

01170



**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**PROGRAMA DE MAESTRÍA Y
DOCTORADO EN INGENIERÍA**

**MEDICIÓN DE TORSIÓN CON FIBRAS
ÓPTICAS UTILIZANDO SENSORES
POLARIMÉTRICOS**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERIA
(ELÉCTRICA)**

**P R E S E N T A :
GILBERTO BASILIO SÁNCHEZ**

Director de Tesis: Dr. Juan Hernández Cordero

CIUDAD UNIVERSITARIA

Junio de 2005

m. 345689



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.



A mis padres. Raquel e Ismael.
Porque me han dado la vida y la libertad para vivirla.
Por todo y por siempre.
A ustedes.

A mi hermano. Ismael, mi sangre.
Porque has sido mi gran hermano.
Porque serás un gran padre.
Porque en la libertad, seguimos.

A Judy.
Porque has hecho del amor un arte.
Porque todos los días son de mil besos.
Te amo.

A mi familia. A toda ella.
Por sus ejes y sus soportes.
Por lo grande y lo pequeño.
Porque son mis ingenieros y mis maestros.

AGRADECIMIENTOS.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, en especial al Posgrado de Ingeniería. Al Centro de Ciencias Aplicadas al Desarrollo Tecnológico (CCADET) donde realice la mayor parte de mis estudios y al Instituto de Investigaciones en Materiales (IIM) en trabajé día a día y donde sólo he recibido apoyo.

A Juan Hernández Cordero por su invaluable contribución a este trabajo y al apoyo moral que siempre me ha brindado. Tengo tanto que agradecerle Juan que espero que en amistad se diga lo que en palabras se me escapa. Por el trabajo juntos y la paciencia y la confianza y la humildad. Muchas gracias.

A los miembros del Jurado. A la Dra. Celia Sánchez, al Dr. Augusto García y al Dr. Eduardo Sandoval. Por la gran disposición que siempre han mostrado. Por el apoyo a que este ciclo se cerrará lo menos doloroso posible y por lo grato que fue siempre ir a verlos. De forma muy especial agradezco a la Dra. Graciela Velasco por que ha brindado siempre un apoyo muy cuidadoso a todos los miembros de esta generación, porque siempre respondió a cualquier requerimiento que le he pedí, porque siempre motivó mi trabajo y porque se ha ganado todo mi respeto.

A las instituciones que me apoyaron económicamente en este trayecto. Al respaldo económico del CONACYT (NC-204) y PROBETEL-UNAM. A la beca del posgrado del CONACYT y a la beca de DGEP UNAM que me permitió realizar mi muy afortunada estancia de investigación. A la Universidad de Boston (BU) y en especial al laboratorio del Dr. Ted Morse y su hermoso grupo de trabajo.

A los investigadores que compartieron su trato y opiniones conmigo, por las horas de squash. A Guillermo Pulos y Roberto Zenit. Porque juguemos siempre a ganar.

A los compañeros del labo, a Liber a Joel que los tenía olvidados y omití en un momento pasado, al Jonas y al Vladimir, al Eduardo Piloto. Pero de manera trascendental a la Andreyu y al Victor Roa que siempre se han portado a la altura de esta buena amistad, porque la convivencia sea siempre trascendental.

A los de antaño del IIM mi especial agradecimiento a Chris que siempre tiene algo grato que decir y alguna forma de apoyar en las mañanas, al Gerardo Guevara y su incansable forma de solucionar problemas, a Sandra por todo el apoyo técnico y al enorme Doc Marquitos y sus genialidades. Como olvidar a la Sor Eren de Asturias y su amistad.

A los del IIM, a los de todos los días gratos. A los retirados que no porque se han ido no nos siguen influenciando, a mi primo Alcaráz y a Itzel, al Daniel Quejitas Chejata, al Mike Moctezuma. A los que siguen por aquí dando de que hablar, a los del cubil que no dejen de molestar Chacharly, Panchito y el buen del Bernas. A los Pulescos, a Violeta que también es filantra, a Felipín, y al Manuel. A los mecánicos de las burbujas, a Esperanza, a Iriam y Fausto al Rene y al Fedé. También a los Gefroydianos, al Toñete por volar la imaginación, a Renas, al Jimmy y al Cisne.

A los grandes de antaño. A los de las batallas de vida y de humanidad. A los poetas y sabios. A Fer y PP Hdez Juárez y a su familia que siempre nos hacen sentir en casa, sino pregunten a Eduardo y a la Azucena Uglies o a Tom Mosco que son toda mi verdad. A Agustín y Erika Martínez y su pequeño mundo que también se llama Agustín, a esas familias que me llaman niño, por los excepcionales tratos. Al Luis-Mono-Téllez y al Cesar-Verónica-Nolasco, por la risa pendiente y esos encuentros que aún nos debemos y nos guardamos de amistad.

A los amigos de la Fac, a mi hermano el Beto Gutiérrez, a mi amigo Quetzal. A los de la lucha en los sábados y en la grandeza de su humildad. A la gran Maru y al Jeronimo Enríquez. a las Gueras Ibette Pastrana (que se esta acostumbrando a mis faltas de ortografía y también se hace llamar Iveth Loyo) y Erika Castillo, al Dario de corazón como Steven Segal, al Talivan, a Jaziel y Yadira, Yhali y MaoMao, al Hue Hue, al Lalo, al Cory, al conde Temoc y la chela de la paz.

A los que ahora Oswaldo-Ronald-Gómez yo llamo los imperdonables y omití en la última vez, a Mara, a Ernesto Mojarás a Víctor Cardenas y su regreso, al Carlitos, y al Caba.

A mis amigas, las que me enseñaron una franca amistad: Nancy Bobadilla, a las Saldanas Gaby y Ceci, Jazz Dened Ortigoza y Adriana Ibarra. Siempre ahí, siempre con algo bueno que aprender y decir.

A los amigos heredados, a Rita y Patiño, a Ximena y a Diego, al Enrique, al Powersísimo Vic y al siempre Goyo amistad. Por esa forma de convivir.

A los grandes de la generación. Porque me hicieron sentir en el Top 5, a Paulo, a Champi, al Asur y al Oliver. Por todo el trabajo juntos.

Y a quien mi pensamiento no alcance en este instante y después me tenga que disculpar.

ÍNDICE

RESUMEN	1
CAPÍTULO 1	
ANTECEDENTES	3
1.1 Introducción.	3
1.2 Antecedentes.	4
1.2.1 Sensores Polarimétricos.....	4
1.2.2 Polarización en Fibras Ópticas.....	5
1.2.3 Medición de Torsión.....	8
1.2.4 Interferómetro de Fabry-Perot.....	10
1.3 Interferómetro de Malus Fabry-Perot.	15
1.3.1 Principio Básico de Operación.....	15
1.3.2 Modelo Teórico y Análisis Formal.....	16
1.4 Justificación del Trabajo.	20
OBJETIVOS	21
CAPÍTULO 2	
INTERFERÓMETRO MFP DE FIBRA ÓPTICA	
FOMFPI.	
	23
2.1 Principio Básico de Operación.	23
2.1.1 Propuesta 1. FOMFPI con Rejillas de Bragg.....	25
2.1.2 Propuesta 2. FOMFPI con Espejos en Anillo.....	26
2.1.3 Propuesta 3. FOMFPI con Fibras de Alta Birrefringencia....	27

2.2	Análisis Teórico.	28
2.3	Simulación Matemática.	29
2.3.1	Primera Configuración y Simulación.....	29
2.3.2	Segunda Configuración y Simulación.....	36

CAPÍTULO 3

MEDICIÓN DE TORSIÓN CON FIBRAS ÓPTICAS

UTILIZANDO SENSORES POLARIMETRICOS 43

3.1	FOMFPI con Espejos de Bulto.	43
3.1.1	Construcción del Arreglo Experimental.....	43
3.1.2	Procedimiento Experimental.....	45
3.1.3	Medición de Torsión.....	47
3.1.4	Comparación de Resultados Experimentales y Teóricos.....	58
3.2	Segundo Experimento.	
	Sensor Polarimétrico con Fibra Óptica Láser.	61
3.2.1	Construcción del Arreglo Experimental.....	61
3.2.2	Procedimiento Experimental.....	63
3.2.3	Medición de Torsión.....	63
3.2.4	Comparación de Resultados Experimentales y Teóricos.....	72

CONCLUSIONES Y APLICACIONES 77

1	Conclusiones.....	77
2	Aplicaciones.....	80

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

	Bibliografía.....	81
	Referencias.....	81

APENDICE A	
CODIGOS FUENTE	85

APENDICE B	
PUBLICACIONES QUE SE HAN DESPRENDIDO DE	91
ESTE TRABAJO	

RESUMEN

La combinación de dos dispositivos de la óptica clásica (el arreglo de Malus y el interferómetro de Fabry-Perot) construidos con dispositivos de fibra óptica permiten crear un arreglo polarimétrico de alta sensibilidad llamado FOMFPI (*Fiber Optic Malus Fabry-Perot Interferometer*). Este nuevo dispositivo presenta las características fundamentales del interferómetro de haces múltiples de Fabry-Perot y la respuesta bien definida ante la variación del estado de polarización del arreglo de Malus. El FOMFPI es un arreglo polarimétrico que puede medir variaciones muy pequeñas de anisotropía dentro de la cavidad resonante y, en especial, detectar con alta sensibilidad las variaciones en la birrefringencia circular que se inducen a la fibra mediante torsión con tan solo detectar variaciones en la amplitud de la transmitancia.

La idea básica de este dispositivo es aumentar la interacción de la luz con el área de sensado y de esta forma aumentar la sensibilidad al parámetro a medir. Por el efecto de pasos múltiples dentro de la cavidad, el parámetro a medir interactúa varias veces con el haz de luz polarizado. Para este tipo de arreglos es posible obtener su transmitancia que tiene forma periódica y bien definida como respuesta a la torsión aplicada a la fibra. Mediante el análisis teórico del interferómetro basado en el cálculo matricial de Jones, fue posible evaluar y predecir el desempeño del arreglo así como desarrollar criterios de diseño prácticos para la realización de dos diferentes arreglos polarimétricos. El primero fue construido con elementos que combinan dispositivos de la óptica clásica y dispositivos de fibra óptica; mientras que el segundo fue constituido con únicamente elementos de fibra óptica.

Los resultados experimentales de los arreglos propuestos muestran que, comparados con un sensor polarimétrico de un solo paso, existe un aumento de sensibilidad efectiva de hasta 3.81 veces. Además, se demostró que el FOMFPI es adecuado para medir los grados de torsión que se inducen a la fibra y es posible sensarlos mediante la medición de los modos ortogonales de polarización a la salida del arreglo óptico.

CAPÍTULO 1

ANTECEDENTES.

1.1 INTRODUCCIÓN.

En los últimos años, la ingeniería aplicada al desarrollo tecnológico ha impactado y revolucionado directamente a la sociedad. Una sociedad mundial multicultural que cada día se va adentrando más a un proceso de globalización. Las nuevas tecnologías han guiado de manera trascendental a todos los rubros que la componen: su economía, sus políticas, su religión, su educación, su forma de concebir y vivir la vida, y, sobre todo y ante todo, su forma de desarrollar ciencia.

Actualmente, la ciencia y la tecnología se han distinguido más por las grandes aplicaciones que por los grandes descubrimientos. Principios formulados hace más de 200 años resurgen y combinan con otros principios básicos y multidisciplinarios para dar paso a aplicaciones sobresalientes. Un claro ejemplo de ello son los grandes avances que ha tenido la rama de la instrumentación. Hoy en día existen sensores y dispositivos de medición que permiten conocer y cuantificar diferentes parámetros de manera precisa y exacta. Especialmente en los últimos 20 años, se han realizado importantes estudios en la instrumentación óptica y en todas sus ramas de aplicación. Dentro de estas se encuentran los sensores de fibra óptica, los cuales aprovechan las características intrínsecas de esta guía de onda y los conocimientos de la óptica clásica para crear dispositivos compactos de medición para diferentes aplicaciones.

Este trabajo se desarrolla en el área de los sensores de fibra óptica y plantea el funcionamiento básico de una técnica de medición polarimétrica. En el primer capítulo se hablará brevemente del marco teórico, de algunos antecedentes básicos y de la justificación de esta tesis. Después de dar los objetivos que se persiguen y las hipótesis planteadas, en el segundo capítulo se abordará el principio fundamental en el cual se basa la técnica de medición y se describirá el denominado interferómetro de Malus Fabry-Perot de Fibra Óptica, FOMFPI (por su acrónimo en inglés *Fiber Optic Malus Fabry-Perot Interferometer*). Así, en los últimos dos capítulos, se expondrán los resultados de la medición de torsión utilizando dicho arreglo y las conclusiones que de esto se desprenden.

1.2 MARCO TEÓRICO.

1.2.1 SENSORES POLARIMÉTRICOS.

La **polarización** de una onda electromagnética EM es la orientación que toma el campo eléctrico cuando la onda se propaga por un medio [1]. Basado en ello, resulta sencillo definir a los **sensores polarimétricos** como aquellos que utilicen los cambios en esta característica como su principio de funcionamiento en la medición de un parámetro determinado.

La polarización juega un papel importante en la interacción de la luz con la materia. Por ejemplo, la cantidad de luz reflejada o absorbida en la frontera entre dos materiales depende de la polarización de la onda incidente. Del mismo modo, son sensibles al estado de polarización los fenómenos de esparcimiento de la luz por la materia, el cambio de índice de refracción en los materiales anisótropos y la distribución de energía en los medios por donde se propaga la onda luminiscente.

El trabajo de Étienne Louis Malus [2] es quizás el primer estudio formal de las técnicas polarimétricas. En él, Malus (1775-1812) establece que si la luz incide en un polarizador, se transmitirá solamente el campo eléctrico en un estado que tendrá una orientación paralela al **eje de transmisión del polarizador**. El componente del campo óptico paralelo al eje de transmisión pasará a través del sistema sin ser afectado. Sin embargo, si se introduce un segundo polarizador idéntico, cuyo eje de transmisión varía θ° con respecto al primer polarizador, la amplitud del campo óptico transmitido por el arreglo, E_{out} , tendrá una componente paralela al eje de transmisión del segundo polarizador que estará en función del coseno al cuadrado del ángulo que exista entre los ejes de transmisión de los polarizadores (θ) y la intensidad del campo óptico de entrada, E_{in} , esto es:

$$E_{out} = E_{in} \cdot \cos^2 \theta \quad (1.1)$$

La ecuación 1.1 se conoce como la **ley de Malus**, fue publicada por primera vez en 1809 y en la FIGURA 1-1 se grafica el E_{out} con respecto a θ cuando E_{in} se mantiene con un valor constante. Cuando $\theta = 90^\circ$, $E_{out} = 0$ debido a que el campo eléctrico que ha pasado a través del primer polarizador es perpendicular al eje de segundo polarizador (los dos dispositivos así dispuestos se definen como **cruzados**); el campo dentro del arreglo es por consiguiente paralelo a lo que se llama **eje de extinción** del segundo polarizador y no tiene ningún componente a lo largo de su eje de transmisión.

Los dos polarizadores cruzados son conocidos como el **arreglo de Malus** y, junto con la ley de Malus, pueden ser utilizados para determinar propiedades birrefringentes de un material. En la práctica, sólo se coloca el material entre los dos polarizadores como se muestra en la FIGURA 1-2, y se miden las intensidades de los campos eléctricos de entrada y de salida.

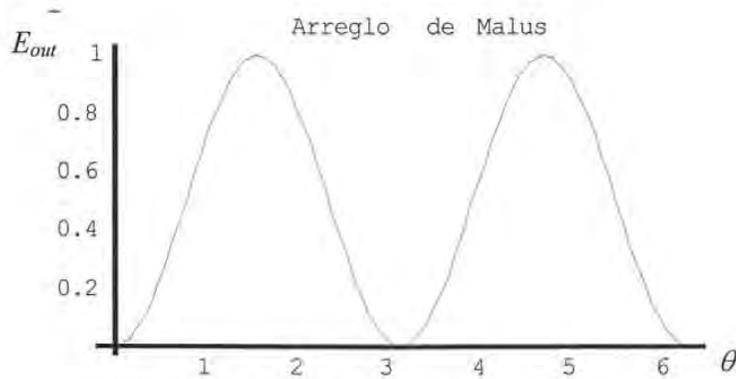


FIGURA I-1 Transmitancia del arreglo de Malus.

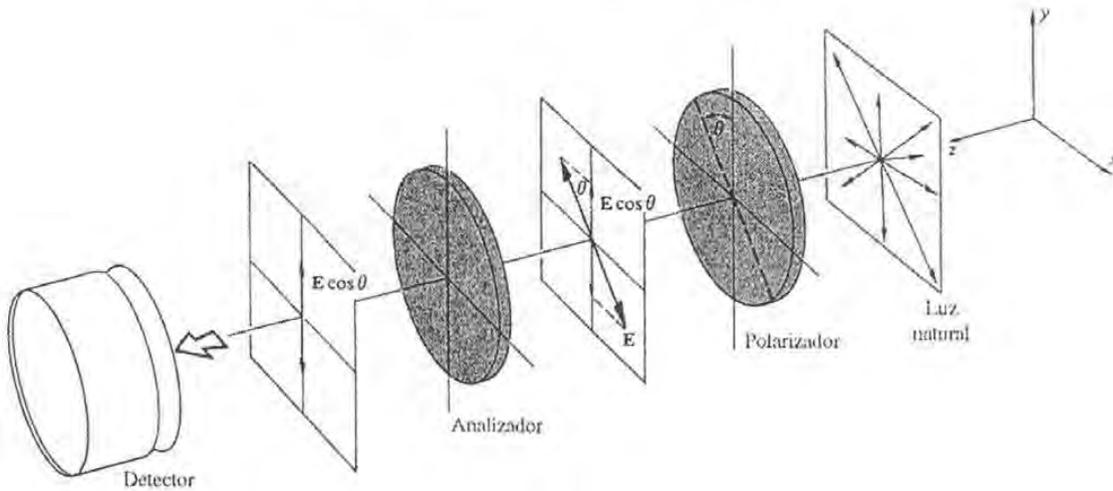


FIGURA 1-2 Arreglo de Malus. Dos polarizadores cruzados.

Por convención al primer polarizador se le llama simplemente polarizador; mientras que al segundo, suele llamársele analizador.

Si el medio que se coloca dentro del arreglo de Malus fuese una fibra óptica, se obtendría un sencillo sensor polarimétrico de fibra óptica. Sin embargo, para su cabal entendimiento, es necesario analizar y definir los fenómenos de polarización que sufre la luz dentro de estas guías de onda.

1.2.2 POLARIZACIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS.

En las fibras ópticas existen modos de propagación llamados **modos linealmente polarizados** (LP_{lm}), que se obtienen por medio de combinaciones de los modos de propagación TE, TM, HE y EH [3]. Esto da como resultado la representación de un campo eléctrico polarizado en alguna de las direcciones de los ejes cartesianos. Por lo tanto, es posible que ciertos modos linealmente polarizados se combinen y se obtengan configuraciones arbitrarias de polarización mientras la onda se propaga en la fibra.

Por comodidad y facilidad al hacer el análisis de polarización, generalmente se escoge que el campo eléctrico coincida con alguno de los ejes de referencia nominales x o y , y dado que tales direcciones son ortogonales, los modos coincidentes con la referencia se

conocen como **modos de polarización de una fibra**. De esta manera, cualquier onda que se propaga a lo largo de la fibra en dirección z en cualquier estado de polarización (incluso elíptico y con un alto grado de elipticidad), puede ser representada por una superposición lineal de los dos modos. Matemáticamente, esto se puede escribir como [3]:

$$E(x,y,z) = [C_x F_x(x,y) + C_y F_y(x,y)] e^{-i\omega t} \quad (1.2)$$

Donde:

$C_j = c_j e^{ik_j z}$	son los coeficientes complejos que describen las amplitudes y las fases de los modos j , ($j=x$ o y),
$F_j(x,y)$	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, donde se entiende por índice efectivo el cociente de la velocidad en el espacio libre y la velocidad guiada y
C_x/C_y	es la razón compleja que describe el estado de polarización de la onda que se propaga.

De la ecuación 1.2 podemos sacar distintas conclusiones preliminares de los cambios que sufre el estado de polarización de la luz cuando se propaga por una fibra. Las fases de los modos en C_j ($j=x$ o y) pueden ser distintas y variar a lo largo de la fibra dependiendo principalmente de n_j . Como consecuencia, el estado de polarización de la luz puede cambiar de un estado lineal, a un estado elíptico, llegar a un estado de polarización circular y seguir evolucionando hasta regresar al estado de polarización lineal inicial. Este fenómeno sucede durante la propagación de la onda y le llamaremos **evolución total del estado de polarización** en una fibra óptica. Esta evolución total del estado de polarización en una fibra transcurre en una longitud de la fibra determinada L_B , llamada **longitud de abatimiento** y está definida por:

$$L_B = \lambda/B \quad (1.3)$$

Donde:

λ	es la longitud de onda que se transmite en la fibra,
B	es la birrefringencia de la fibra definida por $B = (\beta_x - \beta_y)(2\pi/\lambda)$ y
β_x, β_y	son las constantes de propagación de los dos modos normales x y y .

Si en alguna etapa de la evolución del estado de polarización mantenemos constantes los n_j , nada limita que el estado de polarización se mantenga y se continúe propagando por la fibra. Sin embargo, todo tiene un límite físico. En la práctica, las fibras comunes no mantienen el estado de polarización de la luz inicial por más de unos cuantos metros [4]. Esta longitud L_c , donde se **mantiene el estado de polarización inicial** en la fibra, está en función de la birrefringencia de la fibra (B) y el ancho espectral de la fuente de luz que se utiliza (Δf). Rashleigh y Ulrich [5] establecen que esta longitud esta dada por:

$$L_c \approx c/(B\Delta f) = \lambda^2/(B\Delta\lambda) \quad (1.4)$$

Donde:

c es la velocidad de propagación de la luz en la fibra ($c=c_0/n$).

Los modos descritos en la ecuación 1.2 pueden acoplarse de manera aleatoria por distintas perturbaciones que existan a lo largo de la fibra. Dentro de estas perturbaciones se pueden mencionar:

- Variaciones en la geometría, la composición o tensión originadas en la preforma, el cableado o curvaturas de la fibra.
- Cambios en intensidad del campo eléctrico de la luz que se propaga en la fibra debido a los cambios de temperatura del medio donde se encuentra y dispersión de la luz por las características intrínsecas de la fibra.
- Alteraciones de los ejes nominales de la fibra por excentricidades, resonancia mecánica del silicio, torsión y/o inclinación de la fibra, tensión lateral del recubrimiento y tensión axial debida a la expansión térmica de los componentes de la fibra.

