



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

RESONADORES DE FIBRA OPTICA
CON BIRREFRINGENCIA HIBRIDA

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES
P R E S E N T A :
ANDREA ROSALES GARCIA

DIRECTOR DE TESIS
DR. JUAN HERNANDEZ CORDERO



CIUDAD UNIVERSITARIA

NOVIEMBRE DE 2004



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO**

FACULTAD DE INGENIERÍA

**RESONADORES DE FIBRA ÓPTICA
CON BIRREFRINGENCIA HÍBRIDA**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES**

**P R E S E N T A :
ANDREA ROSALES GARCÍA**

Director de Tesis: Dr. Juan Hernández Cordero



CIUDAD UNIVERSITARIA

Noviembre de 2004

A mis papás, Armando y Leticia, por todo.

A Armando, mi hermano.

A Jurgi, mi hermano nacido en otra casa.

Agradecimientos

A la Universidad Nacional Autónoma de México, a la Prepa 6, a la Facultad de Ingeniería, y al Instituto de Investigaciones en Materiales.

Al Dr. Juan Hernández Cordero por su ayuda, paciencia, confianza, interés amistad y apoyo en la realización de este trabajo.

A toda mi familia por su cariño.

A mis amigos Héctor, Marmen y Alfredo, por compartir tantas experiencias, alegrías y tristezas juntos. A los que estuvieron alguna vez en el RKTA, Chucho, Alex, Toño, Omar, Luis, Jorge, Carlos, a los de la facultad, a los del equipo de clavados, a los de la Prepa 6, a los de la salsa y a los del tango por hacer de la Universidad mi segundo hogar.

A mis compañeros del laboratorio Gil, Roa, Piloto, Champi, Paulo y a todos los del IIM, por su amistad y por hacer mi estancia en el Instituto muy agradable. A los del CCADET, a los investigadores y compañeros.

Al Ing. Luis César Vázquez Segovia y a Lidia Delgado por su apoyo y amistad durante toda la carrera. Al M. en I. Ismael Martínez López por las innumerables veces que lo molesté para el préstamo del analizador, sin el cual este trabajo hubiese sido imposible.

A las de la gimnasia Perla, Tania y Vera por compartir toda una vida juntas y a Toño Barraza, mi entrenador, por todo lo que me enseñó y aprendí de él.

A Cherry por ocho años de compañía e inmenso cariño.

Al respaldo económico de CONACYT

Y a todos aquellos que mi memoria no me permite recordar en este momento.

Índice

	Introducción	1
	Objetivos	2
	Capítulo 1	
	Antecedentes	3
1.1	Guías de onda	3
1.1.1	Fibras ópticas.....	3
1.1.2	Clasificación de fibras ópticas.....	4
1.1.3	Propagación de luz en fibras ópticas.....	5
1.2	Fibras ópticas láser	7
1.2.1	Fuentes de luz.....	7
1.2.2	Funcionamiento del láser.....	9
1.2.3	Principios de operación de una fibra óptica láser.....	10
1.3	Dispositivos de fibra óptica utilizados en fibras láser	11
1.3.1	Amplificadores láser.....	12
1.3.2	Rejillas de Bragg.....	12
1.3.3	Acopladores de fibra óptica.....	13
1.4	Polarización en fibras ópticas láser	14
1.4.1	Polarización de la luz.....	14
1.4.2	Polarización de la luz en fibras ópticas.....	17
1.4.3	Birrefringencia.....	18
1.4.4	Efectos de polarización en fibras láser y generación de frecuencias heterodinas.....	19

Capítulo 2

	Resonadores para fibras láser con birrefringencia híbrida: descripción teórica	21
2.1	Descripción matemática de la luz polarizada.....	21
2.1.1	Matrices de Jones.....	21
2.1.2	Matrices de Jones para fibras ópticas birrefringentes.....	23
2.2	Representación con matrices de Jones para resonadores de fibra óptica con birrefringencia híbrida.....	25
2.2.1	Resonadores.....	25
2.2.2	Resonadores con birrefringencia híbrida.....	27
2.2.3	Matrices de Jones.....	29

Capítulo 3

	Frecuencias heterodinas en resonadores de birrefringencia híbrida: resultados	34
3.1	Resultados teóricos.....	35
3.2	Arreglo experimental.....	42
3.3	Resultados experimentales.....	44
3.4	Comparación con modelo teórico.....	54
3.5	Aplicaciones.....	59

Capítulo 4

	Conclusiones	61
4.1	Conclusiones.....	61
4.2	Trabajo a futuro.....	64

Apéndice A

Código fuente del programa de simulación del arreglo óptico 65

Referencias y bibliografía..... 69

Introducción

Los sistemas de fibra óptica han tenido gran auge en las últimas décadas, ya que en comparación con otros sistemas de comunicación, poseen un gran número de ventajas debidas a las características de la fibra, como baja atenuación, aislamiento eléctrico, gran ancho de banda y sistemas compactos. El perfeccionamiento de las fibras ópticas, así como de los dispositivos basados en éstas, han permitido adicionalmente su desarrollo en otras aplicaciones como sensores y fuentes de luz.

Las fibras dopadas de tierras raras han sido de gran interés para el desarrollo de amplificadores ópticos y fuentes láser para telecomunicaciones. Por sus características, en los últimos años han sido ampliamente estudiadas para el desarrollo de sensores ópticos, generación de pulsos ultracortos, y fuentes de alta potencia para dispositivos que así lo requieren, haciéndolas muy atractivas para futuros sistemas de telecomunicaciones.

En el presente trabajo se propone un arreglo experimental, así como un modelo teórico que permite estudiar las características de las señales heterodinas generadas con fibras ópticas láser, para su aplicación en sensores de cambios en longitud de onda, así como su futura aplicación en sensores de ángulo, y métodos para describir y estudiar efectos que afectan la transmisión en sistemas de comunicación, como la dispersión de los modos de polarización.

Objetivos

Los objetivos que se persiguen en el siguiente trabajo son:

1. Establecer un modelo teórico que permita predecir el comportamiento de las señales heterodinas generadas en la cavidad resonante, para su optimización en el desarrollo experimental
2. La construcción de un arreglo experimental que permita estudiar el comportamiento de las señales heterodinas en función de la variación de parámetros en la cavidad resonante como la longitud de onda de resonancia, la variación del ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras ópticas empleadas en el arreglo y la torsión de un segmento de fibra óptica.
3. Caracterizar el comportamiento de dichas frecuencias, basado en la comparación del modelo teórico y los resultados experimentales
4. Demostrar la utilidad del arreglo experimental en el desarrollo de futuras aplicaciones como sensor.

Capítulo 1

Antecedentes

1.1 Guías de onda

Una guía de onda óptica es una estructura dieléctrica que transporta la energía a longitudes de onda en las porciones del visible o el infrarrojo del espectro electromagnético. Consiste de un dieléctrico rodeado de otro dieléctrico, con índice de refracción menor al primero. La onda de luz es confinada en el dieléctrico central.

1.1.1 Fibras ópticas

La fibra óptica es una guía de onda formada por dos cilindros de material dieléctrico concéntricos. Para garantizar la propagación de la luz en su interior, por medio de la reflexión total interna, el índice de refracción del material del cilindro exterior debe ser menor que el del cilindro interior. Asimismo, la luz debe llegar a la interfaz con un ángulo mayor que el ángulo crítico.



Figura 1.1 Descripción esquemática de una fibra óptica

Los materiales usados en la fabricación de las fibras ópticas deben satisfacer determinadas características como transparencia en el intervalo de las longitudes de onda de trabajo, poca atenuación, así como elasticidad de tal forma que el manejo durante su fabricación se facilite. Esto limita los materiales útiles para la fabricación de una fibra.

Los vidrios presentan las mejores características para cumplir estas condiciones. Los más comúnmente usados están formados por mezclas de óxidos metálicos, tales como óxidos de silicio, germanio, fósforo y boro. A éstos es posible agregar otro tipo de óxidos con el fin de modificar ciertas propiedades físicas y químicas de las fibras ópticas.

En general, la frecuencia mínima de operación permisible para las guías de onda está en función de sus dimensiones; éstas se establecen con la intención de que la propagación de los campos electromagnéticos a través de la guía no se vea perturbada. Debido a esto, existe una frecuencia mínima (frecuencia de corte) a partir de la cual es posible la propagación de señales; ésta es posible cuando las dimensiones de la guía satisfacen las condiciones necesarias.

1.1.2 Clasificación de fibras ópticas

Existen diversas formas de clasificar a las fibras ópticas, una de éstas se basa en el número de modos o trayectorias que la onda electromagnética puede describir en su propagación. De esta forma clasificamos a las fibras en monomodales y multimodales.

Las *fibras monomodales* son aquellas que sólo permiten un modo de propagación a una longitud de onda determinada, mientras que por las *fibras multimodales* se puede propagar más de un modo a una longitud de onda determinada. Generalmente, las fibras monomodales tienen un núcleo muy angosto con un índice de refracción uniforme, mientras que las multimodales cuentan con un núcleo más ancho y diferentes tipos de perfil de índice, aunque no tienen dimensiones exteriores muy diferentes entre sí.

Las *fibras multimodales* a su vez se clasifican por el perfil de índice que presentan: *fibras de índice escalonado* y *fibras de índice gradual*. Las fibras de índice escalonado tienen un índice de refracción constante en el núcleo, es decir, su perfil de índice es de forma escalonada. Por otro lado, las de índice gradual tienen un índice de refracción que va variando gradualmente hasta ser máximo en el centro del núcleo.

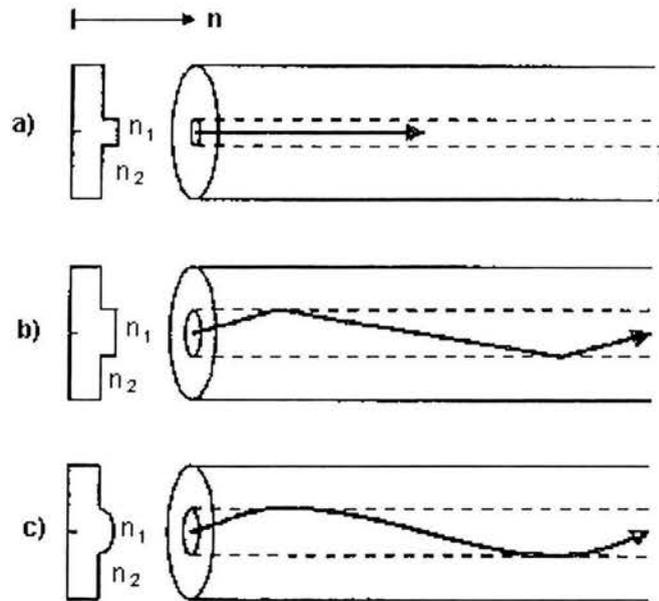


Figura 1.2 Tipos de fibra óptica: a) Fibra monomodo, b) Fibra multimodo de índice escalonado, c) Fibra multimodo de índice gradual

1.1.2 Propagación de la luz en fibras ópticas

La propagación de la luz en una fibra óptica puede ser descrita mediante dos teorías: la teoría de rayos y la teoría modal. La *teoría de rayos* emplea las leyes de la óptica geométrica; la luz es considerada como un rayo y la propagación de se efectúa mediante reflexiones múltiples en trayectorias rectilíneas.

De acuerdo con la *teoría modal*, la luz es descrita como una onda electromagnética, y describe el comportamiento de la luz dentro de la fibra. Los efectos de propagación pueden ser descritos resolviendo las ecuaciones de Maxwell, empleando campos electromagnéticos para describir la onda luminosa. El análisis formal de la ecuación de onda con las condiciones de frontera adecuadas permite obtener una descripción detallada de las características del haz de luz durante su propagación. Por lo general, se busca obtener el número de modos de propagación en función de la longitud de onda de operación, así como de parámetros ópticos y geométricos de la fibra.

Se puede establecer que los modos de propagación de una fibra óptica deben satisfacer ciertas condiciones de fase mientras viajan a lo largo de ésta. Es deseable que la onda se repita después de haberse desplazado una cierta distancia dentro de la guía. De esta manera puede establecerse la existencia de trayectorias de la onda en el núcleo de la guía que cumplan esta condición, o bien, soluciones a la ecuación de onda que satisfagan las condiciones de fase y de frontera. Cada una de estas trayectorias, o las soluciones a la ecuación de onda, constituyen los modos de propagación.

Con el fin de generalizar y comparar los fenómenos de propagación en las fibras que tienen radios de núcleo diferentes, así como índices de núcleo y cubierta, se introduce un parámetro llamado frecuencia normalizada V , definido por la siguiente ecuación:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-1)$$

donde a es el diámetro del núcleo de la fibra, λ es la longitud de onda, n_1 es el índice de refracción del núcleo de la fibra y n_2 el índice de refracción del revestimiento. El cálculo de la frecuencia normalizada se utiliza para identificar el número posible de modos que se propagan a través de una fibra óptica con parámetros de operación establecidos, como longitud de onda y diámetro del núcleo de la fibra. Se puede demostrar que para valores de V menores a 2.405 existe un solo modo de propagación, mientras que para valores superiores pueden existir más modos.

La frecuencia normalizada de la fibra se relaciona también con otro parámetro característico importante de la fibra denominado *apertura numérica* (NA). La apertura numérica corresponde a la propiedad de la fibra para recolectar la luz y propagarla. Con base en la óptica geométrica, y utilizando la ley de Snell en la interfaz medio-fibra, se puede determinar el valor máximo de ángulo de entrada α_{0M} para el cual la luz puede propagarse por reflexiones múltiples, de tal forma que:

$$\text{sen}\alpha_{0M} \leq \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-2)$$

Los valores de n_0 , n_1 y n_2 corresponden a los índices de refracción del medio externo, el núcleo y el revestimiento de la fibra, respectivamente. El ángulo máximo de entrada está dado entonces por:

$$\text{sen}\alpha_{0M} = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-3)$$

Con esto se puede ver que éste ángulo sólo depende de los índices de refracción del núcleo y la cubierta, no de sus dimensiones. Todo rayo que llegue a la fibra con un ángulo menor a α_{0M} se propagará. Esta luz está contenida en un cono, cuyo ángulo medio con vértice α_{0M} , es llamado *cono de aceptación*.

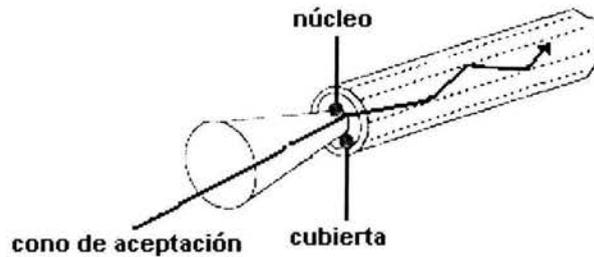


Figura 1.3 Cono de aceptación de una fibra óptica

Si el medio externo es el aire, el valor de $n_0=1$, y se puede definir la apertura numérica como:

$$NA = \text{sen}\alpha_{0M} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-4)$$

1.2 Fibras ópticas láser

1.2.1 Fuentes de luz

Las fuentes ópticas son transductores cuya función fundamental es convertir energía eléctrica en energía óptica (luz) de una forma eficiente, que permita que la salida sea efectivamente acoplada a la fibra óptica. Los requerimientos de las fuentes pueden ser

variados, pero todas tienen dos funciones básicas: deben radiar energía suficiente a una longitud de onda particular, o en la región de interés y deben mantener, usualmente, una intensidad de luz constante o regulada en el intervalo de tiempo apropiado para el uso del dispositivo.

Existen varios tipos de fuentes ópticas como los diodos emisores de luz (LED), el láser de gas, el láser de estado sólido, el láser de materiales semiconductores y de acción química, entre otros. Los dos tipos de fuentes ópticas más importantes por su uso en los sistemas de fibra óptica son los diodos láser (LD) y los LED, debido a que sus características físicas permiten el desarrollo de fuentes compatibles en tamaño y área de emisión de luz, emisión de luz a longitudes de ópticas requeridas y ancho espectral angosto. A continuación se describirá brevemente su funcionamiento, señalando las ventajas y desventajas entre estos.

La radiación de los LED y los LD se consigue inyectando huecos o electrones en una unión p-n con fuerte polarización directa.

Los LEDs son fuentes incoherentes; generan luz por emisión espontánea, radiándola en todas direcciones, por tanto, no es posible acoplar la luz eficientemente en todos los tipos de fibra.

Los LD son fuentes monocromáticas coherentes, por lo que se acopla más potencia óptica a la fibra; tiene construida internamente una cavidad resonante tal, que cuando se excede la corriente de umbral se tiene una emisión estimulada, con gran amplificación de luz.

El LED respecto al LD tiene mayor estabilidad térmica, sin embargo su emisión óptica es incoherente. La potencia de salida del LD con respecto a la del LED es mayor, su haz es coherente, su potencia óptica de salida depende de la temperatura. El LD requiere de un circuito de excitación con compensación de temperatura y protección contra transitorios

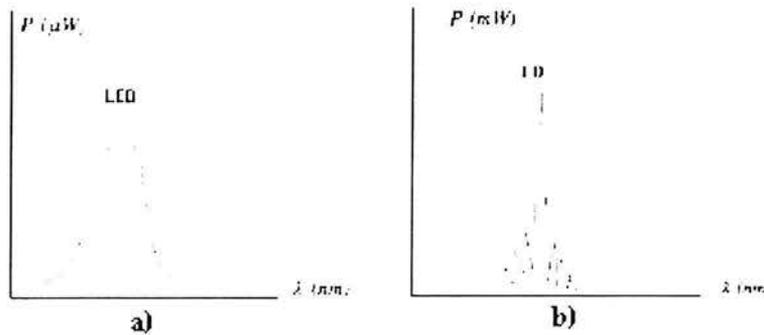


Figura 1.4 Espectros de emisión de a) LED y b) LD

1.2.2 Funcionamiento del láser

Los procesos que determinan la operación de un láser son absorción, emisión estimulada, y emisión espontánea. Para entender estos procesos de carácter cuántico, podemos analizar que sucede cuando un fotón entra en contacto con un átomo con dos niveles de energía, donde la diferencia de energía, E , es igual a la energía del fotón (por la ley de Planck $E=hf$, donde h es la constante de Planck y f la frecuencia). Un electrón en el nivel inferior puede ser removido y excitado a un estado más alto; a este proceso se le denomina **absorción**. Esto puede posteriormente generar la emisión de un fotón, cuya energía corresponderá a la diferencia de energía entre los dos estados, y en esta **emisión espontánea** se producirá una salida óptica de una longitud de onda particular. Puede ocurrir un tercer proceso llamado **emisión estimulada**, cuando el fotón emitido entra en contacto con un átomo en estado excitado, permitiendo que el fotón estimule otro fotón, con la misma dirección, fase y longitud de onda que el inicial.

La emisión estimulada es un proceso que no se presenta en una fuente en equilibrio térmico. Tal condición debe modificarse a fin de provocar una inversión de población y que la distribución normal térmica de electrones sea alterada, es decir, hacer que el número de electrones de alta energía sea mayor que los de baja energía. Para crear la inversión de población, y consecuentemente una mayor densidad de electrones en el nivel superior, se debe crear un proceso de excitación como base del proceso láser.

