13)$$

D_{11} describe el mutuo acoplamiento entre el modo propagándose y contra propagándose; este acoplamiento tiene como resultado un intercambio de energía entre los modos.

El índice de refracción $n_{co} \approx n_{eff}$ es una aproximación al índice de refracción del núcleo de la fibra. La ecuación (2.12) puede ser descompuesta en las siguientes ecuaciones [23]:

$$\frac{db_1}{dz} - i(\beta + D_{11})b_{+1} = iD_{11}b_{-1}, \quad (2.14)$$

$$\frac{db_{-1}}{dz} + i(\beta + D_{11})b_{-1} = -iD_{11}b_{+1}. \quad (2.15)$$

La separación anterior corresponde a la descomposición del campo total en el modo propagándose y contra propagándose.

Como se muestra en la ecuación (2.1) la variación del índice de refracción a lo largo de z es aproximadamente cuasi-senoidal; por lo tanto es posible escribir la siguiente ecuación:

$$n^2 - \bar{n}^2 = \Delta\varepsilon_{r,ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta(z)\right) + \Delta\varepsilon_{r,dc}(z), \quad (2.16a)$$

ó en forma aproximada,

$$n - \bar{n} = \Delta n_{ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta(z)\right) + \Delta n_{dc}(z). \quad (2.16b)$$

Donde Λ es el periodo escogido para que $\theta(z)$ cambie lentamente comparado con este; Δn_{ac} y Δn_{dc} son los cambios "ac" y "dc" en el índice respectivamente. En el resultado (2.19b) fue hecha la aproximación $n^2 - \bar{n}^2 \approx 2n_{co}(n - \bar{n})$. Las funciones $\Delta\varepsilon_{r,ac}$ y $\Delta\varepsilon_{r,dc}$ son reales y varían lentamente, las cuales satisfacen:

$$|\Delta\varepsilon_{r,ac}(z)| \ll n_{co}^2, \quad |\Delta\varepsilon_{r,dc}(z)| \ll n_{co}^2. \quad (2.17)$$

Es conveniente escribir el coeficiente D_{11} como una función cuasi-senoidal de la siguiente manera

$$D_{11}(z) = \kappa(z)e^{i\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \kappa^*(z)e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma(z) \quad (2.18)$$

donde $\kappa(z)$ es un número complejo que varía lentamente con z , $\sigma(z)$ es real, la cual varía lentamente según la variación de $\varepsilon_{r,dc}(z)$. Para simplificar (2.14) y (2.15) introducimos las nuevas amplitudes u y v definidas de la manera siguiente

$$b_{+1}(z) = u(z) \exp\left(i\frac{\pi}{\Lambda}z\right) \exp\left(i\int_0^z \sigma(z')dz'\right) \quad (2.19)$$

$$b_{-1}(z) = v(z) \exp\left(-i\frac{\pi}{\Lambda}z\right) \exp\left(-i\int_0^z \sigma(z')dz'\right). \quad (2.20)$$

Sustituyendo (2.18), (2.19) y (2.20) en (2.14) y (2.15) e ignorando los términos que oscilan rápidamente puesto que contribuyen poco al crecimiento y decaimiento de las amplitudes, obtenemos:

$$\frac{du}{dz} = +i\delta u + q(z)v, \quad (2.21)$$

$$\frac{dv}{dz} = -i\delta v + q^*(z)u, \quad (2.22)$$

donde hemos definido del detuning del número de onda $\delta = \beta - \pi / \Lambda$, y el nuevo coeficiente de acoplamiento de la red,

$$q(z) = i\kappa(z) \exp\left(-2i\int_0^z \sigma(z')dz'\right) \quad (2.23)$$

Note que los factores de fases en (2.19) y (2.20) son independientes de la constante de propagación y la frecuencia; esto indica que u y v solo difieren de $b_{\pm 1}$ en los factores de fases. Para una posición fija $z=z_0$ podemos calcular el coeficiente de reflexión, $b_{-1}(z_0)/b_{+1}(z_0)$ como $v(z_0)/u(z_0)$, donde los dos términos solo difieren de un factor de fase constante. También note que u , v y q varían lentamente con z comparados con el periodo Λ , ya que $\beta \approx \pi/\Lambda$ cuando la longitud de onda está cerca de la longitud de onda de Bragg $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda$.

Para el caso de una red de Bragg uniforme $q(z) = \text{constante}$; además el coeficiente de acoplamiento también es constante sobre toda la longitud L de la red de Bragg ($0 \leq z \leq L$) [24]; para este caso las ecuaciones (2.21) y (2.22) pueden ser resueltas de una manera analítica, cuyas soluciones para v y u involucran cuatro constantes que pueden ser calculadas introduciendo las soluciones en las ecuaciones originales y aplicando las condiciones de fronteras; como por ejemplo, $u(0; \delta) = 1$ y $v(L; \delta) = 0$. El coeficiente de reflexión estará dado por; $r(\delta) = v(0; \delta)/u(0; \delta)$; y el coeficiente de transmisión será; $t(\delta) = u(L; \delta)$. Por lo tanto tenemos;

$$r = \frac{-q^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)}. \quad (2.24)$$

Luego, la reflectividad estará por;

$$R = |r|^2 = \frac{\sinh^2(\gamma L)}{\cosh^2(\gamma L) - \frac{\delta^2}{q^2}} \quad (2.25)$$

donde $\gamma^2 = |q|^2 - \delta^2$.

En la figura 2.4 se muestra la reflectividad R de una red uniforme típica.

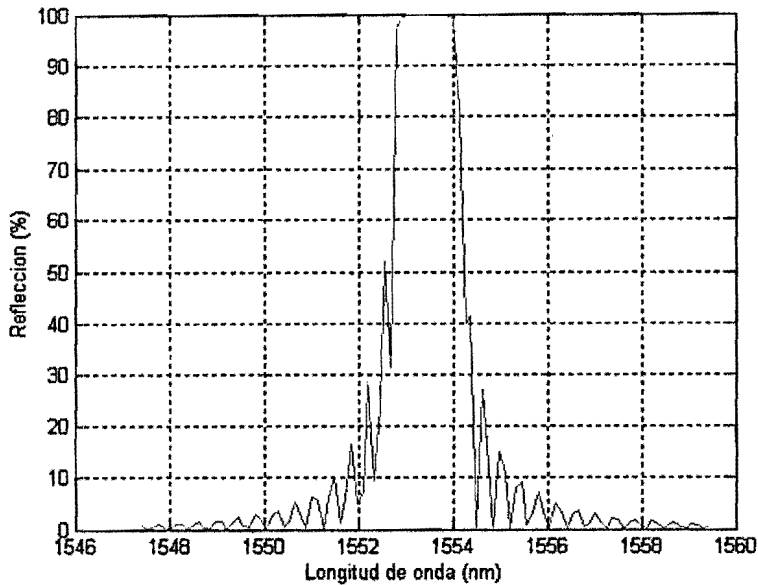


Figura 2.4 Respuesta espectral de una red uniforme con 100% de reflectividad

2.4 SIMULACIÓN DE LA RESPUESTA ESPECTRAL DE REDES DE BRAGG

Para simular la respuesta espectral de una red de Bragg, se utiliza el formalismo de la matriz de transferencia de la red [25], en la cual la red es dividida en m sub-redes, a cada sub-red corresponde una matriz de transferencia 2×2 que luego el producto de todas las m matrices 2×2 da el comportamiento de toda la red de Bragg en la fibra óptica.

Como se había mencionado $u(z, k)$ y $v(z, k)$ son la amplitud de la onda que viaja hacia la red y la que se devuelve respectivamente. La propagación a través de cada sección uniforme i esta descrita por la respectiva matriz de transferencia que puede ser derivada de las ecuaciones (2.21) y (2.22), la cual esta dada por:

$$\begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix} = T^{(i)} \cdot \begin{bmatrix} u_{i+1} \\ v_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11}^{(i)} & T_{12}^{(i)} \\ T_{21}^{(i)} & T_{22}^{(i)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{i+1} \\ v_{i+1} \end{bmatrix}, \quad (2.26)$$

donde:

$$\begin{aligned} T_{11}^{(i)} = T_{22}^{(i)*} &= \cosh(\gamma\Delta z) - i \frac{\sigma}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta z) \\ T_{12}^{(i)} = T_{21}^{(i)*} &= -i \frac{q}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta z) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Δz es la longitud de la i -ésima sección; los coeficientes γ y q son los valores en la i -ésima sección definidos en la sección 2.2. σ es en general el coeficiente de acoplamiento "dc" definido por [21]:

$$\sigma = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\theta}{dz}, \quad (2.28)$$

donde la derivada describe el chirp de la red (variación del periodo); donde para una fibra monomodo encontramos que;

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \delta n_{\text{eff}}, \quad (2.29)$$

$$q = \frac{\pi}{\lambda} v \delta n_{\text{eff}}, \quad (2.30)$$

v es la visibilidad de las franjas de interferencia que se utilizan para grabar la red de Bragg en la fibra óptica.

La ecuación (2.29) puede ser re-escrita como:

$$\phi = \Delta\beta + \frac{2\pi}{\lambda} \delta n_{\text{eff}} - \frac{1}{2} \frac{d\theta}{dz}, \quad (2.31)$$

donde, $\Delta\beta = 2\pi n_{\text{eff}} (\lambda^{-1} - \lambda_B^{-1})$.

Para un chirp lineal usaremos la siguiente expresión:

$$\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} = -\frac{2\pi n_{\text{eff}} z}{\lambda_B^2} \frac{d\lambda_B}{dz}. \quad (2.32)$$

Si todas las matrices son conocidas, podemos encontrar las amplitudes de salida de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} = T^{(1)} \cdot T^{(2)} \cdot \dots \cdot T^{(m-1)} \cdot T^{(m)} \begin{bmatrix} u_m \\ v_m \end{bmatrix}. \quad (2.33)$$

La reflectividad es conocida si utilizamos la condición $v_m = 0$, y esta dada por:

$$R = \left| a_0^- / a_0^+ \right|^2, \quad (2.34)$$

Por medio del formalismo de la matriz de transferencia es posible simular la respuesta espectral de una red de Bragg de cualquier característica, como por ejemplo la de una red con perfil uniforme y gaussiano; que se muestra en la figura

2.5 y 2.6 respectivamente, donde se supuso un tamaño de spot con que se fabricaron las redes de $w = 0.5\text{mm}$. se utilizó Matlab para dichas simulaciones.

Para el perfil uniforme se hizo $q(z) = 1$ y para el perfil gaussiano se tomo

$$q(z) = e^{-0.5[4(z-0.5)]^2}$$

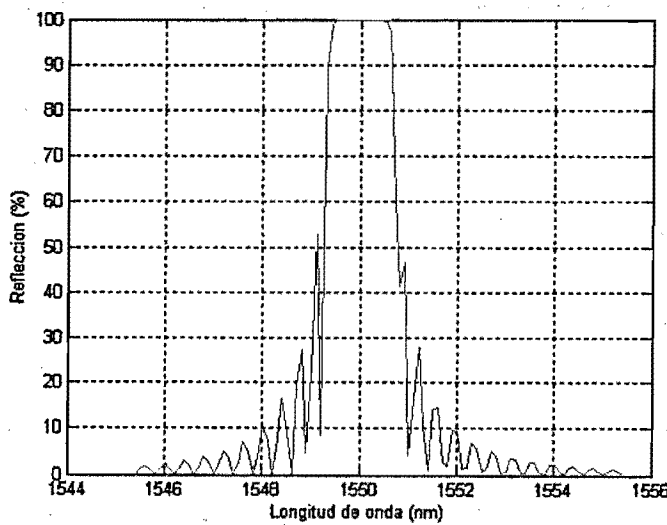


Figura 2.5 Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg con perfil uniforme, con $\lambda_B = 1550\text{nm}$, máxima modulación de índice 1.2×10^{-3} $m = 100$, $L = 2\text{mm}$ y $\text{chirp} = 0$.

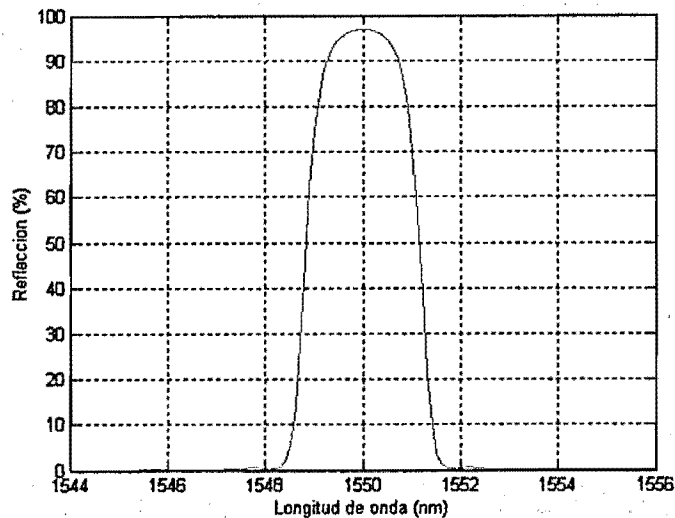


Figura 2.6 Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg con gaussiano, con $\lambda_B = 1550\text{nm}$, máxima modulación de índice 2×10^{-3} , $m = 100$, $L = 1\text{mm}$ y chirp = 0.

2.5 FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN REDES DE BRAGG

Es conocido que las fibras ópticas de silica (Si) dopadas con germanio (Ge) presentan excelente fotosensitividad; o sea fuerte absorción; esto quiere decir que se puede inducir un cambio en el índice de refracción del núcleo con la exposición de luz azul-verde como lo demostraron Hill y Co – Workers [26]; pero este efecto es más notorio cuando se expone la fibra óptica a luz ultravioleta (240nm aproximadamente). Se puede observar que si dentro de la fibra se inserta luz por medio de una fuente, existe un incremento en la atenuación y en la luz que regresa a la fuente cuando el tiempo de exposición a la luz UV de la fibra aumenta; estos resultados se obtuvieron grabando un patrón de interferencia (red de Bragg) de dos haces de UV en el núcleo de la fibra. La red de Bragg grabada actúa como reflector distribuido que acopla rayos que se propagan a través de ella y rayos contra-propagándose.

En gran parte, la fotosensitividad se debe a la deficiencia de oxígeno que ocasiona enlaces Ge – Ge o Ge – Si en el núcleo de la fibra, los cuales se rompen fácilmente con radiación UV, como se muestra en la figura 2.7.

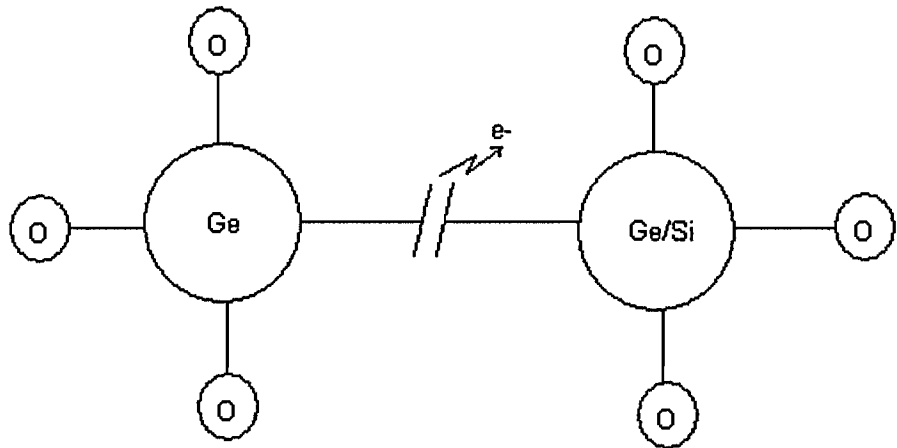


Figura 2.7. Defecto de deficiencia de oxígeno.

Inicialmente, cuando se investigaba la fotosensitividad de las fibras ópticas, estas eran fuertemente dopadas con Ge para obtener una fuerte sensibilidad al UV; recientemente otras técnicas han sido introducidas para lograr aun más el aumento de dicha sensibilidad como son: Hidrogenación, Llama de Hidrógeno y Codopado de Boro; las cuales serán explicadas a continuación.