Esto nos lleva a establecer algunas de las características deseables que deben de tener los sensores polarimétricos de fibra óptica para aplicaciones prácticas:

- La fibra debe mantenerse lo más extendida posible, sin tensión, inclinación ni curvaturas.
- El área de sensado funcionará mejor si se encuentra sin recubrimiento plástico ni protección mecánica.
- Debe trabajarse en un medio donde las fluctuaciones térmicas no sean muy grandes para evitar estados de polarización inestables.
- Es preferible que la fuente que se utilice se encuentre polarizada, que cuente con un ancho espectral reducido y que se pueda agregar un controlador de polarización para las fibras en varios puntos del sistema.

Un ejemplo del estudio de los sensores polarimétricos se describe en el trabajo realizado por Biots [6] para medir la birrefringencia en la actividad óptica en gases, así como el análisis de Shibata et al. [7] donde se modifican los valores de L_B y L_c en las fibras para crear sensores polarimétricos en aplicaciones muy específicas. Otros trabajos enfocados en las aplicaciones se encuentran desarrollados por Steinberg y Giallorenzi en [8] para circuitos de óptica integrada, así como los estudios de efectos no-lineales, como el efecto Kerr, realizados por Stolen y Ashkin [9], y la generación de segundo armónico en osciladores láser Raman de fibra óptica efectuados por Stolen [10]. A su vez, distintos dispositivos birrefringentes y magnetoópticos han sido estudiados en la óptica clásica y adaptados al mundo de las fibras ópticas; un ejemplo de ello son los trabajos de Stolen y Turner [11], donde se estudia el efecto de Faraday en fibras de alta birrefringencia, y las propuestas presentadas en [12] por Yu y Yin y en [13] por Saleh y Teich.

Las propiedades de la polarización de la luz que se propaga en una fibra pueden ser utilizadas para medir torsión. Para entender la forma en que se relacionan ambos parámetros es necesario establecer algunas definiciones y describir algunas técnicas conocidas para cuantizarla. En la siguiente parte se hablará de la definición formal de torsión, de los dispositivos que existen para sensarla y de la forma en que se puede medir mediante sensores polarimétricos de fibra óptica.

1.2.3 MEDICIÓN DE TORSIÓN.

La **torsión** es el movimiento mecánico que permite dar vueltas a algo sobre sí mismo, de modo que tome forma helicoidal. Su medición en el SI se hace en radianes y la mayoría de los dispositivos que existen para generar torsión en un material sujetan una parte del mismo y rotan otra en algún sentido circular. El qué tanto se rote la segunda parte indica el **grado de torsión** que se aplica. Así, torsiones de $\pi/2$, π y más de 2π se presentan en función de la resistencia de los materiales.

Algunos dispositivos comerciales que miden torsión basan su funcionamiento en el efecto magnetoelástico descrito y estudiado por Tejedor et al. [14]. De acuerdo con dicho efecto, las propiedades magnéticas de un material ferromagnético son influenciadas por las fuerzas mecánicas que actúan sobre él. Así fenómenos de magneto-impedancia y magneto-corriente son dependientes de la torsión que se le aplique al material. Compañías como Pressductor® [15] crean medidores de torsión que funcionan con en este principio.

Otros trabajos que se han realizado y que se estudian actualmente para medir torsión están basados en MEMS. Ejemplos de ello son las estructuras de resonadores desbalanceados que hacen posible crear un torque cuando se aplica un campo magnético en el Cobalto [16]. Estos sensores presentan dimensiones apropiadas para muchas aplicaciones, excelente compatibilidad con otras técnicas, pueden presentar una respuesta lineal y potencialmente son de bajo costo. Sin embargo, aún no existen medidores de torsión comerciales basados en esta tecnología. En su lugar se pueden encontrar medidores como el inclinómetro SX 41900 de Sensorex®, cuyo elemento sensor consiste en una barra de torsión, sensor óptico y servo actuador suspendidos en líquido viscoso para medir ángulos de torsión [17].

Además, empresas como Schaevitz Sensors® [18], Novotechnik® [19] y Honeywell® [20], entre otras, ofrecen soluciones para medir torsión mediante transductores de posición rotatoria de las series Schaevitz Sensors® RVDTs (Transformadores diferenciales de rotación variable) y RVITs (Transductores de inductancia de rotación variable); así como la mayoría de los modelos de potenciómetros rotatorios y transductores de ángulo de Novotechnik® y las series Honeywell® HRS100 y RPN donde se aplica la magnetoresistividad en sensores digitales para la detección de rotación en elementos industriales definidos.

De la medición y el estudio de la torsión en las fibras ópticas y sus posibles aplicaciones existen varios trabajos preliminares interesantes. Galtarossa y Palmieri en [21] publican la justificación teórica de la medición de torsión aplicada a una fibra mediante el control de birrefringencia circular inducida. Galtarossa et al. [22] proponen un arreglo experimental para medir torsión y encuentran una buena correlación entre los datos experimentales y los predichos teóricamente. Sin embargo, en [21] y [22] la birrefringencia circular es inducida por factores de tensión y dobleces aplicados sobre la fibra. Si se considera la definición que se ha establecido, en este trabajo no se está aplicando estrictamente torsión a la fibra y esta se mide de manera indirecta. A pesar de ello, [21] y [22] refuerzan la teoría escrita por Rashleigh en [23] que señalan que las técnicas polarimétricas son las más adecuadas para medir torsión por medios ópticos.

Rashleigh al igual que Kaminow [4], establece que el estado de polarización de la luz en las fibras monomodales es muy sensible a cualquier perturbación que no sea simétrica con los ejes de la fibra y, por ende, normalmente no mantienen el estado de polarización a lo largo de la fibra. Sin embargo, el trabajo de Rashleigh no sólo ilustra los mecanismos birrefringentes básicos que pueden ser inducidos en las fibras mediante deformaciones internas o acciones externas, sino también los clasifica en dos grupos fundamentales: los que se deben a la geometría de la guía de onda y los que se deben al material que la componen. Así, Rashleigh resume parte de su estudio en una figura como la que se muestra en la FIGURA 1-3 para describir los mecanismos que pueden introducir cambios en el estado de polarización de la luz que se propaga por una fibra.

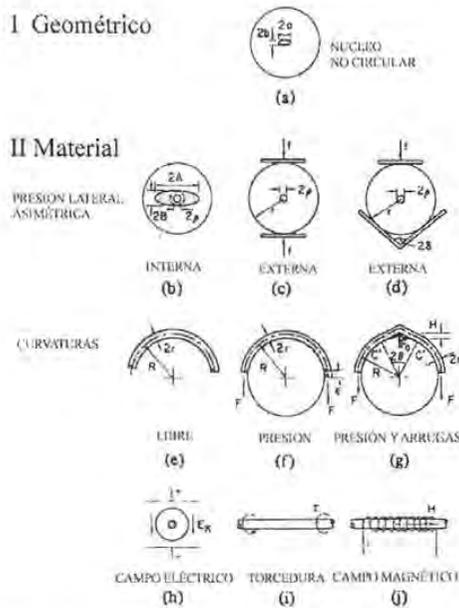


FIGURA 1-3 Mecanismos que pueden introducir cambios en el estado de polarización de la luz que se propaga por una fibra óptica.

Con lo que respecta a la torsión, Rashleigh establece además que cuando una fibra es torcida, los modos longitudinales del campo eléctrico evolucionan a un modo transversal. Gracias a que estas componentes del campo eléctrico se encuentran $\pi/2$ fuera de fase, aparecerá birrefringencia circular α_t que será proporcional a la tasa de torsión τ (rad/m) esto es:

$$\alpha_t = g \tau \tag{1.5}$$

Donde:

g es la constante de acoplamiento de todos y depende del material (para fibras de sílice es igual a 0.146).

Los modos resultantes de la torsión son los que describen un estado de polarización circular derecho o izquierdo. Como g es de un valor muy pequeño, la birrefringencia circular que se puede inducir en la torsión es muy pequeña, a menos que la tasa de torsión τ sea muy grande.

Otra técnica eficiente para medir torsión, es la que se utiliza en los sensores de fibra óptica propuestos por Ball et al. en [24], aquí se experimenta con rejillas de Bragg para realizar la medición de torsión en un arreglo de fibra láser. Similar a este trabajo, Kim et al. presentan un estudio más formal y más profundo en [25]. Este mismo estudio es perfeccionado por Kim et al. en [26]. Para este punto, [25] y [26] empiezan a combinar técnicas polarimétricas con cavidades láser resonantes para aumentar la cantidad de energía que se confina en la fibra y medir las variaciones en intensidad que existen al inducir torsión en la fibra.

La mayoría de los estudios realizados para la medición de torsión con fibras ópticas están basados en el estudio polarimétrico de Ulrich y Simon en [27] y son Ulrich y Jonhson en [28] los primeros en proponer un dispositivo donde se aplica torsión directamente a la fibra para rotar el estado de polarización y, mediante las variaciones de intensidad a la salida del dispositivo, medir indirectamente el torque que se ha aplicado a la fibra. No obstante, existen otras técnicas no-polarimétricas para medir torsión. Ejemplo de ello son los sensores que se pueden construir basados en el cambio que sufre el coeficiente de reflexión de los espejos en anillo (loop mirrors) [29] ante los cambios de birrefringencia de la fibra. La birrefringencia puede ser inducida por torsión y así medir indirectamente dicho fenómeno con el cambio en la intensidad de la luz que refleja el espejo.

Las técnicas interferométricas pueden ser combinadas con los sensores polarimétricos y ofrecer nuevas ventajas y características para la medición de parámetros como torsión, temperatura, presión, etc. Dichas técnicas son ampliamente utilizadas en los sensores de fibra óptica [30-33] y, en general, la transmitancia de los arreglos donde se aplican cuentan con alta selectividad en frecuencia y gran sensibilidad a cambios en la birrefringencia del medio. Para entender estas técnicas es necesario definir en la siguiente sección algunas cuestiones básicas de la interferometría y entender el principio de funcionamiento del interferómetro de Fabry Perot.

1.2.4 INTERFERÓMETRO DE FABRY-PEROT.

Un **interferómetro** es un dispositivo que hace incidir dos señales ópticas que tienen una diferencia en fase. Generalmente, este instrumento separa un haz de luz en dos haces con intensidades iguales, impone una diferencia de fase entre ambas para luego recombinarlas. La **interferencia** que existe depende de la relación entre las fases de las ondas que se superponen y, de acuerdo con la ecuación de interferencia [1], puede ser totalmente constructiva hasta totalmente destructiva.

Los interferómetros más comunes son el de Mach-Zender, el de Michelson, el SAGNAC y el interferómetro de Fabry-Perot (FP). Este último es uno de los más utilizados y más estudiado tanto en el mundo de la óptica clásica [1, 13] como en el de las fibras ópticas [29-35]. En la siguiente sección, se mencionan las características más importantes del interferómetro FP.

El interferómetro de haces múltiples construido por Charles Fabry (1867-1945) y Alfred Perot (1963-1925) es un dispositivo espectroscópico de alta resolución que sirve como cavidad resonante. Dos espejos paralelos se encuentran separados a una distancia definida d delimitando un espacio de un medio cualquiera. Estrictamente, si el espacio puede variarse mecánicamente con el movimiento de uno de los espejos, se llama **interferómetro**. Cuando los espejos se mantienen fijos como en la FIGURA 1-4 y se ajustan en paralelo, suele llamársele **etalón**, aunque es un interferómetro en el sentido más amplio.

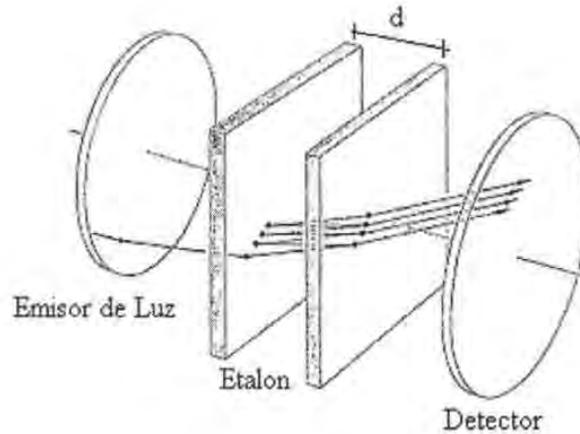


FIGURA 1-4 Etalón de Fabry-Perot.

Para comprender el análisis que se hace del interferómetro del Fabry-Perot, es necesario conocer la representación matemática de los elementos que lo componen.

Un **espejo ideal** es aquel que satisface la relación:

$$r_i + t_i = 1 \quad (1.6)$$

donde r_i es el coeficiente de reflexión y t_i el de transmisión del espejo, $i=1,2$ para el caso del interferómetro FP donde existen dos espejos. Los valores de estos coeficientes indican la cantidad de energía de la luz que se refleja y transmite por el espejo.

Los **modos de resonancia** en este arreglo óptico de dos espejos paralelos pueden obtenerse por medio de la teoría de la óptica de ondas utilizando la representación de la componente transversal del campo eléctrico de una onda monocromática $u(r,t)$:

$$u(r,t) = \text{Re}\{ U(r) e^{(j2\pi\nu t)} \} \quad (1.7)$$

Aquí, $U(r)$ es una 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 llamados 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 $U(r) = 0$ en $z = 0$ y $z = d$ como se muestra en la FIGURA 1-5.

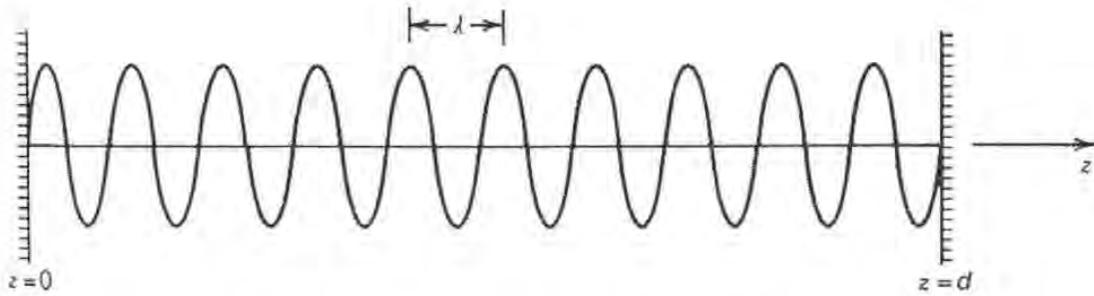


FIGURA 1-5. Modos de resonancia del Etalón de Fabry-Perot.

La onda estacionaria $U(r)$ puede representarse con:

$$U(r) = A \text{sen}(kz) \quad (1.8)$$

donde A es constante. Esta ecuación satisface la ecuación de Helmholtz y se desvanece en $z = 0$ y $z = d$ si k satisface la condición de $kd = m\pi$, donde m es un entero. Esta condición restringe los valores de k a:

$$k_m = \frac{m\pi}{d} \quad (1.9)$$

Los **modos del resonador** son ondas estacionarias $A_m \text{sen}(k_m z)$, donde $m=0,1,2,\dots$ es el número del modo (generalmente se empieza de 1 pues para $m=0$ se considera un modo sin energía). La frecuencia ν está restringida a valores discretos ν_m dados por:

$$\nu_m = m \frac{c}{2d}, \quad m = 1,2,3\dots \quad (1.10)$$

La separación que existe entre las **frecuencias de resonancia** ν_m esta dada por:

$$\nu_{fp} = \frac{c}{2d} \quad (1.11)$$

La **longitud de onda de resonancia** será obviamente $\lambda_m = c/\nu_m = 2d/m$ de donde se puede obtener la ecuación 1.12 que es la distancia entre los espejos para un modo determinado

$$d = m \frac{\lambda}{2} \quad (1.12)$$

El análisis de la amplitud y la fase de la onda dentro del interferómetro se pueden obtener mediante el estudio de la propagación de la luz dentro de la cavidad. Al propagarse un haz de luz un viaje completo se obtiene una magnitud compleja M_0 ; cuando vuelve a reflejarse y recorre otro viaje completo se obtendrá una magnitud M_1 , y así sucesivamente. En consecuencia la onda total M será la suma infinita de amplitudes de igual magnitud:

$$M = M_0 + M_1 + M_2 + \dots \quad (1.13)$$

En situaciones más prácticas deben considerarse los coeficientes de reflexión y transmisión de los espejos, las anisotropías del medio, y el hecho de que las magnitudes de cada onda no serán iguales. De esta manera, M_0 puede redefinirse como:

$$M_0 = e^{j2\varphi} r_1 a^- r_2 a^+ \quad (1.14)$$

Aquí φ es la diferencia en fase cuando la onda realiza un viaje completo en el resonador, $\varphi = 2kd = m2\pi = (4\pi vd) / c$ con $m = 1, 2, 3, \dots$ r_1 es el coeficiente de reflexión del primer espejo por donde pasa el haz de luz, r_2 el coeficiente de reflexión del espejo donde se refleja por primera vez el haz y a el valor de atenuación que presenta el medio anisótropo contenido en la cavidad. Los superíndices $+$ y $-$ indican la dirección de propagación del campo ($+$ para la misma dirección en la que se hizo incidir el haz de luz y $-$ para el sentido opuesto cuando el haz es reflejado). La suma infinita de la ecuación 1.13, se convertirá en:

$$M = e^{j\varphi} t_2 a^+ \left(\sum_{n=0}^{\infty} M_0^n \right) t_1 \quad (1.15)$$

que converge a:

$$M = e^{j\varphi} t_2 a^+ \frac{1}{(1 - M_0)} t_1 \quad (1.16)$$

Por otra parte, dos de los parámetros espectrales más importantes del arreglo FP son la **fineza** F del resonador se define como:

$$F = \frac{\pi \sqrt{r}}{1 - r} \quad (1.17)$$

Cuando t y r no cuentan con subíndices representan $t = |t_1 t_2|$ y $r = |r_1 r_2|$.

Este parámetro está relacionado con la cantidad de energía que puede guardar el interferómetro. Físicamente, esto puede verse si se considera que mientras mayor sea el coeficiente de reflexión de los espejos, mayor luz se quedará confinada entre ellos. Por otra parte, el ancho espectral δ_ν predice que tan delgado (o selectivo) será el rango de frecuencias de resonancia. Matemáticamente, para $F \gg 1$, el ancho espectral puede calcularse como [1]:

$$\delta_\nu \approx \frac{\nu_f}{F} \quad (1.18)$$

La respuesta en frecuencia del interferómetro es periódica (FIGURA 1-6) y se le puede caracterizar por el espaciamiento entre las frecuencias de resonancia ν_f , el ancho espectral δ_ν , y la fineza.

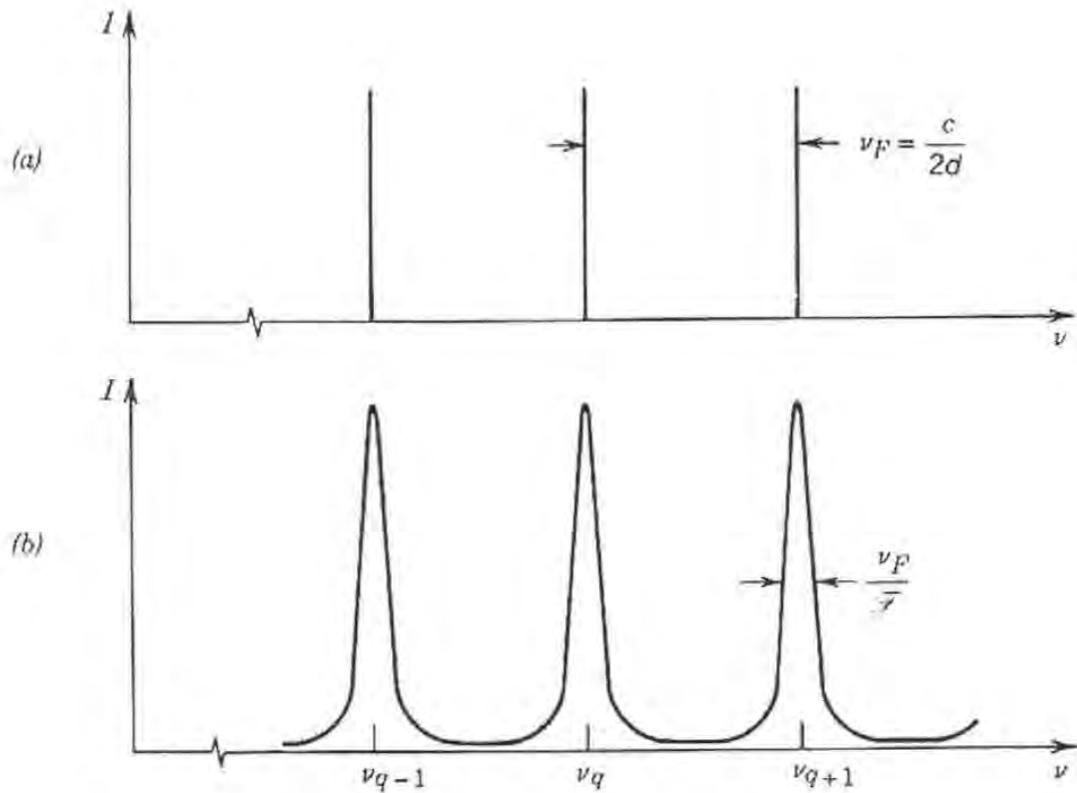


FIGURA 1-6 Respuesta espectral del interferómetro de Fabry-Perot

- (a) con $F = \infty$ existen picos de resonancia sólo en los valores de las frecuencias de resonancia ν_m
- (b) con $F \neq \infty$ que tiene un valor diferente a cero para todo el rango de frecuencias; sin embargo, la atenuación aumenta en las frecuencias más alejadas a las de resonancia.

El arreglo de FP ha sido de gran utilidad tanto como analizador de espectros ópticos, como para el desarrollo de sistemas láser. La importancia de éste en el presente trabajo radica en el hecho de que puede confinar un haz de luz entre los dos espejos paralelos y aumentar la interacción de la luz con el medio contenido en la cavidad.

Con la ecuación 1.20 y la FIGURA 1-6 es posible caracterizar el interferómetro FP. Aún cuando existen otras técnicas y otros estudios más complejos para su simulación y sus aplicaciones, con lo que se ha definido en este apartado se comprenderá la razón de su combinación con otras técnicas y su aplicación a la instrumentación de esta tesis.