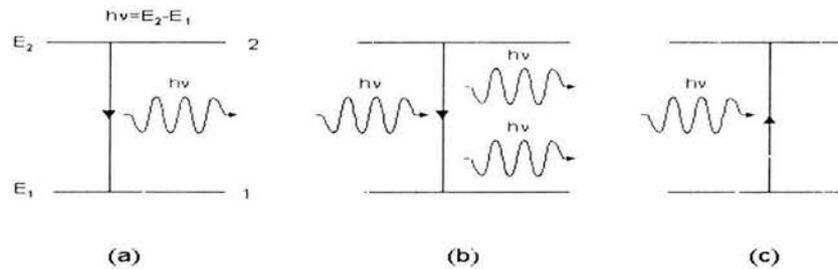


Figura 1.5 Diagrama esquemático del proceso a) Emisión espontánea, b) Emisión estimulada y c) Absorción

Para lograr la operación láser, entonces, se deben tener al menos tres componentes: un medio apropiado, en estado sólido, líquido o gaseoso, que pueda amplificar la luz que pasa a través de éste, una fuente de excitación para crear la inversión de población en el medio y dos espejos para formar una cavidad resonante. El funcionamiento de la cavidad resonante será explicado en el capítulo siguiente. La luz emitida por un láser, como resultado del proceso de emisión estimulada, será monocromática y coherente.



Figura 1.6 Operación del láser

1.2.3 Principios de operación de una fibra óptica láser

Una fibra láser es una fibra óptica a cuyo núcleo se incorporan iones de elementos pertenecientes al grupo de las tierras raras (Er, Yb, Nd, Pr) y colocada entre dos espejos adyacentes a sus extremos que forman la cavidad láser. Generalmente, estas fuentes de luz utilizan bombeo óptico.



Figura 1.7. Diagrama de una fibra láser

La luz de la fuente de bombeo es lanzada a través de un espejo al núcleo de la fibra, en la cual se llevan a cabo los procesos cuánticos descritos en la sección anterior. La salida óptica del dispositivo es acoplada a través del espejo en el otro extremo de la fibra. Así la fibra láser es un convertidor óptico de longitud de onda, en el cual los fotones son absorbidos a la longitud de onda de la fuente de bombeo para producir la inversión de población requerida y la emisión estimulada. Esto provee la salida láser caracterizada por el elemento incorporado en el núcleo de la fibra.

1.3 Dispositivos de fibra óptica utilizados en fibras láser

Si bien en un inicio las fibras ópticas fueron diseñadas principalmente como medios de transmisión, en la actualidad se han diseñado dispositivos basados en éstas, necesarios en sistemas de comunicación por fibras ópticas, así como en sensores.

Los dispositivos de fibra óptica pueden clasificarse en dos tipos: activos y pasivos. Los dispositivos activos requieren de algún control o potencia óptica externa para su funcionamiento, mientras que los dispositivos pasivos sólo requieren ocupar un lugar en el arreglo óptico, para llevar a cabo su función.

1.3.1 Amplificadores ópticos

Un amplificador óptico es un dispositivo que amplifica el flujo de fotones incidentes mediante la emisión estimulada, y que permite compensar pérdidas por atenuación.

Existen diferentes tipos de amplificadores ópticos: los que están basados en estructuras de semiconductor, los basados en efectos no lineales de las fibras ópticas y los basados en fibras activas. El principio básico de operación de estos dispositivos activos fue explicado en la sección 1.2.

1.3.2 Rejillas de Bragg

Las rejillas de Bragg son dispositivos que, en su forma más simple, consisten en una modulación periódica del índice de refracción a lo largo del núcleo de la fibra. Fueron diseñadas a partir del descubrimiento de la fotosensibilidad de las fibras ópticas; su fabricación se basa en el hecho de que al exponer la fibra a un patrón de interferencia de luz UV es posible cambiar el índice de refracción del núcleo, creando una rejilla de periodo determinado (Λ).

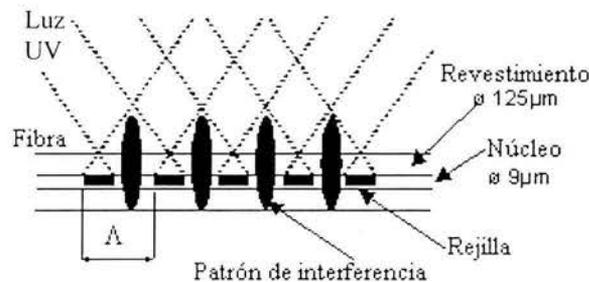


Figura 1.8. Fabricación de una Rejilla de Bragg

Cuando la luz se propaga en la fibra óptica e incide en la rejilla, se encuentra con cambios en el índice de refracción que provocan que parte del haz sea reflejado por el cambio en la densidad del medio, de acuerdo con las leyes de reflexión y refracción. Esto ocurre a una longitud de onda determinada, llamada longitud onda de Bragg λ_B , determinada por el índice efectivo de la fibra y el periodo Λ de la rejilla, de tal forma que:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (1-5)$$

Las rejillas de Bragg se utilizan como filtros de alta selectividad de longitud de onda, o en sistemas láser de fibra óptica, en donde se utilizan como espejo selectivo de longitud de onda.

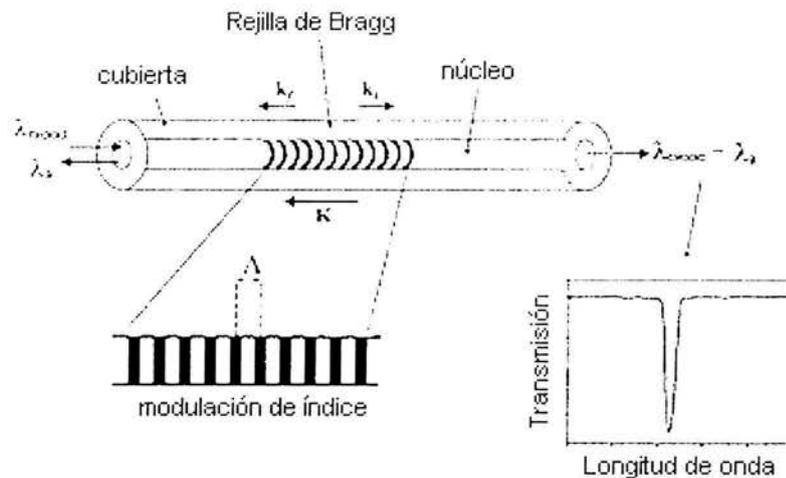


Figura 1.9 Rejilla de Bragg

1.3.3 Acopladores de fibra óptica

La característica principal de los acopladores direccionales es la capacidad de transferir luz de una fibra óptica a otra. Estos dispositivos se pueden construir mediante técnicas de fusión o pulido de dos fibras hasta lograr que sus núcleos se aproximen y exista la transferencia de energía.

Un parámetro importante de los acopladores fabricados mediante la técnica de pulido, es la preservación de polarización. En estos las fibras se fijan en bloques de vidrio, juntando los núcleos de las fibras pulidas.

Con la técnica de fusión, las fibras se estiran mientras se aplica calor para formar la región de acoplamiento. Esto se hace hasta el punto donde se tenga el acoplamiento deseado. La luz de una de las fibras excita la combinación lineal de modos de orden más bajos.

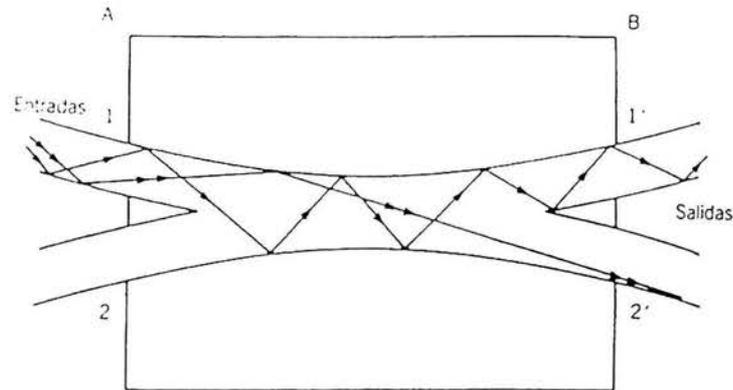


Figura 1.10. Funcionamiento de un acoplador direccional

Otra manera de ver estos dispositivos es como un divisor de haz. La cantidad de luz que se transfiere de una fibra a otra está determinada por el coeficiente de acoplamiento. El dispositivo más usado es el acoplador de 3 dB, en el que el 50% de la luz que entra se acopla a cada una de las fibras de salida.

1.4 Polarización en fibras ópticas láser

1.4.1 Polarización de la luz

La polarización se define como la orientación del vector de campo eléctrico de una onda electromagnética cuando ésta se propaga.

Para describir una onda electromagnética se requieren de los vectores básicos de campo (E, H, D y B). De acuerdo con la trayectoria que el vector de campo eléctrico describe cuando se propaga en la onda electromagnética, podemos definir los siguientes estados de polarización:

Polarización lineal

Una onda polarizada linealmente es aquella en la cual la orientación del campo eléctrico es constante, aunque varíe la magnitud y el sentido en el tiempo. El campo eléctrico de ésta onda se representa como:

$$\mathbf{E} = \hat{i} E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (1-6)$$

donde la onda oscila a una frecuencia ω y se propaga con una constante de propagación k .

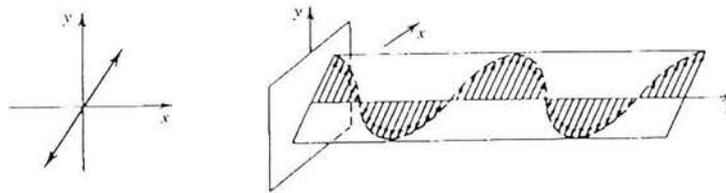


Figura 1.11 Polarización lineal

Polarización circular

Una onda polarizada circularmente es aquella en la cual hay dos componentes ortogonales de igual amplitud con un cuarto de periodo de diferencia entre sus fases; la dirección del campo eléctrico es variable con el tiempo y no se encuentra en un solo plano.

Si el vector de campo eléctrico rota en el sentido de las manecillas del reloj, considerando que la onda se aleja de un observador que sirve como referencia, se dice que se tiene una polarización circular derecha; en caso contrario se tiene una polarización circular izquierda.

Estas ondas se pueden representar mediante las siguientes ecuaciones:

$$\mathbf{E} = E_0[\hat{i} \cos(kz - \omega t) - \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad \text{Polarización circular derecha} \quad (1-7)$$

$$\mathbf{E} = E_0[\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad \text{Polarización circular izquierda} \quad (1-8)$$

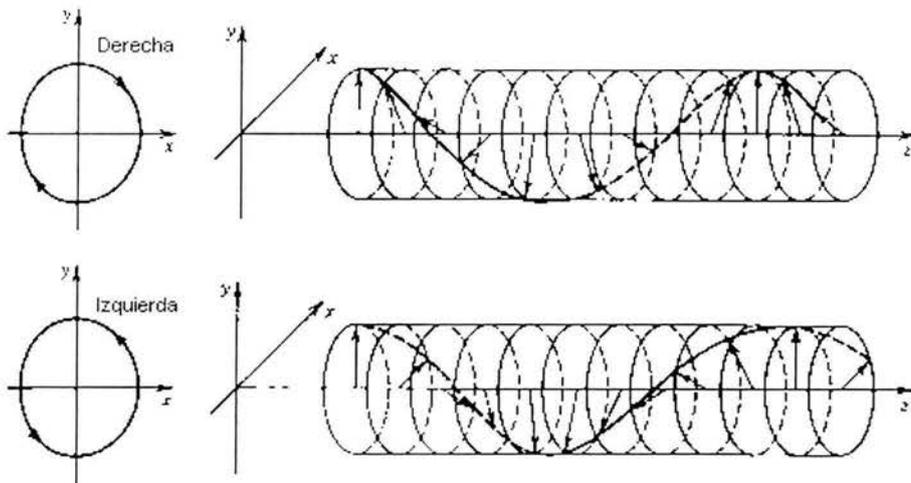


Figura 1.12 Polarización circular

Polarización elíptica

Si las amplitudes de las dos componentes del campo eléctrico difieren, y la diferencia de fase es también arbitraria, entonces la onda estará polarizada elípticamente. Como su nombre lo indica, el vector de campo eléctrico traza una elipse en el plano transversal.

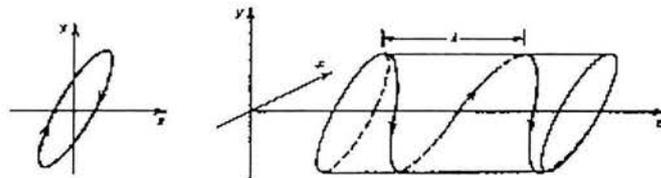


Figura 1.13 Polarización elíptica

1.4.2 Polarización de la luz en fibras ópticas

La clasificación de los modos de propagación se hace tomando en cuenta la orientación de los campos eléctricos y magnéticos de la onda luminosa. Puede establecerse una clasificación con base en la distribución de intensidades en la dirección radial y azimutal de la fibra. De esta forma se pueden obtener los modos linealmente polarizados, que pueden ser observados directamente al analizar la distribución de intensidad luminosa a la salida de la fibra óptica.

En las fibras ópticas los modos linealmente polarizados (LP_{lm}) se obtienen por medio de combinaciones lineales de los modos de propagación TE, TM, HE, EH. Esto da como resultado la representación de un campo eléctrico polarizado totalmente en alguna de las direcciones de los ejes cartesianos. Se pueden combinar entonces ciertos modos y obtener configuraciones de campo linealmente polarizados.

Por comodidad, se puede escoger que el campo eléctrico se propague en alguno de los ejes de referencia, x o y , y dado que tales direcciones son ortogonales, los modos que coincidan con la referencia se llamarán modos característicos de polarización de una fibra. Como cualquier onda que se propaga a lo largo de la fibra en la dirección z puede ser representada por una superposición lineal de los dos modos, el campo eléctrico puede representarse como:

$$E(x,y,z) = [C_x F_x(x,y) + C_y F_y(x,y)] e^{-i\omega t} \quad (1-9)$$

donde:

$C_j = c_j e^{ik_j z}$ son los coeficientes complejos que describen las amplitudes y las fases de los modos

$F_j(x,y)$ describe la variación espacial de los campos eléctricos

$k_j = (2\pi/\lambda_0)n_j$ son las constantes de propagación de los modos de polarización

n_j son los índices efectivos de los modos, siendo éste el cociente de la velocidad en el espacio libre entre la velocidad guiada.

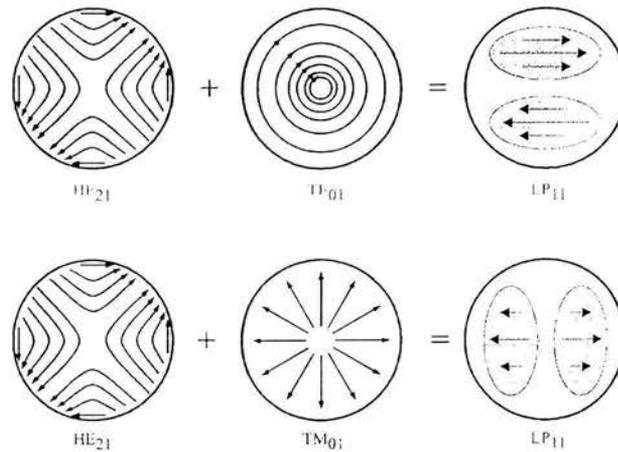


Figura 1.14 Obtención de los modos LP₁₁

1.4.3 Birrefringencia

En un medio anisotrópico, como los cristales, la velocidad de la luz varía con la orientación del mismo. El índice de refracción es entonces una cantidad que varía con la dirección, n , y puede ser función del estado de polarización de la onda de luz. A este medio se le llama birrefringente.

En las fibras ópticas, la naturaleza de los modos ortogonalmente polarizados sólo se sostiene por la idea de una fibra monomodo ideal, con un núcleo perfectamente cilíndrico de diámetro uniforme. Las fibras reales presentan imperfecciones como: núcleo no circular, tensiones laterales asimétricas, etc., que alteran la simetría circular de la fibra, permitiendo que los modos de polarización se degeneren. De esta manera, los modos se propagan con diferentes velocidades de fase y la diferencia entre los índices de refracción efectivos es a lo que se denomina birrefringencia de la fibra:

$$B_f = n_y - n_x \quad \text{ó} \quad \beta = k_0 (n_y - n_x) \quad (1-10)$$

Donde:

$$k_0 = 2\pi/\lambda_0$$

1.4.4 Efectos de polarización en fibras láser y generación de frecuencias heterodinas

El origen de las propiedades de polarización de una fibra láser monomodo está relacionado con las características birrefringentes de la fibra. Cuando una cavidad láser se construye con una fibra birrefringente, la cavidad soporta dos modos ortogonales de polarización, y en la fibra activa éstos se comportan como dos canales de emisión con parámetros específicos como frecuencias, umbrales y eficiencia.

Las propiedades de polarización también dependen de la orientación de la polarización de la fuente de bombeo con respecto a los ejes de los estados característicos de polarización de la fibra, por lo que es posible obtener un solo modo de polarización, así como dos modos ortogonales a dos longitudes de onda distintas [1].

En las fibras láser con birrefringencia nominal baja, el primer estado característico en alcanzar el umbral es aquel cuya orientación coincide con la polarización de la fuente de bombeo, mientras que el otro estado oscilará en niveles más altos de bombeo. Si la polarización de la fuente está orientada a 45° de uno de los estados de polarización, para una situación ideal, ambos estados tienen la misma oportunidad de oscilar. Otros parámetros que afectan el estado de polarización de la fibra láser son la longitud de la fibra y la calidad del resonador.

Las fibras de alta birrefringencia presentan un comportamiento diferente debido a la asimetría de su núcleo; si el bombeo está orientado a lo largo del eje rápido del núcleo la salida láser estará orientada a lo largo de éste eje. El otro estado oscila únicamente si hay acoplamiento entre ambos estados de polarización. Si el bombeo se encuentra orientado a 45° la potencia de la fibra se encontrará distribuida entre los dos estados característicos.

La estabilidad de frecuencias de los estados característicos de polarización dependerán del tipo de fibras empleadas para formar la cavidad láser: una fibra de alta birrefringencia proporcionará frecuencias estables con gran espaciamiento entre ellas, mientras que una fibra de baja birrefringencia producirá frecuencias inestables con un menor espaciamiento que puede ser alterado por perturbaciones externas en la birrefringencia de la fibra. La

combinación de estas fibras dentro de la cavidad láser pueden cambiar los parámetros de polarización y en consecuencia crear una diferencia en frecuencia ajustable entre las componentes de polarización, de tal forma que entre mayor sea la birrefringencia en la fibra activa, mayor será la diferencia de las señales generadas [1].

En la *operación heterodina* una señal es convertida a una frecuencia intermedia y las señales resultantes son demoduladas. De esta forma la detección involucra dos haces de luz (moduladora y oscilador local) que se mezclan en el fotodetector para generar una señal eléctrica, y como resultado se tendrá la modulación de la fotocorriente del detector a una frecuencia igual a la diferencia de frecuencias de las dos señales ópticas. En un sistema basado en fibras ópticas láser, las señales serán generadas por la propia fibra a consecuencia de la birrefringencia, tal como se mencionó anteriormente.

En un resonador Fabry-Perot, cuyo funcionamiento se explicará en el próximo capítulo, se obtienen dos tipos de señales en función de sus parámetros: las que son generadas en el resonador por los modos longitudinales, llamadas señales *LMB* (Longitudinal Mode Beating) y las que se pueden generar al mezclar los dos modos ortogonales de polarización, mencionados con anterioridad, llamadas señales *PMB* (Polarization Mode Beating). Las señales *PMB* pueden obtenerse al hacer pasar los dos modos de polarización a través de un polarizador que los mezcla, para convertir los cambios de polarización en modulación de intensidad y frecuencia de la luz que entran al fotodetector. Las señales *PMB* que se generan por este medio están en función de la diferencia de las frecuencias de las señales *LMB* involucradas.

En los siguientes capítulos se realizará el análisis teórico de la dependencia de las señales *PMB*, en función de los cambios en longitud de onda, torsión y ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras. Para este análisis se empleará el método de matrices de Jones, para un arreglo de fibra óptica basado en la combinación de componentes de alta y baja birrefringencia.