2.5.1 Hidrogenación

Esta técnica es llevada a cabo por la difusión de moléculas de hidrógeno dentro del núcleo de la fibra a altas presiones y temperaturas, donde el hidrógeno(H) reacciona con la estructura de vidrio Si – O – Ge formando especies OH en el núcleo que hace aun más alta la deficiencia de oxígeno, el cual es la causa del cambio de la fotosensitividad. El máximo de absorción después de la hidrogenación se presenta a una longitud de onda de 240 nm.

2.5.2 Llama de Hidrógeno

La región de la fibra óptica es fotosensibilizada con una llama repetida de hidrógeno con una pequeña cantidad de oxígeno, la temperatura aproximada de la llama es de 1700 °C. Este proceso toma un tiempo aproximado de 20 minutos. A estas temperatura el hidrógeno se difunde a través del núcleo reaccionado con la estructura de vidrio Si – O – Ge y produciendo deficiencia de oxígeno. Donde en la región fotosensibilizada se presenta un máximo de absorción en 240 nm.

2.5.3 Codopado con Boro

En aquellas fibras ópticas con 15% mol de germanio y codopadas con boro se pueden obtener cambios en el índice de refracción del núcleo (Δn) de 0.003 y una reflectividad en la red grabada de 2 mm del 95%. La región donde se presenta una fuerte absorción es en el rango comprendido entre 200 y 300 nm pero el pico máximo se alcanza en 240 nm.

2.5.4 Técnica de Mascara de Fase para Fabricación de FBG

Después de tener una fibra óptica sensibilizada a la radiación UV, se procede a inscribir en esta la red de Bragg, para la cual existen varias técnicas como son; la técnica interferométrica y la técnica de la máscara de fase entre otras [27]; las cuales son las técnicas más utilizadas. En este trabajo, solo se describirá la técnica de la máscara de fase, ya que por medio de esta, se fabricaron las diferentes redes utilizadas.

La técnica de la máscara de fase es uno de los métodos más efectivos para inscribir redes de Bragg; este método emplea un elemento óptico difractivo (máscara de fase) para modular espacialmente el haz UV. La máscara de fases

pueden ser construida holograficamente o con un haz de electrones, este último ofrece la posibilidad de construir patrones mas complicados de modulación.

El perfil de la red inscrita en la mascara de fase se construye de tal manera que cuando incide el haz UV en la mascara, el orden cero de difracción tiene un porcentaje bajo de la potencia transmitida (típicamente menos del 5%). Mientras los ordenes +1 y -1 de difracción tienen un porcentaje alto de la potencia transmitida, alrededor del 35% cada haz.

El principio de operación de la mascara esta basado en la difracción del rayo UV incidente en varios ordenes, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Esto se muestra esquemáticamente en la figura 2.8. Los ordenes difractados cumplen en general la siguiente ecuación [27]:

$$\Lambda_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\left(\text{sen} \frac{\theta_m}{2} - \text{sen} \theta_i \right)}, \quad (2.35)$$

donde $\theta_{m/2}$ es el ángulo del orden difractado, λ_{uv} es la longitud de onda del haz UV, θ_i ángulo incidente y Λ_{pm} periodo de la mascara de fase.

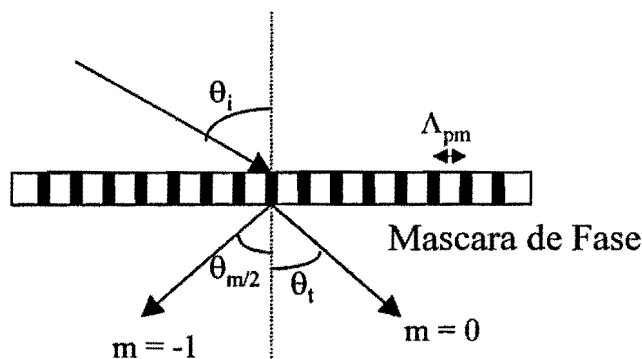


Figura 2.8 Difracción de un Rayo UV Incidente en una Mascara de Fase

Si el rayo UV incide con ángulo cero, entonces los ordenes difractados $m = 0, \pm 1$, son como se muestran en la figura 2.9. El patrón de interferencia de los ordenes $+1$ y -1 el cual se forma en las cercanías de la mascara de fase tienen un periodo dado por la formula

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \left(\text{sen} \frac{\theta_m}{2} \right)} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (2.36)$$

Esto quiere decir que si una fibra es colocada sobre la mascara de fase; en el núcleo de la fibra quedara grabada el patrón de interferencia con la mitad del periodo de la mascara de fase.

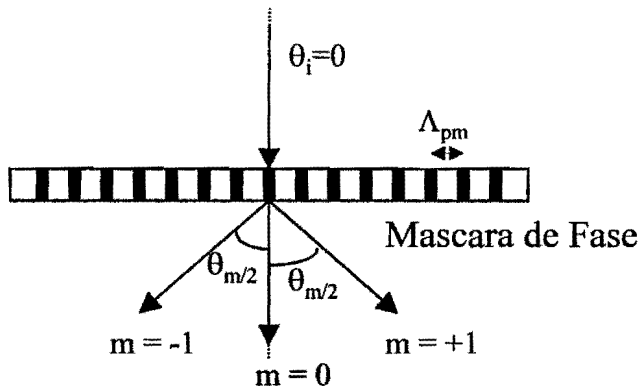


Figura 2.9 Incidencia Normal del UV a la mascara de fase

Con incidencia normal del UV podemos utilizar los ordenes difractados $+1$ y -1 para hacerlos interferir y producir franjas de interferencia que se pueden utilizar para construir la red de Bragg en fibra óptica. En la figura 2.10 se puede observar un esquema de la técnica de mascara de fase.

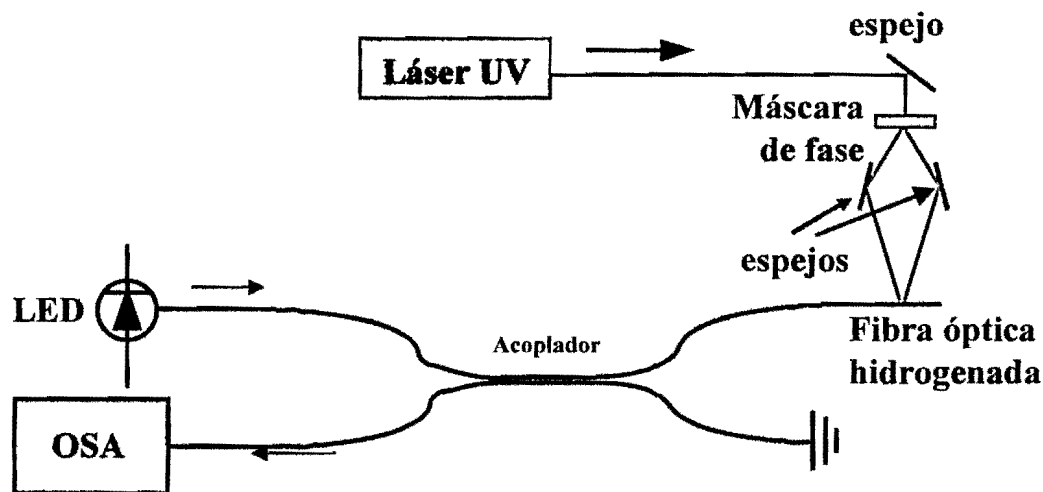


Figura 2.10 Sistema de fabricación de redes de Bragg con máscara de fase

En el sistema de la figura 2.10, se utilizaron fibras ópticas fotosensibilizadas; codopadas con Germanio e hidrogenadas una semana; esto quiere decir, inmersas en hidrógeno para sensibilizarlas aun más para cuando se quiera construir la red de Bragg. El Láser utilizado era Q – SWHITED, potencia máxima a la salida 250 mW (promedio) ajustable.

Los espejos pueden rotar, pero lo hacen siempre con el mismo ángulo, además están sujeto a un mismo sistema automático de posicionamiento (x,y,z) de la fibra. Con una previa calibración, es posible obtener una curva que indique que tanto hay que rotar los espejos para obtener una longitud de onda de Bragg deseada. Según la ecuación (2.36) y la condición de Bragg $\lambda_B = 2n\Lambda$, λ_B está dada por la relación:

$$\lambda_B = \frac{n\lambda_w}{\text{sen}\phi}, \quad (2.37)$$

donde ϕ es el ángulo medio entre la perpendicular a la fibra óptica y el rayo UV incidente a está. Por lo tanto, la curva de calibración construida según el sistema

de la figura 2.10 para el proceso de fabricación de una red, se ilustra en la figura 2.11.

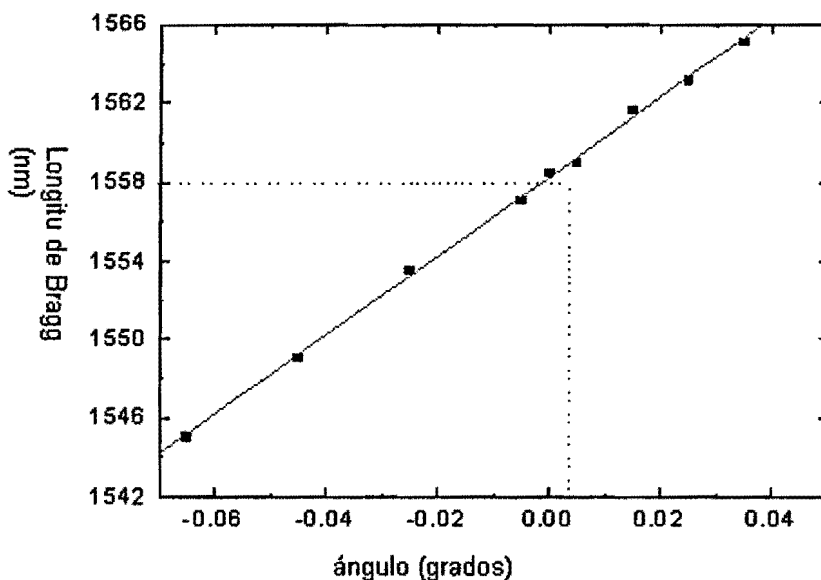


Figura 2.11 Curva de calibración para fabricar λ_B deseada.

La máscara de fase utilizada en el sistema de figura 2.10 tiene un periodo de 1 micra; pero con la ayuda de los espejos no solo es posible grabar periodos en la red de 1 micra si no de un variado número de periodos, como se presentó en la ecuación (2.37). El perfil del Láser utilizado es aproximadamente gaussiano.

Antes que todo, en el proceso de fabricación de las redes se colocó el láser a baja potencia, alrededor del 10% de la potencia (para no grabar la Red). Para enfocar (por así decirlo) los rayos que van a interferir sobre la fibra, detrás de la fibra se coloca una pantalla y se observa un patrón simétrico como este:

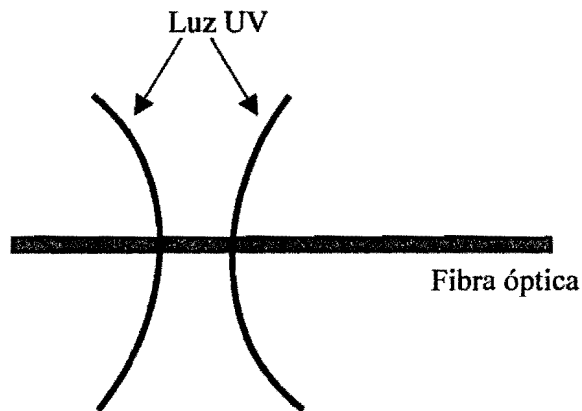
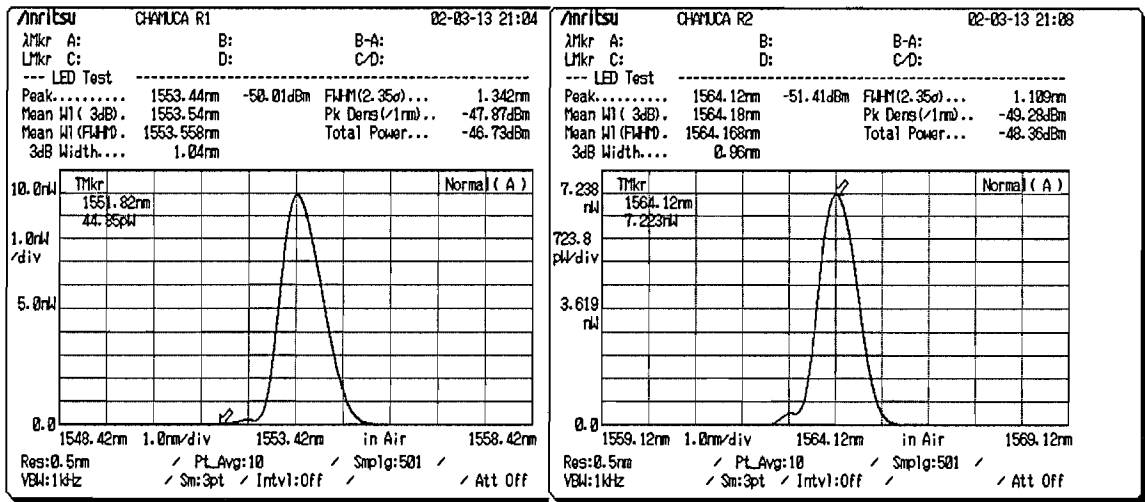


Figura 2.12 Simetría de los rayos de interferencia

Si no existe dicha simetría, se mueve uno de los ejes de la fibra hasta obtenerla, en este caso el vertical a la fibra. Después de lo anterior se puede disponer a grabar la red de Bragg a la longitud de onda deseada, que se logra girando los espejos mostrados en la figura 2.10. Después del procedimiento anterior, se toma el espectro de reflexión de la fibra sin la red, donde, cuya potencia máxima reflejada por la terminal de la fibra es el 4% de la potencia máxima del Láser, esta información es útil ya que permite calcular la reflectividad que deseamos que tenga la red. Por medio de un OSA (Analizador de Espectros Ópticos) se puede observar el comportamiento de potencia máxima reflejada a través del tiempo; para cuando se llegue al valor de reflectividad deseada, se detenga el proceso de fabricación.

En las figuras 2.13a y 2.13.b se ilustran espectros de redes de Bragg construidas. Las redes poseen reflectividades del 100%.



(a)

(b)

Figura 2.13 Espectros de redes de Bragg fabricadas, con 100% de reflectividad, obtenidos por medio de un OSA.