1.3 INTERFERÓMETRO DE MALUS FABRY-PEROT (MFP).

1.3.1 PRINCIPIO BÁSICO DE OPERACIÓN.

Como se explicó en el apartado 1.1, la ley de Malus establece que la intensidad óptica transmitida por el arreglo de Malus está en función del cuadrado de la anisotropía de la muestra y, por lo tanto, es posible determinar propiedades de materiales relevantes para diversas aplicaciones. Sin embargo, dado que el empleo de esta técnica se basa en la interacción de la luz directamente con la muestra, resulta difícil de aplicar en materiales con anisotropías pequeñas pues se requieren longitudes de interacción muy grandes. Para poder medir la anisotropía en gases, por ejemplo, se requieren arreglos experimentales complejos y el desarrollo de los experimentos toma generalmente mucho tiempo.

Vallet et al. [36] establecen que una manera simple de aumentar la sensibilidad en mediciones basadas en la Ley de Malus es añadir al arreglo experimental espejos que generen reflexiones múltiples del haz de luz. Al colocar dentro del arreglo de polarizadores cruzados un interferómetro de Fabry-Perot (FP), se logra de manera simple incrementar la longitud de interacción de la luz con la muestra. Si el número de viajes redondos dentro del resonador está en función de la fineza F , y una muestra de longitud d es colocada dentro del interferómetro, la longitud efectiva de interacción será dF . El análisis formal de este arreglo, llamado interferómetro de Malus-Fabry-Perot (MFP), ha demostrado la posibilidad de incrementar la sensibilidad por un factor de F^2 para medir anisotropías, lo que resulta muy atractivo para diversas aplicaciones. Hasta la fecha, esta idea ha sido aplicada en situaciones muy particulares como la detección de pequeños dicroísmos circulares en átomos de vapor. Además, la alta calidad en la fabricación de los elementos ópticos permite obtener actualmente espejos con coeficientes de reflectividad muy altos y en consecuencia interferómetros FP de muy alta fineza.

Muchos experimentos basados en los interferómetros MFP han sido propuestos para detectar anisotropías y birrefringencias muy pequeñas [37-40]. El modelo teórico general que establece el comportamiento de este nuevo interferómetro sólo cuenta con algunos años de desarrollo y, hasta la fecha, sólo nuestro grupo de trabajo ha utilizado fibras ópticas y sensores basados en esta tecnología [32, 41-44]. Como se verá en este apartado, por medio de los formalismos del álgebra matricial de Jones [45], es posible obtener el modelo matemático que describe la transmitancia del MFP. Esto permite también establecer un modelo útil para el análisis de un interferómetro MFP, proponer uno nuevo basado en fibras ópticas y analizar su empleo para medir torsión con él, como se verá en los siguientes capítulos.

1.3.2 MODELO TEÓRICO Y ANÁLISIS FORMAL.

El esquema básico del interferómetro de Malus-Fabry-Perot se muestra en la FIGURA 1-8 [36]. Dos polarizadores cruzados P_1 ($i=x,y$) encierran a una cavidad Fabry-Perot de dos espejos paralelos M_1 y M_2 espaciados a una distancia determinada d . Utilizando el formalismo de las matrices de Jones, un medio anisótropo es colocado dentro de la cavidad. La matriz de Jones $A^{+-} = [a_{ij}^{+-}]$ representa la amplitud de la transmisión de este medio. Los superíndices $+$ y $-$ describe la dirección de propagación para la cual la matriz es válida (FIGURA 1-7) y, si las matrices son iguales, indicarán que anisotropías dentro de la cavidad son reversibles.

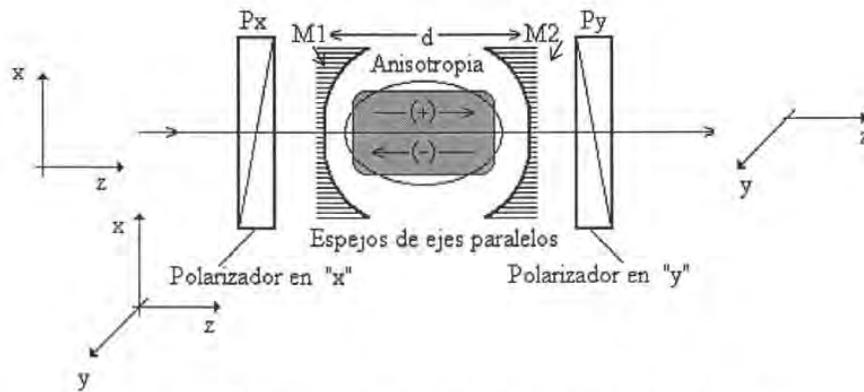


FIGURA 1-7 Esquema del Interferómetro de Malus-Fabry-Perot.

Las reflexiones múltiples de la luz entre dos espejos permiten incrementar la longitud de interacción de la luz con la muestra de la cavidad.

El campo eléctrico del haz que entra al arreglo (E_{in}) tiene la característica de coincidir con uno de los modos de resonancia de la cavidad FP; además, es un haz de luz con una sola polarización. El campo eléctrico de salida (E_o) tendrá dos componentes vectoriales E_{ox} y E_{oy} , que estarán en función de la anisotropía del medio contenido en la cavidad. Las expresiones para estos campos pueden deducirse de la matriz de transferencia de todo el arreglo **MFP**.

Utilizando el cálculo de Jones podemos establecer que:

$$E_o = \mathbf{MFP} E_{in} \quad (1.19)$$

donde E_o y E_{in} son vectores, y **MFP** es una matriz cuadrada. Esta última se puede dividir como:

$$\mathbf{MFP} = P_y \mathbf{FP} P_x \quad (1.20)$$

FP es la matriz de transferencia de la cavidad del interferómetro de Fabry-Perot y, de acuerdo con la ecuación 1.15, es igual a:

$$\mathbf{FP} = e^{j\phi} T_2 A^+ \left(\sum_{n=0}^{\infty} M_0^n \right) T_1 \quad (1.21)$$

Recordando que la serie involucrada en la ecuación 1.21 es convergente y conservando la característica matricial de la ecuación podemos escribir:

$$FP = e^{j\varphi} T_2 A^+ (I - M_0)^{-1} T_1 \quad (1.22)$$

Donde I es la matriz identidad (orden 2×2) y φ es el retardo de fase de un sólo viaje redondo dentro de la cavidad. $M_0 = [m_{ij}]$ es la matriz de Jones que representa un viaje redondo dentro de la cavidad, esto es:

$$M_0 = e^{j\varphi} R_1 A^- R_2 A^+ \quad (1.23)$$

La **transmitancia** del arreglo se puede obtener conociendo el vector de salida E_0 de la siguiente manera:

$$T = |E_0^H E_0| \quad (1.24)$$

Si lo expresamos de una manera más general en términos de la **irradiancia de salida** $I_{x,y}$:

$$I_{x,y} = E_{ox,y}^H E_{ox,y} \quad (1.25)$$

Donde el superíndice H indica la conjugación y transposición del vector E_0 . En la mayoría de los casos T proporciona una ecuación analítica para la intensidad de salida, aunque algunas veces se requiere de consideraciones especiales para simplificarla.

El análisis desarrollado en [36] considera únicamente matrices de Jones para polarizadores ideales y olvida las imperfecciones en estos elementos. Sin embargo, de acuerdo a [41] y [42], es conveniente introducir en las matrices correspondientes un término en el eje opuesto al que polarizan. Este término es la llamada **extensión ortogonal de polarización**, y se incluye en el modelo matemático para acercar las predicciones matemáticas con los resultados que se verán experimentalmente. Por ello, las matrices de los polarizadores pueden escribirse de la siguiente manera:

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & imp \end{bmatrix} \quad P_y = \begin{bmatrix} imp & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

Donde el término *imp* tiene un valor práctico menor a 0.001 en los polarizadores comerciales y un valor ideal igual a cero.

Otra parte importante del modelo matemático es considerar que las anisotropías asociadas con el coeficiente de transmisión de los espejos son prácticamente despreciables. De esta forma, el coeficiente de transmisión y reflexión quedan definidos por:

$$T_i = t_i I \quad (1.27a)$$

$$R_i = r_i I \quad (1.27b)$$

Con $i=1,2$ y donde t_i es la amplitud del coeficiente de transmisión y r_i la amplitud del coeficiente de reflexión. Como se puede notar en la ecuación 1.21, los valores de \mathbf{R}_i están elevados a una potencia n comparados con los \mathbf{T}_i . Debido a esto, los coeficientes de reflexión de los espejos juegan un papel predominante en la fineza de los resonadores y, por ende, en su comportamiento en general. En la práctica, el único caso en donde se consideran las anisotropías en los espejos es en el caso de anisotropías por sustratos. Tanto en [36] como en [39] se muestran trabajos relacionados con este tema.

De acuerdo con Vallet et al [36], de la ecuación 1.26 se pueden obtener las siguientes expresiones de las intensidades de salida:

$$I_x = t^2 \frac{|a_{11}^+ + a_{12}^+ m_{21} - a_{11}^+ m_{22}|^2}{|(1-\lambda_1)(1-\lambda_2)|^2} I_o \quad (1.28a)$$

$$I_y = t^2 \frac{|a_{21}^+ + a_{22}^+ m_{21} - a_{21}^+ m_{22}|^2}{|(1-\lambda_1)(1-\lambda_2)|^2} I_o \quad (1.28b)$$

I_o representa la intensidad del campo de entrada \mathbf{E}_{inx} , $t=t_1 t_2$ y λ_1 y λ_2 son los dos eigenvalores de la matriz de un viaje redondo \mathbf{M}_o . Las ecuaciones (1.28) y (1.29) muestran que la **proporción de intensidades de las componentes del campo de salida** $\rho=(I_y/I_x)$ depende de las anisotropías dentro de la cavidad y el coeficiente de reflexión de los espejos. No obstante, ρ es independiente de la intensidad de entrada I_o y, por ende, de sus fluctuaciones. Por ello, en la práctica las anisotropías dentro de la cavidad son generalmente calculadas por la medición de ρ como se ejemplifica en [32].

Considerando que las anisotropías dentro de la cavidad son pequeñas, $|\mathbf{A}^{+-}-\mathbf{I}|\ll 1$, que $r=r_1 r_2$ y que los ejes neutrales de los espejos están alineados con el estado de polarización de entrada, es posible obtener las intensidades de salida de primer orden de la siguiente forma:

$$I_x = \frac{t^2}{|1 - r e^{2i\phi}|^2} I_o \quad (1.29a)$$

$$I_y = \frac{t^2}{|1 - r e^{2i\phi}|^2} \frac{|a_{21}^+ + r e^{2i\phi} (a_{21}^-)|^2}{|1 - r e^{2i\phi}|^2} I_o \quad (1.29b)$$

Finalmente, en resonancia, $\phi=0$, y con cavidades de alta fineza, esto es $1-R\ll 1$, las ecuaciones 1.30a y 1.30b se convierten en:

$$I_x = K I_o \quad (1.30a)$$

$$I_y = K \frac{F^2}{\pi^2} |a_{21}^+ + a_{21}^-|^2 I_o \quad (1.30b)$$

Donde K representa la transmisión de la cavidad en resonancia y es igual a $T^2/(1-r)^2$ y F la fineza de la cavidad FP.

En la ecuación (1.31a) I_x es la transmitancia nominal de la cavidad FP en resonancia y, en la ecuación (1.31b), I_y depende de los términos que se encuentran fuera de la diagonal principal de las matrices de Jones que describen las anisotropías dentro de la cavidad y que generan birrefringencia circular.

Finalmente, de (1.33a) y (1.33b) se pueden relacionar para obtener una expresión que muestre la tasa de cambio de I_y con respecto a I_x :

$$\rho = 4 \frac{F^2}{\pi^2} \theta_{MFP}^2 \quad (1.32)$$

El parámetro $\theta_{MFP} = |a_{21}^+ a_{21}^-|^2 / 2$ esta en función sólo de las anisotropías dentro de la cavidad. Es importante notar que anisotropías reciprocas, $\mathbf{A}^+ = (\mathbf{A}^-)^{-1}$ dan como resultado $\rho=0$ y que, de acuerdo a la ecuación (1.32), si conocemos θ_{MFP} será posible conocer la transmitancia del interferómetro MFP de manara directa. Sin embargo, el intervalo para el cuál es valida esta ecuación esta limitado por los valores de θ_{MFP} .

Siempre y cuando los dos principales estado de polarización ortogonales que se propagan dentro de la cavidad FP se encuentren en resonancia simultanea y θ_{MFP} sea muy pequeño, esto es $\theta_{MFP} < \pi/F$, se podrá obtener un transmitancia proporcional al cuadrado de la fineza nominal del FP. Sin embargo, para valores grandes de θ_{MFP} , es decir $\theta_{MFP} > \pi/F$, las resonancia de los dos estados de polarización se pueden encontrar de manera independiente uno del otro y formar frecuencia de resonancia por polarización. En este caso, las anisotropías dentro de la cavidad pueden ser deducidas por las frecuencias degeneradas descritas por $(c/\pi d) \times \theta_{MFP}$. Sin embargo, para este caso, los beneficios de combinar el arreglo de Malus con la cavidad FP desaparecen y la salida no es proporcional a la F^2 sino a la transmitancia de un arreglo que cuenta con las características del interferómetro de Fabry-Perot y el arreglo de Malus. En consecuencia, experimentalmente el MFP tiene un rango de validez donde se observará un comportamiento descrito por la ecuación (1.32) muy reducido. Debe trabajarse en el rango de frecuencias cuasi-degeneradas con $\theta_{MFP} < \pi/F$ y con el interferómetro FP en estricta resonancia, $\phi=0$.

Basado en lo descrito en este primer capítulo, resulta atractivo combinar las características del MFP con las ventajas que se obtienen de los sensores de fibra óptica y obtener un sensor polarimétrico compacto para medir torsión, así como entender y justificar este trabajo.

1.4 JUSTIFICACIÓN DEL TRABAJO.

El interferómetro de Malus-Fabry-Perot puede ser utilizado para medir diferentes parámetros físicos de interés en diversos campos de aplicación. Es un dispositivo de gran sensibilidad a las variaciones del estado de polarización que genera el medio dentro de su cavidad. Su utilización como sensor utilizando dispositivos de fibra óptica es una aplicación práctica de la cuál no existe un reporte en la bibliografía. Hasta la fecha, sólo nuestro equipo de trabajo ha desarrollado este interferómetro [32, 41-44]. En estos trabajos se ha utilizado un arreglo experimental que combina las fibras ópticas con elementos de la óptica clásica que ha proporcionado información trascendental sobre el interferómetro.

En esta tesis se desea demostrar la versatilidad del MFP en fibra óptica, establecer un estudio profundo del modelo matemático que lo describe, terminar la caracterización experimental e implementar un nuevo sensor basado en el MFP utilizando únicamente dispositivos de fibra óptica. El objetivo final será entonces establecer la viabilidad e medir torsión inducida a las fibras ópticas utilizando estos arreglos.

Hasta este punto, se han detallado los antecedentes de las técnicas de medición de torsión con fibras ópticas. Se han definido los principios fundamentales que soportan y complementan este trabajo. En el siguiente capítulo, se describirá el principio de funcionamiento del MFP de fibra óptica y el método que se siguió para medir torsión. De forma ordenada, se presentará el análisis teórico de este nuevo arreglo, los diseños correspondientes que pueden ser construidos experimentalmente y su respectiva simulación teórica que prediga su comportamiento.

OBJETIVOS.

Tomando el marco teórico y los antecedentes del capítulo 1, los objetivos que persigue este trabajo son los siguientes:

1. Establecer nuevos modelos teóricos que describan el funcionamiento del interferómetro de Malus Fabry Perot de Fibra Óptica (FOMFPI), predecir su comportamiento al variar diferentes parámetros de los elementos que lo componen y diseñar sus aplicaciones en distintos campos de la instrumentación.
2. Diseñar y construir un interferómetro de Malus-Fabry-Perot (MFP) utilizando únicamente dispositivos de fibra óptica.
3. Demostrar la aplicación práctica en la instrumentación del FOMFPI para medir torsión.

CAPÍTULO 2

INTERFERÓMETRO MFP

DE FIBRA ÓPTICA

FOMFPI.

En este capítulo se describe el método que se utilizó para medir torsión con fibras ópticas utilizando sensores polarimétricos. La técnica se basa en el interferómetro de Malus-Fabry-Perot de Fibra Óptica [32 y 41-44]. Además de un resumen de lo más relevante de este interferómetro y algunas propuestas para construirlo experimentalmente, se analizan las modificaciones que se han realizado al modelo matemático que lo describe y su simulación. De acuerdo con los resultados obtenidos, es posible predecir el comportamiento del FOMFPI ante la variación de distintos parámetros de relevancia.

2.1 PRINCIPIO BÁSICO DE OPERACIÓN.

El interferómetro de Malus Fabry Perot de Fibra Óptica (FOMFPI por su acrónimo en inglés *Fiber Optic Malus Fabry Perot Interferometer*) sigue el mismo principio de operación que el MFP de la óptica clásica. Dos polarizadores cruzados limitan una cavidad resonante Fabry Perot y, juntos, crean un arreglo polarimétrico de alta sensibilidad.

La forma más sencilla de implementar un FOMFPI es utilizando elementos de la óptica clásica y tomar como medio de propagación de la luz dentro de la cavidad FP una fibra óptica. En la fibra se presentan condiciones iniciales de anisotropía que pueden ser modificadas por distintos factores externos. Esquemáticamente, este arreglo FOMFPI es como el que se muestra en la FIGURA 2-1.

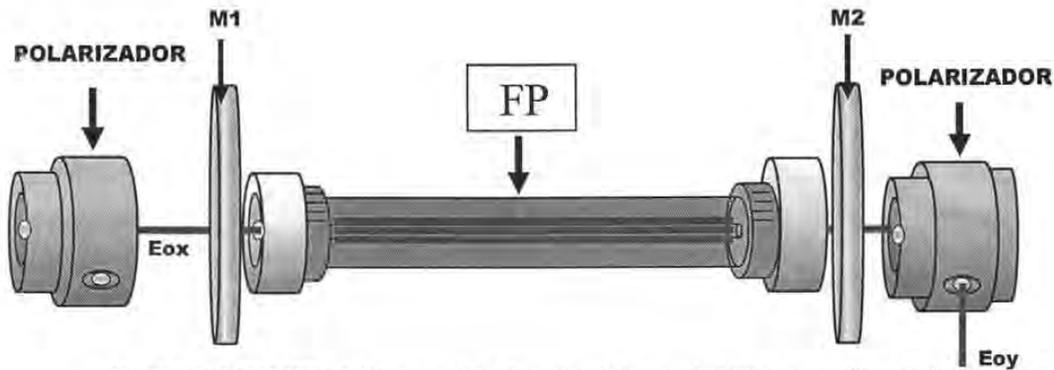


FIGURA 2-1 FOMFPI. Sólo se cambia el medio de la cavidad FP por una fibra óptica
M1 y M2 son los espejos dentro de los polarizadores cruzados.

A pesar de que el funcionamiento del MFP y del FOMFPI son muy similares, una característica fundamental del FOMFPI es la dependencia que tiene a variaciones de birrefringencia lineal y circular en la fibra. Debido a los polarizadores cruzados que componen al arreglo óptico y al efecto de pasos múltiples del FP, intuitivamente se podría pensar que el arreglo será mucho más sensible a cambios en la birrefringencia circular que a cualquier otra perturbación dentro de la cavidad. Como se establece en el primer capítulo, la torsión sobre la fibra contribuye a inducir birrefringencia elíptica en la fibra, esto es, birrefringencia circular por el giro más birrefringencia lineal predominante de la fibra. La birrefringencia elíptica puede cambiar radicalmente el estado de polarización del haz que se propaga en el núcleo [27]. Esta propiedad se puede aplicar en el FOMFPI debido a la facilidad que brindan para aplicar presión y torsión al medio en la cavidad FP.

La respuesta del FOMFPI a la presión y a la torsión en la fibra ha sido previamente estudiada por nuestro trabajo [43 y 44] y se ha demostrado experimentalmente que, comparado con un sensor polarimétrico de un solo paso, la sensibilidad del FOMFPI puede llegar a ser de hasta 116 veces mayor al aplicar torsión y de hasta 47 veces mayor al aplicar presión en la fibra. Basado en esto, se puede afirmar que el FOMFPI es un arreglo óptico para medir birrefringencia circular, y por ende, ideal para su utilización como sensor de torsión. Sin embargo, el estudio que se ha hecho aún es limitado experimentalmente y el modelo teórico en el que se basa no es más que una primera aproximación al comportamiento real reportado. Esto motiva a un análisis más profundo del interferómetro, al estudio de un modelo matemático que lo describa mejor y al diseño y construcción de diferentes arreglos.

A pesar de que el arreglo de la FIGURA 2-1 cumple con todas las características y ventajas del MFP, es posible construir el FOMFPI de diferentes maneras. La principal diferencia entre un arreglo y otro radica principalmente en la forma de construir la cavidad resonante. De acuerdo con el trabajo previo [44], ya se han diseñado distintas propuestas del FOMFPI y se han mencionado las posibles complicaciones que podrían llegar a tener. La etapa experimental que se ha realizado en los últimos dos años, se basó en comprobar las ventajas y limitaciones de distintos arreglos. Parte de ello fue para ganar experiencia con los arreglos experimentales y parte fue para poder diseñar un arreglo utilizando únicamente dispositivos de fibra óptica. Así, es posible mencionar brevemente algunas de las características sobresalientes de distintas propuestas de FOMFPIs.

2.1.1 PROPUESTA 1. FOMFPI CON REJILLAS DE BRAGG.

Es posible utilizar dos rejillas de Bragg para formar la cavidad resonante FP y encerrarlas entre dos polarizadores cruzados constituidos por controladores de polarización, como se muestra en la FIGURA 2-2.

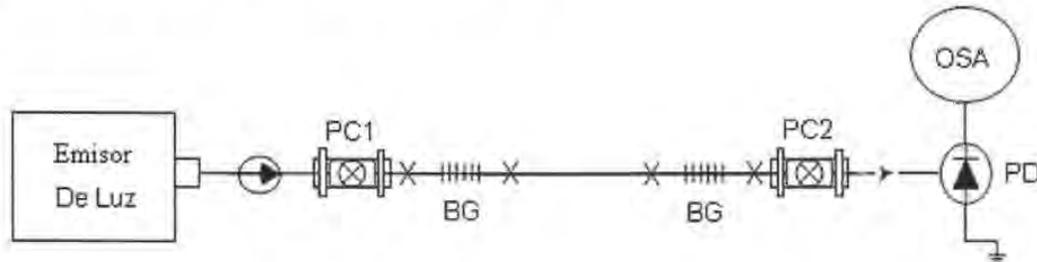


FIGURA 2-2 FOMFPI con Rejillas de Bragg y controladores de polarización cruzados funcionando como polarizadores internos. PC1 y PC2 Son los controladores de Polarización, BGs las rejillas de Bragg y PD el fotodetector conectado al analizador de espectros ópticos OSA. Las X significan empalmes de en fibra.