Capítulo 2

Resonadores para fibras láser con birrefringencia híbrida: descripción teórica

El objetivo de éste capítulo es definir los conceptos básicos referentes al método matricial de Jones para establecer un modelo matemático que permita predecir el comportamiento de las señales PMB en un resonador de fibra láser construido a base de elementos híbridos. Esto permitirá optimizar parámetros en el arreglo óptico experimental, así como comparar los resultados teóricos y experimentales obtenidos.

2.1 Descripción matemática de la luz polarizada

Para describir las características de polarización de los distintos elementos ópticos involucrados en un sistema, es posible emplear métodos matriciales. El método matricial de Jones es una herramienta matemática que permite modelar los sistemas ópticos, con la ventaja de que la acción en cascada de éstos puede ser determinada usando operaciones convencionales con matrices.

2.1.1 Matrices de Jones

Una onda plana de polarización arbitraria se transmite a través de un sistema óptico que mantiene la naturaleza de la onda, pero altera su polarización. El sistema se asume como lineal, por lo que se obvia el principio de superposición.

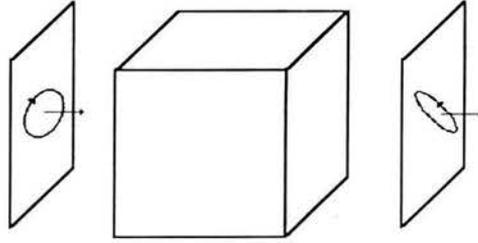


Figura 2.1 Sistema óptico que altera la polarización de las ondas planas

Las envolventes complejas de los dos campos eléctricos de la onda incidente A_{1x} y A_{1y} , y aquellas transmitidas o reflejadas, A_{2x} y A_{2y} son relacionadas mediante:

$$\begin{aligned} A_{2x} &= T_{11}A_{1x} + T_{12}A_{1y} \\ A_{2y} &= T_{21}A_{1x} + T_{22}A_{1y} \end{aligned} \quad (2-1)$$

Donde T_{11} , T_{12} , T_{21} y T_{22} son las constantes que describen el dispositivo. Estas ecuaciones son relaciones generales que todos los dispositivos ópticos deben satisfacer. Si escribimos dichas ecuaciones en notación matricial definiendo una matriz \mathbf{T} de 2×2 tal que:

$$\begin{bmatrix} A_{2x} \\ A_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1x} \\ A_{1y} \end{bmatrix} \quad (2-2)$$

La matriz \mathbf{T} que describe el sistema óptico es la matriz de Jones. Ésta determina el efecto del sistema en el estado de polarización y la intensidad de la onda incidente. Un sistema caracterizado por la matriz de Jones T_1 seguida por otra caracterizada por T_2 son equivalentes a un sistema caracterizado por la matriz $T=T_2T_1$.

Para la representación de los distintos estados de polarización de la luz se utilizan los vectores de Jones, que son la representación vectorial de las envolventes complejas que caracterizan una onda plana. Dado un vector de Jones, es posible determinar la intensidad total de la onda, el radio y la diferencia de fase para determinar la orientación y la forma de la polarización. Algunos de los casos típicos se muestran en la tabla 2.1

Polarización	Vector de Jones	Polarización	Vector de Jones
	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$
	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$		$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+i \\ 1-i \end{bmatrix}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$		$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1-i \\ 1+i \end{bmatrix}$

Tabla 2.1 Vectores de Jones

2.1.2 Matrices de Jones para fibras ópticas birrefringentes

La birrefringencia en las fibras ópticas lleva a un intercambio periódico de energía entre las dos componentes de polarización. Desde un punto de vista físico, la luz linealmente polarizada permanece en este estado sólo cuando es polarizada en el eje principal. En otro caso, el estado de polarización cambia a lo largo de la longitud de la fibra.

En una fibra ideal la polarización de la entrada y la salida deberían ser iguales; experimentalmente ha sido demostrado que la polarización de salida es elíptica y sujeta a fluctuaciones y que la fibra se comporta como un retardador lineal cuya matriz de Jones está representada por:

$$\begin{bmatrix} E_{xo} \\ E_{yo} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\theta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{xi} \\ E_{yi} \end{bmatrix} \quad (2-3)$$

donde θ es el retraso relativo de fase, E_{xi} y E_{yi} son las amplitudes de entrada, y E_{xo} y E_{yo} las amplitudes de salida.

Existen dispositivos que inducen birrefringencia en un tramo de fibra, por medio de la fuerza aplicada; tal es el caso de los *controladores de polarización*. Su finalidad es cambiar de forma controlada el estado de polarización de la luz que se propaga en la fibra óptica, con base en la utilización de elementos sensibles a un estado de polarización (retardadores de fase y polarizadores). Al aplicar la fuerza se genera un retraso de fase en la onda dependiendo de la orientación con respecto a los ejes birrefringentes inducidos. Adicionalmente, los ejes pueden rotarse de tal forma que la polarización a la salida del tramo de la fibra puede girarse con respecto a los ejes birrefringentes nominales de la fibra. El efecto de este dispositivo es similar al de un compensador de polarización utilizado en la óptica clásica, por lo que se puede obtener cualquier tipo de polarización a la salida del dispositivo.

La matriz de Jones que representa este dispositivo cuando está orientado en el eje Y se muestra a continuación:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\Gamma} \end{bmatrix} \quad (2-4)$$

que representa un dispositivo que transforma una onda con componentes de campo (A_{1x} , A_{1y}) en otra con componentes (A_{1x} , $e^{-i\Gamma} A_{1y}$) generando un retraso de fase Γ , dejando la componente x sin ningún cambio.

2.2. Representación con matrices de Jones para resonadores de fibra óptica con birrefringencia híbrida

2.2.1 Resonadores

Un resonador óptico es un dispositivo que almacena y confina luz a ciertas frecuencias de resonancia. El resonador mas simple es el Fabry-Perot, que está formado por dos espejos planos paralelos entre los cuales la luz es repetidamente reflejada con bajas pérdidas. Cuando la distancia que existe entre los dos espejos es múltiplo de mitades de longitud de onda existe interferencia constructiva, mientras que las ondas que no satisfacen esta condición sufren interferencia destructiva y se atenúan.

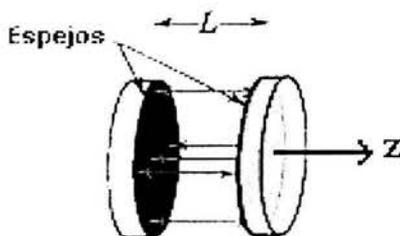


Figura 2.2 Resonador Fabry-Perot

Los modos o frecuencias de resonancia pueden obtenerse por medio de la teoría de óptica de ondas, utilizando la representación de la componente transversal del campo eléctrico de una onda monocromática $u(r,t)$:

$$u(r,t) = \text{Re} \{ U(r) e^{(j2\pi\nu t)} \} \quad (2-5)$$

$U(r)$ es la amplitud compleja que satisface la ecuación de Helmholtz ($\nabla^2 U + k^2 U = 0$); $k=2\pi\nu/c$ es el número de onda y c la velocidad de la luz en el medio ($c = c_0/n$). Los modos del resonador son las soluciones básicas de la ecuación de Helmholtz con las condiciones de frontera apropiadas.

El campo eléctrico se desvanece en la superficie de los espejos, esto es que el valor de la amplitud compleja $U(r)$ es igual a 0 en $z = 0$ y $z = L$, siendo z la dirección de

propagación de la luz en el resonador, donde se ubican los espejos, y L la distancia que los separa; entonces la onda estacionaria $U(r)$ puede representarse como:

$$U(r) = A \sin(kz) \quad (2-6)$$

donde A es constante. La onda se desvanece en $z = 0$ y $z = L$ si se cumple la condición $kd = q\pi$, donde q es un entero. Esta condición restringe los valores de k a:

$$k_m = \frac{q\pi}{L} \quad (2-7)$$

Los modos del resonador son ondas estacionarias $A_m \sin(k_q z)$, donde q es el número del modo. La frecuencia ν está restringida a valores discretos ν_q dados por:

$$\nu_q = m \frac{c}{2L}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2-8)$$

Para formar la cavidad resonante de Fabry-Perot con dispositivos de fibra óptica existen distintas alternativas. Las diferencias radican esencialmente en los dispositivos que se utilizan como espejos para formar el resonador. El medio de propagación de la luz es la fibra óptica, y los espejos se pueden utilizar directamente acoplados a ésta (Figura 2-3-a), o rejillas de Bragg (Figura 2-3-b).

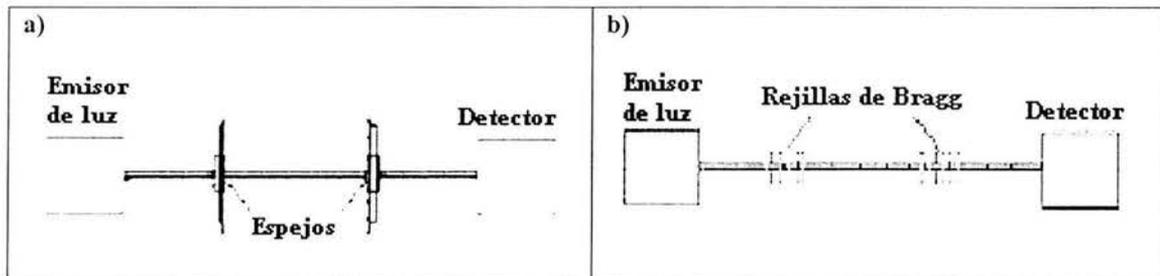


Figura 2.3 Resonador Fabry-Perot de Fibra óptica con: (a) espejos, (b) rejillas de Bragg

2.2.2 Resonadores con birrefringencia híbrida

Cuando una fibra láser se construye utilizando una cavidad Fabry–Perot, se puede observar la oscilación de dos modos ortogonales de polarización a dos diferentes frecuencias, dependiendo de las características birrefringentes de la fibra óptica usada en el arreglo. El cambio en la birrefringencia de la fibra láser se traduce directamente en cambios en la frecuencia de abatimiento de los modos de polarización.

La combinación de componentes de alta y baja birrefringencia dentro de la cavidad láser puede cambiar los parámetros de polarización y en consecuencia crear una diferencia en frecuencia ajustable entre las componentes de polarización, de tal forma que entre mayor sea la birrefringencia de la fibra activa mayor será la diferencia en frecuencia de las señales generadas [2].

En este trabajo el resonador propuesto emplea elementos híbridos, es decir, se utilizan fibras de alta y baja birrefringencia para producir señales que pueden ser sintonizadas usando un controlador de polarización dentro de la cavidad de la fibra. Ya que los modos de polarización tienen diferentes frecuencias y son mutuamente ortogonales, las señales PMB (*polarization mode beating*) que surgen de la diferencia de índices refractivos efectivos de los dos modos ortogonales soportados por la fibra monomodo, pueden ser obtenidas mezclando los modos con un analizador de polarización y un fotodetector.

La ubicación espectral de las señales PMB es función de la birrefringencia de la cavidad láser. Estas señales aparecen en posiciones simétricas alrededor de las frecuencias adyacentes del modo longitudinal (LMB) del resonador, y cambios en la birrefringencia de la fibra producirán un cambio de la señal PMB [2].

Al aumentar la longitud de la fibra de alta birrefringencia, la birrefringencia efectiva del resonador aumenta, y cuando la longitud de dicha fibra disminuye, la birrefringencia efectiva de la cavidad también disminuye. Con esto se puede deducir que el comportamiento de las señales PMB será diferente al variar parámetros dentro de la cavidad resonante, como longitud de onda y torsión, para diferentes longitudes de fibra

de alta birrefringencia y manteniendo constante la longitud del resonador. Asimismo, es de esperarse que las señales PMB presenten un comportamiento distinto al variar dichos parámetros, para una misma longitud de fibra de alta birrefringencia.

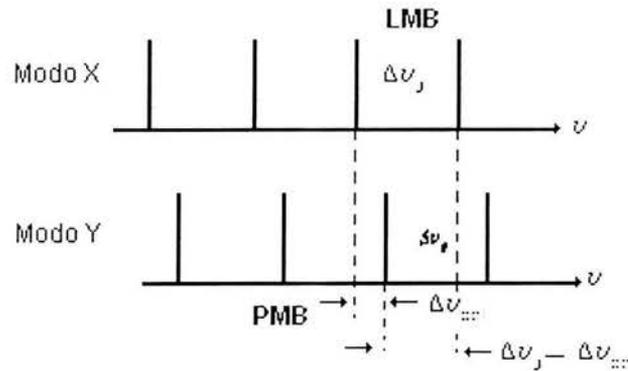


Figura 2.4 Frecuencias de resonancia de cada modo de polarización y sus frecuencias PMB

El arreglo experimental y los experimentos realizados para observar el comportamiento de las señales PMB se explicará detalladamente en el capítulo siguiente. El modelo esquemático del resonador simplificado, empleado para el análisis teórico del arreglo experimental, se muestra a continuación:

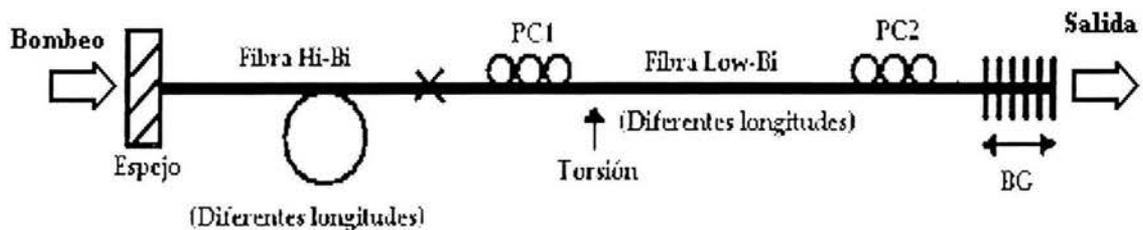


Figura 2.5 Modelo simplificado del resonador de birrefringencia híbrida

En el esquema, PC1 y PC2 son controladores de polarización, BG es la rejilla de Bragg y las fibras Hi-Bi y Low-Bi son las fibras de alta y baja birrefringencia respectivamente. El bombeo se realiza a través del espejo, y la salida se tomó en la rejilla de Bragg.

2.2.3 Matrices de Jones

El comportamiento del láser en una cavidad anisotrópica puede ser complicado debido a la ganancia del medio, pero para los fines del experimento, puede ser explicado a partir de las propiedades de polarización de la cavidad pasiva.

Se puede representar la matriz de Jones para un viaje redondo de la cavidad como $M^T M$, si se asume que dentro de ésta no existen componentes selectivos de polarización, ni componentes no recíprocos. La propagación de la luz en una dirección a lo largo de la cavidad de la fibra está representada por M , y M^T representa la transpuesta de la matriz M .

En este caso el haz de luz en los estados característicos de polarización regresa a los estados originales de polarización después de un viaje redondo, y los eigenvalores representan las correspondientes frecuencias de resonancia [3].

Para el caso del experimento, la matriz M es igual al producto de las matrices de los elementos que conforman el arreglo:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_2(\theta_2) \cdot \mathbf{R}_0(\pi/4) \cdot \mathbf{R}_0(\pi/2) \cdot \mathbf{R}_0(\pi/4) \cdot \mathbf{MT}(\tau) \cdot \mathbf{M}_1(\theta_1) \quad (2-9)$$

Donde:

M_1 es la matriz que representa a la fibra de baja birrefringencia

M_2 es la matriz que representa la fibra de alta birrefringencia

MT es la matriz que representa un segmento de fibra al cual se le aplica torsión

$R_0(\pi/4)$ y $R_0(\pi/2)$ son retardadores de onda de cuarto y media onda que modelan al controlador de polarización que se utiliza en la fibra de baja birrefringencia

τ es la tasa de torsión por longitud de fibra

θ es el retraso de fase definido por:

$$\theta = BL \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2-10)$$

B es la birrefringencia de la fibra, λ la longitud de onda y L la longitud de la fibra óptica.

Matriz de torsión (MT)

Para definir la matriz que represente un segmento de fibra al que se aplica torsión dentro del resonador, se harán las siguientes consideraciones: la fibra óptica tiene una longitud l , y birrefringencia lineal uniforme β_i (rad/m); se asume que la torsión (tasa de torsión, τ [rad/m]) se aplica uniformemente a través de la fibra y no existe otro tipo de birrefringencia inducida externamente. La torsión en la fibra induce birrefringencia circular, dada por $(2-g)\tau$, donde g es una constante (~ 0.16) para el material de la fibra [4]. La birrefringencia elíptica resultante en la fibra es la suma de las birrefringencias circular y lineal:

$$\omega_0 = \beta_i + (g-2)\tau, \quad (2-11)$$

y el retardo de fase (δ) entre los modos de polarización a lo largo de la fibra es:

$$\delta = |\omega_0| l = \sqrt{\beta_i^2 + [(g-2)\tau]^2} l \quad (2-12)$$

La evolución de los estados de polarización a través de la fibra es complicada, y puede ser analizado usando la siguiente matriz [4]:

$$MT = \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \cos 2B \sin \frac{\delta}{2} & \sin 2B \sin \frac{\delta}{2} \\ -\sin 2B \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} - i \cos 2B \sin \frac{\delta}{2} \end{bmatrix} \quad (2-13)$$

donde B es el parámetro de birrefringencia relacionado con el cambio de birrefringencia circular a lineal [4]:

$$B = \{\tan^{-1}[(g-2)\tau / \beta_i]\} / 2 \quad (2-14)$$

Si la torsión τ es muy pequeña, la birrefringencia circular inducida debido a la torsión es despreciable en comparación con la birrefringencia lineal, y en consecuencia $B = 0$.

Explícitamente, M queda expresada por:

$$M = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\theta_2}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\theta_2}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi_2}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi_2}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a+ib & c \\ -c & a-ib \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\theta_1}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\theta_1}{2}} \end{bmatrix} \quad (2-15)$$

donde $a = \cos(\delta/2)$, $b = \cos 2B \sin(\delta/2)$, y $c = \sin 2B \sin(\delta/2)$

De esta forma, la matriz de transferencia para un viaje redondo dentro del resonador (M_f) tiene la forma:

$$M_f = \begin{bmatrix} M_{f11} & M_{f12} \\ M_{f21} & M_{f22} \end{bmatrix} \quad (2-16)$$

donde:

$$M_{f11} = e^{-i(\theta_1+\theta_2)} \left(e^{2i\theta_1} \sin^2 2B \sin^2 \frac{\delta}{2} + \left(\cos \frac{\delta}{2} + i \cos 2B \sin \frac{\delta}{2} \right)^2 \right)$$

$$M_{f12} = e^{-i\theta_1} \sin \frac{\delta}{2} \left(\cos \frac{\delta}{2} (-1 + e^{2i\theta_1} \sin 2B) - i \cos 2B (e^{2i\theta_1} \sin 2B) + \sin \frac{\delta}{2} \right)$$

$$M_{f12} = M_{f21}$$

$$M_{f22} = e^{-i(\theta_1-\theta_2)} \left(e^{2i\theta_1} \left(-i \cos 2B + \cos \frac{\delta}{2} \right)^2 + \sin^2 \frac{\delta}{2} \right)$$

Los estados de polarización que podrán oscilar dentro del resonador, serán los que satisfagan la ecuación matricial:

$$M_f \bar{e} = \lambda \bar{e} \quad (2-17)$$

Los vectores \bar{e} son los estados característicos de polarización y λ son los valores característicos de la matriz de transferencia. La transmitancia del resonador, está representada por $|\lambda|^2$ para el estado de polarización después de un viaje redondo.