2.5.5 Estimación de Parámetros Asociados a una FBG

Por medio de un programa de simulación de espectros de FBG, realizado en Fortran, es posible estimar la modulación máxima del índice de refracción y la longitud de la red fabricada. La figura 2.14 muestra los resultado de simulación de un espectro de una FBG; donde se utilizó un perfil gaussiano de índice de refracción de la forma:

$$\delta n_{eff}(z) = \delta n_{eff} \exp\left[-\frac{4 \ln z^2}{FWHM^2}\right]$$

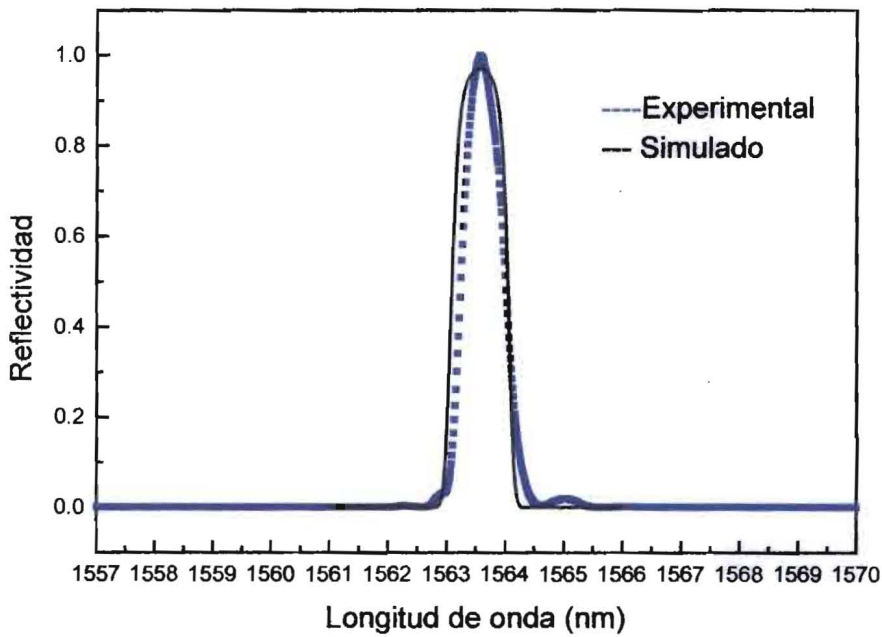


Figura 2.14 Resultados de simulación de un espectro de reflexión de una FBG

Es de notar de la figura 2.14, que las simulaciones realizadas son acertadas, donde de esta se obtuvo que FWHM es 1.5nm, la longitud de la FBG es 2.8mm, la amplitud máxima de variación del índice de refracción es de 8×10^{-4} y la longitud de onda de Bragg de 1563.56nm

3. APLICACIONES DE REDES DE BRAGG CON LECTURA ESPECTRAL

3.1 Introducción

Como se ha visto, la longitud de onda central de la banda de reflexión de una red de Bragg depende tanto del índice de refracción efectivo del modo de propagación fundamental de la fibra, n_{eff} , como del periodo espacial Λ . La dependencia de estos parámetros con la temperatura y la deformación mecánica se aprovecha para cuantificar cantidades físicas de interés. En este capítulo se presenta el trabajo realizado con las redes de Bragg como elemento sensor. Como el objetivo en esta parte del trabajo es la de probar las características de la red como elemento sensor, se usó un analizador de espectros ópticos (OSA) para medir el espectro completo de la red. Aunque el OSA proporciona una indicación de la longitud de onda del pico, se prefirió posprocesar los datos para reducir la incertidumbre. Para ello, la posición del pico fue obtenida ajustando los puntos experimentales del espectro de la red con una curva Gaussiana y considerando el valor máximo de la curva que se ajusta como el valor real. Con esta metodología se realizaron tres experiencias. La primera consiste en una punta de prueba para medir temperatura; se muestra el concepto, el procedimiento realizado y los resultados obtenidos. La segunda es una experiencia inédita para medir presión basada en una FBG sometida al efecto de una fuerza lateral; se presenta el concepto del sensor y su uso para medir presión. En la tercera, y última experiencia, se demuestra un nuevo transductor para medir campo magnético; se discute su concepto y los resultados obtenidos.

3.2 PUNTA DE PRUEBA PARA MEDIR TEMPERATURA

3.2.1 Concepto e implementación

Los cambios en la longitud de onda de Bragg debido a esfuerzos mecánicos y efectos térmicos están dados por [21]:

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial l} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial l}\right)\Delta l + 2\left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right)\Delta T, \quad (3.1)$$

donde T es la temperatura y l la perturbación mecánica aplicada. Si $\Delta l = 0$, (3.1) se reduce a :

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right)\Delta T; \quad (3.2)$$

ecuación que se puede escribirse de la forma:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(\alpha + \xi)\Delta T, \quad (3.3)$$

donde $\alpha = \left(\frac{1}{\Lambda}\right)\frac{\partial \Lambda}{\partial T}$ es el coeficiente de expansión térmica, que para el Silicio es aproximadamente de 0.55×10^{-6} , y $\xi = \left(\frac{1}{n}\right)\frac{\partial n}{\partial T}$ es el coeficiente termo-óptico, que posee un valor alrededor de 8.6×10^{-6} para núcleos de fibra de Silicio dopado con Germanio. Considerando λ_B igual a 1550 nm, la cual es una de las longitudes de onda más populares para componentes de fibra óptica, se puede estimar que el desplazamiento de la posición del pico de la respuesta espectral de la red es de aproximadamente 13.7 pm/°C.

Como se puede ver de (3.3), la dependencia lineal de $\Delta\lambda_B$ con T permite considerar a una FBG como punta de prueba para medir temperatura. Basta con hacer una calibración de λ_B vs T .

En la figura 3.1 se muestra el montaje realizado para hacer la calibración de una FBG como punta sensora de temperatura. Como fuente térmica se utilizó un horno microondas. En el montaje se tomó cuidado para evitar las reflexiones de Fresnel en la terminal que quedó libre del acoplador direccional.

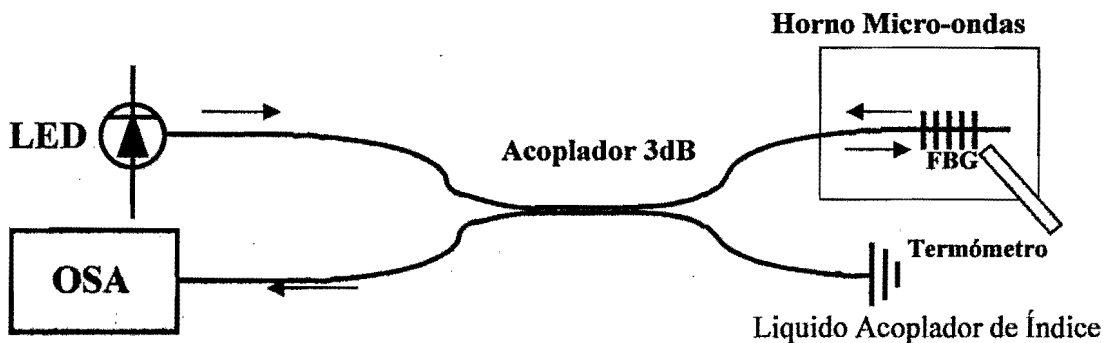


Figura 3.1 Montaje experimental de la punta sensora de temperatura basada en FBG

3.2.2 Resultados y discusión

Antes de realizar la calibración de temperatura, cada FBG fue cuidadosamente colocada y evaluada para evitar algún tipo de deformación mecánica para no incurrir en errores de medición, tal como lo señala la ecuación (3.3). Los resultados de calibración de tres FBG como puntas sensoras de temperatura se indican en la figura 3.2; las redes se señalaron como A, B y C. Como ya se mencionó, los valores de longitud de onda de Bragg fueron obtenidos de un ajuste Gaussiano de los datos suministrados por el OSA.

El resultado obtenido en la figura 3.2b corrobora la linealidad predicha por el modelo teórico. La curva ajustada indica que la sensibilidad térmica de las puntas varía, en el rango de calibración, de 11.5 pm/°C a 13.1 pm/°C.

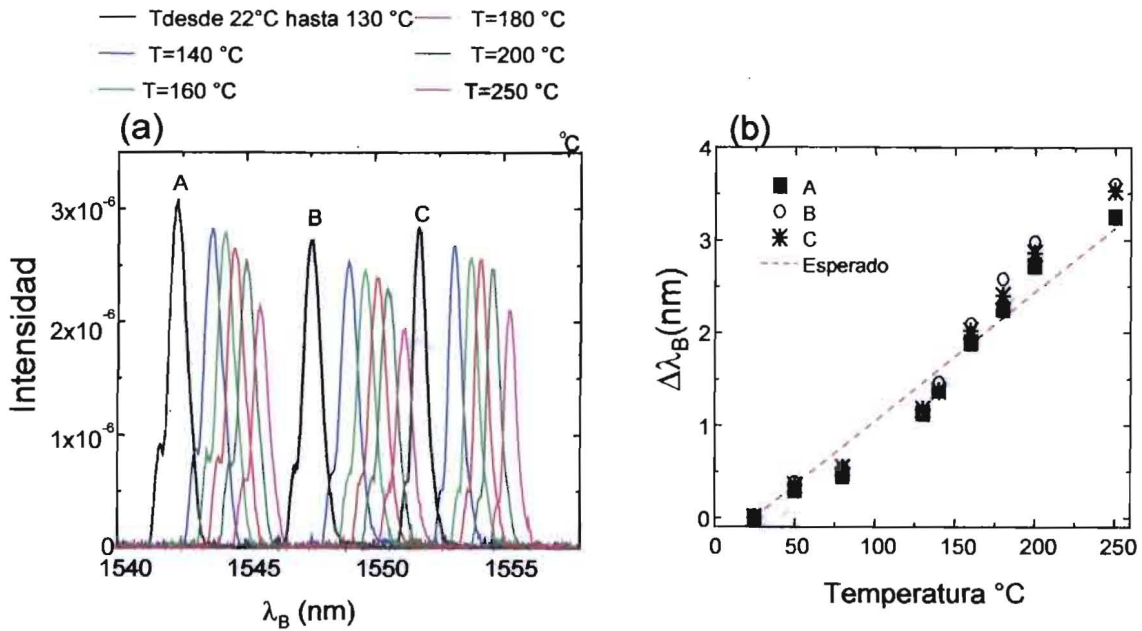


Figura 3.2 a. Espectros de reflectividad de tres puntas sensoras b. Curva de calibración de la longitud de onda de Bragg en función de la temperatura. Las incertidumbres en las mediciones de temperatura y longitud de onda son respectivamente de ± 0.1 °C y 2 pm.

El rango de aplicación de la punta está limitado por la estabilidad térmica de la FBG, la cual en algunos casos especiales se sabe que puede llegar hasta 300°C [28].

3.3 SENSOR DE PRESIÓN POR EFECTO DE BIRREFRINGENCIA EN UNA FBG

Generalmente, la birrefringencia en fibras es una desventaja en la gran mayoría de las aplicaciones, por ejemplo, en telecomunicaciones por fibra óptica, dispositivos,

y en ciertos tipos de sensores a fibra óptica. En redes de Bragg, la birrefringencia hace que la red presente dos picos de reflexión correspondientes a los ejes rápido y lento de la estructura [29]. Aprovechando este efecto se desarrolló un sensor de presión cuyo concepto e implementación se presentan en esta sección.

3.3.1 Concepto

Cuando una fibra óptica es expuesta a una carga transversal externa, el índice de refracción de la región afectada cambia, induciendo un cambio diferenciado en la longitud de onda de Bragg de una FBG según la polarización de la luz paralela y perpendicular a la dirección de la carga aplicada (ver figura 3.3).

En general, la birrefringencia B inducida está dada por [29]:

$$B = \frac{|n_{//} - n_{\perp}|}{n_o} = B_o + \frac{|\Delta n_y - \Delta n_x|}{n_o}, \quad (3.4)$$

donde n_o es el índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar; $n_{//}$ y n_{\perp} son los índices inducidos paralelo y perpendicular, respectivamente, a la dirección de la carga aplicada; B_o es la birrefringencia intrínseca de la FBG debido al proceso de fabricación; Δn_x y Δn_y son los cambios en "x" y "y" del índice de refracción de la FBG. Si asumimos B_o pequeña comparada con la birrefringencia inducida, la ecuación (3.4) se transforma en:

$$B = \frac{|\Delta n_y - \Delta n_x|}{n_o}. \quad (3.5)$$

Cuando una FBG está bajo el efecto de una perturbación externa, el cambio en la longitud de onda λ_B sigue la siguiente forma:

$$d\lambda_B = \left[2\Lambda \left(\frac{\partial n}{\partial P} \right) + 2n \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right) \right] dP, \quad (3.6)$$

donde P es la perturbación aplicada. En esta ecuación no se consideraron los efectos térmicos en la red, por considerarse la red en condiciones isotérmicas. En (3.6), el primer término corresponde a los cambios en el índice de refracción por la perturbación aplicada y el segundo término corresponde a la deformación axial de la red.

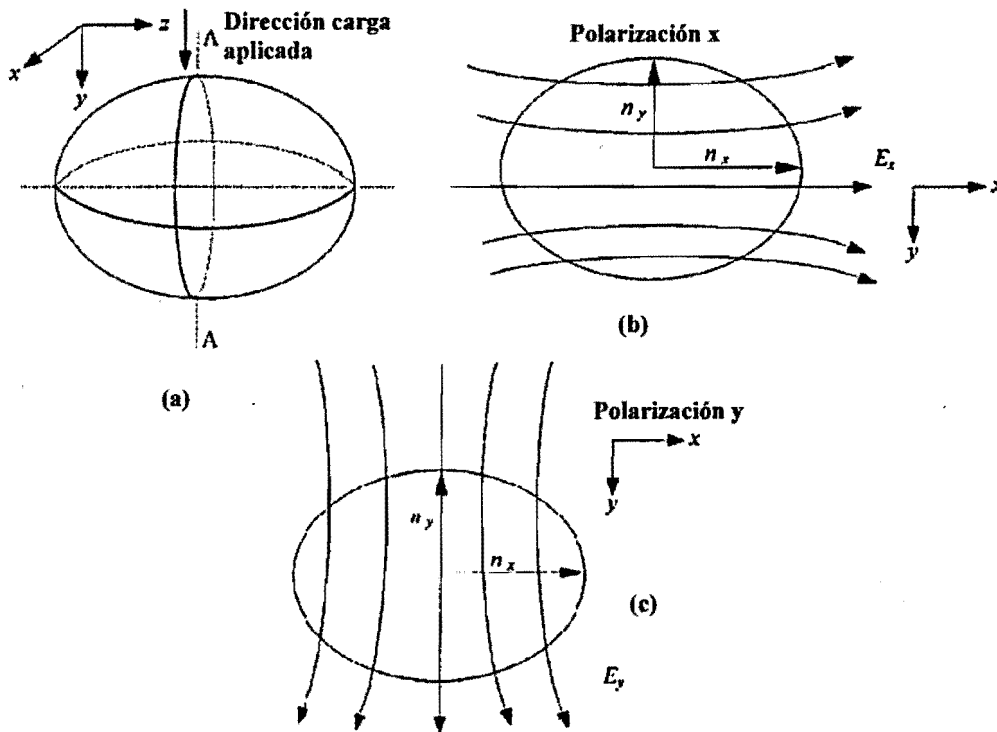


Figura 3.3 Birrefringencia y efectos de polarización en una FBG (a) Carga aplicada (b) Corte vista A-A, polarización x (c) Corte vista A-A, polarización y.

El cambio en el índice de refracción se puede derivar de la teoría de foto-elasticidad [30]. Para ello se considera que el medio es isótropo a lo largo del eje z , y que el núcleo y el revestimiento poseen las mismas propiedades mecánicas y foto-elásticas. Considerando, por simplicidad, que los ejes ópticos principales de la

fibra deformada coinciden con el sistema coordenado de la figura 3.3, los cambios en el índice de refracción en cualquier punto $M(x,y)$ siguen las siguientes expresiones:

Polarización X

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right)_x = p_{11}\varepsilon_x + p_{12}[\varepsilon_y(x,y,z) + \varepsilon_z(x,y,z)] \quad (3.7a)$$

Polarización Y

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right)_y = p_{11}\varepsilon_y + p_{12}[\varepsilon_x(x,y,z) + \varepsilon_z(x,y,z)], \quad (3.7b)$$

donde p_{11} y p_{12} son los coeficientes de foto-elasticidad de la fibra sin perturbar; y ε_x , ε_y , ε_z son las componentes de las deformaciones elásticas por unidad de longitud en x, y, z respectivamente ó los "strain" en un punto $M(x,y,z)$ de la fibra, a lo largo de las direcciones x, y, z.