La limitante principal de este arreglo es que, debido al alto coeficiente de reflexión de las rejillas comúnmente utilizadas (aprox. 98%) y su reducido ancho espectral (de 10pm a 3nm), resulta complicado observar las frecuencias de resonancia en analizadores de espectros como los utilizados en aplicaciones de comunicaciones (cuya resolución máxima es de 0.06nm). Esto implica que para explotar la sensibilidad del arreglo, se requiere también de aparatos de medición más sofisticados y, por lo tanto, complicados y costosos. Miridonov et al. [35] estudian un arreglo similar para formar un resonador FP y utilizarlo como sensor de temperatura; sin embargo, en este trabajo se construye un sistema de control retroalimentado que les permite modular la salida en forma lineal y establecen sus límites con respecto a los elementos electromecánicos que componen al sistema.

Otra de las características de combinar dos rejillas de Bragg para formar un FP, es que se debe tener cuidado de que ambos espectros se traslapen o, mejor aún, que sean idénticos. Sólo así, es posible garantizar que la onda se repita y se interfiera así misma, por lo menos en un rango de frecuencia bien definido. Si las rejillas cumplen con estas características y se considera su alto coeficiente de reflexión, nos lleva a un problema experimental típico de los FP de alta fineza. La cantidad de luz que se queda confinada dentro de la cavidad es muy grande y, por consiguiente, la cantidad de luz que se transmite, si bien es muy selectiva en frecuencia, es muy pequeña para ser monitoreada por detectores comerciales. De esta forma, para poder experimentar con este tipo de cavidades es necesario utilizar sistemas de detección más elaborados o aumentar la cantidad de luz que queda confinada dentro de la cavidad y, por consiguiente, incrementar la cantidad de luz a la salida.

2.1.2 PROPUESTA 2. FOMFPI CON ESPEJOS EN ANILLO.

Otra forma de construir el interferómetro MFP es utilizando los espejos en anillo como en [29] (*loop mirrors*) para formar el resonador. Descritos esquemáticamente en la FIGURA 2-3, se utilizarían dos acopladores de fibra óptica y el arreglo estaría compuesto únicamente con elementos basados en fibras ópticas.

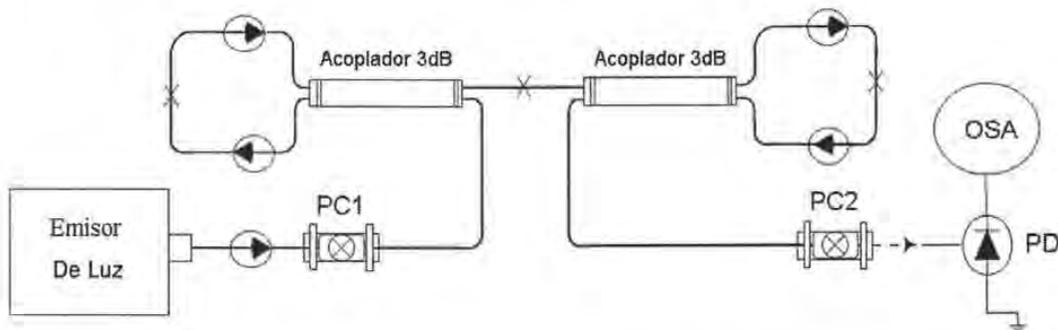


FIGURA 2-3 Interferómetro de MFP de fibra óptica con espejos en anillo y controladores de polarización cruzados funcionado como polarizadores internos. PC1 y PC2 Son los controladores de Polarización, BGs las rejillas de Bragg y PD el fotodetector conectado al analizador de espectros ópticos OSA. Las X significan empalmes de en fibra.

En este caso, se debe prestar atención especial en los espejos en anillo ya que, por lo general, estos dispositivos son sensibles al estado de polarización de la luz y a la birrefringencia de las fibras que lo componen, así al radio de curvatura que forman [29]. Por lo tanto, es preferible que los acopladores utilizados se construyan con fibra que mantienen el estado de polarización de la luz; sin embargo, en estos casos la alineación con la fuente de luz es crítica y el arreglo se vuelve muy sensible a cualquier variación en sus componentes.

Cabe mencionar que la técnica utilizada en las propuestas anteriores, donde se colocan dos controladores de polarización cruzados que funcionan como polarizadores internos del FOMFPI, no es la más adecuada para sensar un estado de polarización ortogonal al estado de polarización de entrada. Los ejes de extensión de los controladores de polarización son de valores muy cercanos a los de los ejes de transmisión y, si bien es posible crear los ejes rápido y lento en una fibra con un solo controlador, no es suficiente colocar dos de ellos en forma cruzada para obtener el arreglo de Malus. Por consiguiente, es recomendable utilizar polarizadores de fibra óptica para obtener mejor desempeño con estos arreglos.

2.1.3 PROPUESTA 3. FOMFPI CON FIBRAS DE ALTA BIRREFRINGENCIA.

Es posible también utilizar fibras ópticas de alta birrefringencia que mantienen un estado lineal de polarización y colocarlas de tal forma que se logre el efecto de dos polarizadores cruzados. El resonador FP puede formarse añadiendo una capa delgada de un material dieléctrico o metal (dependiendo de la longitud de onda de trabajo) al final de las fibras y colocarlas como se muestra en la FIGURA 2-4.

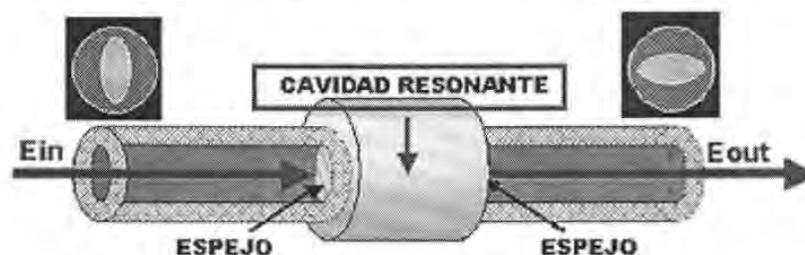


FIGURA 2-4 FOMFPI con fibras de alta birrefringencia como polarizadores y capas delgadas de algún material metálico o dieléctrico como espejos.

Las limitantes principales de esta propuesta radican en la dificultad de alinear las fibras ópticas de manera que los ejes birrefringentes sean ortogonales entre sí. Además, aún con los avances en la fabricación, no existen en la actualidad fibras de alta birrefringencia que presenten propiedades similares a las de los polarizadores, lo que afectaría el desempeño del arreglo en situaciones prácticas. A su vez, al colocar capas delgadas debe tratarse con mucho cuidado la fibra y considerar las anisotropías que se generan durante el depósito, ya que pueden ser críticas para el desempeño de la cavidad FP [39]. Sin embargo, esta opción constituye la configuración más compacta y permitirá implementar un sensor extrínseco que, aún con las limitantes antes mencionadas, podría resultar de utilidad para algunas aplicaciones.

Es posible diseñar más arreglos experimentales para el FOMFPI, y básicamente, combinar los beneficios de una configuración para cubrir las debilidades de otra. A la fecha, uno de los arreglos que ha sido más estudiado [32 y 41-44] es el que se muestra en la FIGURA 2-1, sobre todo es el más sencillo de construir y, a pesar de que no es un arreglo donde se utilizan únicamente dispositivos de fibra óptica, ha sido la base para comprobar los resultados obtenidos con el modelo matemático.

Respecto al análisis teórico del FOMFPI, se ha trabajado ya con un modelo matemático basado en el modelo descrito en el primer capítulo [32, 41-44]. Sin embargo, las matrices para representar a la fibra dentro del resonador son demasiado simples, y por lo tanto, ha sido necesario desarrollar nuevos modelos matriciales que incluyan parámetros un poco más realistas.

De esta manera, se analizó y estructuró un nuevo modelo teórico que describe el funcionamiento del FOMFPI, que puede predecir su comportamiento al variar diferentes parámetros de los elementos que lo componen. Este modelo se describe en la siguiente sección.

2.2 ANÁLISIS TEÓRICO.

Siguiendo un procedimiento análogo al que se utiliza para el Interferómetro de Malus Fabry-Perot [36], es posible obtener un modelo matemático que describa el comportamiento del MFP en su versión en fibra óptica. La relación entre el campo eléctrico de salida (\mathbf{E}_o) y el campo de entrada (\mathbf{E}_{in}) está dada por los elementos que componen el arreglo en la matriz **MFP**. Explícitamente esto es:

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{MFP} \mathbf{E}_{in} \quad (2.1)$$

Donde:

$$\mathbf{MFP} = \mathbf{P}_y \mathbf{FP} \mathbf{P}_x \quad (2.2)$$

Como se describió en el primer capítulo, **FP** es la matriz de transferencia del interferómetro de Fabry-Perot y se define matemáticamente por la ecuación 1.15 y matricialmente por la ecuación 1.22. Sin embargo, para poder describir de manera más específica los elementos que componen la cavidad, es necesario redefinir dicha matriz. Para esto, se puede cambiar el retardo de fase total de un sólo viaje redondo dentro de la cavidad φ y dividirlo en el número de secciones que dentro del resonador. Así, es posible escribir:

$$\mathbf{FP} = \mathbf{T}_2 \mathbf{A} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{M}_o^n \right) \mathbf{T}_1 = \mathbf{T}_2 \mathbf{A} (\mathbf{I} - \mathbf{M}_o)^{-1} \mathbf{T}_1 \quad (2.3)$$

En esta expresión, la matriz de Jones $\mathbf{A} = [a_{ij}]$ representa las anisotropías del medio dentro del interferómetro. \mathbf{M}_o sigue siendo la matriz de Jones que representa un viaje redondo dentro de la cavidad e \mathbf{I} es la matriz identidad de orden 2. Los espejos pueden seguir considerándose perfectos, así que las relaciones entre \mathbf{R}_i y \mathbf{T}_i ($i=1,2$) se mantienen tal y como se definieron en el capítulo 1.

Para generalizar la ecuación de un viaje redondo dentro del resonador, podemos considerar que la fibra no necesariamente es un medio recíproco. Esto puede incluirse en la ecuación matricial simplemente utilizando la matriz transpuestas [46]:

$$\mathbf{M}_o = \mathbf{R}_1 \mathbf{A}^T \mathbf{R}_2 \mathbf{A} \quad (2.4)$$

Donde el superíndice T representa la transpuesta de la matriz. Con esto, se incluye el caso en el que las matrices representan elementos no recíprocos. Finalmente, la transmitancia del arreglo se puede obtener como:

$$T = \left| \mathbf{E}_o^H \mathbf{E}_o \right| \quad (2.5)$$

y la irradiancia de salida $\mathbf{I}_{x,y}$ se obtiene mediante:

$$\mathbf{I}_{x,y} = \mathbf{E}_{ox,y}^H \mathbf{E}_{ox,y} \quad (2.6)$$

Para realizar el análisis teórico de un arreglo particular del FOMPI, es necesario especificar la matriz del medio \mathbf{A} . Para esto, es necesario conocer qué elementos componen la cavidad FP y de qué manera irán cambiando. En la siguiente sección se presenta la simulación matemática de algunas propuestas del FOMFPI. Primero se describe el arreglo y, una vez entendido su funcionamiento y la forma en que lo utilizaremos para medir torsión, se define la matriz \mathbf{A} que describe a la cavidad. Posteriormente, se presentarán resultados para los casos que se estudiaron también en el laboratorio. En especial, se presentan 2 experimentos: un arreglo que combina elementos de la óptica clásica y componentes de fibra óptica, y otro que utiliza únicamente dispositivos de fibra óptica.

2.3 SIMULACIÓN MATEMÁTICA.

2.3.1 PRIMERA CONFIGURACIÓN Y SIMULACIÓN.

Es posible implementar un FOMFPI mediante un arreglo óptico de dos espejos paralelos separados a una distancia ajustable, dos colimadores de haz para fibra óptica, una fibra óptica como medio en la cavidad FP, un polarizador externo y un divisor de haz sensible a la polarización (cubo de Glan-Thompson) ortogonal al polarizador. La fuente de luz del arreglo puede ser un láser y todos los componentes pueden ser colocados como se muestra en la FIGURA 2-5.

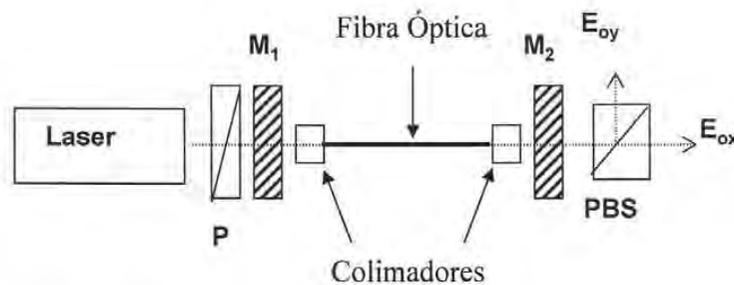


FIGURA 2-5 Primer diseño de FOMFPI. En el esquema P es el polarizador, M1 y M2 son los espejos y PBS es el divisor de haz sensible a la polarización que puede ser utilizado como analizador.

Para poder definir la matriz \mathbf{A} que represente el medio dentro del resonador, es necesario conocer qué elementos se colocarán dentro de este. En este caso particular, en la región delimitada por los espejos se encuentran sólo dos colimadores y la fibra óptica. Esto se representa esquemáticamente en la FIGURA 2-6.

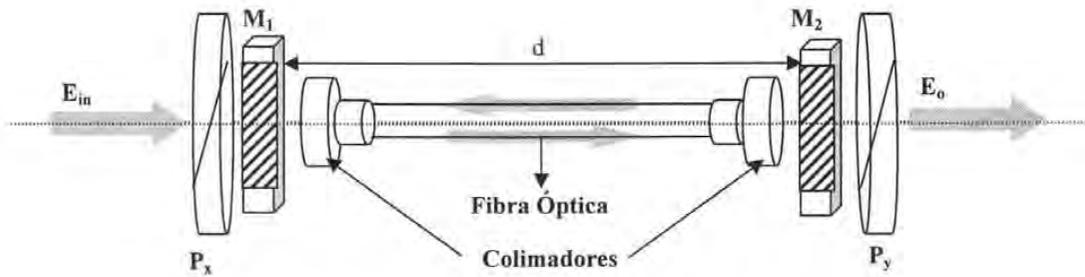


FIGURA 2-6 Características específicas del primer diseño del FOMFPI.

La matriz A estará definida por todos los elementos contenidos dentro del resonador, y para la aplicación que buscamos, se debe considerar la contribución de la torsión a la birrefringencia general de la fibra. La matriz del medio tiene que representar entonces a la sección de la fibra que experimentará el giro de la torsión, y al resto de la fibra contenida en el resonador. La torsión en una sola sección de la fibra afecta los parámetros de fase del haz guiado y su estado de polarización [47]. Por lo tanto, en los cálculos utilizando matrices de Jones, se debe considerar la torsión por unidad longitud dentro de la cavidad y la forma en que esto divide el resonador FP para su análisis.

En la FIGURA 2-7 se muestran esquemáticamente las 5 secciones en las que se puede dividir el medio dentro de la cavidad FP para definir las matrices. Además, es posible añadir a las 5 secciones de la fibra, dos secciones que representan el espacio que existe entre la fibra y el espejo d_{air1} y d_{air2} . Por lo tanto, como se puede ver en FIGURA 2-7, 7 secciones compondrán la cavidad y sus distancias correspondientes quedarán definidas por $d_1, d_2, d_3, d_4, d_{air1}$ y d_{air2} . La torsión será inducida en una de las secciones de la cavidad de longitud d_t , y la transmitancia cambiará con respecto al grado de torsión que se le aplique a la fibra. Para generar torsión en la fibra, se deben tomar dos secciones de la misma (d_2, d_3), sujetarlas y rotar una de ellas (d_3) con respecto a la otra que se queda fija (d_2). El área torcida será el área de sensado que quedará entre d_2 y d_3 . d_1 y d_4 son las longitudes de la fibra que se dejan sin torcer. La longitud de los colimadores $l_{colimador}$ es despreciada por sus dimensiones ($d_1, d_2, d_3, d_4, d_{air1}$ ó $d_{air2} > l_{colimador}$) y por ello no se agrega una matriz para su representación.

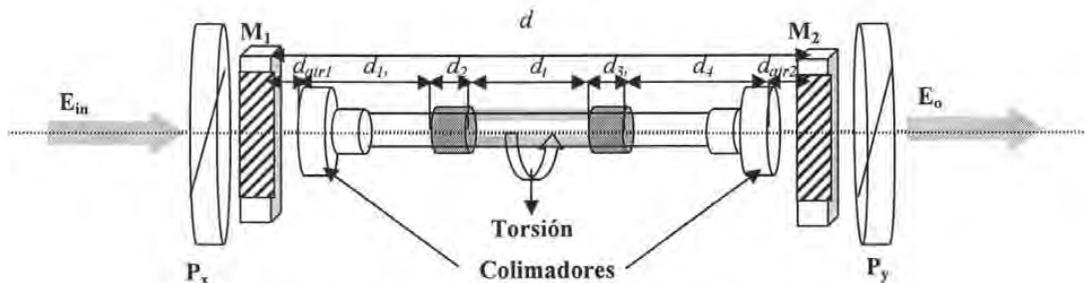


FIGURA 2-7 Torsión aplicada al primer diseño del FOMFPI. Subdivisiones de la cavidad FP.

Cuando las dos partes de la fibra son sujetadas para girar una de ellas y generar torsión, se genera también birrefringencia en d_2 y d_3 [27]. Si por conveniencia se considera que los ejes rápidos y lentos de las fibras sujetadas están alineados con los ejes nominales xy , es posible que exista una desalineación inicial θ entre ellos y los ejes birrefringentes de la sección de la fibra que se tuerce [46]. Para el modelo matemático, es posible considerar que en la única sección donde la birrefringencia circular es mayor que la lineal ($|\alpha| >> |\beta|$) es en la fibra que se tuerce (d_i) y caracterizar las demás secciones por su birrefringencia lineal nominal. La birrefringencia lineal es representada por una diferencia de índices [47] y la birrefringencia circular por una matriz compleja [26]. Resumiendo, es posible escribir la matriz A del primer arreglo como:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} = & e^{i\varphi_{air2}} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_{air2}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_{air2}/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_3} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_3/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_3/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_2} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_2/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_2/2} \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_1} \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i \cos(2B) \text{sen}(\delta/2) & \text{sen}(2B) \text{sen}(\delta/2) \\ -\text{sen}(2B) \text{sen}(\delta/2) & \cos(\delta/2) - i \cos(2B) \text{sen}(\delta/2) \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_4} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_4/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_4/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_5} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_5/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_5/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_{air1}} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_{air1}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_{air1}/2} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Donde:

- $N_{air1} + 1/2 \Delta N_{air1}$, $N_1 + 1/2 \Delta N_1$, $N_2 + 1/2 \Delta N_2$, $N_i + 1/2 \Delta N_i$, $N_3 + 1/2 \Delta N_3$, $N_4 + 1/2 \Delta N_4$, $N_{air2} + 1/2 \Delta N_{air2}$ son los índices efectivos de refracción de los modos de polarización en las secciones de la intracavidad. $\Delta_{air1} = k \Delta N_{air1} d_{air1}$, $\Delta_1 = k \Delta N_1 d_1$, $\Delta_2 = k \Delta N_2 d_2$, $\Delta_i = k \Delta N_i d_i$, $\Delta_3 = k \Delta N_3 d_3$, $\Delta_4 = k \Delta N_4 d_4$, y $\Delta_{air2} = k \Delta N_{air2} d_{air2}$ son los retardos que existe en estas secciones, donde k es la constante de propagación de la luz en el espacio libre y $\varphi_i = k N_i d_i$ el retardo de fase de un sólo paso de la parte i . En las partes donde se consideran las secciones del espacio libre, se considera que el índice de refracción es igual al del vacío ($n_{air} = 1$, $\Delta N_{air} = 0$) y se realizan los cálculos correspondientes.
- B es el parámetro de birrefringencia que relaciona la tasa de cambio entre la birrefringencia circular y la lineal para un haz de luz que se propaga una sola vez en la sección torcida, este se calcula como [21]:

$$B = \frac{\arctan\left[\frac{(g-2)\tau}{\beta}\right]}{2} \tag{2.8}$$

- Como se sabe, τ (rad/m) es la tasa de giro que induce birrefringencia circular a la fibra por la relación $(2-g)\tau$, donde g es una constante del material. β es la birrefringencia lineal intrínseca de la fibra y la birrefringencia elíptica resultante será la suma de la birrefringencia circular y lineal, $\beta+(2-g)\tau$. El retardo de fase entre los modos de polarización que se propagan en la fibra donde se genera torsión es δ y es igual a:

$$\delta = d_t \sqrt{\beta^2 + [(g-2)\tau]^2} \quad (2.9)$$

Por el método que se utiliza para generar torsión en la fibra, se debe considerar la proporción que guarda la fibra que se tuerce o área de sensado con respecto a la longitud total del resonador. Para ello, se puede definir un parámetro que llamaremos factor de longitud de deformación (“*gauge length factor*”, g_{lf}) y es simplemente:

$$g_{lf} = \frac{d_t}{d} \quad (2.10)$$

Una vez definida la matriz del medio y todos los parámetros que describen al arreglo, es posible llevar a cabo la simulación del FOMFPI en términos de las frecuencias de resonancia del FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión (τ). Estos dos parámetros son los más significativos para comprender el comportamiento dual del arreglo, y es posible además observar las variaciones en la transmitancia del arreglo en función de los grados de torsión inducidos en las fibras.

Las gráficas que se muestran en las FIGURAS 2-8, 29 y 2-10 son los resultados obtenidos con los cálculos matriciales. Los resultados mostrados utilizan los parámetros de las tablas mostradas en cada gráfica. Se considera que θ se mantiene más o menos constante en la torsión y que es igual a $\pi/12$ en un inicio. Las imperfecciones en los polarizadores son igual a $imp=0.001$ y las gráficas normalizadas se muestran para coeficientes de reflexión de los espejos de $R=0.5$, $R=0.75$ y $R=0.9$.

$N_{air1} =$	1	$\Delta N_{air1} =$	0	$d_{air1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	0.625 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.025 m
$N_t =$	1.45	$\Delta N_t =$	1×10^{-7}	$d_t =$	0.6 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-4}	$d_3 =$	0.05 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-7}	$d_4 =$	0.625 m
$N_{air2} =$	1	$\Delta N_{air2} =$	0	$d_{air2} =$	0.025 m
				$d =$	2 m

$$g_{lf} = 0.3$$

TABLA 2-1. Parámetros utilizados para la simulación del FOMFPI. Gráficas (a), (b) y (c) de la FIGURA 2-8.