La diferencia de frecuencias PMB está dada por:

$$f_{\text{mode}} = |\angle \lambda_1 - \angle \lambda_2| / 2\pi \quad (2-18)$$

donde f_{mode} son las frecuencias de resonancia de la cavidad Fabry-Perot, dadas por (2-8) $\angle \lambda_1$ y $\angle \lambda_2$ son los argumentos de los valores característicos de la matriz M_f [5]

A partir del modelo obtenido en éste capítulo, fue posible hacer predicciones teóricas acerca del comportamiento de las señales PMB generadas en el resonador, así como la dependencia de éstas al variar parámetros del resonador como longitud de onda, torsión y ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras ópticas usadas en el arreglo. Un ejemplo típico de la variación de las señales PMB en función de los cambios en longitud de onda y de la torsión que se aplica en un segmento de fibra óptica de baja birrefringencia, empleando el modelo matemático, obtenido del análisis matricial de Jones se muestran en la figura 2.6.

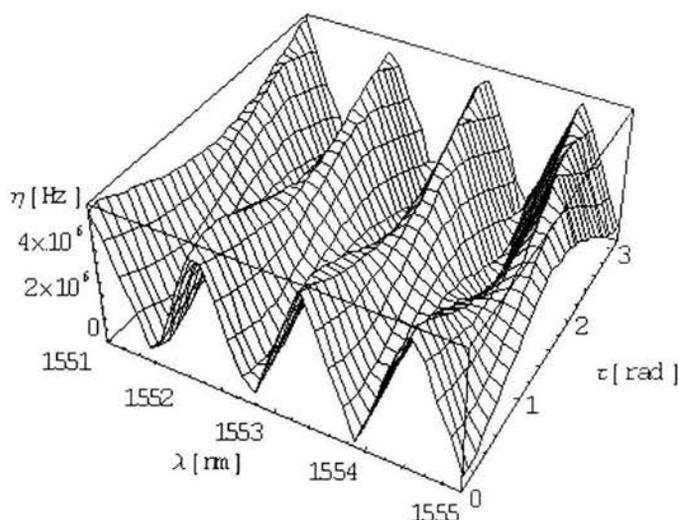


Figura 2.6 Variación típica de señales PMB en función del cambio en longitud de onda y torsión

Con el modelo podemos ver que las señales PMB presentan un comportamiento periódico cuando se modifican parámetros que afectan la birrefringencia en la cavidad resonante. En el modelo simplificado del arreglo óptico se consideran fibras de alta y baja birrefringencia, cuyas longitudes son de 8 y 10 m respectivamente. El rango de sintonización de longitud de onda fue de 1551 a 1555 nm, y la torsión se aplicó en un segmento de 1 m de fibra de baja birrefringencia, en un rango de 0 a 3 radianes. En la figura 2.7 se obtuvo a partir del modelo teórico el comportamiento de las señales PMB en función del cambio en longitud de onda nuevamente y de la variación del ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras empleadas en el arreglo.

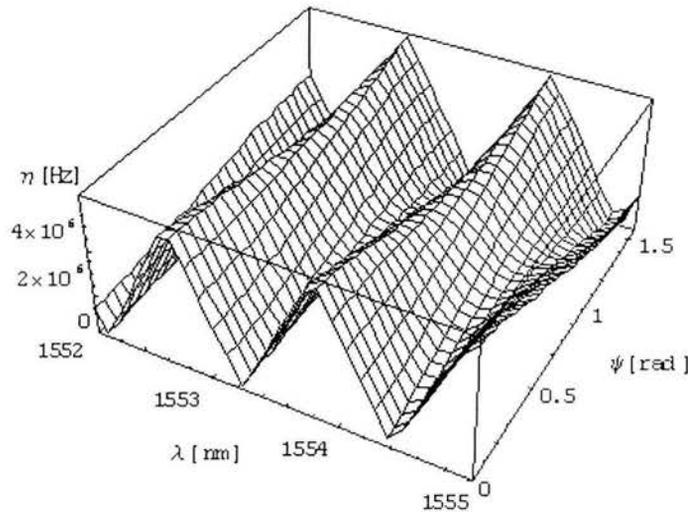


Figura 2.7 Variación de señales PMB en función del cambio en longitud de onda y ángulo entre ejes birrefringentes de las fibras de alta y baja birrefringencia

En el próximo capítulo se analizará este comportamiento, así como los resultados que se obtengan del arreglo experimental y las discrepancias que existen entre ambos.

Capítulo 3

Frecuencias heterodinas en resonadores de birrefringencia híbrida: resultados

En este capítulo se presentan las predicciones teóricas que se obtuvieron del modelo matemático mostrado en el capítulo precedente, así como los resultados que se obtuvieron del arreglo experimental.

Previamente [7] se propuso un modelo matemático con el fin de comprobar que el arreglo óptico reportado en [3] arrojaba los resultados que se esperaban, así como para manejar parámetros optimizados y obtener los mejores resultados en experimentos subsecuentes. Este modelo fue tomado como base para la descripción teórica del arreglo presentado en el presente trabajo. En las modificaciones realizadas se consideró un segmento de fibra al que se le aplica torsión. Como se explicó en el capítulo anterior, cuando no existe torsión la matriz que representa la luz que atraviesa dicho segmento se reduce a la matriz identidad y el modelo debe arrojar los mismos resultados que el modelo previo. Asimismo, parámetros tales como longitud total del resonador, longitud de las fibras de alta y baja birrefringencia, birrefringencias de dichas fibras, y longitud de Bragg, fueron modificados con el fin de adecuar el modelo a las condiciones actuales del experimento. El programa para el análisis teórico fue escrito en *Mathematica*. En este se evalúan las matrices de Jones, los valores característicos y la diferencia de las frecuencias de polarización.

Es posible calcular los cambios en la birrefringencia del resonador si se caracteriza la respuesta de las señales PMB a parámetros que afectan dicha birrefringencia, tal como variaciones en longitud de onda y torsión. Esto permite el desarrollo de sensores, atractivos para aplicaciones en lugares de difícil acceso o ambientes explosivos, debido a su alta sensibilidad y pasividad, entre otras características.

3.1 Resultados teóricos

La longitud total del resonador mostrado en la figura 2.5 es de 18 m. Esta longitud se mantiene constante, mientras la longitud de las fibras de alta y baja birrefringencia se modifica con el fin de observar el comportamiento de las frecuencias PMB, al variar parámetros como la torsión y la longitud de onda.

Considerando un índice de refracción $n = 1.46$, y dada la longitud del resonador, de la ecuación 2-8 se sabe que las frecuencias LMB $\nu_{LMB} = m5.7$ MHz, por lo que el rango de sintonización de frecuencias PMB está entre 0 y 5.7 MHz.

La siguiente figura muestra el comportamiento de las señales PMB generadas dentro del resonador en función de la longitud de onda.

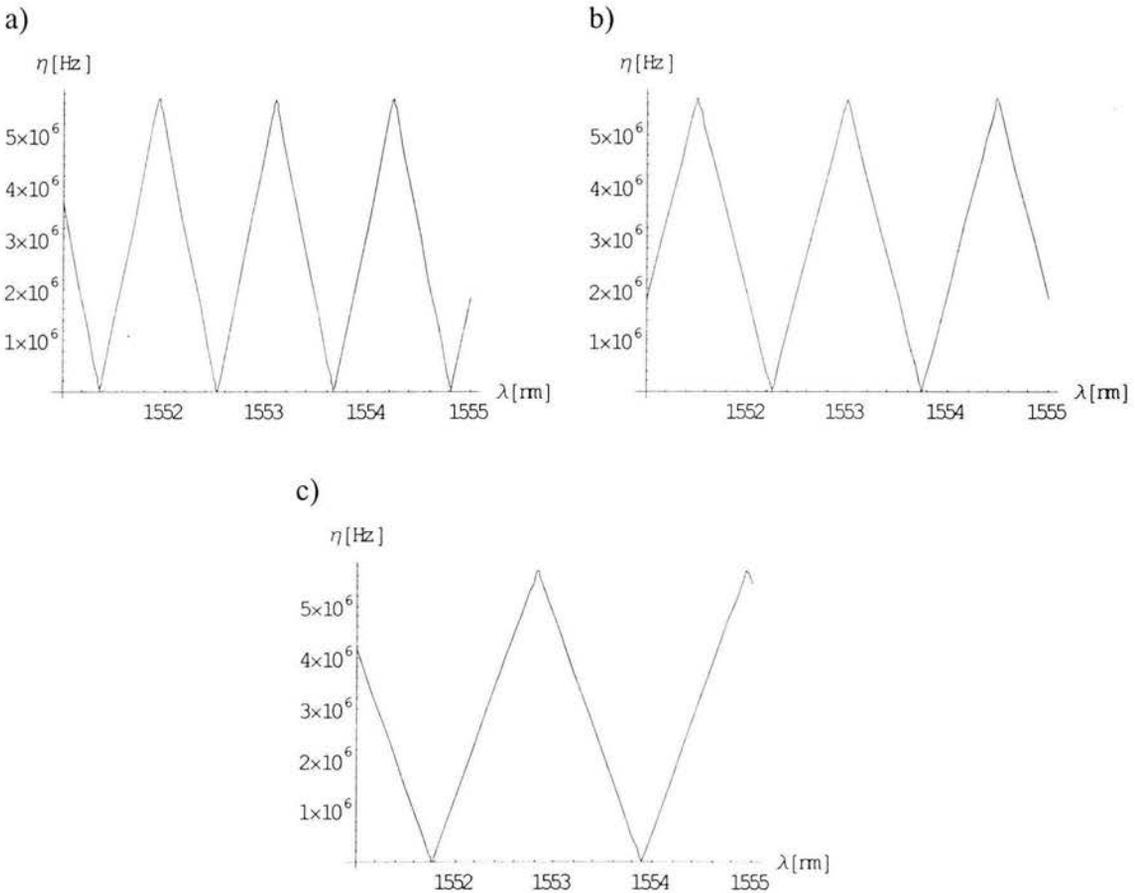


Figura 3.1 Comportamiento de las señales PMB en función de la longitud de onda para distintas longitudes de fibra a) $L_{Hi-Bi} = 8$ m y $L_{Low-Bi} = 10$ m, b) $L_{Hi-Bi} = 6$ m y $L_{Low-Bi} = 12$ m, c) $L_{Hi-Bi} = 4$ m y $L_{Low-Bi} = 14$ m

Con esto se observa que es posible variar la longitud de onda de resonancia; las variaciones en las frecuencias generadas tienen la forma de una onda triangular. Si la longitud de la fibra de alta birrefringencia aumenta, la birrefringencia efectiva del resonador también aumenta y la variación entre frecuencias generadas presenta una gráfica con mayor pendiente. Si esta longitud disminuye, la birrefringencia efectiva también disminuye y la pendiente que presenta la gráfica de variación de frecuencias generadas es menor.

A continuación se verá el comportamiento de las señales PMB al torcer un segmento de la fibra Low-Bi para los casos anteriores, es decir, para longitudes de 4, 6 y 8 m de fibra Hi-Bi. En las tres configuraciones la torsión se aplica a una longitud de fibra de 8 m.

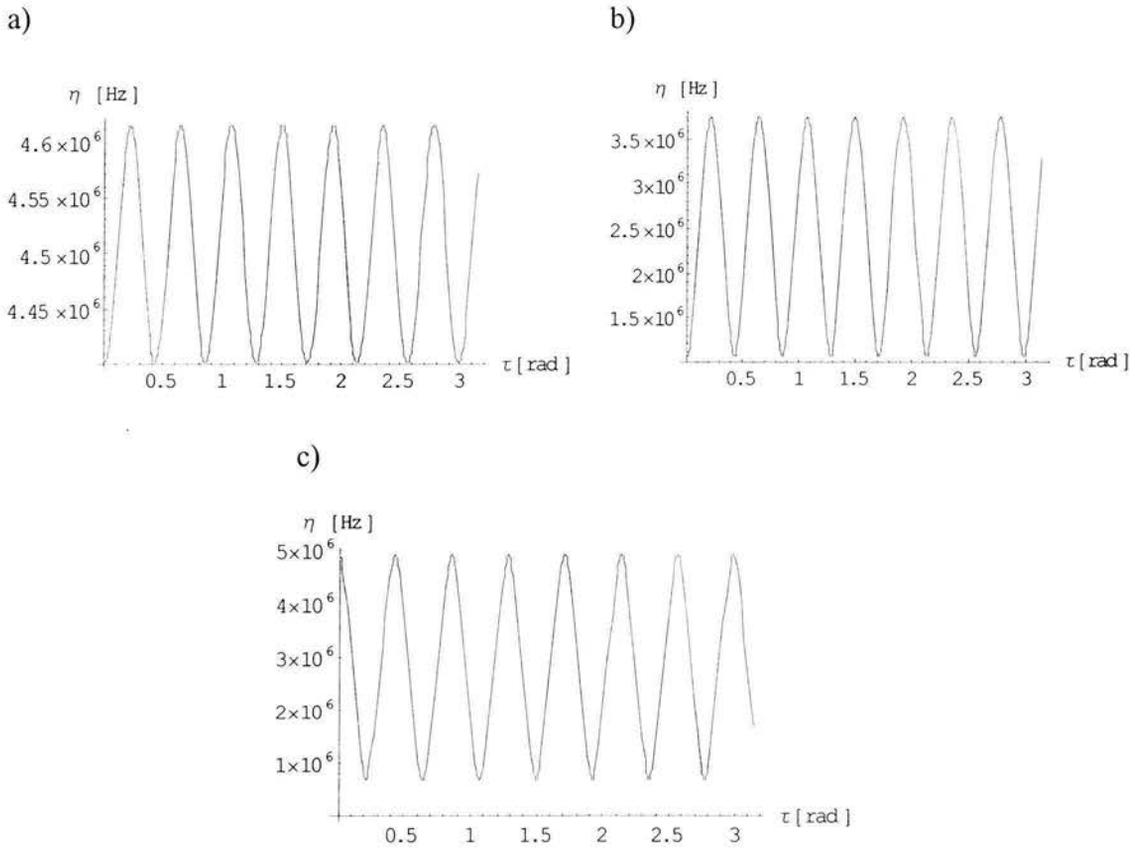


Figura 3.2 Comportamiento de las señales PMB en función de la torsión de un segmento de fibra Low-Bi de 8 m para distintas longitudes de fibra a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$ m para una longitud de onda de 1551.5 nm

Se observa que es muy sensible el cambio de las señales PMB al torcer la fibra. No obstante este caso resulta hipotético, ya que en la práctica resulta muy difícil torcer longitudes de fibra óptica de varios metros.

Para que esto pueda ser comprobado experimentalmente, es necesario que la longitud de la fibra que se tuerce sea menor, pero que sea posible observar un ciclo completo de variación de las señales PMB, es decir, cuando la señal PMB se mueve entre dos frecuencias LMB adyacentes regresando a su posición inicial. Se observó que con una longitud de torsión de 1m es posible observar este ciclo, tal como se muestra en la siguiente figura.

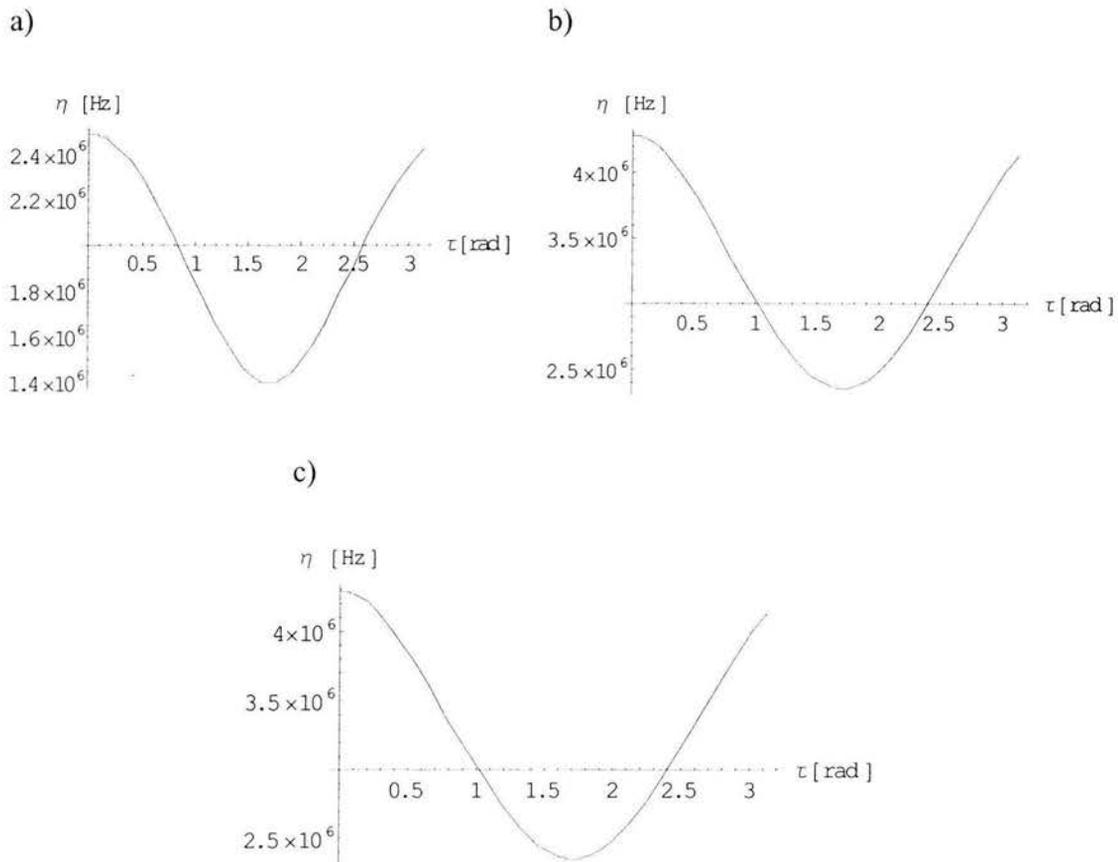


Figura 3.3 Comportamiento de las señales PMB en función de la torsión de un segmento de fibra Low-Bi de 1m para distintas longitudes de fibra a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$ m

Aplicar torsión uniforme a 1 m de fibra resulta también muy complicado. Sin embargo, podemos estimar las variaciones en las señales PMB cuando la torsión se aplica a longitudes más pequeñas. Experimentalmente se cuenta con un torcedor de fibra óptica (figura 3.4), que permite efectuar dicha torsión en una longitud de 10 cm. El funcionamiento básico de éste dispositivo consiste en fijar un punto donde se coloque la fibra (superficie plana del lado derecho de la figura 3.4), y otro donde se pueda sujetar y torcer de manera controlada (lado izquierdo de la vista lateral de la figura 3.4). Una pieza cilíndrica bipartida sujeta la fibra y se coloca en el centro de un balero empotrado en una base de aluminio para que gire libremente. Después, se fija la fibra en la superficie plana en el segundo apoyo de tal modo que pueda aplicarse torsión.

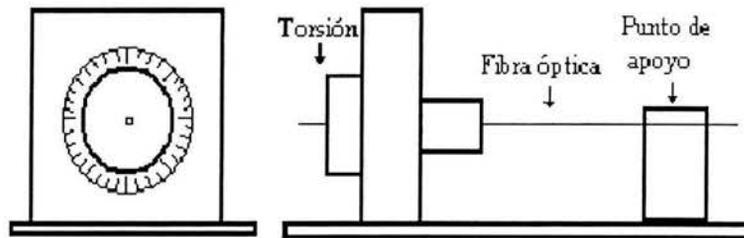


Figura 3.4 Esquema frontal y lateral del torcedor de fibra óptica.

Si se tuerce la longitud de fibra Low-Bi que es posible con la ayuda del torcedor, obtenemos las gráficas que se muestran en la figura 3.5.

Cualitativamente se observa que las pendientes de las variaciones en frecuencia difieren entre sí, como es de esperarse, de tal forma que puede diferenciarse el comportamiento de las señales PMB para diferentes longitudes de fibra Hi-Bi. El cambio en las señales PMB en función de la torsión es mínimo; de la figura 3.4 vemos que para una torsión de 3 radianes el cambio máximo es de 0.6 MHz. Para observar un ciclo completo con longitud de torsión de 0.1 m sería necesario torcer la fibra varias decenas de radianes, lo cual resulta imposible, ya que con una torsión menor se llegaría a la ruptura de la fibra.