Usando (3.7) y considerando que $\partial\Lambda/\partial P = \Lambda\varepsilon_z$, siendo ε_z la deformación elástica por unidad de longitud en z, se puede calcular, vía (3.6), que el cambio en la longitud de reflexión de Bragg en cualquier punto de la red está dado por las ecuaciones generales:

Polarización X:

$$\begin{aligned} (\Delta\lambda_B)_x(x,y,z) = & -\frac{(n_{ef,o})^2 \Lambda_{B,o}}{2E} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12})\sigma_x(x,y,z) + \right. \\ & \left. + [(1-\nu)p_{12} - \nu p_{11}][\sigma_y(x,y,z) + \sigma_z(x,y,z)] \right\} \\ & + 2\frac{n_{ef,o}\Lambda_{b,o}}{E} \left\{ \sigma_z - \nu[\sigma_x + \sigma_y] \right\} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Polarización Y:

$$(\Delta\lambda_B)_y(x, y, z) = -\frac{(n_{ef,o})^2 \Lambda_{B,o}}{2E} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12})\sigma_y(x, y, z) + \right. \\ \left. + [(1-\nu)p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_x(x, y, z) + \sigma_z(x, y, z)] \right\} \\ + 2 \frac{n_{ef,o} \Lambda_{B,o}}{E} \left\{ \sigma_z - \nu [\sigma_x + \sigma_y] \right\} \quad (3.9)$$

Considerando que existe una distribución de fuerza lineal F a lo largo de la longitud L de la FBG (Figura 3.4), el esfuerzo mecánico de la estructura, o "stress" a lo largo de los ejes x y y en un punto $M(x, y, x)$ de la FBG está dada por [31, 32]:

$$\sigma_x(x, y) = \frac{-2F}{\pi L} \left\{ \frac{x^2(b+y)}{[x^2 + (b+y)^2]^2} + \frac{x^2(b-y)}{[x^2 + (b-y)^2]^2} - \frac{1}{2b} \right\}, \quad (3.10)$$

$$\sigma_y(x, y) = \frac{-2F}{\pi L} \left\{ \frac{(b+y)^3}{[x^2 + (b+y)^2]^2} + \frac{(b-y)^3}{[x^2 + (b-y)^2]^2} - \frac{1}{2b} \right\}, \quad (3.11)$$

donde, $0 \leq x \leq |b|$ y $0 \leq y \leq |b|$, con b el radio de la fibra óptica ($b=62.5 \mu\text{m}$) y las relaciones *strain-stress* se pueden ver en el anexo A. Cargas completamente diametrales sobre una fibra simétrica circular producen un estado de "plane strain" ($\varepsilon_z = 0$). Así, y de las ecuaciones (3.10) y (3.11) para puntos cerca del eje de la fibra ($x=y=0$), en la figura 3.5 se representa el cambio estimado de la longitud de onda de Bragg en función de la fuerza aplicada. Se nota la existencia de la birrefringencia en la red y que para la polarización paralela a la dirección de la fuerza, λ_B se mueve muy poco para longitudes de ondas menores.

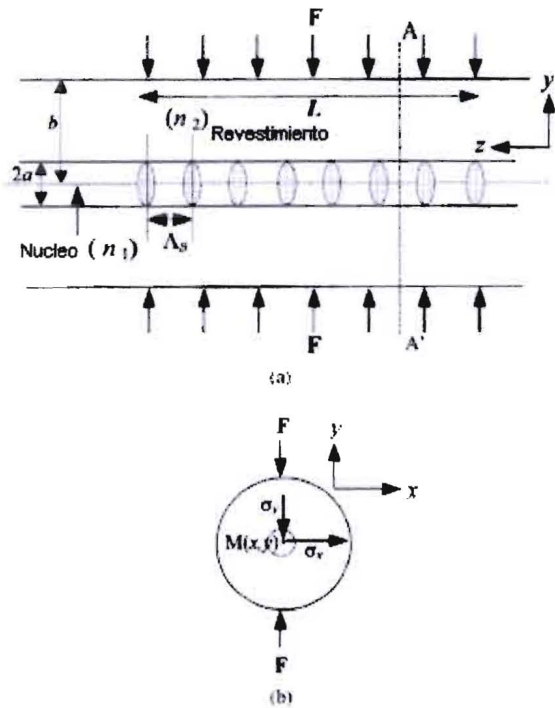


Figura 3.4 a. Vista esquemática de una FBG sujeta a una fuerza transversal b. Vista transversal

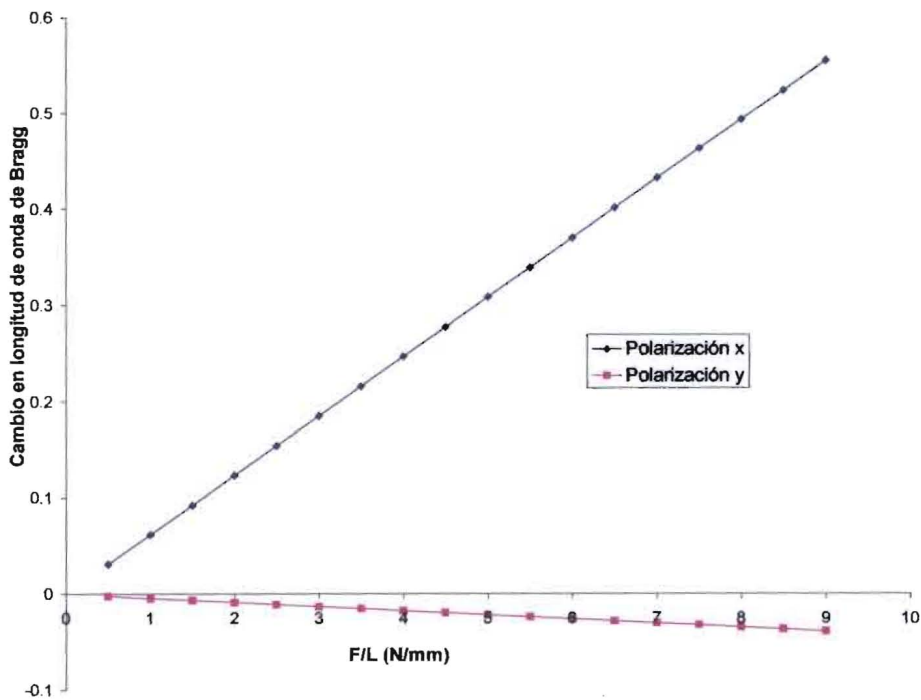


Figura 3.5 Caso plane strain

Corroborando el anterior resultado, la figura 3.6 muestra el espectro de reflexión de una red perturbada, comparado con el espectro original de la red. Como se puede ver, mientras que el pico de reflexión que correspondiente a la polarización paralela a la fuerza prácticamente no se mueve, el pico de reflexión para la polarización perpendicular a la fuerza se ha separado. La diferencia tan marcada entre las dos polarizaciones se debe al hecho de que $P_{11} < P_{12}$, es decir, a las propiedades mecánicas y foto-elásticas de las fibras ópticas.

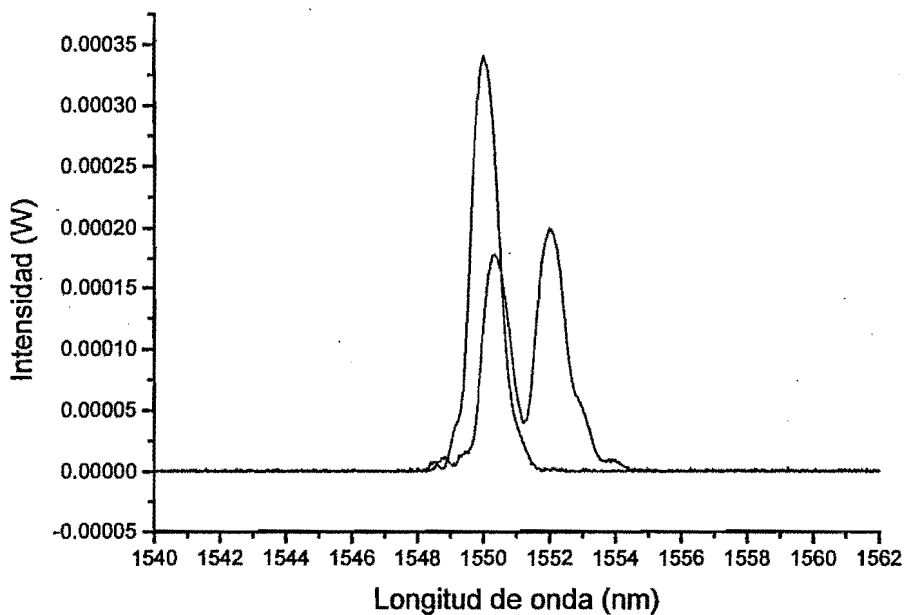


Figura 3.6 Espectro de reflexión de una FBG perturbada

3.3.2 Implementación Experimental

Se realizó una experiencia en la cual se obtuvo el caso Plane Stress ($\sigma_z=0$). El montaje esquemático y el real se presentan en las figuras 3.7 y 3.8, respectivamente. El tornillo en el esquema de la figura 3.7 se utiliza para ajustar la red entre las piezas A y B, de tal forma que la presión ejercida por medio de un gato hidráulica fuese aplicada a la FBG.

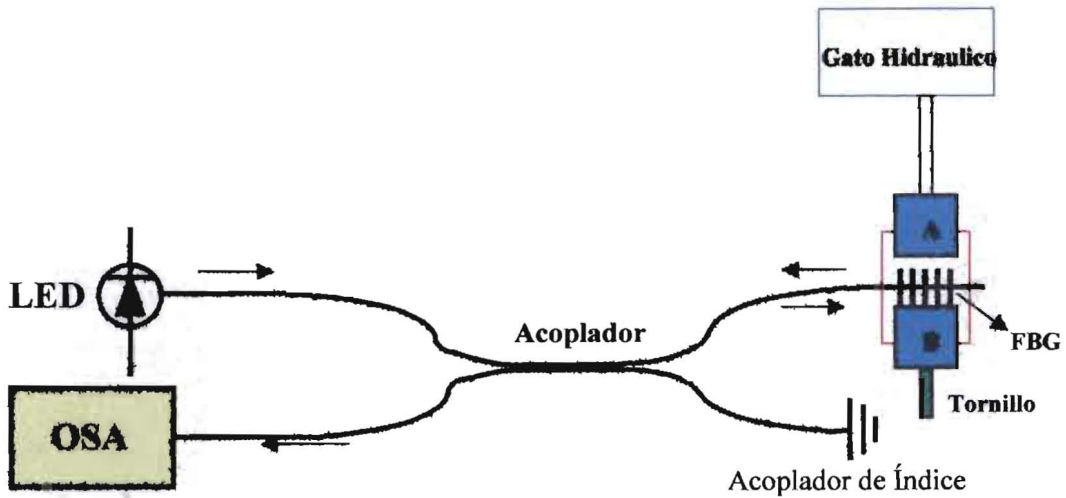


Figura 3.7 Sensor de presión basado en la birrefringencia de la red de Bragg



Figura 3.8 Montaje real implementado en el laboratorio de una FBG como sensor de presión

3.3.3 Resultados y Discusión

Los resultados de la experiencia se despliegan en la figura 3.9. Se puede observar la linealidad del cambio en la longitud de onda de Bragg, tanto para la polarización X como para la polarización Y. Las curvas no inician exactamente en el origen de coordenadas debido al ajuste del tornillo

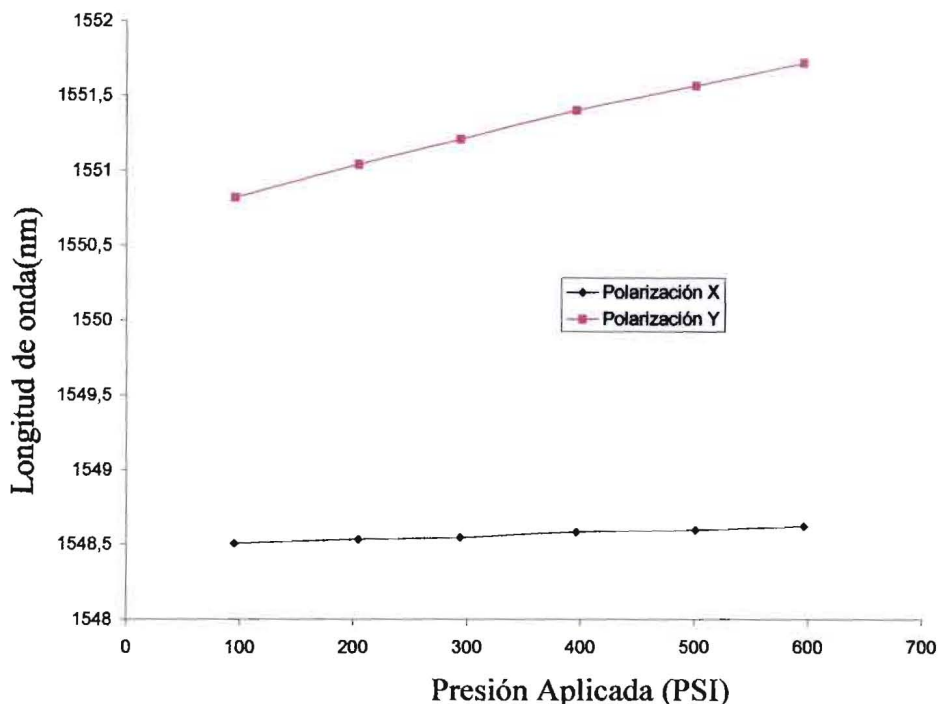


Figura 3.9 Variación de la longitud de onda de Bragg vs presión aplicada. Las incertidumbres en las mediciones de presión y longitud de onda son respectivamente de ± 0.1 PSI y 2 pm.

Las sensibilidades de las curvas para las polarizaciones “x” y “y” son de 1.80pm/PSI y 0.23pm/PSI, respectivamente. Como era de esperarse del modelo teórico, el pico que más se desplazó corresponde a la luz con polarización perpendicular a la fuerza, mientras que la respuesta de la red con luz de polarización paralela a la fuerza prácticamente no cambia.

3.4 SENSOR DE CAMPO MAGNÉTICO

Las aplicaciones presentadas hasta el momento han sido orientadas para sensar magnitudes físicas que afectan directamente a una FBG como la temperatura, deformación mecánica y presión. otras magnitudes como el campo magnético se pueden detectar usando transductores apropiados. En principio una FBG puede detectar campos magnéticos a través del efecto Faraday. Este mecanismo es

ideal porque él no necesita un transductor externo pero su sensibilidad es muy baja que lo hace impráctico.

Diferentes transductores han sido desarrollados para aumentar la sensibilidad de una FBG [33, 34]. Recientemente se han encontrado ciertas aleaciones de materiales conductores con pequeñas cantidades de semiconductor, que dan como resultado valores de deformación en saturación del orden de 1000 ppm [35], que pueden cambiar la longitud de onda de Bragg de una red en cerca de un 1 nm con un campo del orden de 100 mT [33, 34]. Cambios de 1 nm en λ_B son comparables a cambios inducidos por fluctuaciones térmicas; entonces, estos sensores se deben operar a temperatura estabilizada o, alternativamente, se debe compensar el efecto de la variación de la temperatura.

3.4.1 Concepto

Este tipo de sensor está basado en aprovechar la variación lineal de la longitud de onda de Bragg cuando la FBG es sometida a deformación a lo largo de la fibra óptica. De la ecuación (3.1), con $\Delta T = 0$ y la teoría elasto-óptica, podemos escribir que [29]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(1 - p_e)\varepsilon_z. \quad (3.12)$$

p_e es llamado el coeficiente elasto-óptico efectivo para deformaciones mecánicas longitudinales y cuyo valor es 0.22 para el Silicio.

Si se utiliza algún material que responda a cambios lineales de deformación en presencia de campo magnético (materiales conocidos como magnetostrictivos) es posible la realización de un sensor de campo magnético. El terfenol es un tipo de magnetostrictivo que responde a cambios lineales de deformación con el cuadrado del campo magnético en la dirección de este [35], para pequeñas intensidades de

campos magnéticos. Por lo tanto, si se adhiere una FBG a un magnetostrictivo, es posible escribir la ecuación (3.12) como [37]:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e)k\Delta B^2, \quad (3.12)$$

donde k es un parámetro relacionado con el magnetostrictivo.