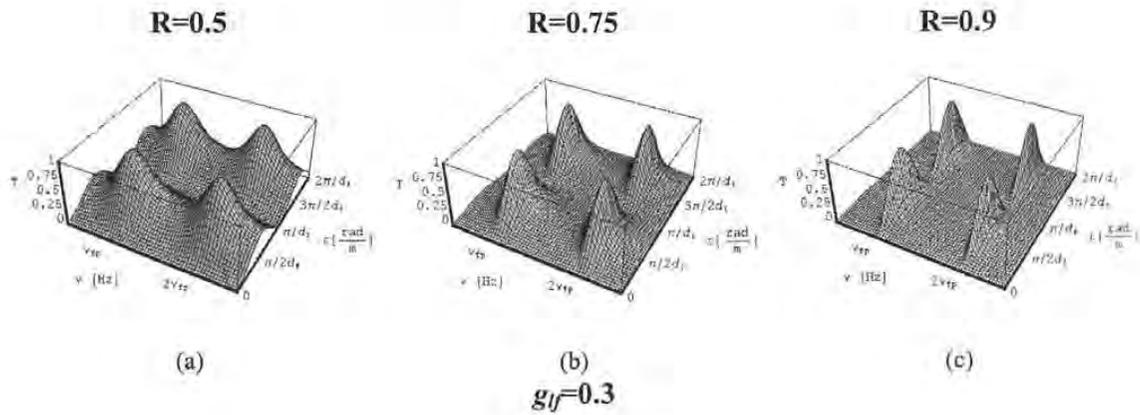


FIGURA 2-8 Simulaciones del primer diseño del FOMFPI.

La transmitancia del arreglo esta en función de las frecuencias de resonancia de la cavidad FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión en la fibra (τ) para diferentes valores de R y distintos g_{IF} .

$N_{air1} =$	1	$\Delta N_{air1} =$	0	$d_{air1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	0.325 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.025 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-7}	$d_3 =$	0.05 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-7}	$d_4 =$	0.325 m
$N_{air2} =$	1	$\Delta N_{air2} =$	0	$d_{air2} =$	0.025 m
				$d =$	2 m

$g_{IF} = 0.6$

TABLA 2-2. Parámetros utilizados para la simulación del FOMFPI. Gráficas (d), (f) y (g) de la FIGURA 2-9.

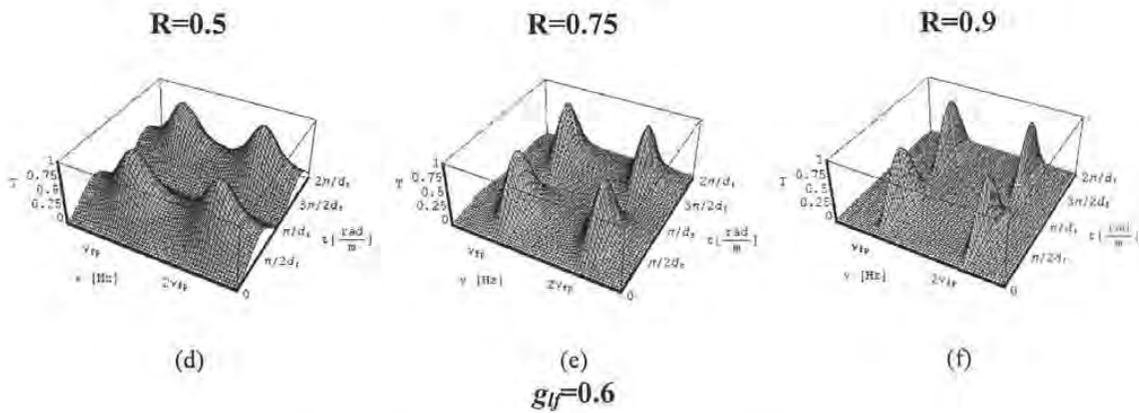


FIGURA 2-9 Simulaciones del primer diseño del FOMFPI.

La transmitancia del arreglo esta en función de las frecuencias de resonancia de la cavidad FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión en la fibra (τ) para diferentes valores de R y distintos g_{IF} .

$N_{air1} =$	1	$\Delta N_{air1} =$	0	$d_{air1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	0.25 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.025 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-7}	$d_3 =$	0.05 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-4}	$d_4 =$	0.25 m
$N_{air2} =$	1	$\Delta N_{air2} =$	0	$d_{air2} =$	0.025 m
				$d =$	2 m

$g_{lf} = 0.9$

TABLA 2-3. Parámetros utilizados para la simulación del FOMFPI. Gráficas (g), (h) e (i) de la FIGURA 2-10.

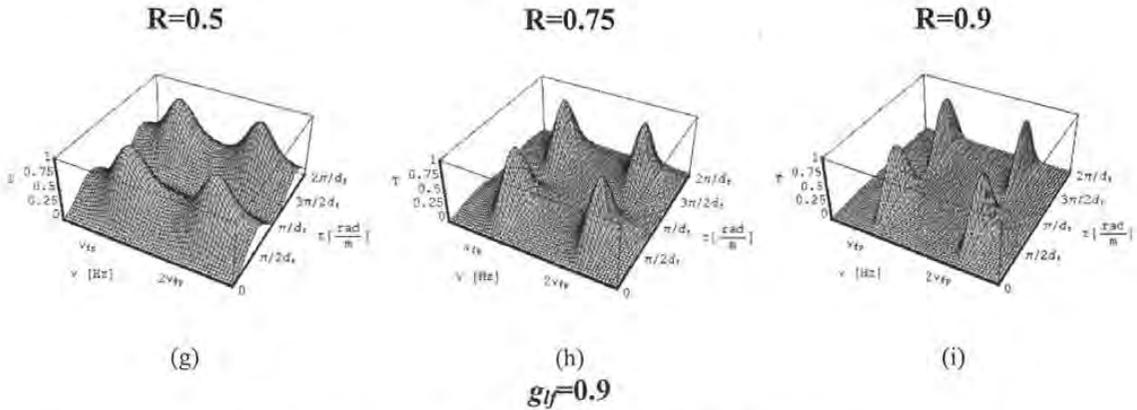


FIGURA 2-10 Simulaciones del primer diseño del FOMFPI.

La transmitancia del arreglo esta en función de las frecuencias de resonancia de la cavidad FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión en la fibra (τ) para diferentes valores de R y distintos g_{lf} .

Como se puede observar en la FIGURA 2-10, las simulaciones de la transmitancia del FOMFPI para distintos g_{lf} y un R fijo son idénticas. Esto se debe al cambio que tiene la evolución de la polarización a los largo de la fibra donde se aplica torsión. A cada determinado grado de torsión que se induce a la fibra le corresponde un cambio en el estado de polarización. Si el pedazo de fibra que se tuerce es muy grande, la evolución del estado de polarización será muy lenta comparada con el que sufriría un pedazo muy pequeño. Sin embargo, en ambos casos el cambio en el estado de polarización es el mismo.

Las frecuencias de resonancia ν_{fp} se encuentran perfectamente definidas en todas las gráficas de las simulaciones. A medida que se aumenta el coeficiente de reflexión en los espejos, las frecuencias de resonancia se vuelven más estrechas y la respuesta del arreglo es más selectiva. De manera análoga al estudio que típicamente se realiza de un FP, si d se mantiene constante, la respuesta espectral del FOMFPI deberá monitorearse en valores discretos y bien definidos por la ecuación 1.11 llamados modos de resonancia longitudinales LMB. Sin embargo, nuevas frecuencias de resonancia pueden aparecer por los estados de polarización llamadas PMB [25]. Estas nuevas frecuencias no se toman en cuenta en el modelo matemático que se desarrolla para el FOMFPI ni aparecen en las simulaciones, sin embargo resultarían sencillas de calcular por medio de los valores característicos de la matriz de transferencia MFP [48].

En lo que respecta a la tasa de torsión (τ en rad/m), esta se define como los grados de torsión por longitud de fibra torcida. Si se considera que al aplicar torsión en la fibra es necesario sujetar una parte de ella, dejar un espacio d_t y girar una segunda parte, lo que se mide en la transmitancia a una frecuencia ν_p es puramente τ y los grados de torsión están implícitamente representados en la salida del arreglo. Esto es, la forma cosenoidal en la transmitancia es la misma en todas las simulaciones y se conserva sin importar el valor del parámetro g_f justificando los resultados de la simulación. De aquí que es posible llegar a la conclusión inmediata de que, dentro del arreglo, no importa que longitud de la fibra que se gire con respecto a un punto fijo, la torsión es la misma y puede medirse de la misma forma.

Si dentro del estudio de torsión se considera la birrefringencia circular que se genera en la fibra (ec 1.5) y los dos polarizadores cruzados que componen el arreglo, resulta sencillo entender que el FOMFPI sensa el cambio del estado de polarización dentro de la cavidad FP y este cambio esta íntimamente ligado a los grados de torsión que se aplique en la fibra (α). No importa la longitud d_t , los grados de torsión son los mismos para el cambio en la polarización. Esto nos acerca a la definición estricta de torsión y nos aleja del estudio del par de torsión donde se involucra la longitud del material que se tuerce. Sin embargo, para la resistencia física de los materiales y de la fibra, es siempre importante considerar la longitud que se tuerce, ya que esta puede ser crítica para generar una fractura. Mientras menor sea la longitud que se tuerce de un material, más fácil será vencer su resistencia mecánica y fisurarlo. Por experiencia propia, es posible torcer un pedazo de fibra 360° sobre 3mm sin que esta se rompa. Por lo tanto, en el FOMFPI, es posible torcer la fibra sobre longitudes desde 3mm a varios metros y obtener el mismo resultado.

Como la torsión es independiente de la longitud de la fibra que se tuerza, el factor g_f es un parámetro que poco caracteriza los resonadores FOMFPI. Aún cuando nos da las proporciones de lo que se tuerce d_t con respecto a la longitud total del resonador d , poco importa pues la respuesta es la misma. La traza de la transmitancia del FOMFPI es muy parecida a la del arreglo de Malus de la FIGURA 1-1, la única diferencia radica en sus periodos. Mientras que, por un lado el arreglo de Malus tiene un periodo definido de π , el FOMFPI tiene un periodo un poco mayor a π (aproximadamente de 1.1π) debido a las anisotropías de la fibra, a su elasticidad y a la constante del material g .

Otro parámetro que hay que considerar dentro de las simulaciones es la desalineación θ que existe entre los ejes nominales de la fibra y los ejes birrefringentes de la sección de la fibra que se tuerce. En el modelo consideramos que θ está representada en B pues para $|\tau| \gg |\beta|$ la birrefringencia predominante es la circular y los efectos de desalineación entre ejes nominales son despreciables [27]. No obstante, el contar con θ en el modelo matemático, brinda la posibilidad de establecer condiciones iniciales y amplía la aplicación del modelo matemático para un estudio donde las proporciones entre $|\tau|$ y $|\beta|$ sean equivalentes.

Tal y como se demuestra experimentalmente en [44] y como se mencionó al inicio del estudio del FOMFPI, la transmitancia del arreglo resulta ser mucho más sensible a cambios en frecuencia y en torsión en la fibra que a cualquier otro tipo de fenómeno externo que induzca birrefringencia circular. Esto es debido a los polarizadores cruzados que componen el arreglo y al efecto multipasos de los dos espejos paralelos

que le dan coherencia al haz de luz y hacen que, después de un viaje completo o redondo, se repita el mismo estado de polarización para generar el fenómeno de interferencia.

Una vez analizado por completo el primer diseño del FOMFPI, resulta sencillo crear variantes del mismo arreglo para distintas aplicaciones prácticas. Sin embargo, para este caso en particular, el contar con elementos de la óptica clásica y dispositivos de fibra óptica hace del arreglo experimental un dispositivo óptico donde la alineación entre sus componentes es crítica. Así las características fundamentales del FOMFPI pueden verse afectadas de manera considerable por pequeñas variaciones de alguna parte del sistema. Como se verá en el capítulo 3, es posible construir este diseño en el laboratorio y, teniendo mucho cuidado en las mediciones, observar su desempeño.

Para evitar todos los problemas de alineación, las pérdidas que conlleva el combinar elementos de la óptica clásica con elementos de fibra óptica y generar un arreglo que pueda ser utilizado en aplicaciones prácticas fuera del laboratorio, es necesario crear un FOMFPI que utilice únicamente dispositivos de fibra óptica. Para esto, podemos modificar el modelo matemático ya descrito y utilizar las matrices que representen a los elementos empleados. Esto abre la posibilidad de crear sensores donde la alineación de sus partes no impacte de manera trascendental su respuesta.

2.3.2 SEGUNDA CONFIGURACIÓN Y SIMULACIÓN.

Siguiendo un procedimiento análogo al que realizamos para la primera configuración y simulación, es posible construir un FOMFPI utilizando únicamente dispositivos de fibra óptica. Este nuevo arreglo polarimétrico puede estar compuesto de dos rejillas de Bragg que funcionan como dos espejos paralelos, un controlador de polarización de fibra óptica que establece el estado de polarización inicial que entra a la cavidad FP y un divisor de haz sensible a la polarización acoplado a la fibra que sirva para dividir los dos estados de polarización ortogonales a la salida del arreglo. En lo que respecta a la fuente de emisión de luz, una fibra láser compone al arreglo que, junto con todos los componentes, se puede colocar como se muestra en la FIGURA 2-11.

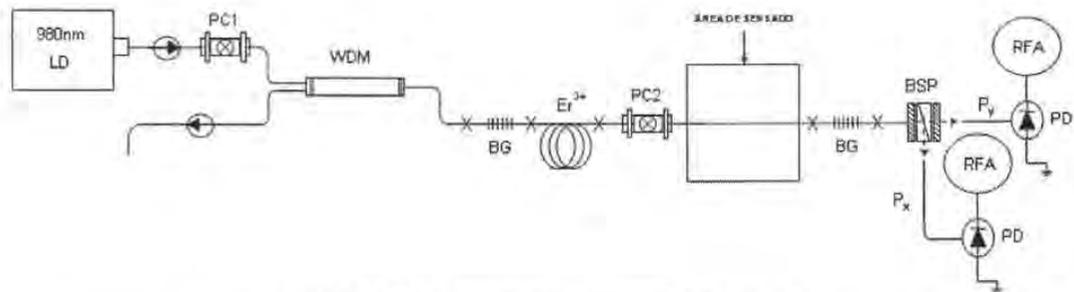


FIGURA 2-11 Segunda configuración de FOMFPI.

En el esquema: LD es el diodo láser, PC1 y PC2 son controladores de polarización, BG son las rejillas de Bragg, PBS es el divisor de haz sensible a la polarización acoplado a la fibra, Px y Py son los dos estados de polarización que separa el PBS, PD es un fotodetector y RFA es el analizador de Radiofrecuencia. En la figura, se marca el área de sensado que será la parte dentro de la cavidad donde se aplique torsión.

Las X significan empalmes de en fibra

Como se nota en la FIGURA 2-11, el arreglo experimental se basa en la construcción de una cavidad FP como la descrita en la propuesta 1. Sin embargo, en este segundo diseño se superan la luz se genera dentro del resonador. Una fibra láser de Erblio (Er^{3+}) emite luz a 1550nm al ser bombeada por el diodo láser a 980nm. Se genera emisión láser a la longitud de onda de operación de las rejillas, cuyos espectros se traslapan garantizando oscilación en un rango de longitudes de onda bien definido. Finalmente, el WDM garantiza que el bombeo llegue a la fibra láser permite analizar la emisión de la fibra.

La matriz **A** se define de manera similar a la primera configuración. En este caso particular, d queda definida por la distancia entre la primera y la segunda rejilla, y dentro de ella se encuentran un controlador de polarización, una fibra de Erblio en donde se genera luz y una fibra de birrefringencia baja donde se aplica torsión. El PBS separa los dos estados de polarización ortogonales que se propagan a la salida del arreglo y permite obtener información de ambos de manera simultánea. A diferencia del caso anterior, la simulación de este arreglo incluirá únicamente una de las polarizaciones.

Para modelar matemáticamente este arreglo, definimos la matriz MFP como:

$$\mathbf{MFP} = \mathbf{P}_y \mathbf{FP} \quad (2.11)$$

donde **FP** seguirá siendo la matriz que describe a la cavidad FP dentro del FOMFPI y donde se incluye a la matriz **A**, que se definirá más adelante. Nótese que se analiza el estado no-cruzado de polarización, utilizando la matriz \mathbf{P}_y ; si se deseara modelar la polarización cruzada sólo se necesitaría cambiar el polarizador en la ecuación anterior, y obtener el comportamiento de la transmitancia. Con este arreglo, es posible medir cada uno de los estados de polarización por separado y caracterizar el arreglo.

Para definir los componentes de la matriz **A**, en la FIGURA 2-12 se muestra el esquema general del segundo diseño del FOMFPI adaptado a medir torsión en la fibra. Aquí se muestran 3 secciones principales en las que se divide el medio dentro de la cavidad: d_1 para la fibra de Erblio, d_2 para el controlador de polarización y d_{as} para el área de sensado. Esta última se divide a su vez en 5 subsecciones donde se incluye la longitud de torsión d_t , dos secciones de la fibra que se sujetan (d_2, d_3) para rotar una de ellas (d_3) y d_1 y d_4 que son las longitudes de la fibra que se dejan sin torcer como se puede ver en la FIGURA 2-13. A cada una de estas secciones les corresponde una o un conjunto de matrices de Jones.

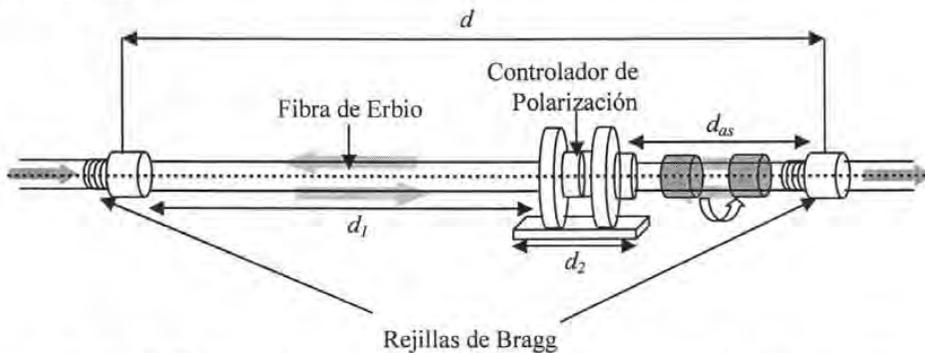


FIGURA 2-12 Características específicas de la cavidad FP del segundo diseño del FOMFPI. Tres grandes secciones componen la cavidad FP: la fibra de Erblio d_1 , el controlador de polarización d_2 y el área de sensado d_{as} .

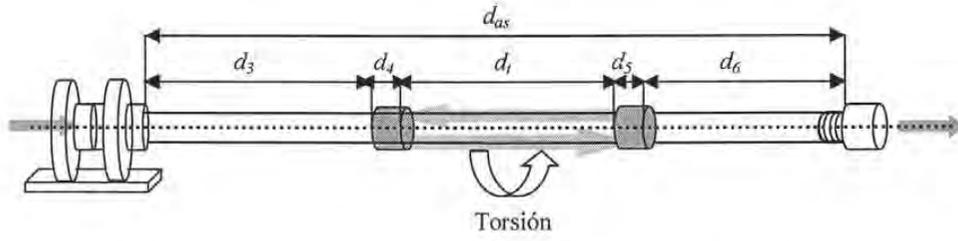


FIGURA 2-13 Características específicas del área de sensado del segundo diseño del FOMFPI. Subsecciones en las que se divide el área de sensado al aplicar torsión dentro de la cavidad FP.

Es importante notar que dentro de las FIGURAS 2-12 y 2-13 no se consideran los empalmes que necesarios para poder construir el arreglo como se hace en la FIGURA 2-11, ya que generalmente las pérdidas generadas por este tipo de uniones son independientes de la polarización.

Tomando en cuenta las consideraciones para el primer diseño del FOMFPI, la matriz A del arreglo queda definida por:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} = & e^{i\varphi_{air2}} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_{air2}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_{air2}/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_6} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_6/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_6/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_5} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_5/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_5/2} \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_1} \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i \cos(2B)\text{sen}(\delta/2) & \text{sen}(2B)\text{sen}(\delta/2) \\ -\text{sen}(2B)\text{sen}(\delta/2) & \cos(\delta/2) - i \cos(2B)\text{sen}(\delta/2) \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_4} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_4/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_4/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_3} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_3/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_3/2} \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_2} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_2/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_2/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \text{imp} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} e^{i\varphi_1} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_1/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_1/2} \end{bmatrix} \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

Donde:

- $N_1 + \frac{1}{2}\Delta N_1, N_2 + \frac{1}{2}\Delta N_2, N_3 + \frac{1}{2}\Delta N_3, N_4 + \frac{1}{2}\Delta N_4, N_5 + \frac{1}{2}\Delta N_5, N_6 + \frac{1}{2}\Delta N_6$ son los índices efectivos de refracción de los modos de polarización en las secciones de la intracavidad. $\Delta_1 = k \Delta N_1 d_1, \Delta_2 = k \Delta N_2 d_2, \Delta_3 = k \Delta N_3 d_3, \Delta_4 = k \Delta N_4 d_4, \Delta_5 = k \Delta N_5 d_5, \Delta_6 = k \Delta N_6 d_6$ son los retardos que existe en estas secciones, donde k es la constante de propagación de la luz en el espacio libre y $\varphi_i = k N_i d_i$ el retardo de fase de un sólo paso de la parte i .

- La distancia total del resonador es $d = d_1 + d_2 + d_{as} = d_1 + d_2 + d_3 + d_4 + d_5 + d_6$.

Los demás parámetros se definen de manera análoga al primer arreglo del FOMFPI.

En la ecuación 2.12 se premultiplica a la matriz del polarizador por una matriz que contiene los elementos birrefringentes de la fibra, y un factor de fase; esto se debe a que el controlador de polarización basa su funcionamiento en generar un eje lento y rápido en la fibra por medio de birrefringencia lineal, para después poder variarlos con un pequeño giro. Además, se considera la longitud de fibra utilizada dentro del controlador, d_2 .

En la matriz que describe a la fibra de Erblio se utilizan únicamente los componentes de la birrefringencia lineal, ya que ningún otro parámetro externo genera perturbaciones en la fibra. Esta consideración es generalmente utilizada para describir las propiedades de polarización de las fibras láser, y hasta la fecha, proporciona resultados adecuados.