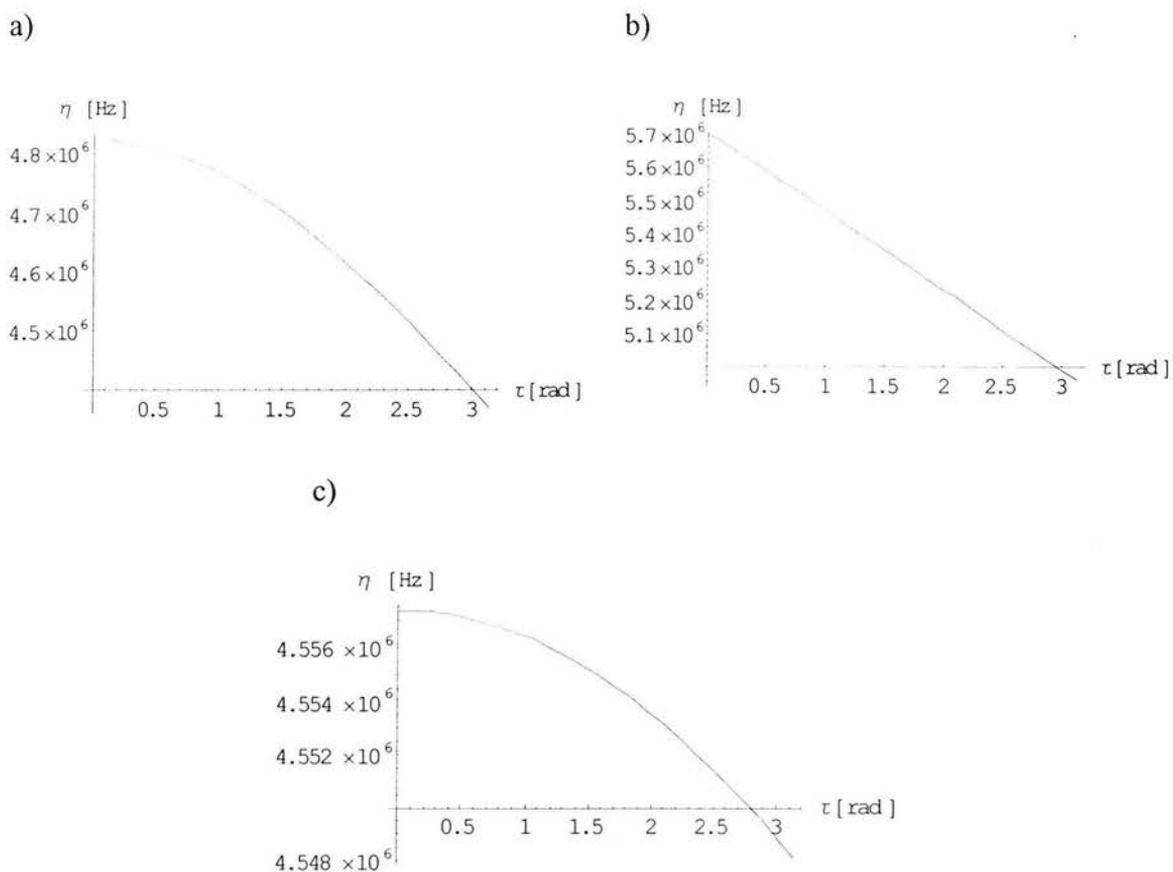


Figura 3.5 Comportamiento de las señales PMB en función de la torsión de un segmento de fibra Low-Bi de 0.10m para distintas longitudes de fibra a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$ m

Para ver esto de una manera más clara, se muestran en la figura 3.6 las variaciones de las señales PMB en función de la longitud de onda y torsión, para $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m. para las longitudes de torsión anteriores (8, 1 y 0.1 m)

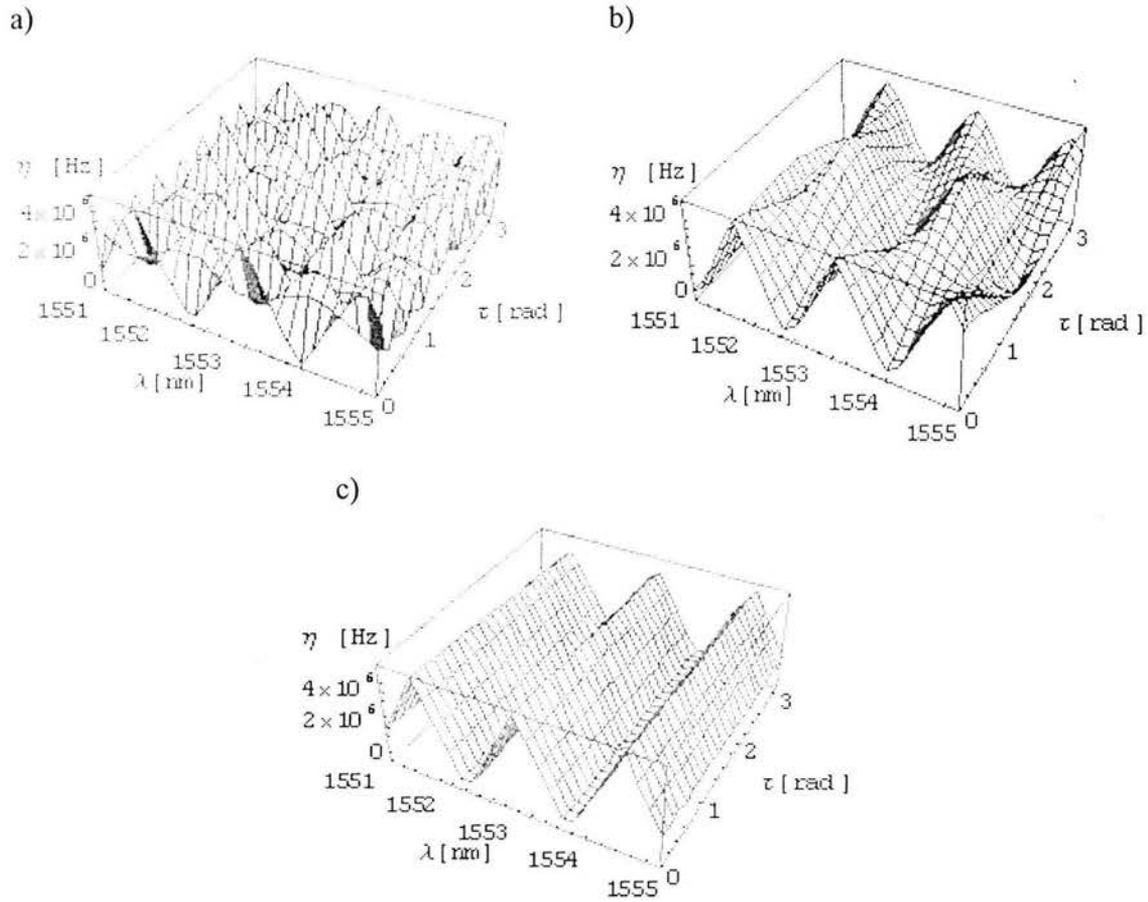


Fig.3.6 Comportamiento de las señales PMB en función de longitud de onda y torsión, cuando $L_{\text{Hi-Bi}} = 6\text{m}$ y $L_{\text{Low-Bi}} = 12\text{m}$, para a) $L_{\text{Torsión}} = 10\text{ m}$, b) $L_{\text{Torsión}} = 1\text{m}$, c) $L_{\text{Torsión}} = 0.10\text{ m}$

En la figura 3.6 c) no se observa un cambio en las señales PMB en función de la torsión para una longitud de onda determinada. Con esto se deduce que efectuar experimentos de torsión, cuando ésta se aplica a una longitud de fibra Low-Bi de 10 cm, no arrojaría resultados que permitan diferenciar el comportamiento de las señales PMB para las configuraciones del resonador utilizada en el arreglo experimental.

Anteriormente se mencionó que cuando la fibra de alta birrefringencia aumenta, la birrefringencia efectiva aumenta, y la pendiente que presenta la variación de frecuencias generadas es mayor. Este efecto puede ser alterado si el ángulo entre los ejes de birrefringencia de ambas fibras varía, tal como se muestra a continuación:

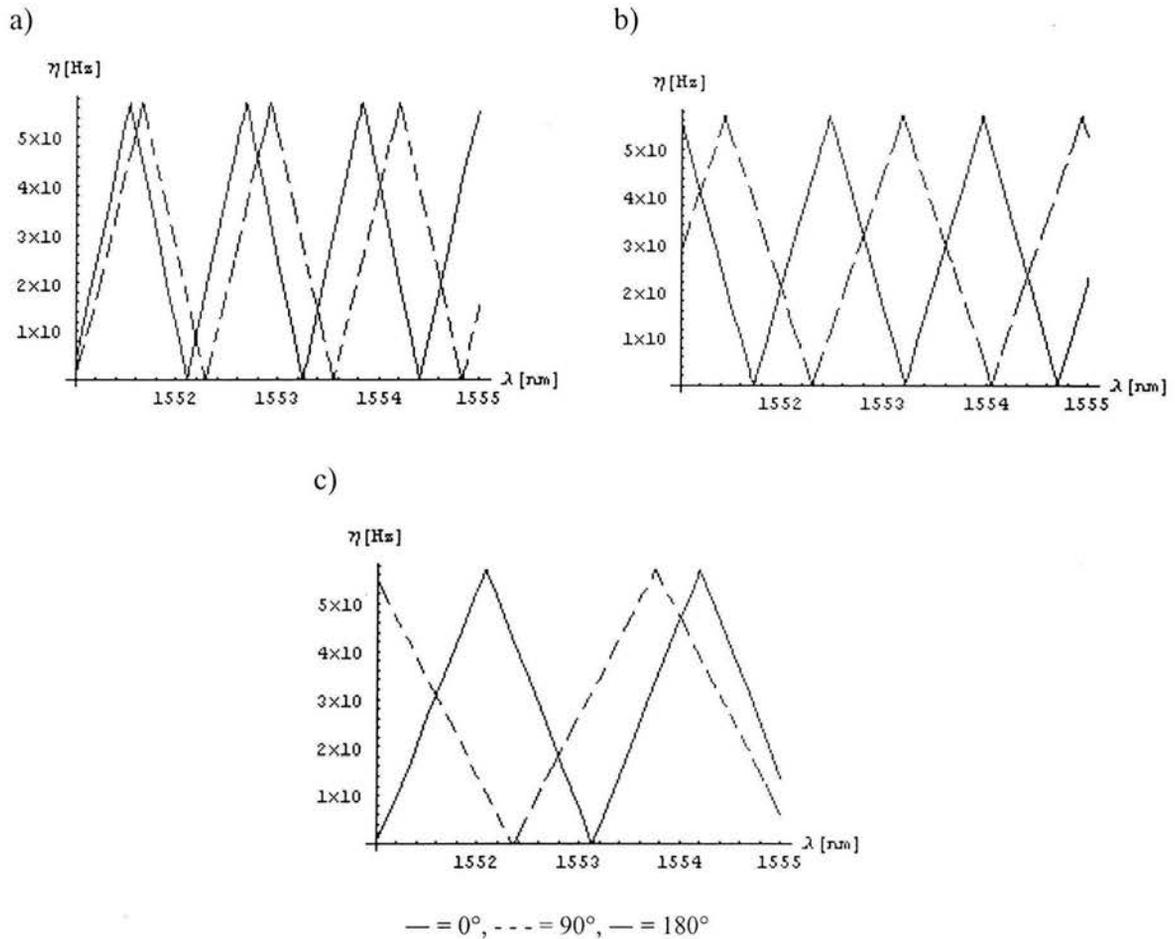


Fig. 3.7 Comportamiento de las señales PMB para distintos ángulos entre los ejes de birrefringencia de ambas fibras. a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$

Al disminuir la longitud de la fibra de baja birrefringencia, la diferencia en el comportamiento de las señales PMB al variar el ángulo entre los ejes birrefringentes es mayor, por lo tanto, es necesario ajustar dichos ejes para evitar errores de medición en la práctica.

3.2 Arreglo experimental

Para analizar el desempeño experimental del resonador, se construyó un arreglo óptico para el que se usó una fibra óptica con núcleo dopado de iones de erbio (Er^{3+}), empalmada en un extremo a una fibra de baja birrefringencia que contiene una rejilla de Bragg, y en el otro extremo empalmada a un multiplexor por longitud de onda (WDM) 1 x 2, cuyas salidas operan a una longitud de onda de 980 y 1550 nm. La fibra dopada de erbio tiene birrefringencia nominal baja, y la rejilla de Bragg, tiene una longitud de onda de Bragg $\lambda_B = 1551.5 \text{ nm}$

El WDM está empalmado con una fibra óptica de baja birrefringencia, con birrefringencia nominal de 1×10^{-5} , empalmada a su vez con una fibra de alta birrefringencia, de tipo panda cuya birrefringencia es de 2.5×10^{-4} . El otro extremo de la fibra de alta birrefringencia está acoplado a un espejo dicroico, el cual tiene una alta reflectancia en la longitud de 1550 nm y es transparente a la longitud de onda de bombeo.

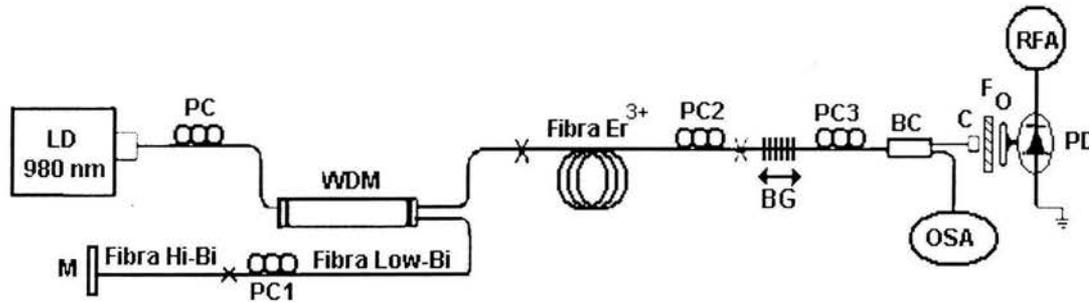


Fig. 3.8. Arreglo experimental del resonador de fibra óptica con birrefringencia híbrida: controladores de polarización (PC, PC1, PC2, PC3), colimador (C), filtro paso altas (F), objetivo (O), espejo (M), rejilla de Bragg (BG), divisor de haz (BC)

Como fuente de bombeo se usó un diodo láser operando a una longitud de onda de 980 nm con una potencia máxima de salida de 200 mW empalmado al WDM. Para monitorear la longitud de onda de la fibra láser se usa un divisor de haz 2x2 en la salida del resonador, y uno de los brazos se conecta a un analizador de espectros óptico (OSA). La salida del otro de brazo del divisor de haz fue colimada y pasada a través de un filtro

para bloquear el bombeo residual, y posteriormente a través de un objetivo de microscopio para acoplar la máxima cantidad de luz a un detector de alta velocidad. Finalmente, la salida del detector se conecta a un analizador de radiofrecuencia (RFA) para ser examinada posteriormente.

El estado de polarización del rayo de bombeo se ajustó por medio de un controlador de polarización (PC), mientras que otro controlador de polarización (PC2) se usó para ajustar la polarización de la fibra de erbio dentro de la cavidad. El controlador de polarización (PC1) se utilizó para ajustar la polarización de la fibra de baja birrefringencia, así como para ajustarla a los ejes birrefringentes de la fibra de alta birrefringencia. Un último controlador de polarización (PC3) se usó para mezclar los modos característicos de polarización provenientes de la fibra láser, generando con esto las señales PMB. Con este arreglo se obtienen señales PMB estables ajustando los controladores de polarización PC1 y PC2; los cambios en estos permiten mover las frecuencias PMB en cualquier ubicación dentro del rango definido por las señales LMB a una longitud de onda fija.

Después de dejar estos controladores en una posición determinada las frecuencias de las señales PMB fueron estables, pero se observaron pequeñas variaciones debido a fluctuaciones de temperatura o posibles cambios en la longitud de onda. No obstante, estos cambios son muy pequeños y ocurren en un tiempo mayor al que se efectúan las mediciones.

Para la sintonización de la fibra láser, la fibra que contiene la rejilla de Bragg se adhirió con un pegamento epóxico a una pieza de acrílico de 5x10 cm y 0.15cm de espesor. Uno de los extremos de la pieza se fijó a una platina con un eje de libertad, y el otro extremo a una base fija, dejando recta dicha pieza. Al acercar la platina a la base fija, la pieza de acrílico se dobla de forma cóncava o convexa, deformando la rejilla, y en consecuencia modificando su longitud de onda de Bragg; así, se puede lograr un rango de sintonización de aproximadamente 4 nm, al deformar la rejilla por tensión o por compresión. En la figura 3.9 se muestra dicho montaje:



Figura 3.9 Sintonización de la fibra láser mediante la deformación de la Rejilla de Bragg

Después de fijar los controladores de polarización PC1 y PC2 en una posición adecuada, y hacer la mezcla de los modos ortogonales mediante PC3, la fibra fue sintonizada y el cambio en la frecuencia de las señales PMB fue observado mediante el RFA y almacenado para su análisis posterior. Ya que todas las señales PMB muestran la misma dependencia, cualquiera de ellas puede ser utilizada para los experimentos, y por comodidad se seleccionó la de menor frecuencia.

3.3 Resultados experimentales

En todos los experimentos, la longitud del resonador mostrado en la figura 3.7 se mantuvo en 18 m, salvo pequeñas variaciones debido a los cortes de fibra necesarios para realizar los empalmes o acoplar la fibra óptica al espejo. La longitud de la fibra que tiene inscrita la rejilla de Bragg fue de 1m, las fibra dopada de erbio y el WDM tuvieron una longitud de 2.5 m cada uno. Las tres configuraciones del resonador se construyeron modificando las longitudes de las fibras de alta birrefringencia y baja birrefringencia empalmadas al WDM, que en total tuvieron una longitud de 12 m. En la primera configuración, la fibra Hi-Bi tuvo una longitud de 8 m, en la segunda de 6 m y en la última de 4 m. La fibra de baja birrefringencia se empalmó al WDM, y ambas fibras se unieron mediante un empalme temporal.

Las frecuencias LMB registradas en el analizador RF estuvieron espaciadas una frecuencia de 5.71 MHz, lo cual concuerda con lo que se obtiene de la ecuación 2.8. En la figura 3.10 se muestra el espectro típico para una longitud de onda en la que las señales PMB se localizan en frecuencias simétricas dentro de frecuencias LMB adyacentes. El hecho de que las frecuencias PMB se ubican alrededor de señales del modo longitudinal adyacentes implica que las señales LMB son los límites inferior y superior para el rango de frecuencias que pueden ser barridas durante la sintonización del láser.