3.4.2 Implementación Experimental

A continuación se describe el procedimiento realizado para calibrar un sensor de campo magnético aplicando el principio mencionado anteriormente. El montaje experimental utilizado se muestra en la figura 3.10

El material magnetostrictivo utilizado es fabricado por la compañía Adaptronic y sus especificaciones se pueden encontrar en la referencia [36]. A una barra de dicho material se le adhirieron dos FBGs separadas una distancia de 1.4cm con el propósito de observar la deformación del magnetostrictivo en diferentes puntos de la muestra. La longitud de cada FBG era de aproximadamente 5mm y para su fabricación se utilizaron fibras ópticas codopadas con Germanio y Boro y sometidas, previamente, a hidrogenación durante una semana para lograr un pico de reflectividad del 100%.

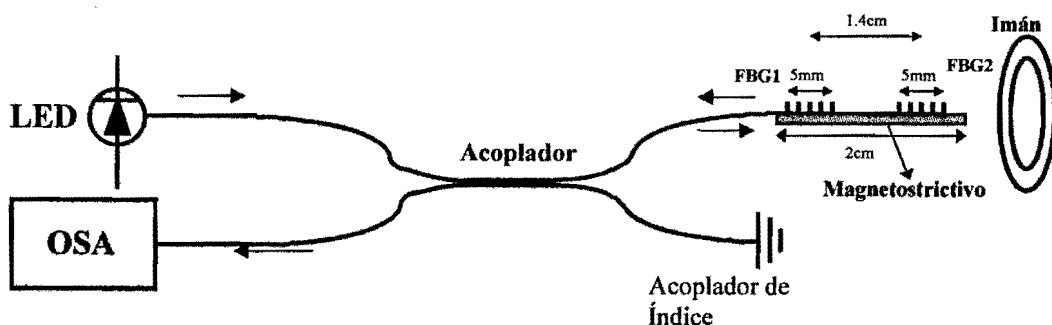


Figura 3.10 Configuración del montaje experimental realizado para medir campo magnético con redes de Bragg.

Se utilizó un imán en forma de anillo para producir el campo magnético que afectaba el comportamiento del magnetostrictivo. La figura 3.11 ilustra el comportamiento del campo magnético sobre los puntos a lo largo de su eje, considerando su centro como el origen de coordenadas.

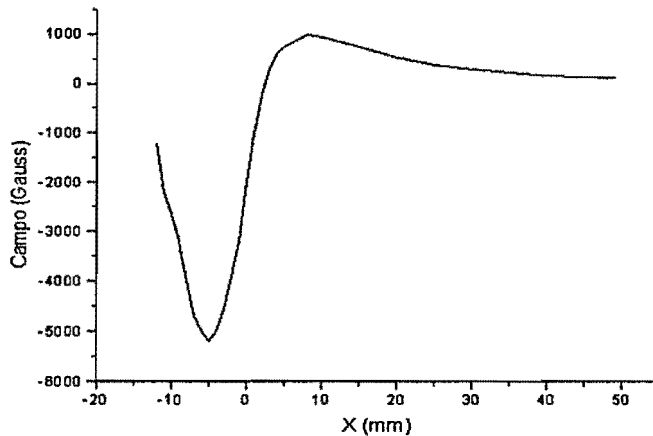


Figura 3.11 Característica imán en forma de anillo

El comportamiento de λ_B en FBG1 y FBG2 en función del cuadrado del campo magnético para la región lineal cercana al origen se muestran en las figuras 3.12 y 3.13 respectivamente.

Durante la experiencia se mantuvieron las redes a temperatura de 20°C ; por lo tanto podemos despreciar cualquier efecto de temperatura sobre las redes.

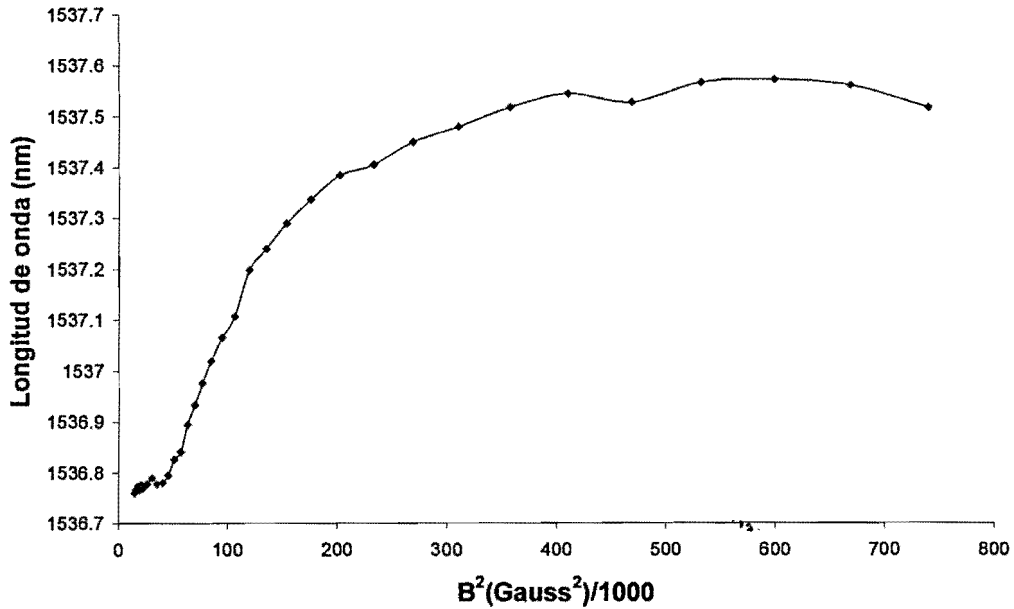


Figura 3.12 Respuesta FBG1 como sensor de campo magnético. Las incertidumbres en las mediciones de longitud de onda y B^2 son respectivamente de ± 2 pm y $0.2G^2$.

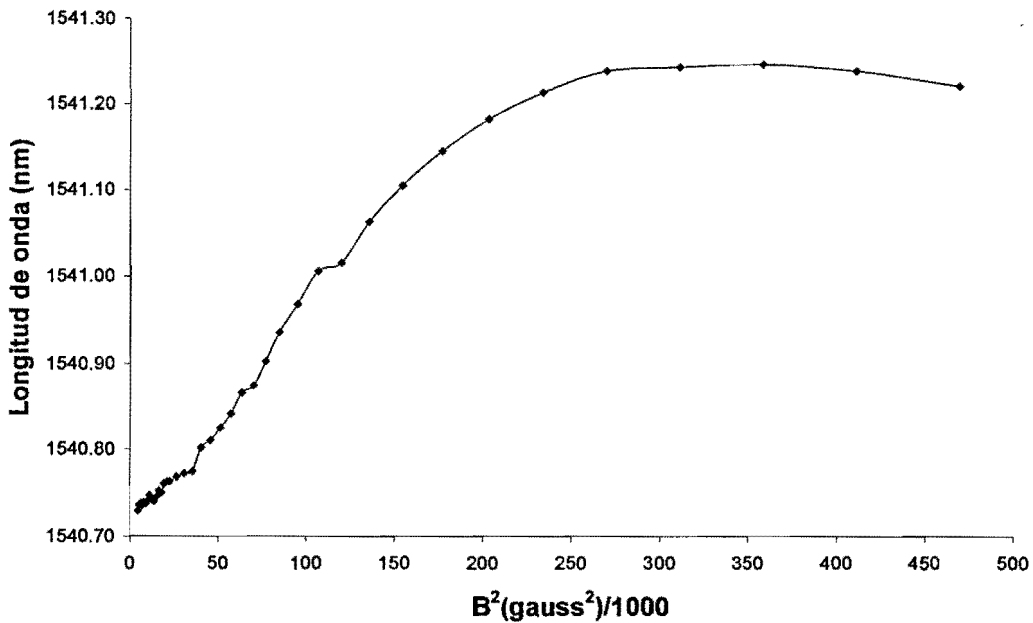


Figura 3.13 Respuesta FBG2 como sensor de campo magnético. Las incertidumbres en las mediciones de longitud de onda y B^2 son respectivamente de ± 2 pm y $0.2G^2$.

3.4.3 *Discusión de Resultados*

De las figuras 3.11 y 3.12, se observa que para campos magnéticos pequeños, hasta aproximadamente 150000 Gauss^2 , el cambio en la longitud de onda de Bragg, es proporcional al cuadrado del campo, con sensibilidades alrededor de $4.07644 \times 10^{-6} \text{ nm}/(\text{G}^2 \times 1000)$; como se había predicho. Después el material se satura. Además, es posible ver que la linealidad se conserva a pesar de estar las redes colocadas en posiciones diferentes. Por lo tanto, esta técnica resulta ser útil para el diseño de sensores de campo magnético

4. MÓDULO SENSOR BASADO EN REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS

4.1 Introducción

Como se mostró en el capítulo anterior, el medio más directo para interrogar una FBG sensora se basa en iluminar la red con una fuente de luz banda ancha que cubra su respuesta espectral, de manera que la luz reflejada por la red, de un ancho banda que puede ser menor de 1 nm, es dirigida a un sistema de detección de longitud de onda. En un ambiente de laboratorio, esta detección se puede realizar con un analizador de espectros ópticos de alta resolución. En aplicaciones prácticas, esta función se debe realizar usando instrumentación compacta de bajo costo.

Existen diferentes opciones de instrumentación para medir la longitud de onda de la señal reflejada de una FBG; entre otras, se pueden mencionar el filtrado y la detección interferométrica. En la figura 4.1 se muestran las características ópticas de estas opciones. En la técnica con filtros banda ancha, el cambio en la longitud de onda de Bragg de la red sensora se realiza comparando la transmitancia a través del filtro con un valor de referencia directo. La sensibilidad de esta aproximación se ve limitada por el uso de componentes ópticos en "bulk" y a la estabilidad del alineamiento. Una manera de mejorar la sensibilidad es usar dispositivos a fibra con una función de transferencia dependiente de la longitud de onda, tales como los acopladores WDM. Este dispositivo proporciona un cambio monótonico en la razón de acople entre dos señales, por ejemplo, provenientes de filtros ópticos, a la salida del WDM, de manera que tiene una función de transferencia útil para discriminar longitud de onda.

Una aproximación alternativa para mejorar la sensibilidad en la medida de λ_B es usar un filtro tipo borde como en la figura 4.1(b). Sin embargo, este tipo de alternativa limita el rango dinámico del sistema. Una de las técnicas más atractivas de filtrado para interrogar FBG sensores se basa en el uso de filtros sintonizables para rastrear la señal de una red de Bragg. Ejemplos de este tipo incluyen filtros Fabry-Perot [27], filtros acusto-ópticos [38] y filtros basados en redes de Bragg [27].

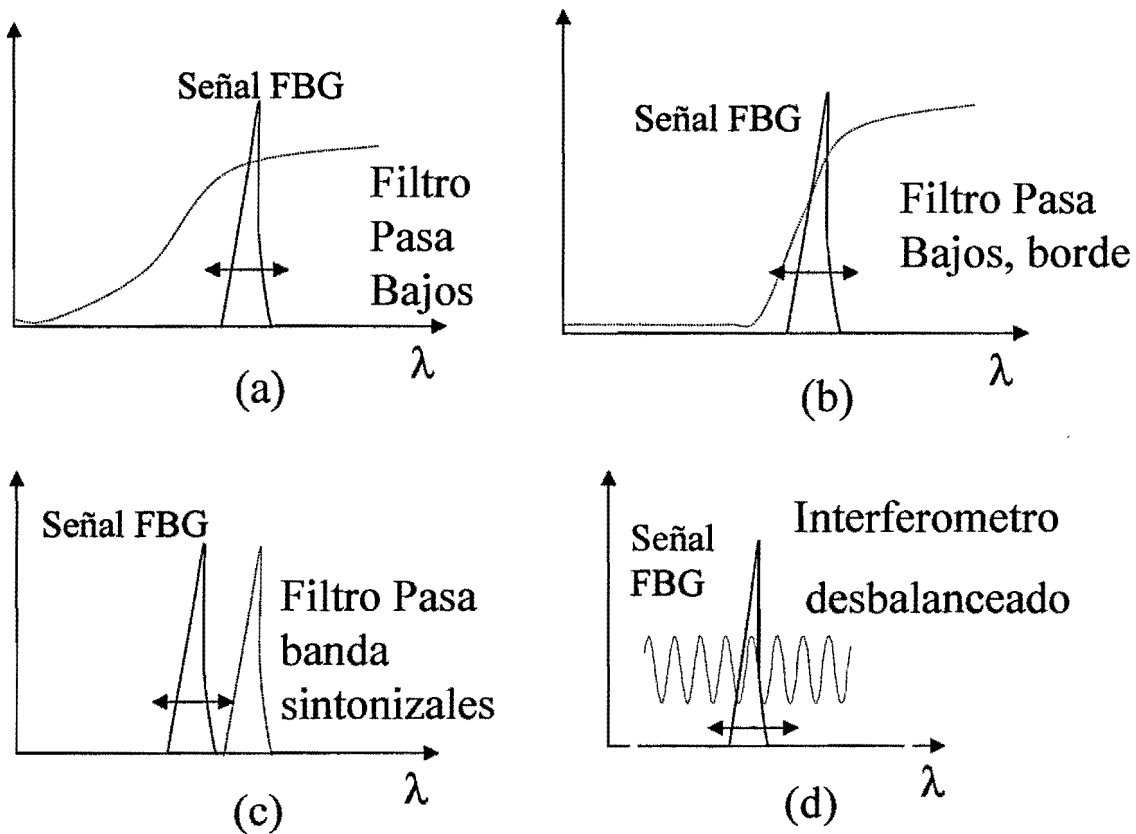


Figura 4.1 Diagramas de básicas funciones de filtrado para procesamiento en señales devueltas por FBGs

En este capítulo se presenta la experiencia del diseño y desarrollo de un módulo sensor basado en la técnica de filtrado con red de Bragg. Esta opción se mostró ajustada a los recursos con que actualmente se cuenta en el laboratorio y es de bajo costo. Se presentan dos pruebas realizadas con el módulo: la primera se

orienta para medir temperatura y la segunda para medir deformación mecánica, dada la experiencia ganada en el capítulo anterior.

4.2 MODELO TEÓRICO

El principio de la técnica se puede explicar considerando la figura 4.2. La luz de un LED banda ancha ilumina, mediante el acoplador direccional, la FBG de referencia, reflejándose parte del espectro del LED; la señal reflejada pasa nuevamente por el acoplador direccional e iluminando la FBG sensora, que por su vez refleja parte del espectro proveniente de la FBG de referencia; así, la potencia óptica medida por un fotodetector resulta ser proporcional a la convolución (área de intersección) entre los espectros de las redes. De esta manera, cambios en la separación relativa de los espectros de las redes se traducen en cambios de lectura de potencia óptica en el fotodetector.

Si funcionalmente se considera que las formas espectrales de las redes sensora y de referencia son $S(\lambda)$ y $F(\lambda)$, respectivamente, el espectro de la luz en el fotodetector es de la forma

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \gamma R_{0S} S(\lambda - \lambda_s) R_{0F} F(\lambda - \lambda_{Fi}), \quad (4.1)$$

donde λ_{BS} , λ_{BF} y R_{0S} , R_{0F} son, respectivamente, las longitudes de onda y el pico de reflectividad de las dos redes. γ representa las pérdidas en el sistema óptico. Para el desarrollo del modelo teórico de la técnica, en la tesis se consideró que el espectro de las redes es de forma Gaussiana. Más específicamente:

$$S(\lambda) = y_0 + S_0 \exp\left[-\alpha_s (\lambda - \lambda_s)^2\right], \quad (4.2)$$

$$F_i(\lambda) = y_{0i} + F_{0i} \exp\left[-\alpha_{Fi}(\lambda - \lambda_{Fi})^2\right], \quad (4.3)$$

donde $\alpha = \frac{4 \ln 2}{b^2}$, b es el ancho de banda de las redes. En (4.2) y (4.3) se adicionaron los términos y_j para ajustar el ruido de sombra en el detector. Como ejemplo, en la figura 4.3 se muestra el ajuste para diferentes situaciones.