Los resultados de los cálculos teóricos utilizando las matrices descritas anteriormente se muestran en las FIGURAS 2-14, 2-15 y 2-16. Los valores de los parámetros utilizados para calcular los elementos de las matrices se muestran en las tablas correspondientes.

$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	3.8 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-7}	$d_2 =$	0.1 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-4}	$d_3 =$	0.1875 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-7}	$d_4 =$	0.01 m
$N_5 =$	1.45	$\Delta N_5 =$	1×10^{-4}	$d_5 =$	0.005 m
$N_6 =$	1.45	$\Delta N_6 =$	1×10^{-7}	$d_6 =$	0.1875 m
				$d =$	4.3 m

$$g_{lf} = 0.0012$$

TABLA 2-4. Parámetros utilizados para la simulación del FOMFPI. Gráficas (a), (b) y (c) de la FIGURA 2-14.

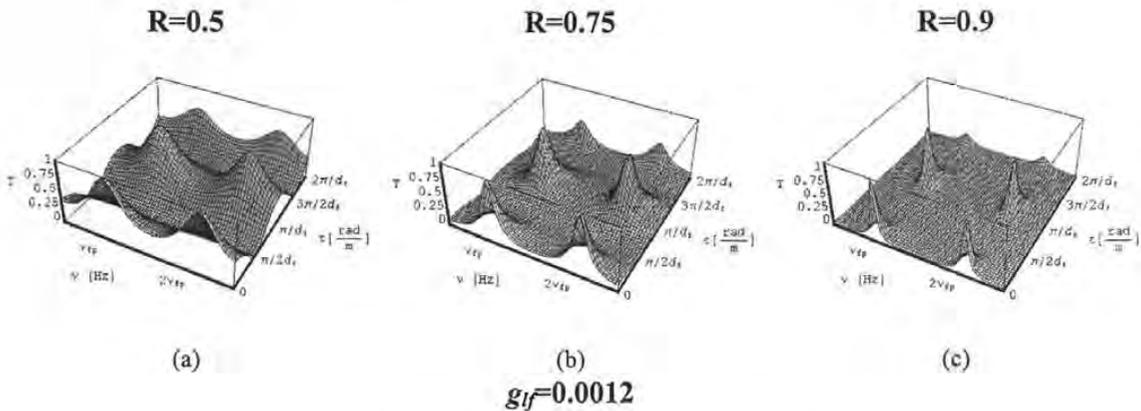


FIGURA 2-14 Simulaciones del segundo diseño del FOMFPI.

La transmitancia del arreglo esta en función de las frecuencias de resonancia de la cavidad FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión en la fibra (τ) para diferentes valores de R y distintos g_{lf} .

$N_1=$	1.45	$\Delta N_1=$	1×10^{-7}	$d_1=$	3.8 m
$N_2=$	1.45	$\Delta N_2=$	1×10^{-7}	$d_2=$	0.1 m
$N_3=$	1.45	$\Delta N_3=$	1×10^{-4}	$d_3=$	0.14 m
$N_4=$	1.45	$\Delta N_4=$	1×10^{-7}	$d_4=$	0.01 m
$N_5=$	1.45	$\Delta N_5=$	1×10^{-4}	$d_5=$	0.1 m
$N_6=$	1.45	$\Delta N_6=$	1×10^{-7}	$d_6=$	0.14 m
				$d=$	4.3 m

$g_{lf}=0.0233$

TABLA 2-5. Parámetros utilizados para la simulación del FOMFPI. Gráficas (d), (e) y (f) de la FIGURA 2-15.

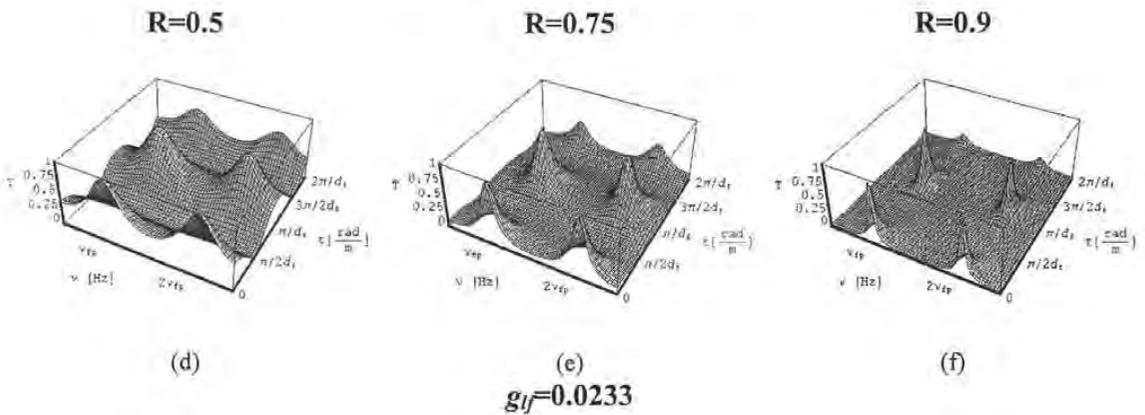


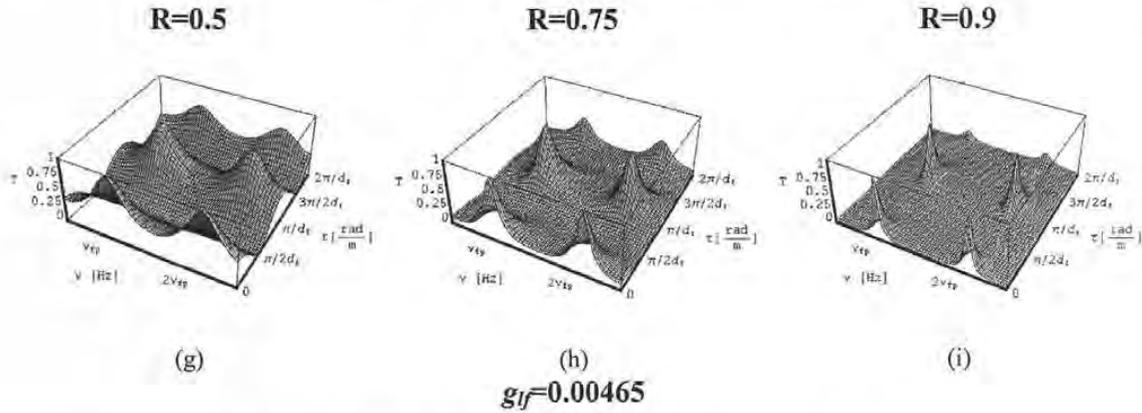
FIGURA 2-15 Simulaciones del segundo diseño del FOMFPI.

La transmitancia del arreglo esta en función de las frecuencias de resonancia de la cavidad FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión en la fibra (τ) para diferentes valores de R y distintos g_{lf} .

$N_1=$	1.45	$\Delta N_1=$	1×10^{-7}	$d_1=$	3.8 m
$N_2=$	1.45	$\Delta N_2=$	1×10^{-7}	$d_2=$	0.1 m
$N_3=$	1.45	$\Delta N_3=$	1×10^{-4}	$d_3=$	0.09 m
$N_4=$	1.45	$\Delta N_4=$	1×10^{-7}	$d_4=$	0.01 m
$N_5=$	1.45	$\Delta N_5=$	1×10^{-4}	$d_5=$	0.2 m
$N_6=$	1.45	$\Delta N_6=$	1×10^{-7}	$d_6=$	0.09 m
				$d=$	4.3 m

$g_{lf}=0.0465$

TABLA 2-6. Parámetros utilizados para la simulación del FOMFPI. Gráficas (g), (h) e (i) de la FIGURA 2-16.


FIGURA 2-16 Simulaciones del segundo diseño del FOMFPI.

La transmitancia del arreglo esta en función de las frecuencias de resonancia de la cavidad FP (ν_{fp}) y la tasa de torsión en la fibra (τ) para diferentes valores de R y distintos g_{If} .

Como se puede observar en la FIGURAS 2-14, 2-15 y 2-16 las simulaciones de la transmitancia del FOMFPI para distintos g_{If} y un R fijo son idénticas. Esto vuelve a destacar la conclusión que se obtuvo de las simulaciones del primer diseño donde se estableció que, dentro del arreglo, no importa que longitud de la fibra que se gire con respecto a un punto fijo, la torsión es la misma y se puede medir con el cambio en el valor de la transmitancia del FOMFPI. Además, si se comparan con los resultados obtenidos para la primera configuración se puede encontrar el mismo patrón de comportamiento ya analizado. Sin embargo, como en este segundo caso se modela el estado de polarización no-cruzado, la respuesta en τ de la transmitancia del FOMFPI esta 90° desfasado en todas las simulaciones de la FIGURAS 2-14, 2-15 y 2-16 con respecto a las de la FIGURAS 2-8, 2-9 y 2-10. Este efecto indica que mientras un estado de polarización es mínimo, el otro será máximo.

Las frecuencias de resonancia ν_{fp} se encuentran perfectamente definidas en todas las gráficas de las simulaciones. A medida que se aumenta el coeficiente de reflexión en los espejos, las frecuencias de resonancia se vuelven más estrechas y la respuesta del arreglo es más selectiva. Así, la dualidad del arreglo se sigue observando en los dos diseños. Por una parte, la transmitancia conserva en frecuencia las características del interferómetro de Fabry-Perot, y por otra, la traza del arreglo polarimétrico que describe la ley de Malus al aplicar torsión.

Un detalle que sobresale del segundo diseño es que, comparado con la simulación del primer diseño, la respuesta del FOMFPI es mucho más angosta en τ , específicamente en valores de τ múltiplos enteros de $\pi/(2d_t)$. Este efecto se acentúa cuando $R=0.9$ y mayores a una frecuencia de resonancia específica. Esto quiere decir que los cambios en el valor de la transmitancia serán considerables cuando se aplique torsión a la fibra en el área de sensado. Este nuevo comportamiento es la consecuencia de colocar un controlador de polarización dentro de la cavidad FP. Al formar parte de la intracavidad, el controlador de polarización garantiza que un estado lineal de polarización determinado se propague en la fibra y genere oscilación láser. El poder repetir este estado lineal de polarización será mucho más sencillo pues la cavidad tiene preferencia natural por él debido al polarizador interno. Así, la birrefringencia circular que tienda a generar este estado de polarización será favorecida, y aparecerán picos más angostos en la transmitancia.

El análisis matricial teórico no puede cubrir por completo el comportamiento real del FOMFPI. Aún cuando intuitivamente los resultados obtenidos tienen sentido y presentan características sobresalientes del arreglo, es necesario construir experimentalmente los diseños presentados en este capítulo y observar su comportamiento. De esta forma, se podrá verificar la validez del modelo matemático y comparar los resultados teóricos con los experimentales. Además, el construir y experimentar con los diseños planteados en este capítulo será la única forma de realmente medir torsión con fibras ópticas utilizando sensores polarimétricos y cumplir los objetivos de esta tesis. En el siguiente capítulo se describen los experimentos realizados y la comparación de sus resultados con las predicciones teóricas.

CAPÍTULO 3

MEDICIÓN DE TORSIÓN

CON FIBRAS ÓPTICAS

UTILIZANDO SENSORES

POLARIMÉTRICOS.

En este último capítulo se presenta la construcción, experimentación y análisis de los arreglos propuestos en el capítulo 2 del FOMFPI. En el primer caso se presenta un arreglo construido con espejos de Bulfo, mientras que en el segundo caso se presenta un sensor polarimétrico con fibra láser.

3.1 FOMFPI CON ESPEJOS DE BULTO.

3.1.1 CONSTRUCCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL.

El primer arreglo experimental se construyó con dos espejos paralelos con coeficiente de reflexión variable fabricados en el CCADET, UNAM. En la cavidad formada por estos espejos, es posible colocar una fibra óptica con dos colimadores en sus puntas. Los polarizadores cruzados para formar el arreglo de Malus fueron dos divisores de haz sensibles a la polarización (prismas de Glan-Thompson) y que pueden funcionar como analizador y polarizador externos. Como fuente de luz se utilizó un láser de Helio-Neón que emite a una longitud de onda de 633nm con una potencia de 20mW. Finalmente,

como sistema de detección se utilizaron dos fotodetectores conectados a un par de multímetros para cuantificar el cambio en la intensidad de la luz por medio de la variación del voltaje a la salida. La representación esquemática de este arreglo se muestra en la FIGURA 3-1.

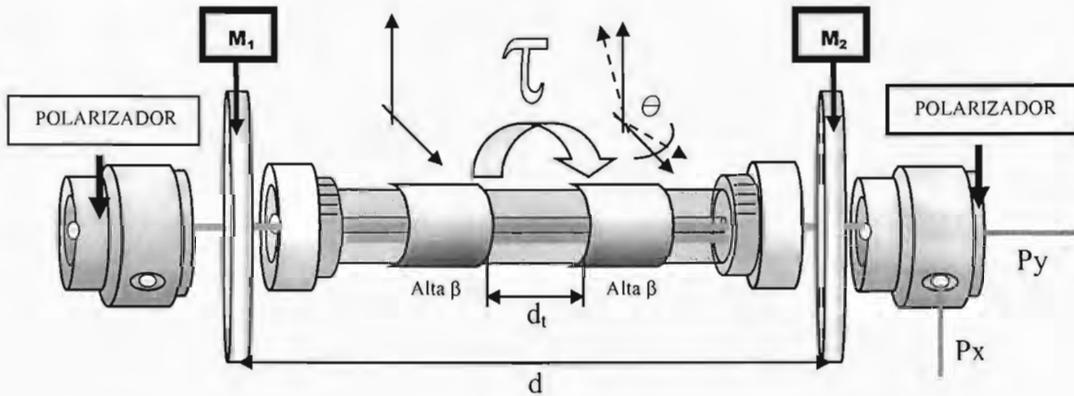


FIGURA 3-1 Arriba la representación esquemática del primer experimento del FOMFPI. Abajo las particularidades de la cavidad.

Uno de los detalles importantes de este arreglo es que los espejos se fabricaron de tal modo que el coeficiente de reflexión es función de la posición donde se hace incidir el haz de luz. Por ello, los espejos brindan la posibilidad de construir FOMFPIs con reflectancias variables con tan sólo cambiar la posición de los espejos. De esta manera, la primera etapa de este experimento consistió en la caracterización de cada uno de los espejos antes de formar parte del arreglo. En la FIGURA 3-2 se muestra la foto de estos espejos.

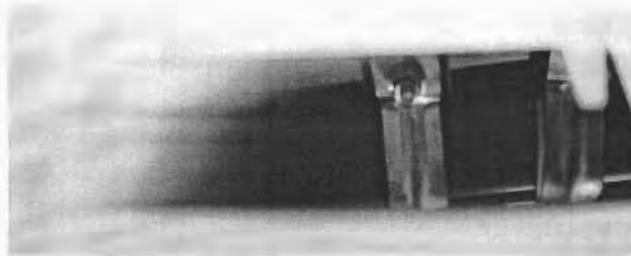


FIGURA 3-2 Espejos que componen la cavidad FP en el primer experimento del FOMFPI. Como se puede ver en la foto, el coeficiente de reflexión aumenta conforme se aumenta el sustrato colocado en la plaquilla de vidrio hacia la derecha.

En el arreglo el primer colimador de fibra sirve para acoplar la mayor cantidad de luz posible en el núcleo de la fibra, mientras que el segundo sólo cumple la función de colimar la luz a la salida hacia los fototransistores. Una característica importante de estos dispositivos es que permiten obtener eficiencias de acoplamiento mayores al 85% y que son útiles para facilitar la calibración de este tipo de arreglo.

Los experimentos con este arreglo se realizaron analizando únicamente las irradiancias para cada polarización. En este caso, no fue posible registrar los espectros a la salida del FOMFPI ya que no contábamos con detectores de alta velocidad operando en esta longitud de onda. Por esta razón, la transmitancia del arreglo se calculó simplemente como:

$$T = \frac{|I_x - I_y|}{|I_x + I_y|} \quad (3.1)$$

3.1.2 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

Como observamos en el arreglo experimental de la FIGURA 3-3, el láser cuenta con una base para fijar su posición (FIGURA 3-3 (a)); una vez fijada la posición de la fuente de luz, esta se toma como punto de referencia para alinear el resto del arreglo. El primer cubo de Glan-Thompson se coloca inmediatamente después de la salida del láser para garantizar un estado de polarización lineal que entre a la cavidad FP (FIGURA 3-3 (b)). A continuación, el primer espejo se coloca de tal modo que sea lo más paralelo posible a la salida del divisor de haz y para esto se utiliza el control fino de la montura mecánica que lo sostiene. Una vez colocado este espejo se fija en otra base el primer colimador de la fibra que en este caso funciona como acoplador del haz al núcleo de la guía de onda y se ajustan los controles finos de este dispositivo para maximizar la cantidad de luz que entra a la fibra. Se ajustan también el soporte mecánico y la base que sujeta al colimador.

El otro extremo de la fibra óptica constituye la sección de salida del arreglo. Para ésta se utiliza el segundo colimador que sólo tiene que fijarse de tal modo que el haz de salida pueda dirigirse al segundo polarizador (FIGURA 3-3 (c)). El polarizador a su vez tiene que ajustarse de tal forma que el eje de transmisión sea lo más colineal posible al haz de luz que sale de la fibra. Finalmente, el segundo espejo de la cavidad resonante se coloca de la forma más paralela a la salida del segundo colimador (FIGURA 3-3 (d)). En esta parte debe también utilizarse el control fino, ya que es sumamente importante que la mayor cantidad de luz posible regrese de nuevo al primer espejo para ser propagada a través de la fibra y crear el efecto de pasos múltiples. Además, la fibra que colocada dentro del resonador debe colocarse de la forma más recta posible y evitar curvaturas y dobleces que induzcan algún tipo de birrefringencia, como se muestra en la FIGURA 3-3.

Para asegurarse que los espejos del interferómetro se encuentran alineados, se desvía el haz de luz con ayuda de otro espejo para poder observar más claramente el patrón de irradiancia que sale del arreglo. Con esto, se puede observar un patrón de interferencia de máximos y mínimos típico de un interferómetro de Fabry-Perot y realizar los ajustes necesarios en los espejos para obtener el mejor contraste posible de claros y oscuros. Finalmente, el sistema de detección se coloca después del polarizador y en los dos fotodetectores se registran las intensidades de los campos ortogonales de polarización.

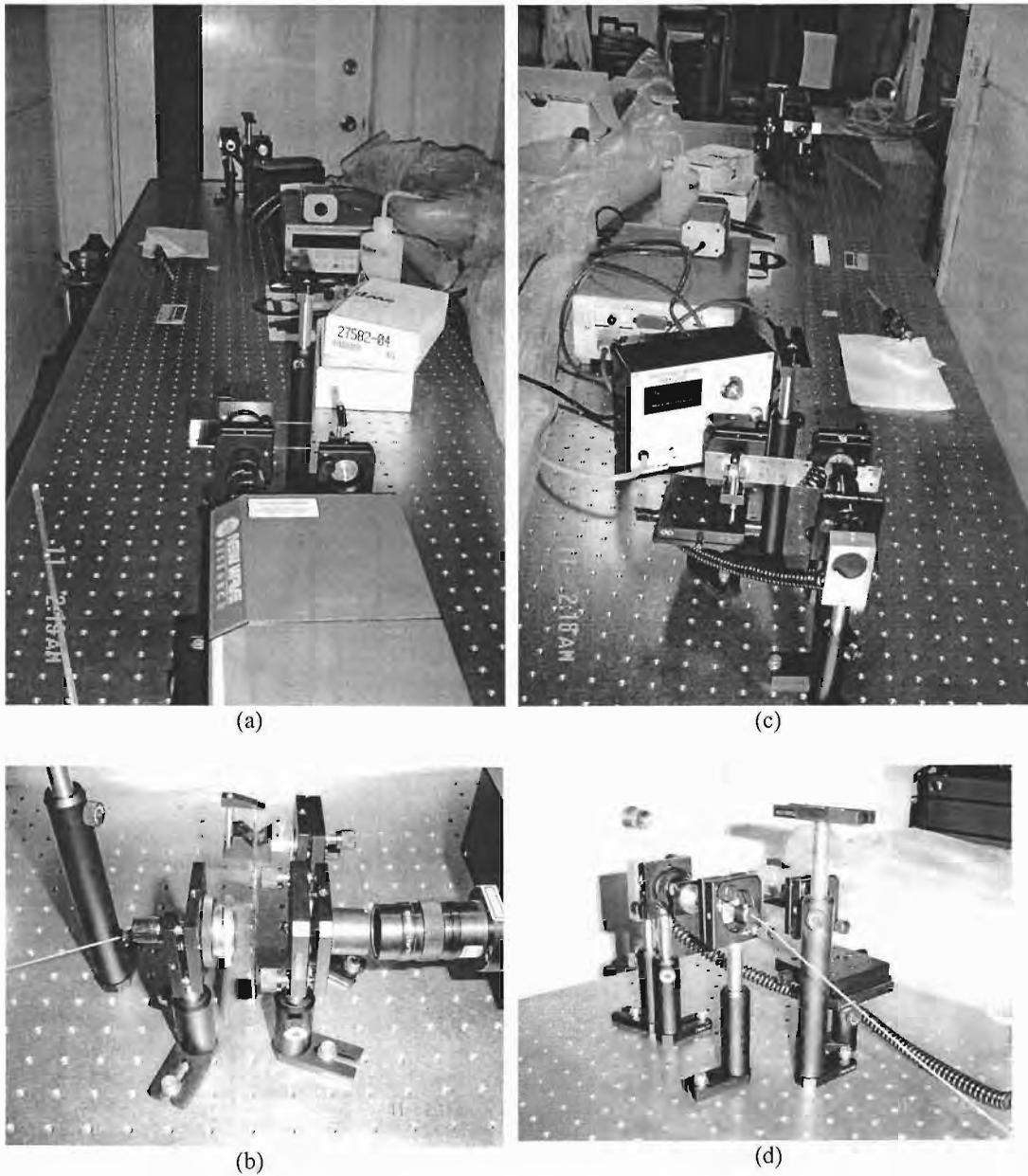


FIGURA 3-3 Fotos del Primer Experimento del FOMFPI.

En (a) se muestra desde el Láser el arreglo experimental para después hacer un acercamiento en (b) donde se pueden observar, de derecha a izquierda, la salida del láser, el divisor de haz Glan-Thompson, el primer espejo y el colimador en la fibra.

En (c) se toma la foto del experimento desde la salida del FOMFPI para después ampliarla en (d) y mostrar, de derecha a izquierda, el colimador a la salida de la fibra, el segundo espejo y el segundo cubo de Glan-Thompson que funciona como segundo polarizador externo o analizador.