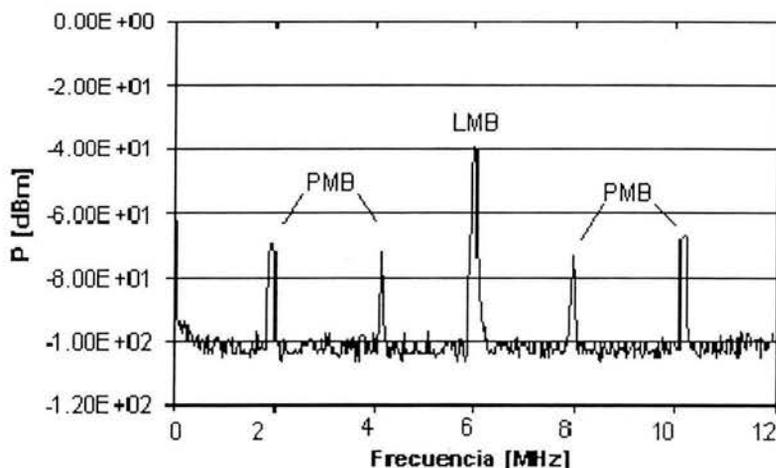


Fig. 3.10 Espectro RF típico que muestra la ubicación de las señales LMB y PMB cuando se fijan los controladores de polarización PC1 y PC2

Se seleccionó una frecuencia PMB para ser monitoreada durante la sintonización de la fibra láser, a partir de la frecuencia más baja que se pudo alcanzar mediante el ajuste de los controladores de polarización PC1 y PC2, hacia la frecuencia LMB más próxima y de regreso a la frecuencia más baja, es decir, de la frecuencia mas cercana al origen hasta 5.71 MHz.

En la figura 3.11 se muestran las señales generadas por el arreglo óptico al modificar los controladores de polarización, que al igual que en 3.10 se observan las señales LMB y PMB. Como puede observarse comparando ambas figuras, los cambios en birrefringencia generados por la rotación de los controladores de polarización PC1 y PC2 generan

cambios en las señales PMB. Sin embargo, como veremos más adelante, se logra un control más preciso en dichos cambios sintonizando la fibra láser.

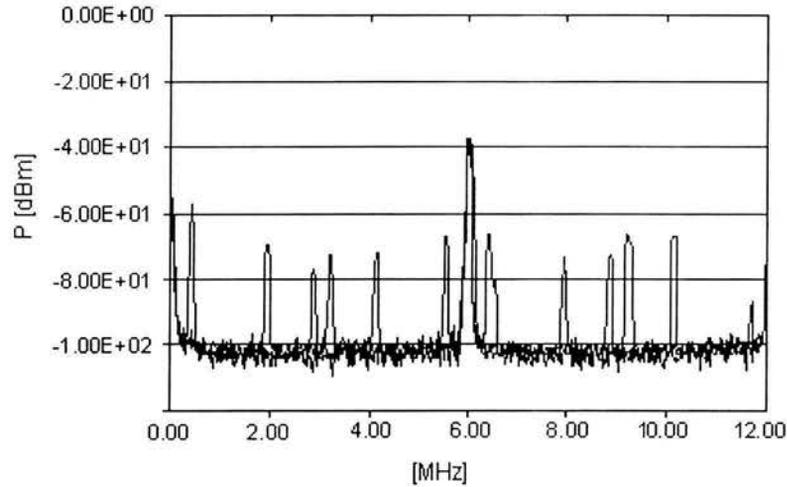
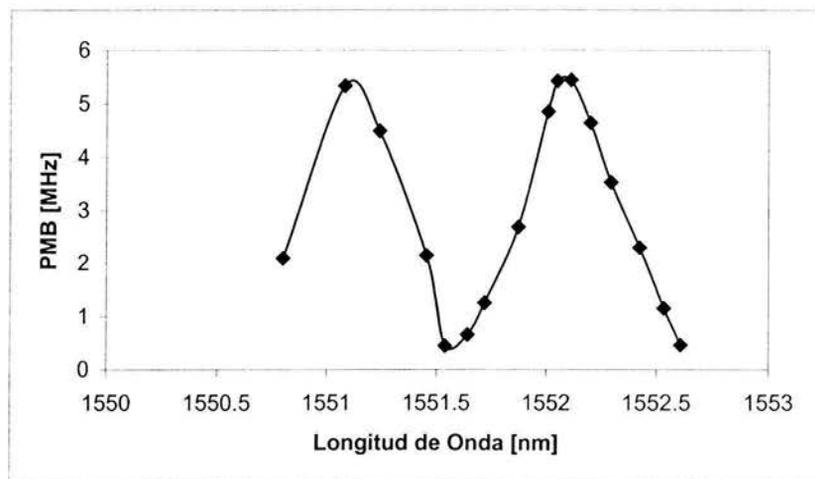


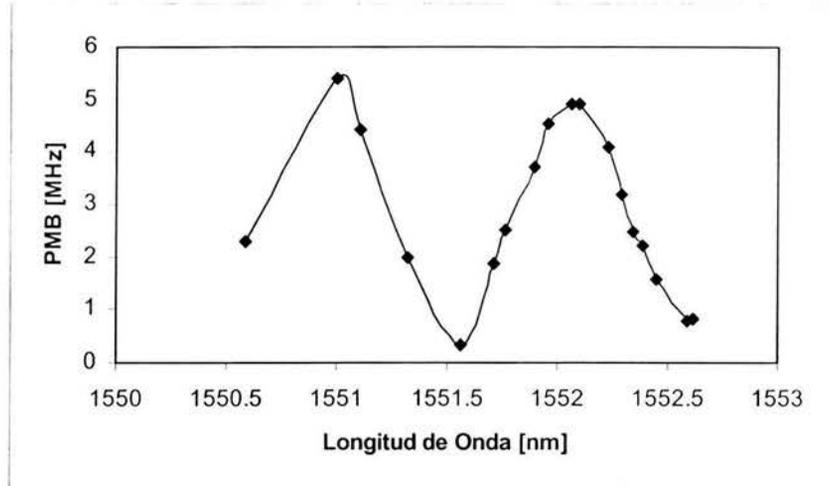
Figura 3.11 Comportamiento de las señales PMB que se obtienen al variar la posición de los controladores de polarización.

El cambio observado en las frecuencias PMB durante la sintonización láser alrededor de la región de 1551.5 nm, para las tres configuraciones del resonador mencionadas anteriormente, se muestra en la figura 3.12

a)



b)



c)

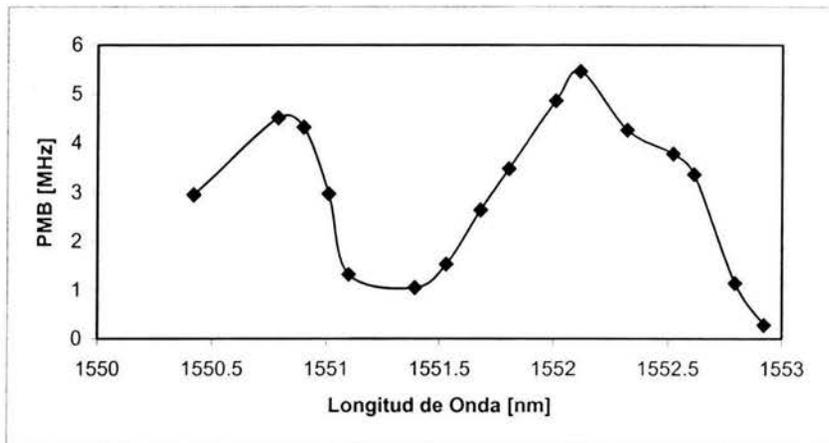


Figura 3.12 Cambio en la frecuencia PMB durante la sintonización láser para a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$

Se observa que, una vez que la señal ha regresado a la frecuencia mínima y se monitorea nuevamente, la pendiente para una misma configuración del resonador no es la misma para longitudes de onda diferentes. Esta diferencia de pendientes se presenta en la siguiente tabla:

Longitudes Fibra HiBi/ Fibra LowBi [m]	Desde frecuencia mínima hasta frecuencia de señal LMB		Desde frecuencia de señal LMB hasta frecuencia mínima	
	Pendiente 1 [s ⁻¹ /mm]	Pendiente 2 [s ⁻¹ /mm]	Pendiente 1 [s ⁻¹ /mm]	Pendiente 2 [s ⁻¹ /mm]
8/10	11.61	10.12	-12.94	-10.19
6/12	7.43	9.14	-8.88	-8.15
4/14	4.22	6.15	-6.29	-6.35

Tabla 3.2

En primer ciclo de las curvas (pendientes “1”), la fibra láser se sintonizó deformando la pieza de acrílico, a la que se pegó la fibra de la rejilla de Bragg, de forma cóncava, mientras que en el segundo ciclo (pendientes “2”), la pieza se deformó de forma convexa. Cuando se deformó de forma cóncava la frecuencia de las señales PMB no se mantuvo tan estable como cuando se deformó de forma convexa, debido a las condiciones de la base en la que se montó el acrílico. Asimismo, con este método de sintonización se induce birrefringencia en la rejilla de debido a que las fuerzas de tensión y compresión que se ejercen cuando se deforma la placa de acrílico, provocan un cambio en el dieléctrico de la guía de onda, así como en el índice de refracción. Se ha reportado [8] que distintas fuerzas que inducen birrefringencia en la rejilla, generan que los cambios en el índice de refracción efectivo para la polarización-x y para la polarización-y sean distintos, por lo que el retardo de grupo diferencial (DFD) aumenta, y en consecuencia la dispersión del modo de polarización (PMD), definida como el ensanchamiento del pulso de entrada debido al retardo de fase entre los estados de polarización. Adicionalmente la PMD depende de la longitud de onda, pero el estudio de su comportamiento suele ser complicado. Todos estos efectos contribuyen a las variaciones de frecuencias PMB, y hasta la fecha, no es posible discriminarlos para cuantificar su contribución a dichas variaciones. Ninguno de estos efectos se consideran en el modelo matemático, y las discrepancias entre la teoría y los experimentos pueden en gran parte atribuirse a estos.

Ya que experimentalmente se observó mayor estabilidad en las frecuencias de las señales PMB cuando se deforma de forma convexa la placa de acrílico, y a que es complicado el estudio de los efectos que se generan debido a este método de sintonización, en lo subsecuente los experimentos se realizarán deformando la placa de esta forma.

Para ver de una manera más clara cómo difiere el comportamiento de las señales PMB entre las tres configuraciones de resonador, se compararon las pendientes de cada una de las gráficas obtenidas para un solo recorrido de las señales PMB, desde la frecuencia mínima hasta la frecuencia de la señal LMB adyacente y de regreso.

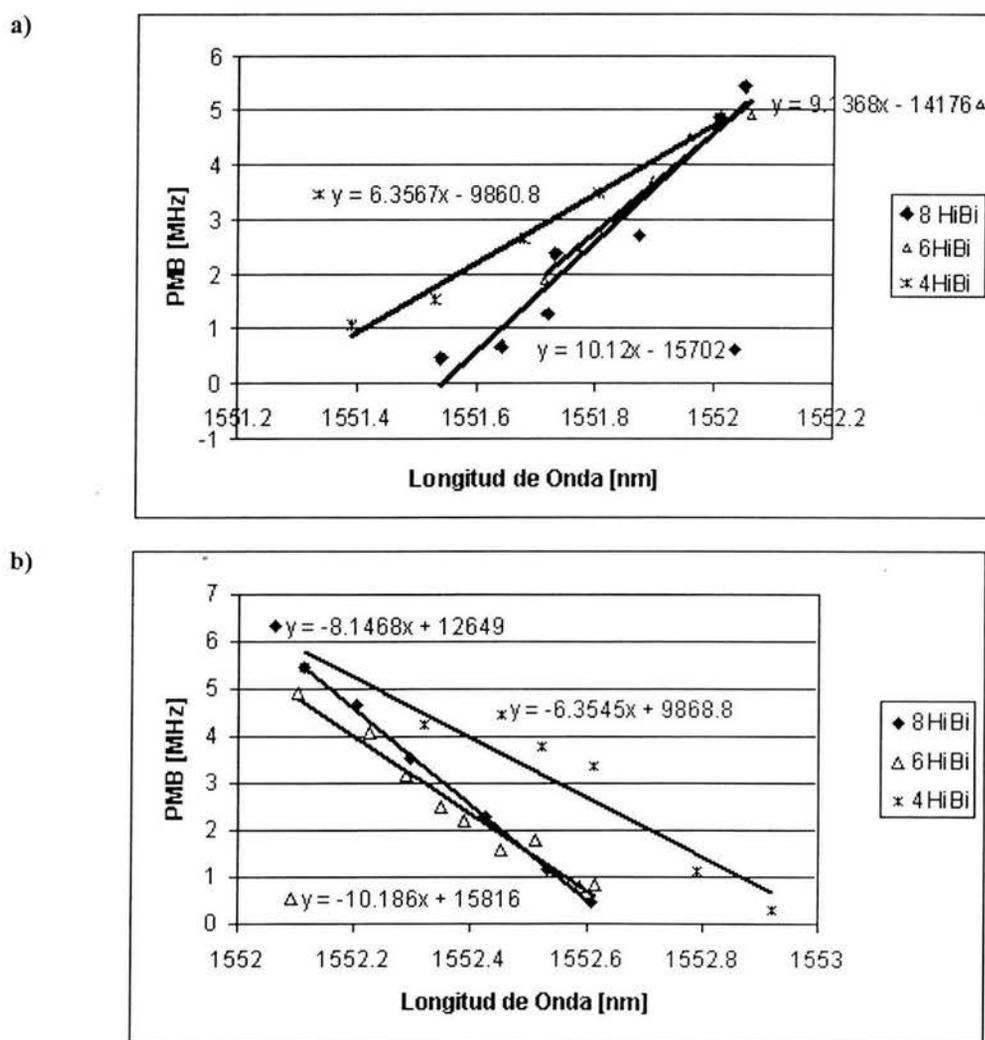


Figura 3.13 Comparación de las pendientes del cambio de las señales PMB durante la sintonización láser cuando las señales PMB a) se mueven de la frecuencia menor a la frecuencia LMB adyacente y cuando b) se mueven de la frecuencia LMB a la frecuencia menor

En las gráficas se observa que al aumentar la longitud de la fibra de alta birrefringencia, la pendiente de la gráfica del cambio de frecuencia de las señales PMB también aumenta. La pendiente de la curva del cambio en las señales PMB para una misma configuración, cuando se mueven de la frecuencia mínima hacia la señal LMB adyacente es muy similar a cuando se mueven en sentido opuesto. De esta forma, el error en la diferencia de dichas pendientes para cada configuración se muestra en la siguiente tabla:

Longitudes Fibra HiBi / Fibra LowBi [m]	Pendiente a partir de frecuencia mínima [s^{-1}/mm]	Pendiente a partir de señal LMB adyacente [s^{-1}/mm]	Diferencia [s^{-1}/mm]
8 / 10	10.12	10.19	0.07
6 / 12	9.14	8.15	0.99
4 / 14	6.15	6.35	0.20

Tabla 3.1

Otro aspecto interesante es la repetitividad de las frecuencias obtenidas en función de la longitud de onda. Esto se estudió observando el comportamiento de las señales PMB, cuando la fibra se sintoniza de una longitud de onda menor a una mayor, y cuando la fibra se sintoniza de una longitud de onda mayor a una menor, como se muestra en la figura 3.14. La configuración del resonador fue para una longitud de fibra de alta birrefringencia de 6 m, y 12 m de longitud de fibra de baja birrefringencia. Para los experimentos, la pieza de acrílico se deformó de forma convexa a partir de una posición inicial recta. Para sintonizar la rejilla a longitudes de onda cada vez mayores es necesario que el radio de curvatura de la placa de acrílico sea menor. Se observó que para longitudes de onda mayores a 1554 nm el comportamiento de las señales PMB comienza a diferir en lo referente a la pendiente de la curva de las gráficas longitud de onda contra frecuencia. Asimismo se dificulta el registro de las mismas ya que se vuelven inestables. Cuando el radio de curvatura es menor, la birrefringencia inducida en la fibra es mayor, y en consecuencia el DPD aumenta. La PMD se puede describir a partir del DPD, adicionalmente, se ha medido [9] en función del cambio en longitud de onda y tiempo,

demostrando ser una función poco estable. De esta forma, la longitud de onda máxima a la que se sintonizó la fibra láser fue 1554 nm.

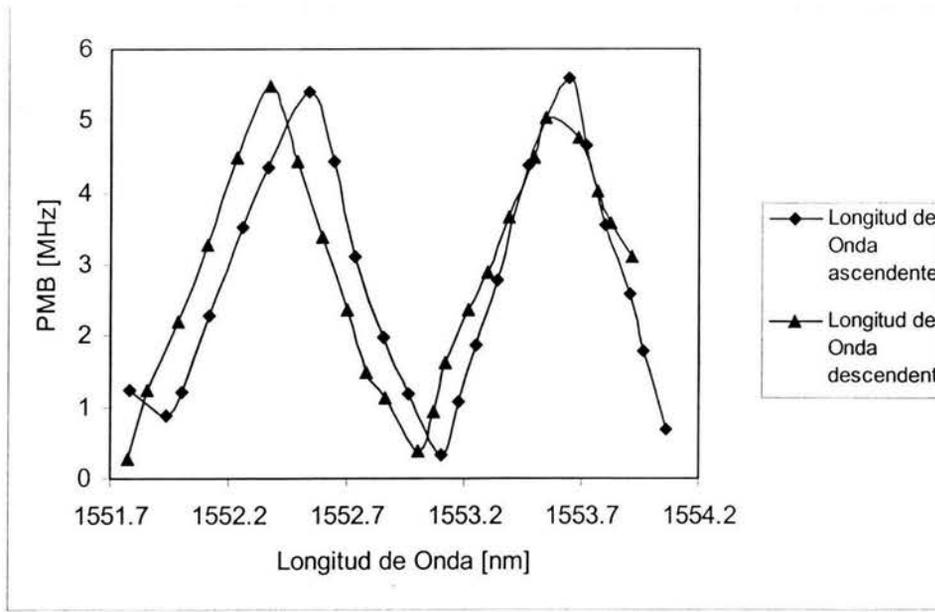


Figura 3.14 Comportamiento de las señales PMB para un ciclo de sintonización de la fibra láser

Se observó el comportamiento de las señales PMB cuando se tuerce un segmento de la fibra de baja birrefringencia. La torsión se aplicó en un segmento de 10 cm. de longitud de la fibra de baja birrefringencia empalmada al WDM, con ayuda del torcedor cuyo funcionamiento se explicó en 3.1. Se sintonizó la fibra láser a tres diferentes longitudes de onda en dos configuraciones distintas: cuando la fibra de alta birrefringencia tiene una longitud de 8 m y cuando tiene una longitud de 4 m.