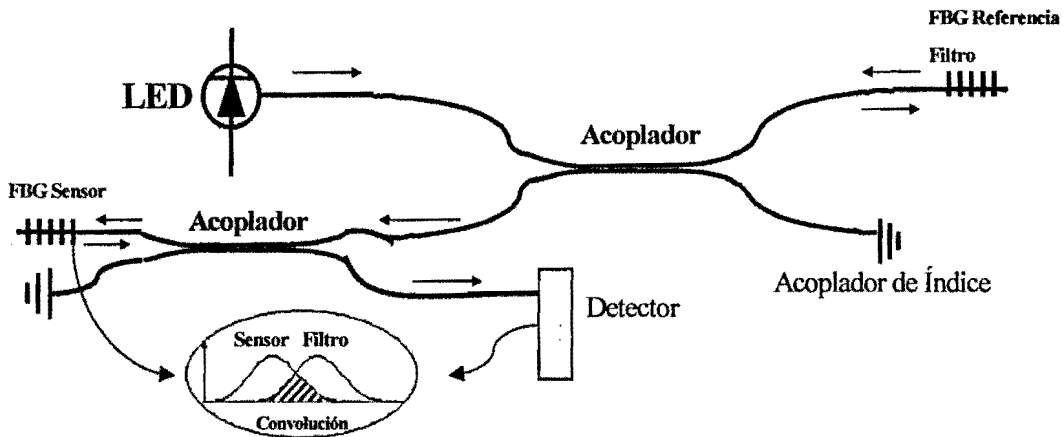


Figura 4.2 Montaje experimental de la técnica de filtro fijo

Los niveles de potencia óptica en el foto-detector se pueden traducir en valores voltaje (dependiendo de la responsividad del foto-detector) en los siguientes términos:

$$V_i(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \beta S(\lambda, \Delta\lambda) * F_i(\lambda) d\lambda \quad (4.4)$$

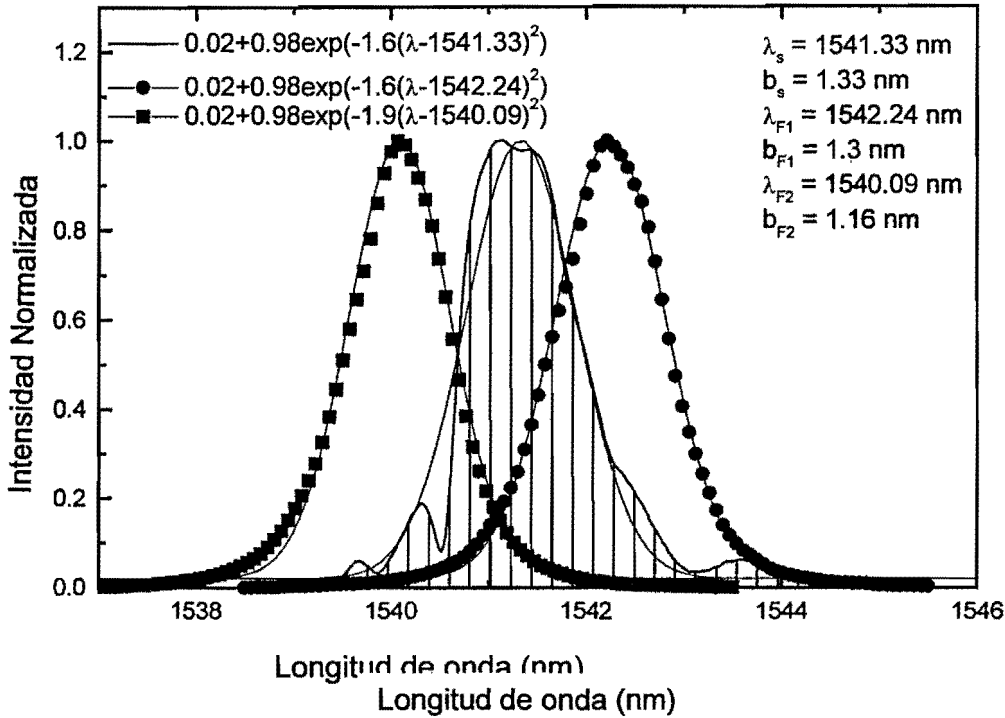


Figura 4.3 Ajuste de respuestas espectrales de dos FBG y la convolución entre ellas

Utilizando las expresiones (4.2), (4.3) en (4.4) obtenemos:

$$\frac{V_i(\lambda)}{\beta} = 2ay_0y_{oi} + y_0F_{oi}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha_{Fi}}} + y_{oi}S_0\sqrt{\frac{\pi}{\alpha_S}} + F_{oi}S_0\sqrt{\frac{\pi}{\alpha_{Fi} + \alpha_S}} \exp\left[-\frac{\alpha_{Fi}\alpha_S}{\alpha_{Fi} + \alpha_S}(\lambda_S + \lambda_i + \Delta\lambda)^2\right] \quad (4.5)$$

donde "a" es una constante de integración y β es una constante relacionada con la densidad espectral de la fuente (LED), R_{oS} , R_{oF} , γ y la responsividad del fotodetector. Como se puede observar en la ecuación (4.5), la respuesta en voltaje o potencia óptica es nuevamente una curva gaussiana. Para utilizar el módulo sensor, se buscan las regiones de respuesta lineal con variable física de interés.

Del análisis anterior es claro que la resolución del sistema dependerá fuertemente del ancho de banda de las redes, como también de la relación señal-ruido de la señal refleja. La potencia reflejada por la FBG sensora es de la forma:

$$P_S = \frac{R_{0S} P \Delta\lambda_S}{\Delta\lambda_{\text{fuente}}}, \quad (4.6)$$

donde P es la potencia de la fuente, $\Delta\lambda_S$ y $\Delta\lambda_{\text{fuente}}$ el ancho de banda de la red de referencia y de la fuente, respectivamente. Cuando se ilumina la red sensora con la red de referencia, la potencia disponible en el detector P_D es:

$$P_D = \zeta P_s R_{0F} \Delta\lambda_{Fi}, \quad \zeta \in [0,1] \quad (4.7)$$

donde $\Delta\lambda_{Fi}$ es el ancho de banda de la FBG de referencia. Si $\Delta\lambda_S \approx 1\% \Delta\lambda_{\text{fuente}}$ la energía disponible en el detector para $R_{0S} = 100\%$ será, en el mejor de los casos $1\%P$. Esto significa que se deben usar FBG de alta reflectividad para tener una buena resolución. Como quedó demostrado, con el procedimiento de fabricación de las FBG en el capítulo 2 se pueden grabar redes de décimas de milímetro de longitud de alta reflectividad, de ahí el interés por trabajar en el sistema de fabricación de redes de la Pontificia Universidad Católica de Río de Janeiro, Brasil, cuya fuente U.V. permite inducir cambios de índice de refracción del orden de 10^{-3} en poco tiempo.

4.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES

Siguiendo el montaje en la figura 4.2, se utilizaron acopladores marca Newport 50/50, un medidor de potencia óptica marca EXFO, LED a 1550nm y ancho de banda de 50nm; entre otros accesorios mecánicos que se mostraran más adelante. Durante el proceso de calibración se tuvo la precaución de mantener el

sistemas libre de perturbaciones ajenas a la temperatura y deformación sobre la FBG sensora; y así poder disminuir la histéresis de la experiencia.

Por medio de un sistema de deformación se desplazó el espectro de reflexión de la FBG filtro (ver figura 4.4) hasta obtener la mínima potencia óptica en el medidor de potencia óptica. La potencia no es exactamente cero debido a reflexiones que se pueden presentar en el sistema de fibra como consecuencia de empalmes, cambios de medio, defectos en la fibra, etc; además de factores de ruido asociados a la instrumentación. El desplazamiento se hace, para que a medida que sea mayor la perturbación sobre la red sensora, la potencia óptica también sea mayor.

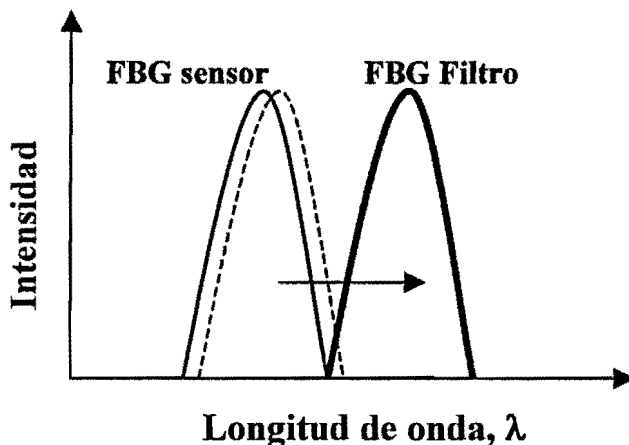


Figura 4.4 Corrimiento espectro de reflexión de la FBG filtro

4.3.1 Sensor de Temperatura

Las redes de Bragg utilizadas como filtro y sensor poseen las siguientes características; longitud de onda de Bragg 1550.49nm y 1549.27nm, respectivamente, ancho espectral de 2.7nm y 2.8nm y reflectividades del 40%.

Para producir cambios de temperatura sobre la FBG sensora, la red se insertó en un calorímetro con agua, que inicialmente está a una temperatura de 7°C, la cual aumenta por medio de una bombilla insertada al calorímetro. El esquema real del

montaje se puede observar en la figura 4.5. Las mediciones de temperatura se hizo por medio de una termocupla previamente calibradas.

Los resultados obtenidos de curva de calibración, histéresis y estabilidad para el sensor de temperatura se muestran en las figuras 4.6, 4.7 y 4.8 respectivamente.

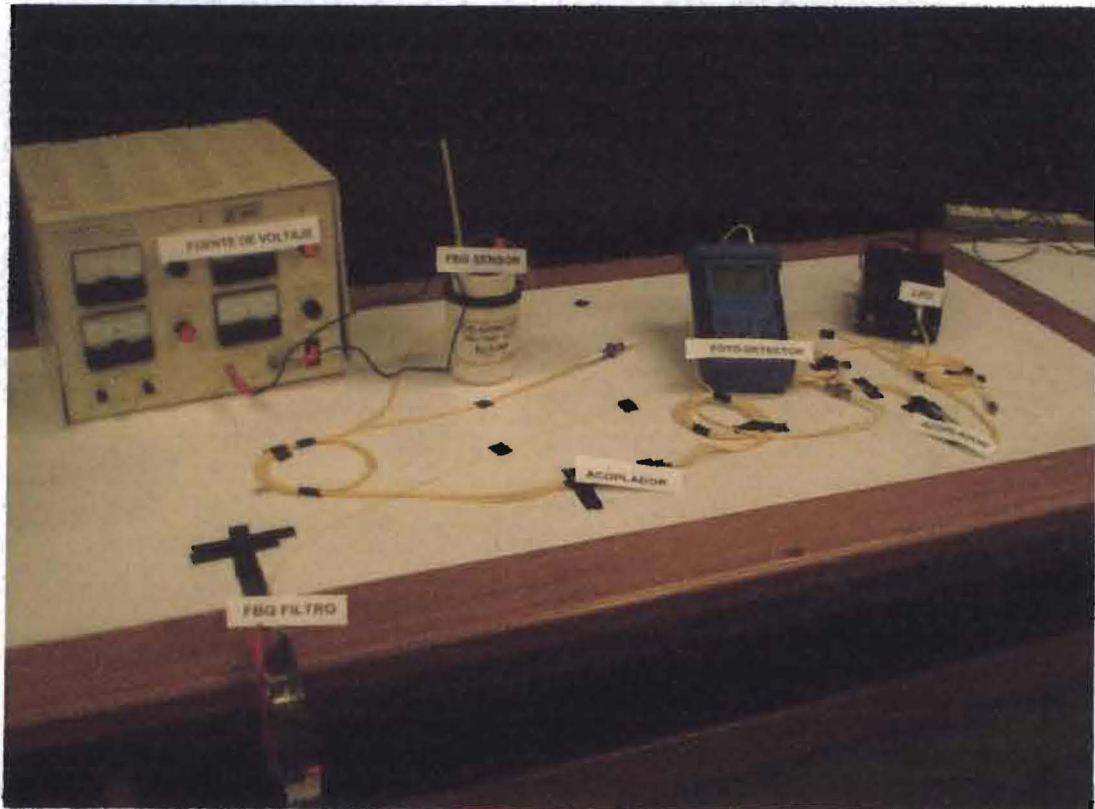


Figura 4.5 Montaje real del sensor de temperatura utilizando el método de filtro-fijo

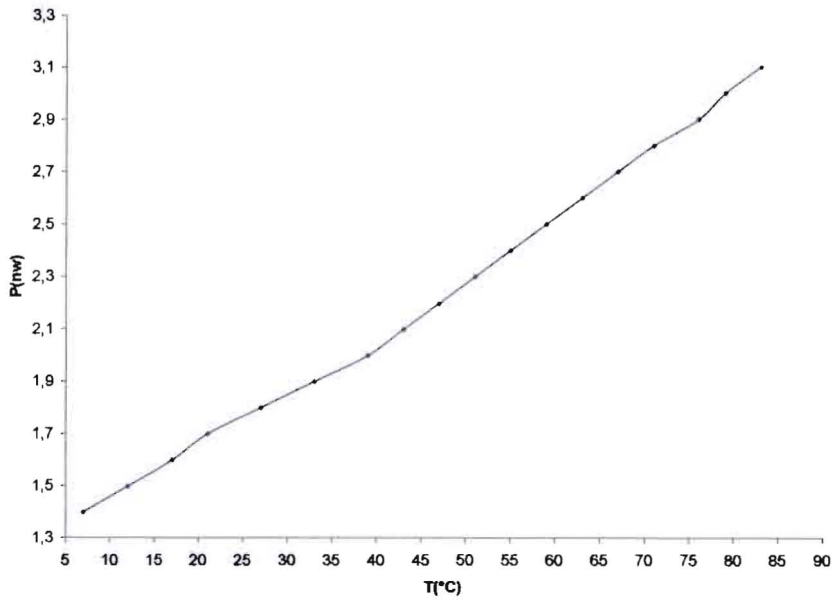


Figura 4.6 Curva de calibración para el sensor de temperatura

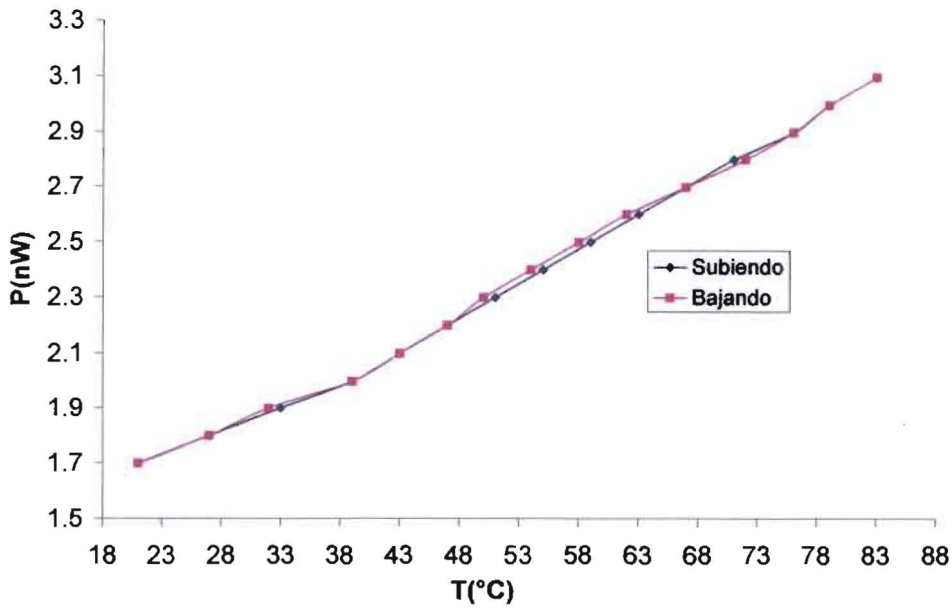


Figura 4.7 Curva de histéresis para el sensor de temperatura

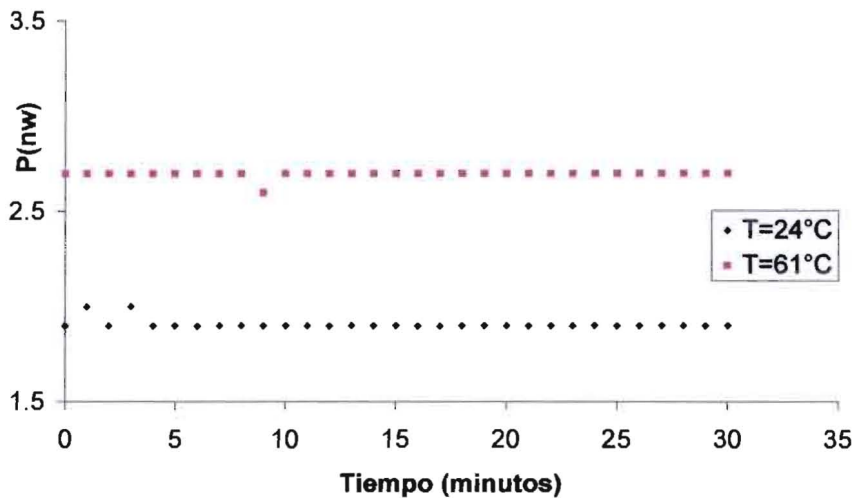


Figura 4.8 Curvas de estabilidad para el sensor de temperatura

En la figura 4.6 claramente se puede ver la linealidad que existe en dos tramos diferentes; un primer tramo de 7°C hasta 38°C donde la sensibilidad es de 18.12 nW/°C, y un segundo tramo de 38°C hasta 83°C con una sensibilidad de 24.60 nW/°C; la incertidumbre en las mediciones son de 0.1nW. Por último, las figuras 4.7 y 4.8 muestran claramente las condiciones de reproducibilidad y estabilidad térmica del módulo.