3.1.3 MEDICIÓN DE TORSIÓN.

Una característica importante del arreglo experimental es que es posible colocar distintos tipos de fibra óptica dentro de la cavidad. De esta forma, se puede evaluar el desempeño del sistema cuando se usan fibras monomodales, multimodales o de cualquier tipo otro tipo para medir la torsión.

Para aplicar torsión de forma controlada a la fibra, se construyó un dispositivo que llamaremos torcedor, y que permite ajustar la longitud de fibra que se tuerce, esto es, ajustar el parámetro g_{ij} definido en el capítulo anterior. El torcedor de fibra se muestra en la FIGURA 3-4 donde se pueden observar dos piezas, una que sujeta la fibra y otra que genera la torsión; ambos pueden separarse a cualquier distancia.

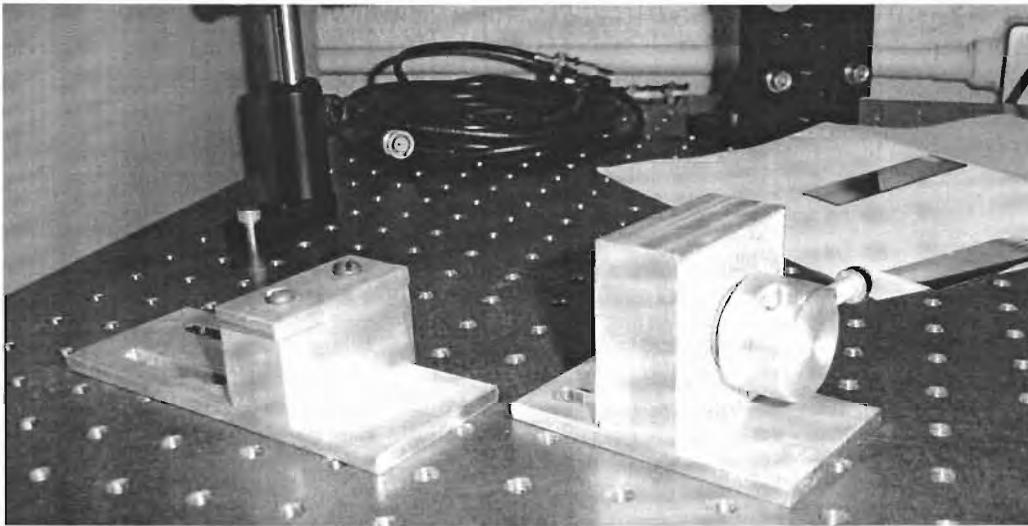


FIGURA 3-4 Torcedor de fibra óptica.

Un punto fijo donde se coloque la fibra (superficie plana del lado izquierdo) fija la fibra para que el otro lado pueda inducir torsión de manera controlada (lado derecho). Ambas partes se encuentran separadas y puede inducirse torsión a diferentes longitudes de la cavidad.

En la FIGURA 3-4 se muestra de frente una pieza cilíndrica bipartida que sujeta la fibra y se coloca en el centro de un balero empotrado en una base de aluminio para que gire libremente. La cara frontal del dispositivo está graduada en intervalos de 10° y se utiliza también un tornillo para fijar la posición del cilindro una vez que se ha logrado un determinado grado de torsión. Debe cuidarse que las piezas se coloquen de la manera más alineada posible para no generar tensiones en la fibra ni microcurvaturas que rompan o fisuren la fibra en el proceso de generar torsión. A pesar de este inconveniente, el torcedor puede ser colocado relativamente fácil dentro del FOMFPI e inducir torsión en la fibra.

Para estos experimentos se utilizaron los parámetros de la TABLA 3-1 y 3 tipos distintos de fibras: una fibra monomodal para $\lambda=633\text{nm}$ (SM), una fibra monomodal para $\lambda=1550\text{nm}$ que soporta hasta 4 modos cuando a $\lambda=633\text{nm}$ (4M), y una fibra multimodal (MM). Ya que no fue posible conocer las características espectrales de la transmitancia de este arreglo, el objetivo principal de los experimentos fue conocer qué tipo de fibra es mejor para medir la torsión que se induce en ella dentro del FOMFPI.

$N_{air1} =$	1	$\Delta N_{air1} =$	0	$d_{air1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	0.875 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.025 m
$N_r =$	1.45	$\Delta N_r =$	1×10^{-7}	$d_r =$	0.1 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-4}	$d_3 =$	0.05 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-7}	$d_4 =$	0.875 m
$N_{air2} =$	1	$\Delta N_{air2} =$	0	$d_{air2} =$	0.025 m
				$d =$	2 m

$$g_{ij} = 0.05$$

$$R_1 = 0.5, R_2 = 0.5 \text{ y } R = 0.25$$

TABLA 3-1. Parámetros utilizados para medir torsión con el FOMFPI.

El esquema experimental y los resultados de estos primeros experimentos se muestran en la FIGURA 3-5. En la gráfica se puede observar fácilmente el contraste que tiene cada transmitancia del FOMFPI con las diferentes fibras que se utilizaron.

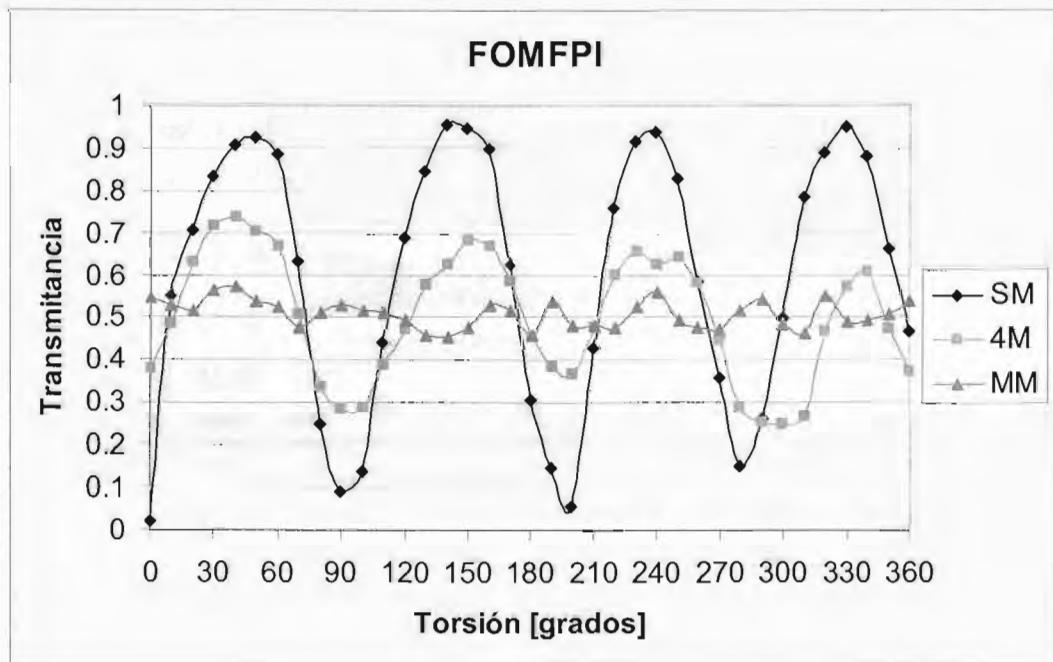
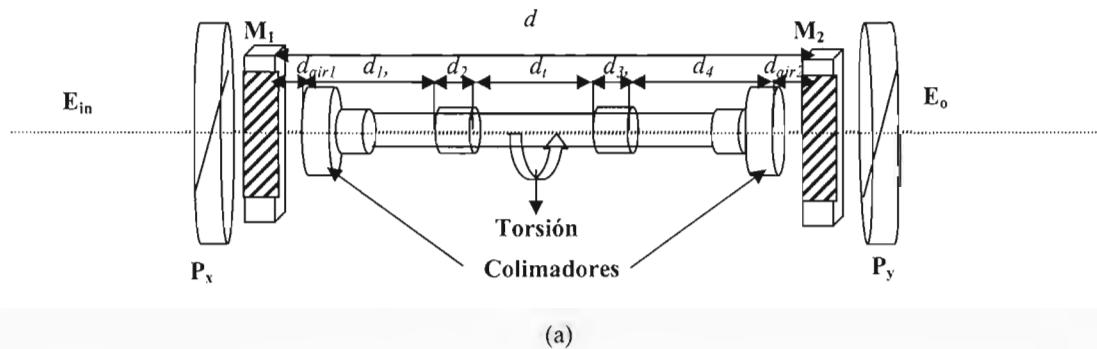


FIGURA 3-5 Medición de torsión dentro de la cavidad del FOMFPI con $R_1=0.5$ y $R_2=0.5$ de coeficientes de reflexión en los espejos que forman la cavidad FP. Con $d_r=10$ cm, se muestra en (a) esquema del arreglo experimental y (b) medición de torsión para los tres tipos de fibra: SM, 4M y MM.

La FIGURA 3-5(b) muestra la respuesta del FOMFPI en función de los grados de torsión que se le aplicaron a la fibra. Como puede verse, la respuesta es periódica y está directamente relacionada con los cambios en polarización de la luz dentro del medio que forma la cavidad. La figura además muestra las variaciones en la respuesta del arreglo para los distintos tipos de fibra que se utilizan en la cavidad. El contraste mayor entre un máximo y un mínimo es para la fibra SM con un valor de 0.95; esto se debe a que la propagación de luz dentro de la cavidad es en un único modo y su estado de polarización se ve afectado por la torsión de manera uniforme. Para la fibra 4M se obtiene un contraste de 0.5, mientras que para la fibra MM es de 0.12. Esto es justificable, pues mientras mayor sea el número de modos que se propagan en la fibra, menos uniformemente se modificara su estado de polarización por la torsión y más difícil será predecir su comportamiento. Además, de acuerdo con la ecuación 1.2 que describe los modos de polarización de una fibra, cada modo puede propagarse con un estado de polarización arbitraria en la fibra y su razón de cambio puede ser independiente de otros modos.

Una manera simple de establecer si el FOMFPI realmente ofrece un incremento en sensibilidad a la torsión, es mediante la comparación de los resultados anteriores con la respuesta de un arreglo de Malus de fibra óptica. Para esto se retiraron los espejos del resonador y se realizaron los mismos experimentos descritos anteriormente. Los resultados de estos se muestran en la FIGURA 3-6. Aquí, la diferencia entre el valor máximo y mínimo de la transmitancia no está tan bien definida como en el caso del FOMFPI (los contrastes obtenidos son de 0.4 en la fibra SM, de 0.2 en la 4M y de 0.09 en la MM). La diferencia entre estos valores extremos es mucho menor (nótese la escala en ambas gráficas) debido a que no existe el efecto de pasos múltiples generado por el resonador FP.

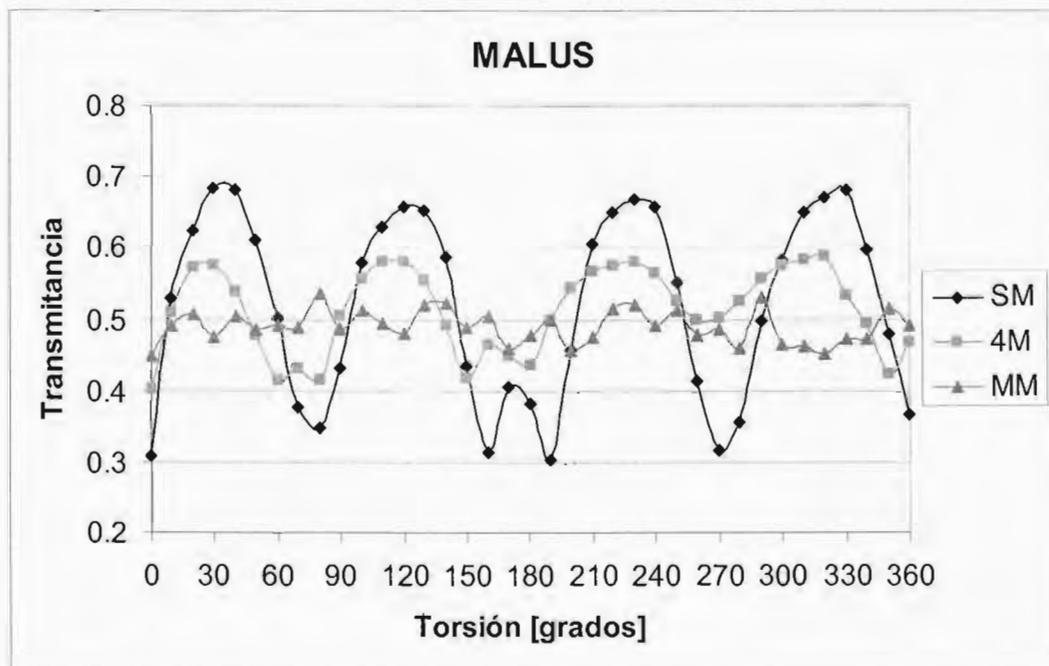


FIGURA 3-6 Medición de torsión en un arreglo de Malus. Sensor polarimétrico de un solo paso. Con $d_t=10\text{cm}$, se muestra la medición de torsión para los tres tipos de fibra: SM, 4M y MM

A pesar de que es evidente que la transmitancia del FOMFPI tiene mayor contraste en todos los casos, resulta interesante observar las gráficas del FOMFPI y del arreglo de Malus utilizando los mismos ejes de referencia. Esta comparación se muestra para los tres tipos de fibra en la FIGURA 3-7.

La primera característica que se destaca al comparar las figuras, es que tanto para la fibra SM como para la fibra 4M, en el arreglo de Malus se presenta un pequeño pico en el intervalo de 180° que rompe con la periodicidad de la respuesta. Además, en el caso de la fibra 4M, este pico se repite a los 60° de torsión. Si bien esto puede atribuirse a errores de medición, este comportamiento se obtuvo en todas las veces que se repitió el experimento. De manera general, basándonos en la comparación mostrada en la FIGURA 3-7, se puede asegurar que el FOMFPI no sólo cuenta con mayor contraste y mayor sensibilidad a la torsión que un sensor polarimétrico de un solo paso, sino que también su transmitancia cuenta con un periodo mejor establecido y más predecible. Esto último indica también que el FOMFPI presenta una mejor resolución a la torsión aplicada a la fibra.

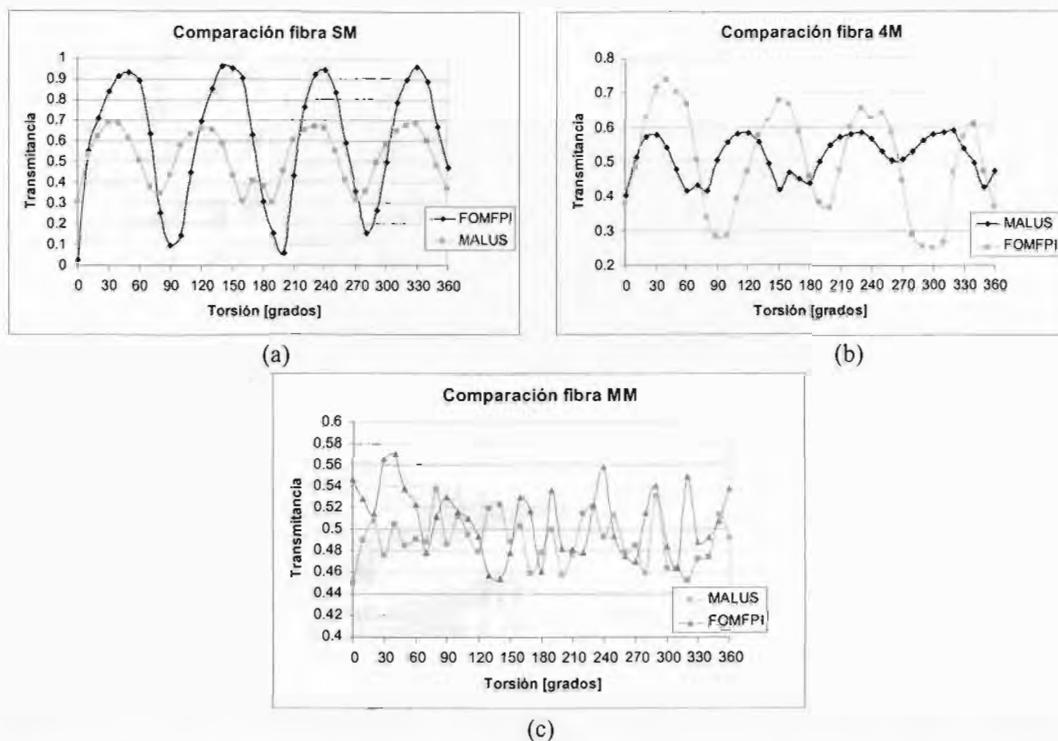


FIGURA 3-7 Comparación del Arreglo de Malus y el FOMFPI con $R_1=0.5$ y $R_2=0.5$ de coeficientes de reflexión en los espejos que forman la cavidad FP, $d_i=10\text{cm}$ para las variaciones en torsión en tres distintos tipos de fibra. (a) fibra SM, (b) fibra 4M y (c) fibra MM.

En la FIGURA 3-7 se demuestra que para las fibras SM y 4M, el FOMFPI tiene mucho mayor contraste que un sensor polarimétrico de un solo paso (arreglo de Malus). Específicamente, la sensibilidad en la transmitancia del FOMFPI es 2.38 veces mayor que la del arreglo de Malus en las fibras SM, y 2.5 veces mayor en las fibras 4M. En el caso de la gráfica de la FIGURA 3-7(c) para la fibra multimodal, con ambos arreglos resulta imposible distinguir la influencia de la torsión aplicada a la fibra. Como este patrón de comportamiento se repitió en todas las mediciones realizadas para este caso particular, se puede concluir que las fibras MM no son adecuadas para medir torsión utilizando sensores polarimétricos y, por lo tanto, no son útiles para el FOMFPI.

Para corroborar la conclusión acerca de las fibras MM, se realizaron los mismos experimentos para coeficientes de reflectancia mayores. Los resultados se muestran en la FIGURA 3-8, FIGURA 3-9 y FIGURA 3-10 para cavidades formadas con espejos cuyos coeficientes de reflexión son $R_1=0.5$ y $R_2=0.75$. Otros resultados se muestran en la FIGURA 3-11, FIGURA 3-12 y FIGURA 3-13 para espejos con $R_1=0.5$ y $R_2=0.95$.

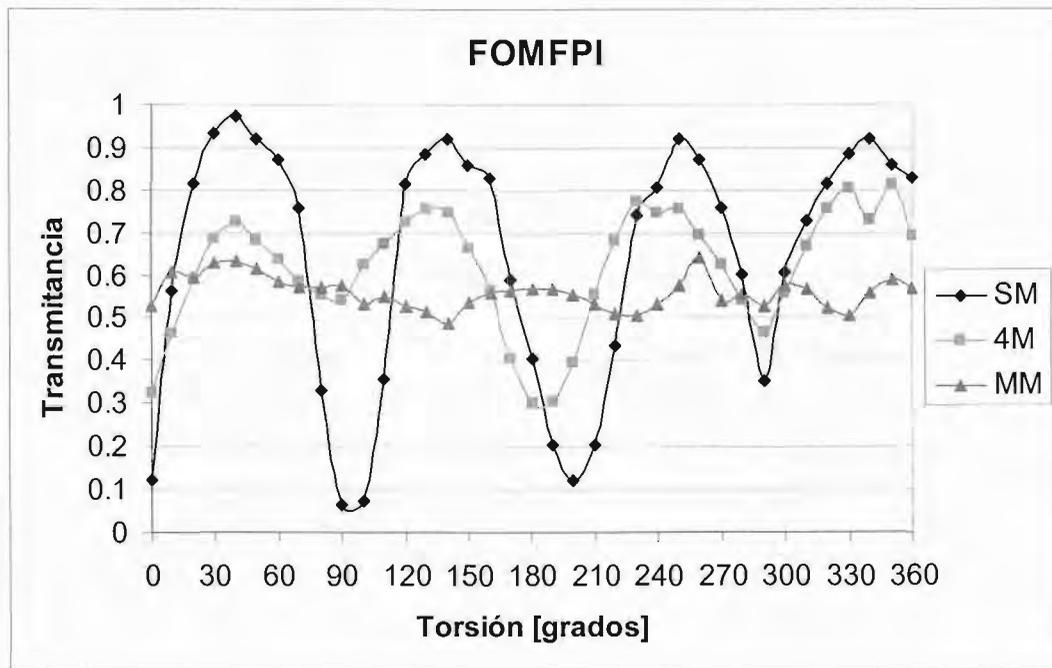


FIGURA 3-8 Medición de torsión para los tres tipos de fibra: SM, 4M y MM dentro del FOMFPI con $R_1=0.5$ y $R_2=0.75$ de coeficientes de reflexión en los espejos que forman la cavidad FP y $d_f=10\text{cm}$.

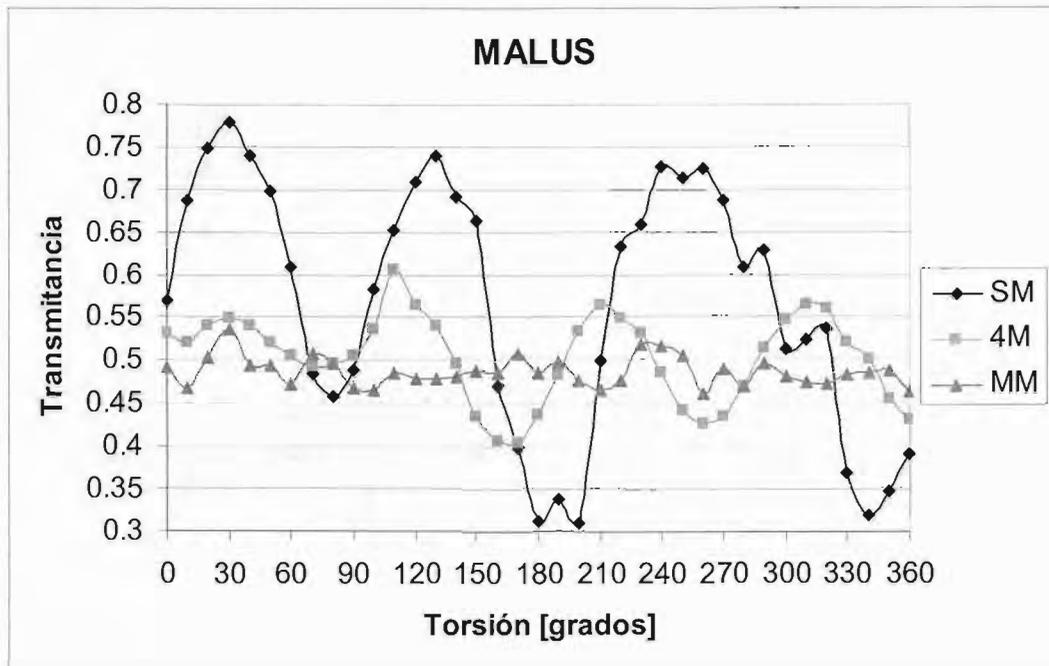


FIGURA 3-9 Medición de torsión con $d_f=10\text{cm}$ para los tres tipos de fibra: SM, 4M y MM dentro del arreglo de Malus.