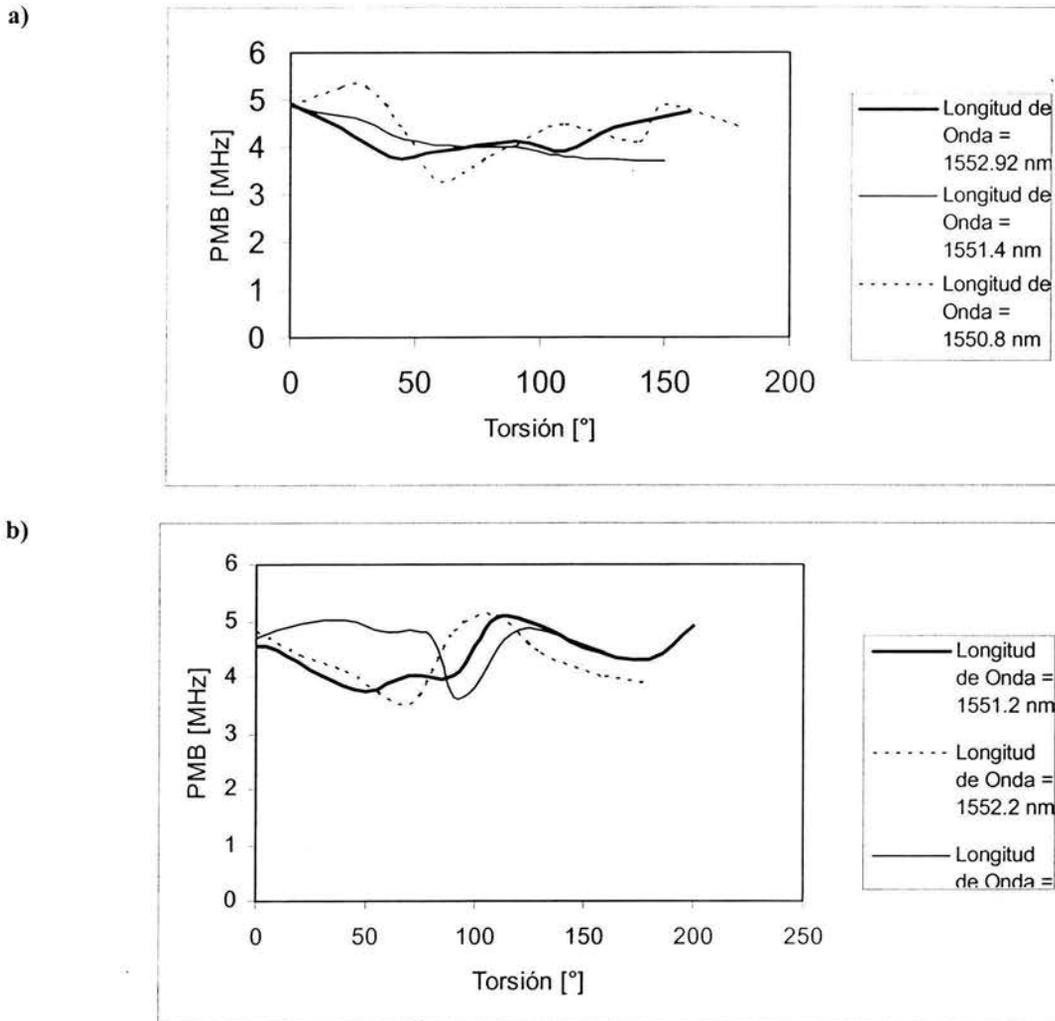


Fig. 3.15 Comportamiento de las señales PMB cuando se aplica torsión a un segmento de fibra de 10 cm en 3 longitudes de onda distintas, para: a) $L_{\text{HiBi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, y b) $L_{\text{HiBi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$ m

En esta gráfica se observa que no se tiene un cambio significativo en la frecuencia de las señales PMB debido a la torsión; el cambio en las frecuencias puede deberse a otros factores que influyen en el cambio en la birrefringencia de la fibra, tal como fluctuaciones en la temperatura. Un comportamiento similar se observa si la torsión se aplica en un segmento de la fibra de dopada con iones de erbio, es decir, no se observan cambios significativos en las frecuencias de las señales PMB.

Si la torsión se aplica a un segmento de 10 cm de la fibra de alta birrefringencia las variaciones en las señales PMB, son similares a las mostradas en la figura 3.15.

Se realizaron experimentos para observar el comportamiento de las señales PMB para una misma configuración, cuando existe una variación en el ángulo entre los ejes de birrefringencia de las fibras de alta y baja birrefringencia empalmadas al WDM, para una longitud de fibra Hi-Bi de 6 m. Para lograr esto, inicialmente se ajustó el controlador de polarización PC1 en una posición fija, de tal forma que después de hacer las mediciones pertinentes pudiese girar 180° . La frecuencia de las señales PMB se ajustaron únicamente mediante el controlador de polarización PC2. Una vez fijados ambos controladores de polarización, se monitoreó una señal PMB al sintonizar la fibra láser mediante la deformación de la rejilla de Bragg.

Posteriormente se giró aproximadamente 90° el controlador de polarización PC1, y se ajustaron nuevamente las frecuencias de las señales PMB únicamente con el controlador de polarización PC2, para monitorear las señales PMB durante la sintonización láser. Una vez más se repitió el procedimiento anterior girando nuevamente PC2 90° . De estas mediciones se obtuvo la siguiente gráfica:

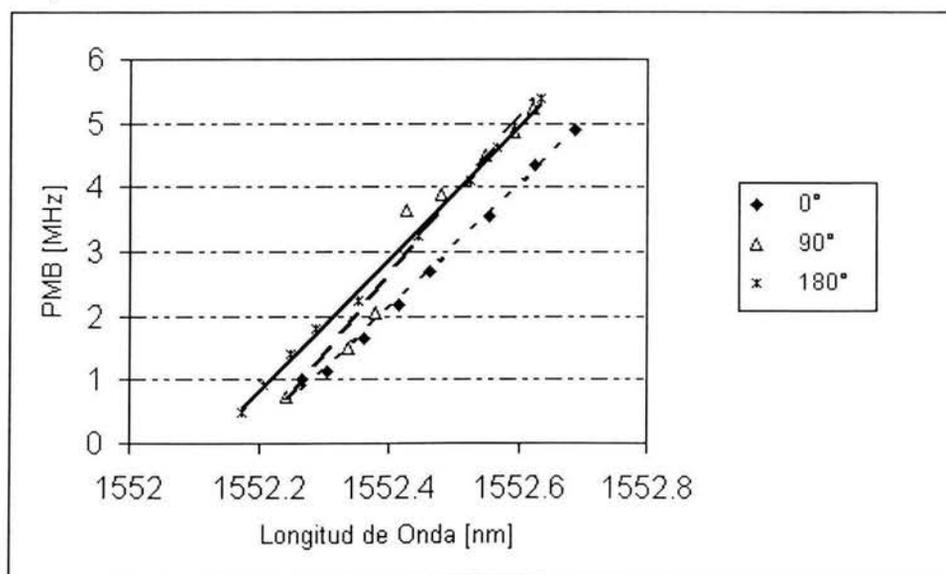


Figura 3.16 Comportamiento de las señales PMB al rotar PC1, y en consecuencia modificar el ángulo de los ejes birrefringentes de las fibras Hi-Bi y Low-Bi

Aunque no podemos determinar cuál es el ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras, podemos observar en la figura 3.16 que cuando existe una variación entre ellos, la pendiente de las curvas de las señales PMB en función de la longitud de onda es deferente. De forma cuantitativa podemos ver esta diferencia en la siguiente tabla:

Rotación de PC1 [°]	Pendiente [s^{-1}/mm]
0	9.6
90	12.345
180	10.302

Tabla 3.3

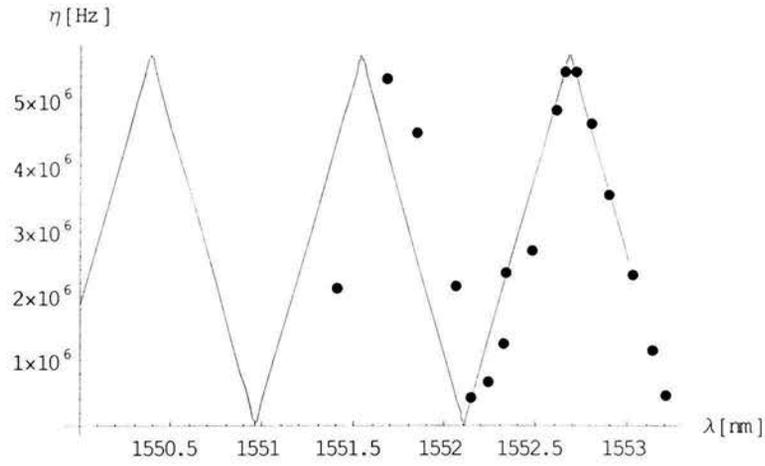
Aún cuando en 0° y 180° el comportamiento de las señales PMB debería ser muy similar, ya que para dicha rotación el ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras Hi-Bi y Low-Bi es el mismo, no es posible afirmar que cuando se ha rotado 180° PC1 el ángulo entre los ejes birrefringentes también ha rotado 180° , puesto que dentro del arreglo experimental no se cuenta con un dispositivo que nos permita medirlo. Sin embargo, cualitativamente puede verse que este ángulo afecta las variaciones de las frecuencias PMB, confirmando los resultados del modelo matemático.

A continuación se compararan los resultados experimentales obtenidos con los resultados teóricos, a fin de comprobar la validez de ambos.

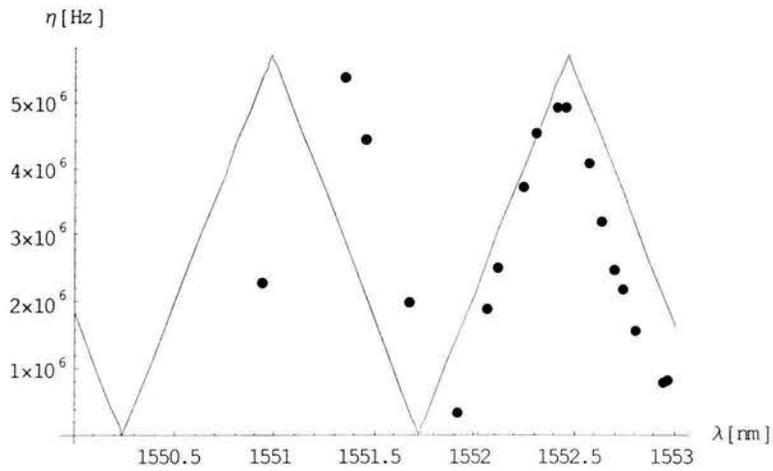
3.4 Comparación con modelo teórico

A partir de lo obtenido en 3.2 y 3.3, se observa que las variaciones en frecuencia de las señales en PMB muestran un comportamiento similar en el análisis teórico y en los resultados experimentales. En la figura 3.17 se muestran los resultados teóricos y experimentales para las configuraciones del resonador anteriores. Existe una diferencia entre los resultados teóricos y los datos experimentales en lo referente a la pendiente de las curvas generadas por los datos obtenidos.

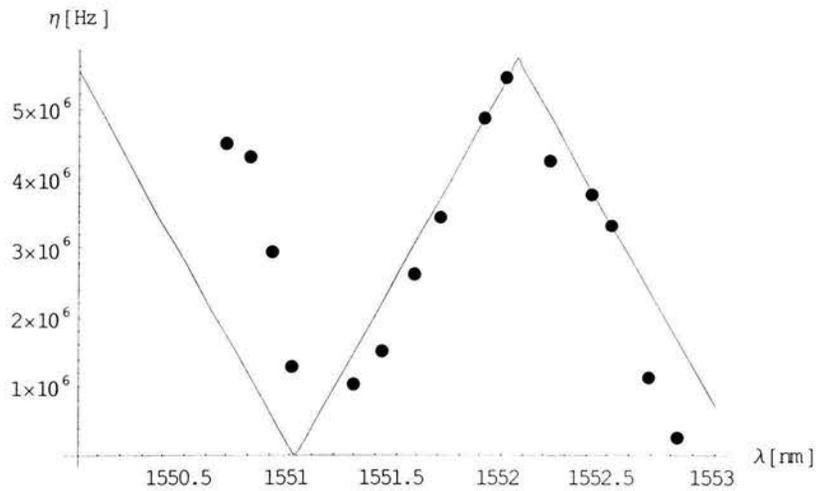
a)



b)



c)



— Resultados teóricos • Datos experimentales

Figura 3.17 Comparación de datos teóricos y experimentales para: a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 8$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 10$ m, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 6$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 12$ m, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 4$ m y $L_{\text{Low-Bi}} = 14$ m

La comparación de las pendientes para ambos casos se muestra en la siguiente tabla:

$L_{\text{HiBi}}/L_{\text{LowBi}}$ [m]	Pendiente Frecuencia menor a LMB [s^{-1}/mm]			Pendiente LMB a frecuencia menor [s^{-1}/mm]		
	Teórico	Experimental	Error [%]	Teórico	Experimental	Error [%]
8/10	9.03	10.12	12.07	-9.03	-10.19	12.85
6/12	6.56	9.14	39.33	-6.56	-8.15	24.23
4/14	4.08	6.15	50.74	4.08	-6.35	55.64

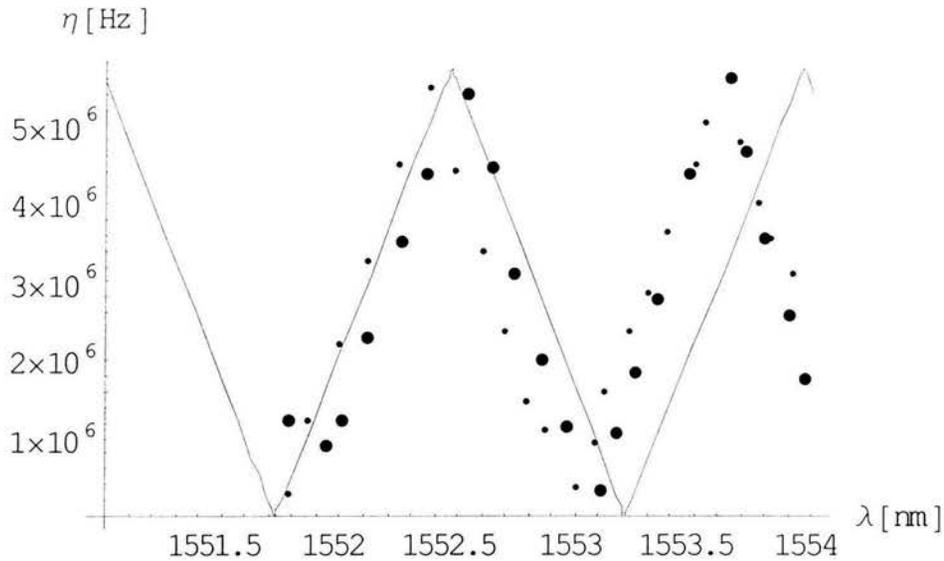
Tabla 3.4

Para el cálculo del error fue tomada como referencia la pendiente de los datos experimentales. Se observa que a medida que la longitud de la fibra de alta birrefringencia es mas corta, el error es mayor. En la figura 3.7, obtenida con base en el modelo teórico, se observa que cuando existe un ángulo entre los ejes birrefringentes, la diferencia entre las pendientes es mayor cuando la longitud de la fibra de alta birrefringencia es cada vez menor. Anteriormente se mencionó que en los experimentos realizados no fue posible determinar si los ejes birrefringentes de las fibras estaban alineados, por lo que parte del error obtenido pudo ser causado por la existencia de un cierto ángulo entre los mismos. Por otro lado, en las fibras de alta birrefringencia el estado de polarización del haz de luz se mantiene estable, a diferencia de las fibras monomodo ordinarias. Cuando en la cavidad resonante la longitud de la fibra de alta birrefringencia es mayor, el estado de polarización del haz se mantiene estable a lo largo de un segmento mayor, obteniendo un mejor control del mismo y minimizando el error entre los datos teóricos obtenidos y el arreglo experimental.

En todos los experimentos se observó que la frecuencia máxima de las señales PMB no es la frecuencia máxima teórica, pero en la práctica siempre es complicado medir la máxima señal PMB ya que ésta se traslapa con la primera señal LMB adyacente.

Teóricamente cuando se sintoniza la fibra láser a partir de una longitud de onda inferior hacia una longitud de onda mayor, las señales PMB presentan el mismo comportamiento que cuando esto se realiza en sentido contrario. Experimentalmente se observó una diferencia, que se muestra en la figura 3. 18. Para cada longitud de onda en la que se

registró el valor de la frecuencia de una señal PMB, se calculó la diferencia con el valor de las que se obtienen teóricamente a la misma longitud de onda. La diferencia máxima y mínima de estas frecuencias se muestra en la tabla 3.6.



— Resultados teóricos • Datos experimentales 1551.5 nm a 1554 nm · Datos experimentales 1554 nm a 1551.5 nm

Figura 3.18 Comparación de datos teóricos y experimentales para un ciclo de sintonización de la fibra láser

Longitud de onda [nm]	Diferencia máxima [MHz]	Longitud de onda [nm]	Diferencia mínima [MHz]
• 1552.856	1.66	• 1551.94	0.44
• 1552.784	1.21	• 1552.376	0.09

Para ambos casos se observa que la mayor diferencia entre los valores teóricos y los valores experimentales se presenta cuando la longitud de onda es mayor, en el intervalo comprendido entre 1551 y 1553 nm. De la figura 3.18 se puede ver que para longitudes de onda mayores a 1553 nm la diferencia entre estas señales es aún mayor.

Cuando la longitud de onda es cada vez mayor, el comportamiento experimental de las señales PMB es diferente al comportamiento teórico, sin embargo, experimentalmente el comportamiento es muy similar cuando la fibra se sintoniza de una longitud de onda menor a una mayor, que cuando se realiza de manera contraria.

Se compararon los resultados teóricos y experimentales obtenidos para tres ángulos distintos entre los ejes birrefringentes de las fibras Hi-Bi y Low-Bi. El valor teórico empleado fue considerando que no hay un ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras, ya que se desconoce el valor experimental de dicho ángulo.

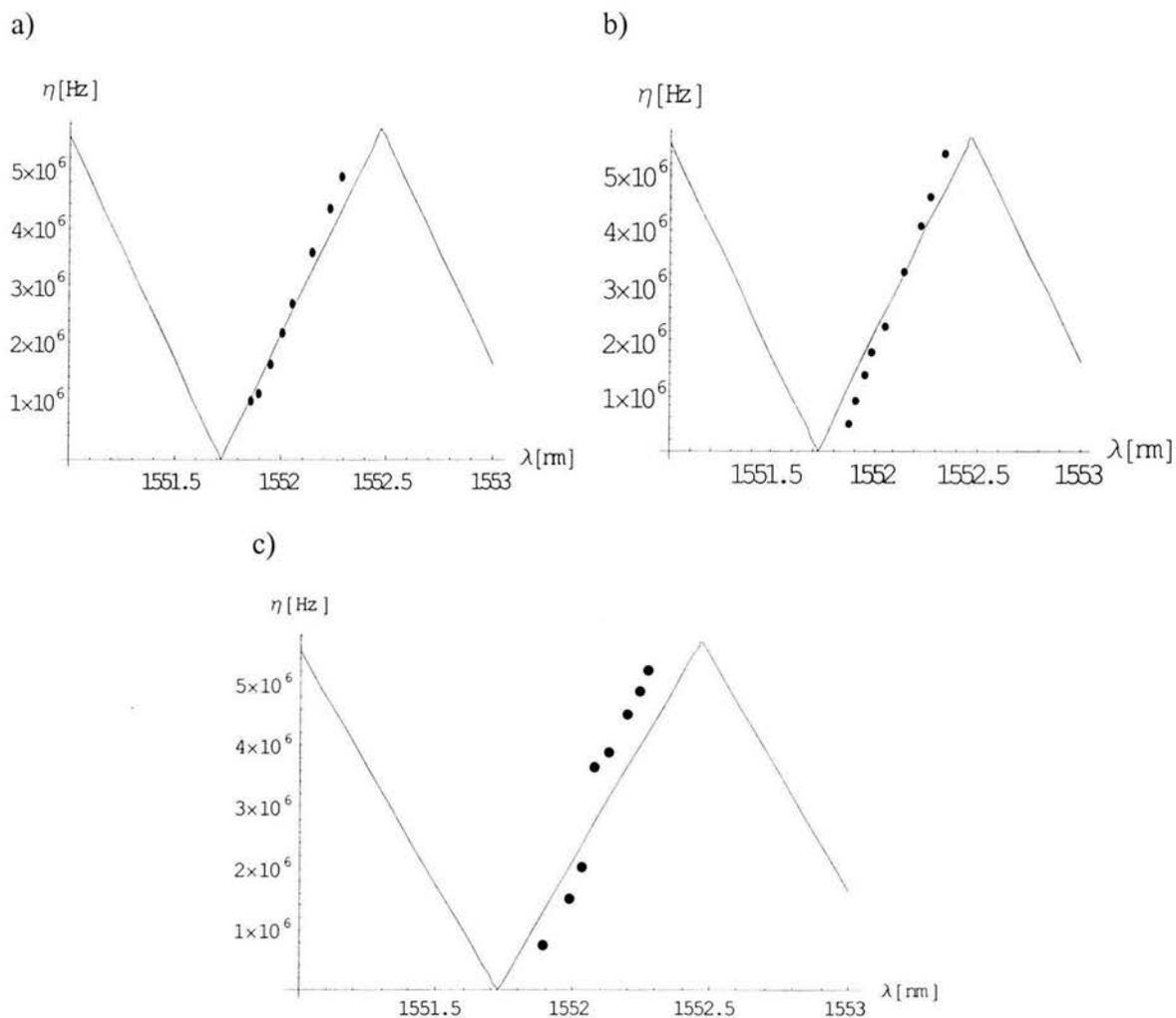


Figura 3.19 Comparación de datos teóricos y experimentales al variar el ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras Hi-Bi y Low-Bi para tres posiciones de PC1: a) 0° , b) 90° , c) 180°

No se compararon datos teóricos y experimentales obtenidos al torcer el segmento de fibra de 10 cm, ya que como se vio anteriormente, es necesario torcer un segmento de fibra de mayor longitud para observar una variación en la frecuencia de las señales PMB,

que sean mayor al cambio que se pueda presentar por otros factores que afectan la birrefringencia de la fibra.