4.3.2 Sensor de Deformación

Las redes de Bragg utilizadas como filtro y sensor poseen las siguientes características; longitud de onda de Bragg 1550.49nm y 1550.80nm respectivamente, ancho espectral 2.8nm y 2.3nm y reflectividades del 40% y 60%.

Se tomó 94mm de fibra donde se halla la FBG sensora; el extremo libre se adhirió a una pieza metálica y el otro extremo se sujeto a una pieza móvil con desplazamientos desde décimas de micras (ver figura 4.9).

Los diferentes resultados obtenidos para el sensor de deformación, histéresis y estabilidad se presentan en las figuras 4.10, 4.11 y 4.12, respectivamente.

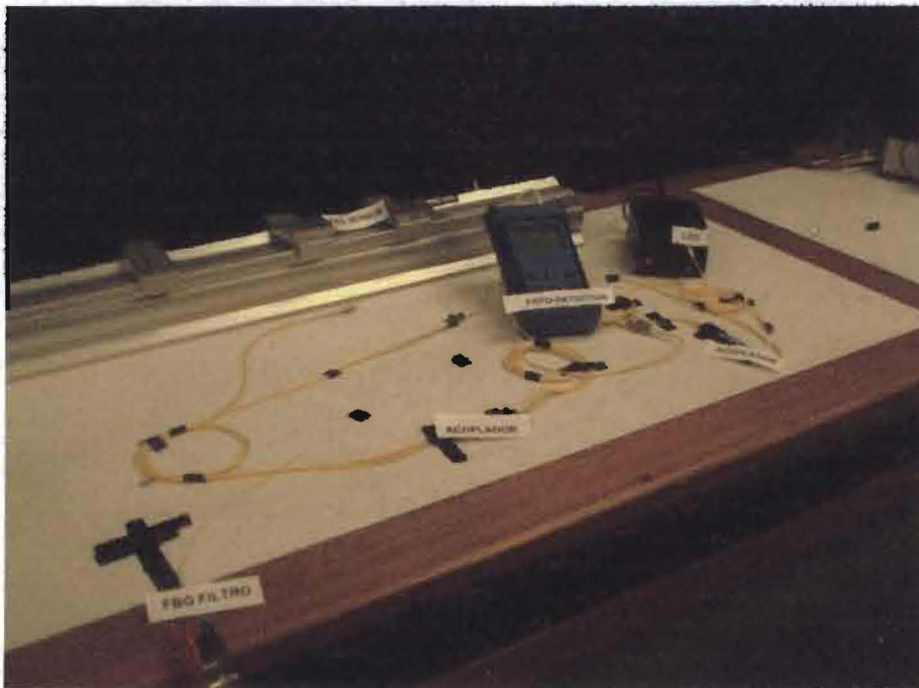


Figura 4.9 Montaje real del sensor de deformación utilizando el método de filtro-fijo

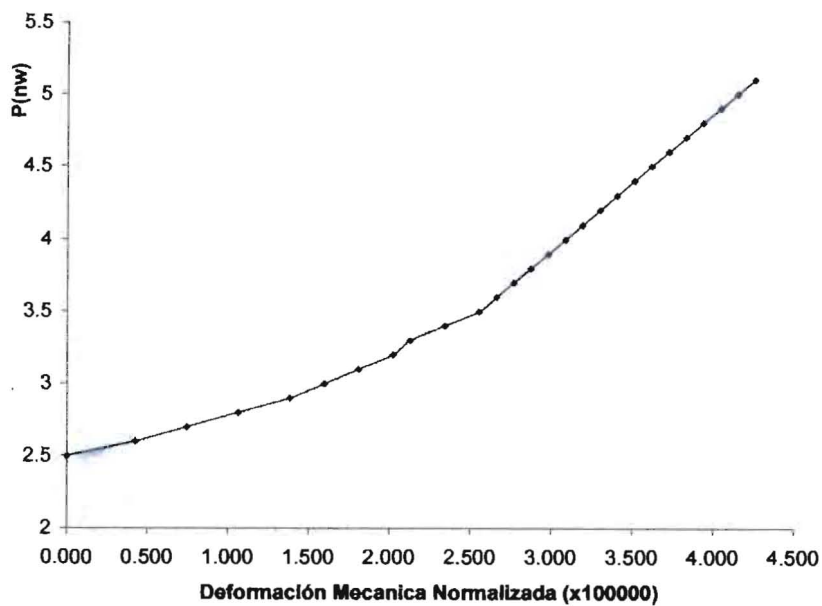


Figura 4.10 Curva de calibración para el sensor de deformación Normalizada a 94mm

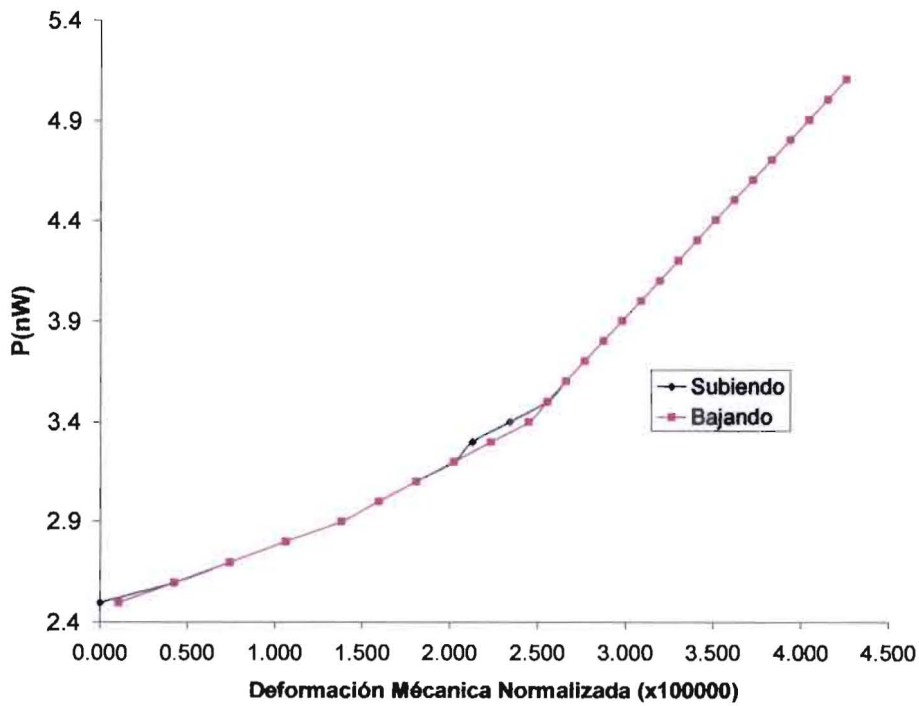


Figura 4.11 Curva de histéresis para el sensor de deformación

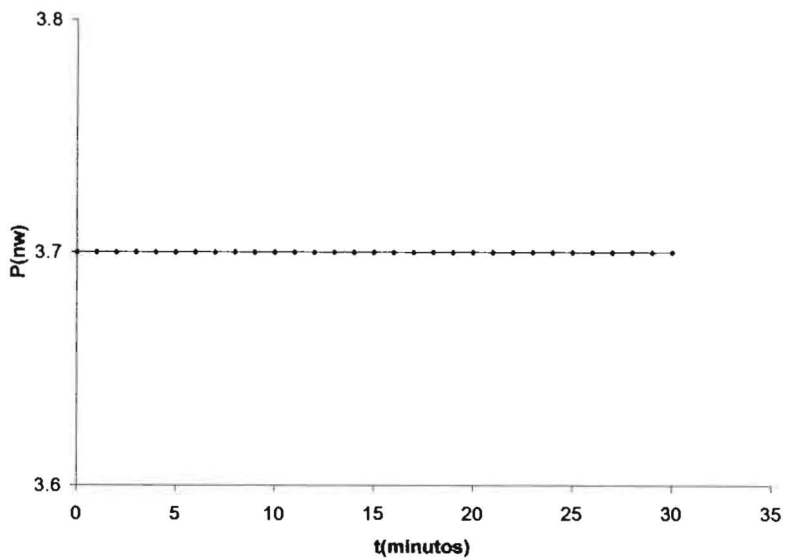


Figura 4.12 Curvas de estabilidad para el sensor de deformación

En la figura 4.9 el tramo que comprende una deformación normalizada de 2.553 (x100000) hasta 4.255 (x100000) es bastante lineal, por lo tanto este trayecto sería muy útil para construir sensores de deformación, presión o fuerza. La sensibilidad correspondiente a esta parte lineal es de $0.940 \frac{nW}{\text{Deformación Mécanica}(x100000)}$, con una incertidumbre de 0.1nW. Por

último de las figuras 4.10 y 4.11 podemos decir que este tipo de sensor es una buena alternativa para aquellos sensores que impliquen deformaciones, de los cuales podemos mencionar: sensor de deformación, presión, fuerza, campo magnético (utilizando un material magneto-strictivo), campo eléctrico (por medio de un piezo-eléctrico, PZT), entre otros.

5. CONCLUSIONES

Como conclusiones generales de este trabajo podemos mencionar:

El método de fabricación de FBG, empleando la máscara de fase, mostró ser una técnica eficiente y rápida (5 minutos), el cual es estable frente a vibraciones que se pudieran presentar durante el proceso de fabricación de la red. De otra parte, las características y propiedades espectrales básicas de redes de Bragg en fibras ópticas fueron revisadas con éxito. Se mostró que redes con algunas décimas de milímetro pueden tener altas reflectividad cercanas al 100%, y para ello la amplitud de modulación del índice de refracción es del orden de 10^{-3} . Redes de Bragg con estas características son apropiadas para aplicaciones como elemento sensor.

Aprovechando las ventajas que ofrecen las FBG como elemento sensor, dado que su respuesta espectral depende tanto de la temperatura como la deformación mecánica a través del índice de refracción de la fibra como del periodo espacial de la red, se desarrollaron tres aplicaciones midiendo el espectro completo de la red: una punta de prueba para medir temperatura, un sensor presión y un sensor de campo magnético mediante un transductor. En las tres experiencias se realizó un pos-procesamiento de los datos con el ánimo de tener una mayor confiabilidad a la hora de definir la longitud de onda de Bragg de las redes. Los resultados experimentales muestran buena concordancia con el modelo teórico

Como alternativa a la lectura espectral de la red, se desarrolló un módulo sensor basado en la técnica de filtro fijo, que como particularidad utiliza otra red de Bragg como filtro. A pesar de que en el diseño de la figura 4.1 no se tratar la compensación de fluctuaciones de potencia óptica en el circuito del LED, o en el mismo sistema de fibras debido a agentes externos (lo que hace que se presenten

inestabilidades e histéresis cuando las condiciones del medio cambian) se logró una buena respuesta lineal del módulo ante cambios de temperatura y deformación mecánica, mostrando buena estabilidad y baja histéresis.

5.1 RECOMENDACIONES

Se han mencionado algunos problemas con el diseño experimental de la figura 4.1. Para tratar de corregir estos errores, es posible modificar el montaje según la figura 5.1. Con este nuevo sistema, se reduce el problema de inestabilidad que se puede presentar, pues el dato a ser tomado ahora es el cociente $\frac{P_1}{P_2}$; donde P_1 y P_2 son las potencias ópticas en los foto-detectores 1 y 2, respectivamente; con este cociente se compensan los problemas de fluctuación de intensidad en la fuente.

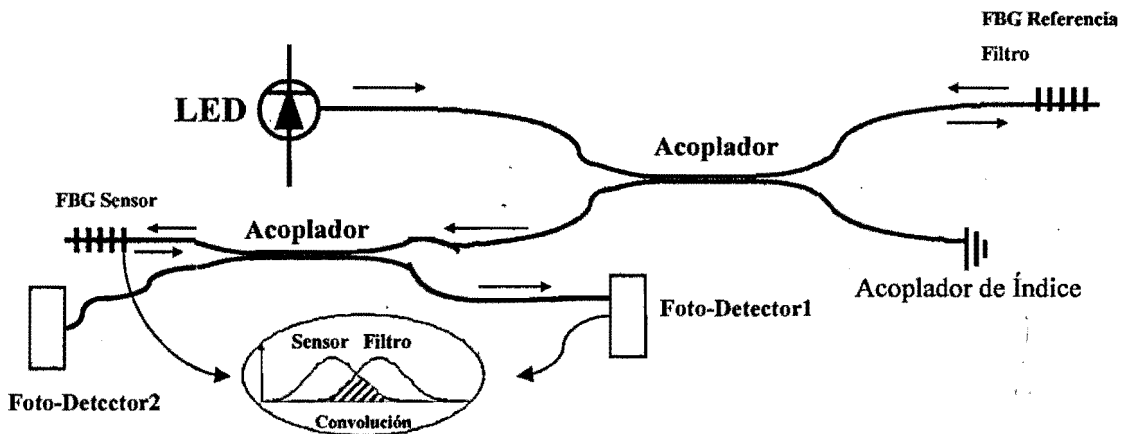


Figura 5.1 Montaje filtro fijo para compensación de fluctuaciones de potencia óptica

Una posible mejora en cuanto a la resolución y rango dinámico del módulo sensor desarrollado, consistiría en implementar la técnica de doble filtro, que en aplicaciones realizadas recientemente [14] ha mostrado ser una técnica con baja

incertumbre (1pm); estos es, es posibles medir cambios en la longitud de onda en 1pm. Un esquema de esta técnica se puede en la figura 5.2. Ahora, la potencia medida por los foto-detectores es la convolución entre el espectro de reflexión de la FBG sensora y el espectro de transmisión de las redes filtro.