3.5 Aplicaciones

Las fibras láser han sido de gran interés en su aplicación como amplificadores de fibra óptica y como fuentes láser para sistemas de telecomunicaciones. Asimismo, han sido extensamente estudiadas para su aplicación en sensores y fuentes láser de pulsos cortos o que operan a una sola longitud de onda. Las características de polarización de la fibra láser juegan un papel importante en el desarrollo de sistemas y sensores basados en estos sistemas láser, los cuales eliminan la necesidad de métodos complicados de procesamiento electrónico de señales.

A lo largo de este capítulo se demostró la dependencia de las frecuencias del modo de polarización (PMB) con parámetros como longitud de onda y torsión. Debido a esta dependencia, es posible medir mediante métodos sencillos la longitud de onda de una fibra láser monomodo, cuya aplicación directa se presenta en una señal de realimentación, para la estabilización de longitud de onda de fuentes ópticas sintonizables basadas en fibras láser. [1]

La torsión de la fibra induce birrefringencia circular en la cavidad de fibra láser, y esta birrefringencia reduce los efectos de la birrefringencia lineal intrínseca en las propiedades de polarización de la fibra láser. Para el caso donde sea posible torcer un segmento de fibra con una longitud mayor a un metro, para la longitud del resonador mostrado, o bien, si la longitud del resonador es mucho menor, se tiene la posibilidad de realizar sensores polarimétricos, cuya diferencia con los sensores polarimétricos convencionales, es que la salida del sensor de fibra láser son las señales PMB. Estos sensores pueden ser empleados en el desarrollo de sistemas de comunicación de fibra óptica a largas distancias, y para sistemas de conmutación ópticos de alta velocidad. [4]

Otra de las aplicaciones que puede tener el resonador de fibra óptica con elementos híbridos, es la generación óptica de microondas, que se realiza por medio de la mezcla heterodina de las señales generadas, utilizando un polarizador y el detector de alta frecuencia. La corriente generada por el fotodetector, que oscila a la frecuencia deseada, puede ser entonces aprovechada para que a través de un amplificador se radie con la ayuda de una antena [7]

El cambio lineal en las frecuencias PMB es monitoreado para medir perturbaciones externas, proveyendo cambios directos en la frecuencia sin la necesidad de emplear procesadores de señales complejos. Las fibras láser, como se mencionó anteriormente, soportan dos modos de polarización, cuyas características están determinadas únicamente por la birrefringencia total en la cavidad láser. Las direcciones de los modos de polarización están alineadas con los ejes birrefringentes de la fibra. Estas características permiten ser útiles en el desarrollo de sensores simples de posición angular. [1]

Por último, en ha sido demostrado en [7] que la dispersión del modo de polarización (PMD) afecta la transmisión de una cavidad Fabry-Pérot de fibra láser. La PMD es de la misma forma dependiente de la longitud de onda, y si se considera una fibra con una birrefringencia determinada, la PMD presenta variaciones periódicas con la longitud de onda, limitadas y casi estacionarias. Los cambios en frecuencia de las señales PMB cuando se sintoniza una fibra láser, por consiguiente, pueden deberse a la dependencia de la longitud de onda con la birrefringencia de la cavidad, o bien, a los efectos de la PMD. Con lo reportado anteriormente, sería posible obtener información acerca de la PMD dentro de la cavidad láser, conociendo las variaciones de las señales PMB debido a los cambios en longitud de onda.

Capítulo 4

Conclusiones

En el presente trabajo se observa que es posible sintonizar las frecuencias PMB obtenidas con el resonador con birrefringencia híbrida al variar parámetros como longitud de onda de resonancia, birrefringencia, la posición entre los ejes birrefringentes de las fibras empleadas en el arreglo, así como torsión que se aplica a un segmento de fibra.

Mediante la aplicación del método de las matrices de Jones para describir el comportamiento de las propiedades de polarización y de las frecuencias que se generan en una cavidad Fabry-Perot utilizando fibras ópticas de alta y baja birrefringencia, se obtienen resultados que van de acuerdo con los experimentales. Esto permite predecir cuál será el comportamiento de la frecuencia de las señales generadas en el resonador, para determinar si es factible su realización, o bien para manejar parámetros optimizados y obtener mejores resultados experimentales.

En la comparación de resultados experimentales con cálculos desarrollados utilizando el modelo teórico, existen diferencias que pueden deberse a varios factores, tales como las simplificaciones que se usan en el desarrollo del modelo teórico, y la diferencia en los parámetros teóricos y experimentales, como por ejemplo el valor de birrefringencia de las fibras. Cabe mencionar que en general, debido a los diferentes elementos utilizados en el arreglo experimental, resulta difícil establecer condiciones experimentales que puedan ser representadas de manera exacta en el modelo teórico. Sin embargo, cualitativamente, los resultados teóricos y experimentales son similares.

Para los experimentos presentados en el presente trabajo se usó un resonador con una longitud total de 18 m con el que se obtuvo un intervalo de sintonización de frecuencias teórico y práctico entre 0 y 5.7 MHz, así como un intervalo de sintonización de longitud de onda entre 1550 y 1554 nm mediante la deformación de la rejilla de Bragg. Aún cuando pudo ser más amplio el intervalo de sintonización de longitud de onda, con una

deformación mayor de la rejilla de Bragg, el método de sintonización genera efectos que complican el experimento. Fundamentalmente, después de cierta deformación de la rejilla, se genera birrefringencia dentro del resonador y por lo tanto, se generan también variaciones en las señales PMB que no se deben únicamente a los cambios en la longitud de onda. Esto deja abierto trabajo a futuro utilizando otros métodos de sintonización que no generen birrefringencia en el resonador de fibra óptica.

Se mostró que variando la longitud de las fibras de alta y baja birrefringencia, manteniendo constante la longitud total del resonador, el comportamiento de las señales PMB también varía. Al aumentar la longitud de la fibra de alta birrefringencia, la birrefringencia efectiva del resonador también aumenta, lo que en consecuencia provoca que la variación periódica de las frecuencias sea mayor (mayor pendiente en las curvas de las gráficas PMB vs λ), es decir aumenta la sensibilidad al cambio en longitud de onda. Si por el contrario, la longitud de la fibra de alta birrefringencia disminuye la pendiente de las curvas también es menor, disminuyendo la sensibilidad.

Al variar el ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras, el cambio que se genera es mayor cuando en el resonador la longitud de la fibra de baja birrefringencia es mayor que cuando la fibra de alta birrefringencia tiene una longitud mayor. Con esto se puede ver que se tiene un mayor control del estado de polarización del haz de luz cuando la longitud de la fibra de alta birrefringencia dentro del resonador es mayor.

Se mostró teóricamente que cuando se tuerce un segmento de fibra, el cambio en la frecuencia de las señales PMB es mayor y más lineal cuando la longitud de la fibra de baja birrefringencia dentro del resonador es mayor. Esto se puede observar con más claridad en longitudes de torsión en función de las cuales las señales PMB comienzan a mostrar variaciones significativas (1 m a la longitud del resonador mostrado en el presente trabajo).

Fue más evidente la sintonización de la mezcla de frecuencias cuando se sintoniza la longitud de onda de resonancia mediante la deformación de la rejilla de Bragg, que cuando se modifican parámetros como torsión y ángulo entre los ejes birrefringentes de

las fibras Hi-Bi y Low-Bi. Esto se tiene ya que experimentalmente no se contaron con las condiciones adecuadas para compararlos con el modelo teórico. Debido a la dependencia de las señales PMB con la longitud de onda, se pueden tener aplicaciones directas en la estabilización de fibras láser.

Si se desea optimizar el comportamiento de las señales PMB cuando se tuerce la fibra óptica, será necesario torcer segmentos mayores de ésta, o que la longitud del resonador sea menor, a fin de que la birrefringencia circular inducida sea comparable a la birrefringencia lineal en el arreglo óptico. Esto sin embargo no resulta muy práctico, y de hecho indica que no es conveniente el uso de este arreglo en ciertas aplicaciones de medición, como por ejemplo, para medir torsión.

Los cambios en frecuencia de las señales PMB al variar la longitud de onda de resonancia pueden deberse a la dependencia de ésta con la birrefringencia de la cavidad, o bien a los efectos de la PMD. Con esto es posible obtener información acerca de la PMD dentro de la cavidad láser conociendo las variaciones de las señales PMB debido a los cambios de longitud de onda.

Si se quisiera definir experimentalmente el comportamiento de las señales PMB variando el ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras, sería necesario contar con un dispositivo que permita controlar y determinar dicho ángulo con una mayor certeza. Esto podría realizarse haciendo pasar el haz de luz proveniente de una de las fibras a través de un polarizador lineal (como un prisma Glan Thompson), con lo que el ángulo de los ejes podría ser modificado teniendo una mayor precisión.

Son numerosas las aplicaciones que se pueden tener mediante el arreglo óptico mostrado en el presente trabajo. Por medio de la comparación entre los resultados teóricos y experimentales es posible calcular los cambios en la birrefringencia del resonador, y medir parámetros que afecten a la misma, como longitud de onda, temperatura, presión, deformaciones. Debido a su alta sensibilidad, pasividad eléctrica, amplio rango dinámico,

entre otras características, estos sensores son atractivos para aplicaciones en lugares de difícil acceso o ambientes explosivos.

Trabajo a futuro

El método de sintonización empleado en los experimentos realizados no permitió obtener un amplio rango de sintonización, debido a la birrefringencia inducida al deformar la placa de acrílico. La PMD impide de la misma forma sintonizar la rejilla a longitudes de onda mayores a 1554 nm. Se propone el uso de otro método de sintonización empleando un actuador piezoeléctrico, que permita estirar la rejilla para modificar la longitud de onda de Bragg, con lo que se reduce la birrefringencia inducida en la fibra óptica. Pueden también utilizarse filtros sintonizables dentro del resonador óptico, y tratar de minimizar de esta manera la contribución del método de sintonización a las variaciones de las frecuencias PMB.

Se propone estudiar los efectos de la PMD en la cavidad Fabry-Pérot, ya que presenta variaciones periódicas con la longitud de onda; los cambios en frecuencia de las señales PMB al sintonizar la fibra láser, pueden deberse a la dependencia con la longitud de onda o a los efectos de la PMD.

Por último, la existencia de un ángulo entre los ejes birrefringentes de las fibras Hi-Bi y Low-Bi ocasiona que el movimiento de las señales PMB difiera en comparación del movimiento que describen en ausencia de dicho ángulo, por lo que es posible desarrollar sensores de posición angular con el método mostrado en el presente trabajo.

Apéndice A

Código fuente del programa de simulación del arreglo óptico

```

Clear [p, T, T1, T2, A, AT, EV2, EV1, eta, L, L1, L2, B, B1, B2, lambda,
lam1, lam2, u3, h1, h2, h3, h4, h5, h6, h7, fmode, frec];
(*T=θ (Ret.de.fase),p=φ (Ang.ejes.de.ref.),
f=φ (Media.delcambio abs de fase,interferencia)*)

Rmas = {{Cos[p], Sin[p]}, {-Sin[p], Cos[p]}};
Rmenos = {{Cos[p], -Sin[p]}, {Sin[p], Cos[p]}};
R4 = {{1, 0}, {0, Exp[-I*Pi/2]}}; (*Retardador de cuarto de onda*)
R2 = {{1, 0}, {0, Exp[-I*Pi]}}; (*Retardador de media onda*)
W = {{Exp[-I*T/2], 0}, {0, Exp[I*T/2]}}; (*Hi-Bi*)
W2 = {{Exp[-I*T2/2], 0}, {0, Exp[I*T2/2]}}; (*Low-Bi*)

A = W2.Rmenos.R4.R2.R4.W.Rmas;
AT = Transpose[A];
{EV1, EV2} = Eigenvalues[AT.A];
eta = Abs[Arg[EV2]];

fmode = (3*10^8) / (2*1.46*(L2+L));
frec = fmode*eta/Pi;
T1 = 0.9424;

B2 = 1*10^(-5); (*1*10^(-5)*)
B = 2.5*10^(-4); (*1.11*10^(-4)*)
lam1 = 1550;
lam2 = 1553;
T = B*2*Pi*L / (lambda*10^(-9));
T2 = B2*2*Pi*L2 / (lambda*10^(-9));

```

"Para tres configuraciones del resonador"

"8m HiBI"

"Ángulo $\psi=0$ "

`p = 0; L = 8; L2 = 10; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}];`

"Diferentes ángulos"

`p = 0; L = 8; L2 = 10; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`p = Pi; L = 8; L2 = 10; h2 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`p = Pi / 2; L = 8; L2 = 10; h3 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`Show[h1, h2, h3, DisplayFunction -> $DisplayFunction, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}]`

"6m HiBI"

"Ángulo $\psi=0$ "

`p = 0; L = 6; L2 = 12; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}];`

"Diferentes ángulos"

`p = 0; L = 6; L2 = 12; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`p = Pi; L = 6; L2 = 12; h2 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`p = Pi / 2; L = 6; L2 = 12; h3 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`Show[h1, h2, h3, DisplayFunction -> $DisplayFunction, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}]`

"4m HiBI"

"Ángulo $\psi=0$ "

`p = 0; L = 4; L2 = 14; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}];`

"Diferentes ángulos"

`p = 0; L = 4; L2 = 14; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`p = Pi; L = 4; L2 = 14; h2 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`p = Pi / 2; L = 4; L2 = 14; h3 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];`

`Show[h1, h2, h3, DisplayFunction -> $DisplayFunction, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}]`

```
(*Matriz de Torsión*)
g = 0.16;
alfa = (g - 2) * tau;
beta = 1 * 10^(-5) / Ltor;
delta = Ltor * sqrt(beta ^ (2) + (alfa) ^ (2) );
BE = 0.5 * ArcTan[alfa / beta];
WT = {{Cos[0.5 * delta] + i * Cos[2 * BE] * Sin[0.5 * delta], Sin[2 * BE] * Sin[0.5 * delta]},
      {-Sin[2 * BE] * Sin[0.5 * delta], Cos[0.5 * delta] - i * Cos[2 * BE] * Sin[0.5 * delta]}};
WT1 = Simplify[WT];
M = A.WT1.W;
M1 = Simplify[M];
MT = Transpose[M1];
{EV1T, EV2T} = Eigenvalues[MT.M1];
etaT = Abs[Arg[EV2T]];
Simplify[etaT];
frecT = fmode * etaT / Pi;
taul = 0;
tau2 = Pi;

"Torsión de un segmento de fibra de 10cm"
p = 0; L = 4; Ltor = 0.1; L = 13.9; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2},
      {tau, taul, tau2}, PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]
p = 0; L = 6; Ltor = 0.1; L = 11.9; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2},
      {tau, taul, tau2}, PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]
p = 0; L = 8; Ltor = 0.1; L = 9.9; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2},
      {tau, taul, tau2}, PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]

"Torsión de un segmento de fibra de 1 m"
p = 0; L = 4; Ltor = 1; L = 13; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2}, {tau, taul, tau2},
      PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]
p = 0; L = 6; Ltor = 1; L = 11; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2}, {tau, taul, tau2},
      PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]
p = 0; L = 8; Ltor = 1; L = 9; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2}, {tau, taul, tau2},
      PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]
```

"Torsión de un segmento de fibra de 8 m"

```
p = 0; L = 4; Ltor = 8; L = 6; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2}, {tau, tau1, tau2},  
  PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]  
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]  
p = 0; L = 6; Ltor = 8; L = 4; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2}, {tau, tau1, tau2},  
  PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]  
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]  
p = 0; L = 8; Ltor = 8; L = 2; h1 = Plot3D[frecT, {lambda, lam1, lam2}, {tau, tau1, tau2},  
  PlotPoints -> 30, AxesLabel -> {"λ[nm]", "τ[rad]", "η[Hz]"}]  
lambda = 1553; Plot[frecT, {tau, 0, Pi}, AxesLabel -> {"τ[rad]", "η [Hz]"}]
```

Referencias y bibliografía

Referencias

- [1] Hernández-Cordero, Juan, et al, "Polarization effects in a high-birrefringence elliptical fiber laser with a Bragg grating in low-birrefringence fiber", *Applied Optics*, Vol. 39, No. 6, Febrero 2000, pp. 972-977
- [2] Hernández-Cordero, Juan, et al, "Highly Accurate Method for Single-Mode Fiber Laser Wavelength Measurement", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 1, Enero 2002, pp. 83 – 85
- [3] Kim, H. K., et al, "Polarimetric Fiber Laser Sensors", *Optics Letters*, Vol. 18, No. 4, Febrero 1993, pp. 317 – 319
- [4] Kim, H. K., et al, "Polarization Properties of Fiber Lasers with Twist-Induced Circular Birefringence", *Applied Optics*, Vol. 36, No. 27, Septiembre 1997, pp. 6764-6769
- [5] Takumisha, Y., et al, "Polarization-Stable and Single-Frequency Fiber Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16, No. 4, Abril 1998, pp. 661-669
- [6] B. W. Hakki, "Polarization mode dispersion in a single mode fiber" *J. Lightwave technology.*, vol. 14, pp 2202-2208, Oct. 1996
- [7] I. Cruz Torres and J. Hernández-Cordero, "Matrix analysis for fiber lasers with hybrid birefringence resonators," en *Applications of Photonics Technology: Fiber Lasers*. SPIE proceedings Vol. 4833, Québec City, PQ, Canadá, junio 2002.
- [8] Gafsi, R., et al, "Analysis of induced birefringence effects on fiber bragg gratings", *Optical Fiber Technology*, vol 6, pp 299-323, Feb. 2000
- [9] Olson, B. E., et al, "Polarization mode dispersion using a Sagnac interferometer and a Comparison with the fixed analyzer method", *Photonics Technology Letters*, vol 10, pp 997-999, Julio 1998.

Bibliografía

- Agrawal, G. P., "Fiber Optic Communications Systems", Ed. Wiley, 2a ed, EUA, 1992.
- Allan, S. W., "Optical Waveguide Theory", Ed. Chapman, UK, 1983
- Buckman, Bruce A., "Guided-Wave Photonics", Ed. HBJ, USA, 1992

Digonnet, Michel J.F. “Rare – Earth – Doped Fiber Lasers and Amplifiers”, Ed. Marcel Decker, 2a ed., USA, 2001.

Hecht, E. “Óptica”, Ed. Addison Wesley Iberoamericana, Espana, 2000.

Jardón, H., et al, “Sistemas de Comunicaciones por Fibras Ópticas”, Ed. Alfaomega, México, 1995.

Midwinter, J. E., “Optoelectronics and Lightwave Technology”, Ed. Wiley, USA, 1992
Olver, David. “Microwave and Optical Transmission”, Ed. John and Willey, UK, 1992.

Othonos, Andreas, et al., “Fiber Bragg Gratings. Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing”, Ed. Artech House, USA, 1999

Snyder, Allan, W. “Optical Waveguide Theory”, Ed. Chapman & Hall, UK, 1993.