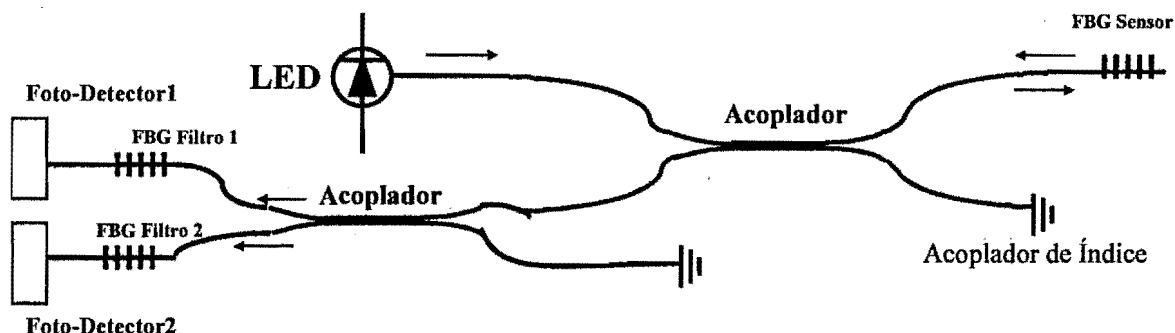


Figura 5.2 Técnica de doble filtro

5.2 TRABAJOS FUTUROS

Algunos de los posibles trabajos a futuro que se podrían iniciar con base en el trabajo desarrollado en esta tesis son:

Realizar aplicaciones en múltiples tipos de sensores en diferentes áreas del conocimiento, de los que podemos mencionar: sensores de campo eléctrico, campo magnético, corriente, voltaje, presión, deformación mecánica, entre otros. Dependiendo del rango dinámico y las condiciones de la variable física a medir, así como también de la exactitud, estabilidad, proceso de calibración, respuesta temporal y costos por canal, se evaluará la técnica a utilizar. Como ya se vio, la lectura espectral de la red es la forma más directa y rápida de implementar un sensor basado en FBG. La desventaja de esta técnica es que es esencialmente una técnica estática, aunque en algunos casos especiales se puede llegar a medir los cambios de la posición del pico de frecuencias de hasta unas pocas decenas de hertz [14]. Por otro lado, la técnica de filtro fijo, el tiende a ser rápida, con

respuesta del orden de varios kilohertz, pero necesita de un sistema de detección independiente para cada sensor. Cuando el costo del sistema sensor se convierte en un parámetro fundamental, la primera opción tiende a ser la mejor para un número grande de sensores (mayor a 10 [14]), mientras que la segunda opción es más barata cuando la cantidad de sensores es menor a dicho número. En ambos casos la calibración se puede realizar reemplazando las redes sensoras por espectros de referencia, que pueden ser de otras FBG térmicamente compensadas.

Una de las ventajas de la tecnología de la FBG es la facilidad de la multiplexación. Se pueden diseñar sistemas basados en la medición del espectro completo, como por ejemplo el sistema representado en la figura 5.3 que permitiría la evaluación directa de por lo menos 100 sensores [27]. De igual manera, la tecnología de la multiplexación se podría implementar con la técnica de filtro fijo, tal como se muestra en la figura 5.4 Se debe señalar que en ambas casos sólo se consideró la multiplexación que se conoce popularmente como WDM (Wavelength Division Multiplexing), y que multiplexación en el dominio del tiempo (TDM) y la multiplexación por códigos (CDMA) pueden potenciar aún más esta tecnología a nivel de evaluarse cientos de sensores a través de un mismo canal.

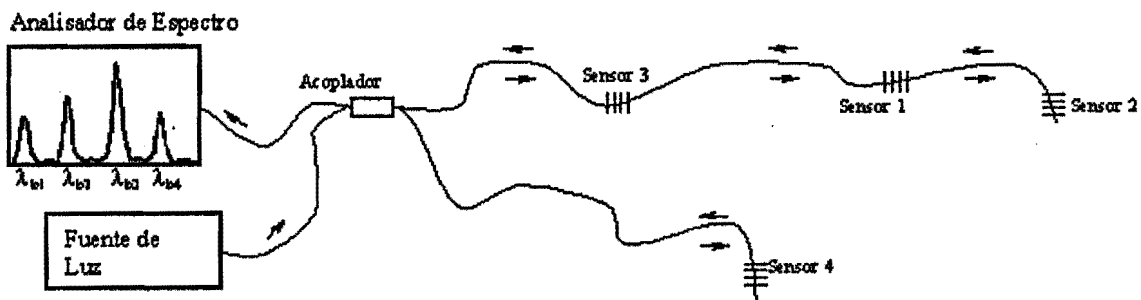


Figura 5.3 Sistema de FBG multiplexadas basado en la medición del espectro Completo

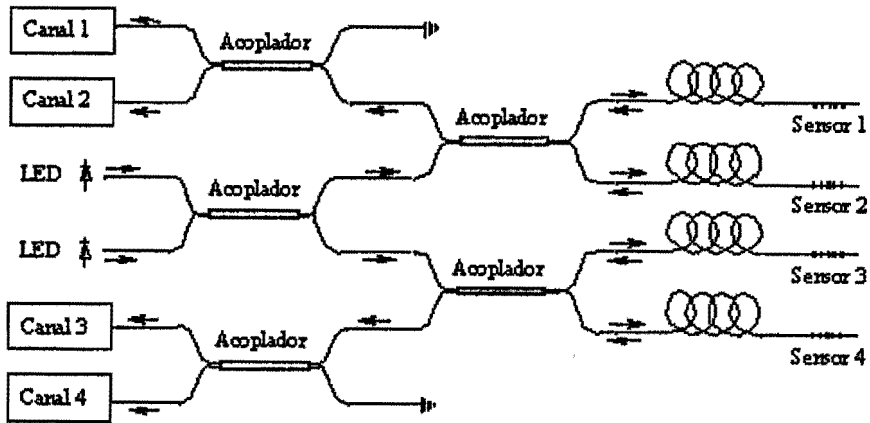


Figura 5.4 Sistema de FBG multiplexadas basado en filtros fijos

ANEXO A

A.1 RELACIÓN STRAIN – STRESS

El tensor de índice de refracción expresado en coordenadas cartesianas está dado por;

$$[n] = \begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} & n_{13} \\ n_{21} & n_{22} & n_{23} \\ n_{31} & n_{32} & n_{33} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

El tensor de impermeabilidad está dado por:

$$[B] = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

donde

$$B_{ij} = \frac{1}{n_{ij}^2}, \quad (i, j = 1, 2, 3).$$

El cambio en el índice de refracción de acuerdo a la teoría foto-elástica está dado por;

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{ij}^2}\right) = \Delta(B_{ij}) = p_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3), \quad (\text{A.3})$$

donde p_{ijkl} es el tensor de cuarto rango dado por efectos foto-elásticos.

Para un material isotropico el tensor foto-elástico puede ser expresado en coordenadas cartesianas en la forma:

$$P_{mn} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.4})$$

y el tensor strain ε_{kb} es de segundo rango dado por;

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Utilizando la notación de Nye's [39], podemos escribir (A.3) en la forma

$$\Delta\left(\frac{1}{n_m^2}\right) = \Delta(B_m) = p_{mn} \varepsilon_n \quad (m, n = 1, 2, 3, 4, 5, 6). \quad (\text{A.6})$$

De la expresiones (A.4), (A.5) y (A.6), se puede mostrar que;

$$\begin{aligned}
 \Delta\left(\frac{1}{n_1^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_1}{n_1^3} = p_{11}\varepsilon_1 + p_{12}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_2^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_2}{n_2^3} = p_{11}\varepsilon_2 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_3^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_3}{n_3^3} = p_{11}\varepsilon_3 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_4^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_4}{n_4^3} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}\varepsilon_4 \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_5^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_5}{n_5^3} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}\varepsilon_5 \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_6^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_6}{n_6^3} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}\varepsilon_6
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

Las relaciones strain – stress están dada por,

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_x &= \frac{1}{E}[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] \\
 \varepsilon_y &= \frac{1}{E}[\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] \\
 \varepsilon_z &= \frac{1}{E}[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] \\
 \varepsilon_{yz} &= \frac{2(1+\nu)}{E}\sigma_{yz} \\
 \varepsilon_{xz} &= \frac{2(1+\nu)}{E}\sigma_{xz} \\
 \varepsilon_{xy} &= \frac{2(1+\nu)}{E}\sigma_{xy}
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

donde E y ν son respectivamente el modulo de Young's y la razón de Poisson's de una fibra óptica; G es la rigidez dada por, $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$, σ_x , σ_y , σ_z son las

componentes de los stress en un punto (x,y,z) , en las direcciones x , y , z respectivamente

BIBLIOGRAFIA

1. Grattan K. T. V., Meggitt B. T., "Optical fiber sensor technology," Chapman & Hall. (1995).
2. Medlock, R. S. " Review of modulation techniques for fiber optics sensors," Opt. Sensors, pp 43 – 68 (1986).
3. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Jhonson, and B. S. Kawasaki. Appl. Phys Lett 32; pg 64 (1978).
4. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Jhonson, and B. S. Kawasaki. " Phosensitivity in optical wave guide : Aplicaions to reflection filter fabrication," Appl. Phys. Lett. 32. pp (1978).
5. Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H., " Formation of Bragg grating in optical fiber," Opt. Lett. 14. pp 1191 (1989)
6. J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie, and D. N. Payne, "Er³⁺:Yb³⁺ -codoped fiber distributed-feedback laser," Opt. Lett. 19, 2101—2103 (1994).
7. J. F. Massicott, S. D. Wilson, R. Wyatt, J. R. Armitage, R. Kashyap, D. L. Williams, and R. A. Lobbet, "1480nm pumped erbium doped fiber amplifier with all optical automatic gain control," Electron. Lett., vol. 33, no 12, 1112. (1993).

8. Akoi Y., "Properties of fiber Raman amplifiers and their applicability to digital optical communications systems," *Lightwave Technol.* 6, 1225 (1988).
9. Schmuck, H., Pfeiffer., T. and Veith, G., "Widely tunable narrow line width doped fiber ring laser," *Electronics Lett.* 27, pp 2117 (1991).
10. D. R. Hjelme, H. Storøy, and J. Skaar, in *Trends in Optics and Photonics Series (OSA)*, pp. 280—284 (1998).
11. Vengsarkar A. M., Pedrazzani J. R., Judkins J. B., Lemaire P. J., Bergano N. S. And Davidson C. R., "Long-period fiber grating based gain equalizers," *Opt. Lett.* 21 336 – 338 (1996).
12. H. G. Winful, " Pulse compression in optical fiber filters," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46 no. 6, 527 (1985).
13. R. Kashyap, S. V. Chernikov, P. F. Mckee, and J.R Taylor, " 30 ps chromatic dispersion compensation of 400 pulses at 100 Gbit/s using an all fiber photoinduced chirp reflection grating, " *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 13, 1078 (1994).
14. Analysis of a Demodulation System for Fiber Bragg Grating Sensors Using Two Fixed Filters; L.C.S. Nunes, L.C.G. Valente and A.M.B. Braga.
DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING, PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO DE JANEIRO, Rua Marquês de São Vicente 225, 22453-900, Rio de Janeiro, Brazil.
15. Alan D. Kersey, " A review of recent developments in fiber optic sensor technology," *Optical Fiber Technology*, vol. 2, 291 (1996).

16. G. Wehrle, P. Nohama, H. J. Kalinowski, P. I. Torres, L. C. G. Valente, "A fiber optic Bragg grating strain sensor for monitoring ventilatory movements", *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, pp. 805-809 (2001).
17. P. Torres, C. J. S. de Matos, L. C. G. Valente, and W. Margulis. Fiber grating characterization and shaping by local pressure: A numerical analysis. *Annals of the Brazilian Commission for optics*, vol.2 (2000).
18. Y. J. Rao, "Recent progress in applications in-fiber Bragg grating sensors", *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 31, p. 297 (1999).
19. Y. J. Rao, P. J. Henderson, D. A. Jackson, I. Zhang, I. Bennion, "Simultaneous strain, temperature and vibration measurement using a multiplexed in-fibre Bragg grating/Fabry-Perot sensor system". *Electron. Lett.*, vol. 33, p. 2063 (1997).
20. J. Canning, M. Englund, K. Sommer, "Fiber Gratings for High Temperature Sensor Applications", *Proceeding SPIE*, vol. 4185, postdeadline papers, p 1 (2000).
21. Turan Erdogan, "Fiber Grating Spectra," *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, vol 15, No 8, Agosto (1997).
22. M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," New York; Pergamon. Sec. 8.6.1 (1987).
23. A. W. Snyder and J. D. Love "Optical Waveguide Theory," CHAPMAN & HALL (1983).
24. Kogelnik, in *Theory of Optical Waveguides, Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir, ed., New York: Springer-Verlag (1990).

25. P. Torres and L. C. G. Valente, "Spectral Response of Locally Pressed Fiber Bragg Grating," *Journal of Lightwave Techn.*, vol. 19, no., 8. pp 1206 august (2001).
26. Raman Kashap, "Photosensitive Optical Fiber: Devices and Applications," *OPTICAL FIBER TECHNOLOGY* 1, pg 17 – 34 (1994).
27. Andreas Otonos, "Fiber Bragg Grating", Review Article, *AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS.*, pg 4309 (1997).
28. J. Canning, M. Englund, K. Sommer, "Fiber grating for high temperature sensor applications", in *Proc. SPIE*, vol. 4185, postdeadline papers (2000).
29. Rachid Gafsi and Mahmoud A. El-Sherif. "Analysis of Induced-Birefringence Effects on Fiber Bragg Gratings," *OPTICAL FIBER TECHNOLOGY* 6, pg 299 (1999).
30. J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, chaps. 13 and 14, Clarendon, Oxford (1998).
31. R. Gafsi, A. Malki, F. Ahdad, P. Lecoy, and J. Bures, "Static stress optical-fiber sensor," *Sensor. . Actuat. A Phys.*, vol. 62, 501 (1997).
32. P. D. Gianino and B. Bendow, "Calculation of stress-induced changes in the transverse refractive index profile of optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 3, 430 (1981).
33. Z. X. Lin, Y. Zhang, H. L. An, and H. D. Liu, "Electrically tunable singlemode fiber Bragg reflective filter," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 11, pp 887–888 (1994).

34. J. L. Cruz, A. Díez, M. V. Andrés, A. Segura, B. Ortega, and L. Dong, "Fiber Bragg gratings tuned and chirped using magnetic fields," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 3, pp. 235–236 (1997).
35. Sandlund, L., Fahlander, M., Cedell, T., Clark, A. E., Restorff, J. B., and Wun-Fogle, M., "Magnetostriction, elastic moduli, and coupling factors of composite Terfenol-D" ,. *Journal of Applied Physics*, 75, pp. 5656-5658 (1994).
36. <http://www.adaptronics.com/>
37. J. Mora, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés., "A Magnetostrictive Sensor Interrogated by Fiber Gratings for DC-Current and Temperature Discrimination," *IEEE Photonics Techn. Lett.*, vol. 12, Decembre (2000).
38. J. A. Bucaro, H. D. Dardy, and E. Carome, "Fiber optics hydrophone," *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 62, pp 1302 – 1304 (1977)
39. J F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, chaps. 13 and 14, Clarendon, Oxford.



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Sede Medellín

REGISTRO DE CALIFICACIONES ESPECIALES

Archivo entregado el 18/12/03

2	2003
SEM.	AÑO

- HABILITACIÓN
- VALIDACIÓN
- SUPLETORIOS
- CORRECCIÓN

DEPARTAMENTO DE: ESCUELA DE FÍSICA		
PROFESOR: PEDRO TORRES TRUJILLO		
ASIGNATURA: TESIS DE MAESTRÍA EN FÍSICA	CÓDIGO	GRUPO
	F0520	0.1

CARNE	APELLIDOS Y NOMBRES COMPLETOS DEL ESTUDIANTE	DEFINITIVA
200113843	ACUNA HERRERA RODRIGO	APROBADA
		APROBADO
JORGE IVÁN GARCÍA SUCERQUIA Escuela de Física Universidad Nacional Sede Medellín Jurado		
		APROBADO
RODRIGO HENAO HENAO Instituto de Física Universidad de Antioquia Jurado		

OBSERVACIONES:

Firma del Profesor

Vo.Bo. Director del Departamento