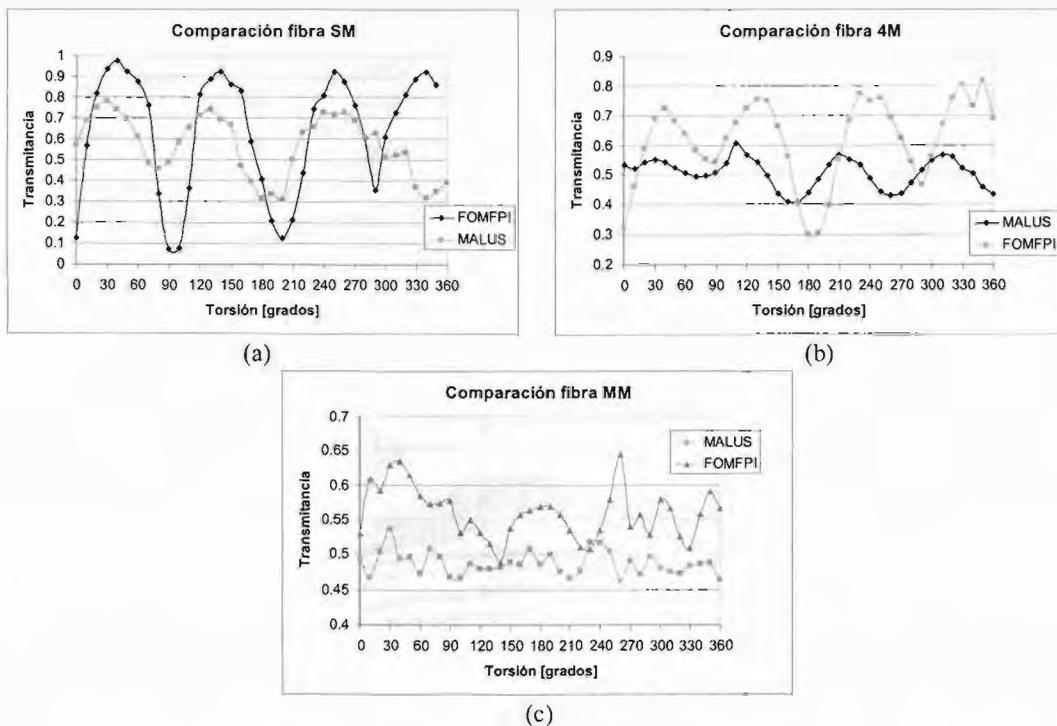


FIGURA 3-10 Comparación del Arreglo de Malus y el FOMFPI con $R_1=0.5$ y $R_2=0.75$ de coeficientes de reflexión en los espejos que forman la cavidad FP, $d_f=10\text{cm}$, para las variaciones en torsión en tres distintos tipos de fibra. (a) fibra MM, (b) fibra 4M y (c) fibra MM.

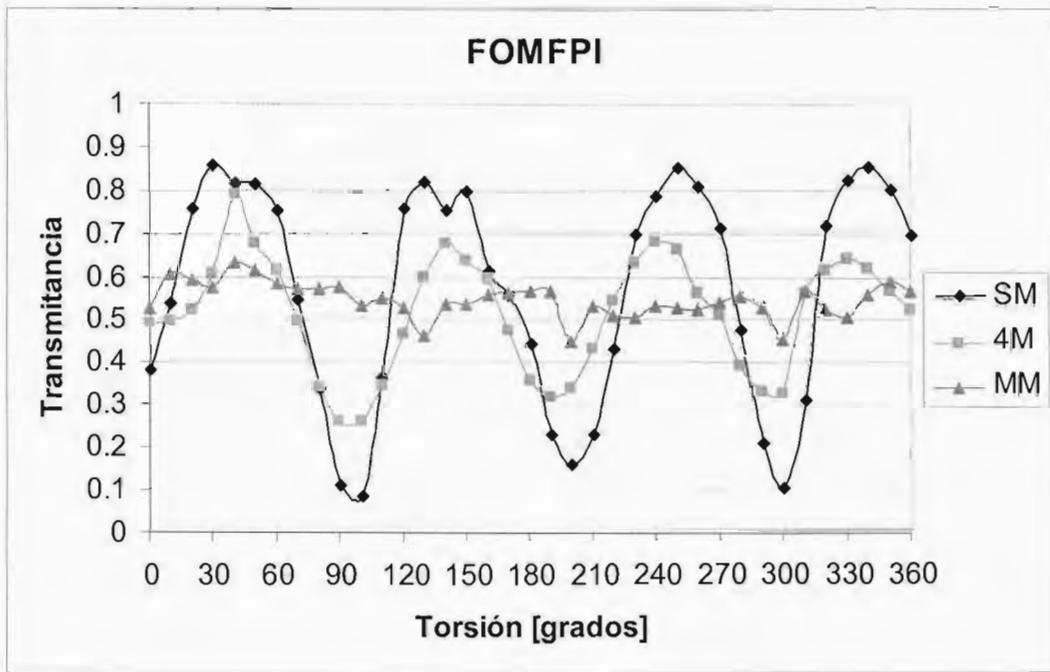


FIGURA 3-11 Medición de torsión para los tres tipos de fibra: SM, 4M y MM dentro del FOMFPI con $R_1=0.5$ y $R_2=0.95$ de coeficientes de reflexión en los espejos que forman la cavidad FP y $d_f=10\text{cm}$.

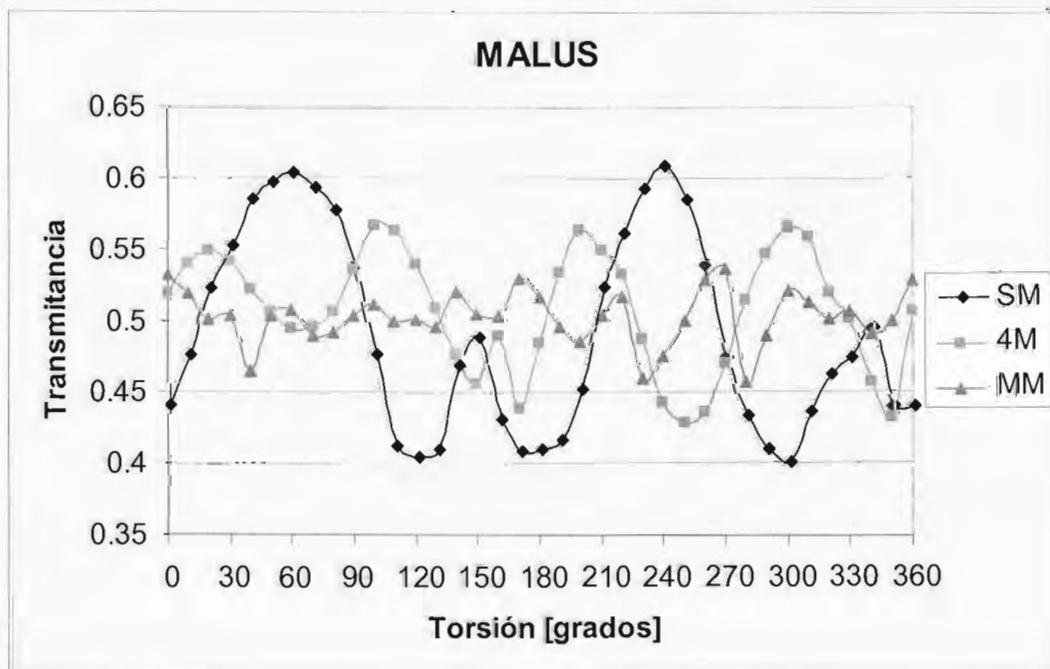


FIGURA 3-12 Medición de torsión con $d_f=10\text{cm}$ para los tres tipos de fibra: SM, 4M y MM dentro del arreglo de Malus.

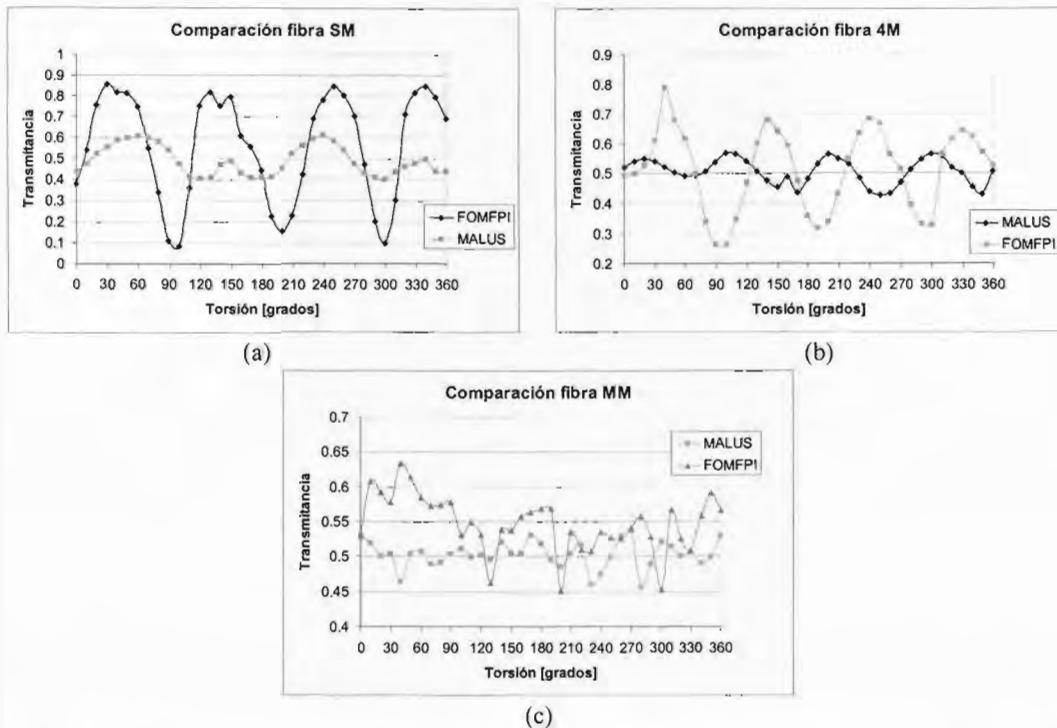


FIGURA 3-13 Comparación del Arreglo de Malus y el FOMFPI con $R_1=0.5$ y $R_2=0.95$ de coeficientes de reflexión en los espejos que forman la cavidad FP, $d_f=10\text{cm}$, para las variaciones en torsión en tres distintos tipos de fibra. (a) fibra MM, (b) fibra 4M y (c) fibra MM.

El comportamiento del FOMFPI y del arreglo del Malus en las FIGURAS 3-8 a 3-13 es muy similar al estudiado con $R_1=0.5$ y $R_2=0.5$; en todos los casos el contraste mayor es el que presenta el FOMFPI en la fibra SM (de 0.9 a 0.98) y, tanto en fibras SM como en 4M, siempre es mayor que el del un sensor polarimétrico de un solo. En consecuencia, con un arreglo como el FOMFPI se presenta siempre una mayor sensibilidad que con un arreglo polarimétrico de un solo paso; además, la respuesta tiene una forma bien definida, conserva una periodicidad estable y predecible ante la aplicación de torsión a la fibra.

El aumento en los coeficientes de reflectancia no ayuda en nada al desempeño del arreglo que utiliza fibras MM. En las gráficas se puede observar que no existe ningún comportamiento predecible dentro de este tipo de fibra, que tanto el arreglo de Malus como el arreglo del FOMFPI presentan un contraste equivalente, y por consiguiente, el uso de fibras MM no es adecuado para sensores polarimétricos. Por esta razón, en ninguno de los experimentos que siguieron se utilizaron fibras MM.

Otro aspecto que se estudió de forma experimental fue el efecto de variar el factor g_{if} dentro del resonador. Para esto, se realizaron experimentos similares a los anteriormente descritos, pero ajustando la longitud de fibra torcida. En las gráficas obtenidas en estos experimentos, se muestra una sola medición con el arreglo de Malus para compararla con los FOMFPIs formados con distintos coeficientes de reflexión en los espejos. Para obtener diferentes valores de g_{if} se modificó la longitud de la fibra que se tuerce d_f . Los valores utilizados en los experimentos para d_f fueron de 5 y 15 cm, y se trató de mantener valores grandes de birrefringencia circular α aplicando 360 grados de torsión a la fibra. De esta manera, g_{if} se mantiene con valores pequeños y el torcedor

de fibra se coloca en el centro del resonador. Los parámetros utilizados para estos experimentos se muestran en las TABLAS 3-2 y 3-3 con respectivo valor g_{lf} .

$N_{air1} =$	1	$\Delta N_{air1} =$	0	$d_{air1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	0.9 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.025 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-7}	$d_3 =$	0.05 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-4}	$d_4 =$	0.9 m
$N_{air2} =$	1	$\Delta N_{air2} =$	0	$d_{air2} =$	0.025 m
				$d =$	2 m

$$g_{lf} = 0.025$$

TABLA 3-2. Parámetros utilizados para medir torsión con el FOMFPI.

$N_{air1} =$	1	$\Delta N_{air1} =$	0	$d_{air1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-7}	$d_1 =$	0.85 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.025 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-7}	$d_3 =$	0.15 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-4}	$d_4 =$	0.85 m
$N_{air2} =$	1	$\Delta N_{air2} =$	0	$d_{air2} =$	0.025 m
				$d =$	2 m

$$g_{lf} = 0.075$$

TABLA 3-3. Parámetros utilizados para medir torsión con el FOMFPI.

De manera similar al caso donde $g_{lf} = 0.05$, los resultados experimentales obtenidos para el FOMFPI formado con $R = 0.25$, $R = 0.375$ y $R = 0.475$ presentan un comportamiento similar al observado en las graficas de la FIGURA 3-5 a la FIGURA 3-13. Tanto para $g_{lf} = 0.025$ como para $g_{lf} = 0.075$, el arreglo del FOMFPI presentó una mayor sensibilidad que un arreglo polarimétrico de un solo paso; se observó una forma bien definida y resulta evidente que el FOMFPI conserva una periodicidad estable y predecible ante la aplicación de torsión a la fibra.

Los resultados de la caracterización del FOMFPI y el arreglo de Malus con los experimentos anteriores se resumen en las TABLAS 3-4, 3-5 y 3-6. En estas se comparan los contrastes (sensibilidad) del arreglo polarimétrico de un solo paso con los obtenidos con el FOMFPI. Finalmente, estos resultados se sintetizan de forma grafica en la FIGURA 3-14 y 3-15.

	SM		4M	
	Sensibilidad o Contraste	FOMFPI Vs Malus	Sensibilidad o Contraste	FOMFPI Vs Malus
Malus	0.39		0.19	
FOMFPI R=0.25	0.96	2.46	0.5	2.63
Malus	0.49		0.2	
FOMFPI R=0.375	0.93	1.9	0.5	2.5
Malus	0.21		0.15	
FOMFPI R=0.475	0.8	3.81	0.5	3.66

$$g_{lf} = 0.05, d_t = 10 \text{ cm.}$$

TABLA 3-4. Sensibilidad del arreglo de Malus y FOMFPI ante la torsión y su comparación directa entre ellas. Se muestran los casos para los dos tipos de fibra: SM y 4M en la primera serie de experimentos. En este caso en particular se promedió tres veces el arreglo de Malus y por eso se incluye en los valores de la tabla y su respectiva comparación con los demás FOMFPis.

	SM		4M	
	Sensibilidad o Contraste	FOMFPI Vs Malus	Sensibilidad o Contraste	FOMFPI Vs Malus
Malus	0.32		0.22	
FOMFPI R=0.25	0.9	2.81	0.4	1.82
FOMFPI R=0.375	0.87	2.72	0.35	1.59
FOMFPI R=0.475	0.86	2.69	0.32	1.45

$g_{if}=0.025, d_t=5cm.$

TABLA 3-5. Sensibilidad del arreglo de Malus y FOMFPI ante la torsión y su comparación directa entre ellas. Se muestran los casos para los dos tipos de fibra: SM y 4M en la segunda serie de experimentos.

	SM		4M	
	Sensibilidad o Contraste	FOMFPI Vs Malus	Sensibilidad o Contraste	FOMFPI Vs Malus
Malus	0.33		0.14	
FOMFPI R=0.25	0.94	2.85	0.38	2.71
FOMFPI R=0.375	0.97	2.94	0.41	2.93
FOMFPI R=0.475	0.83	2.52	0.27	1.93

$g_{if}=0.075, d_t=15cm.$

TABLA 3-6. Sensibilidad del arreglo de Malus y FOMFPI ante la torsión y su comparación directa entre ellas. Se muestran los casos para los dos tipos de fibra: SM y 4M en la tercera serie de experimentos.

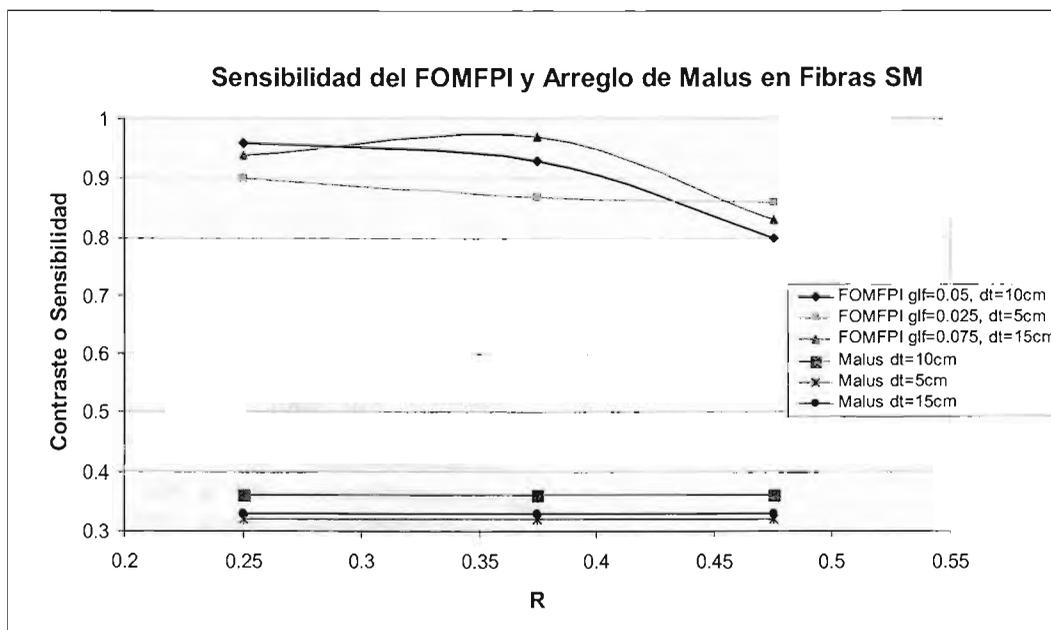


FIGURA 3-14 Sensibilidad o contraste del FOMFPI y del arreglo de Malus para diferentes todos los casos experimentados con fibras monomodales (SM).

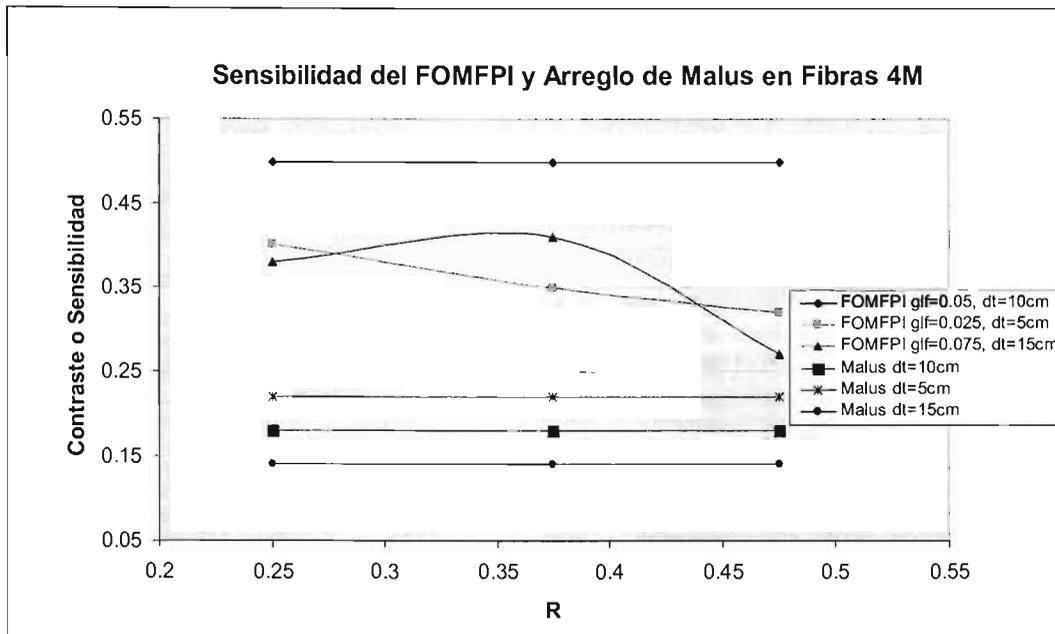


FIGURA 3-15 Sensibilidad o contraste del FOMFPI y del arreglo de Malus para diferentes todos los casos experimentados con fibras donde se pueden propagar hasta 4 modos (4M).

De acuerdo con las gráficas obtenidas y las variaciones en contraste que se tienen en FOMFPI, se puede concluir que la transmitancia del arreglo es independiente de la longitud de la fibra que se tuerza y, en consecuencia, es un arreglo adecuado para medir los grados de torsión que se inducen en la fibra. Además, se puede observar claramente que en todos los casos la sensibilidad del FOMFPI es mayor que la del sensor polarimétrico de un solo paso. En promedio, el contraste del FOMFPI es 2.74 veces mayor que el del arreglo de Malus en las fibras SM y 2.35 veces mayor en las fibras 4M. En general, cuando se aumenta el coeficiente de reflexión en los espejos disminuye el valor de sensibilidad en el FOMFPI, esto se debe a que una mayor cantidad de luz se queda confinada en la fibra y hace más selectivo el arreglo en frecuencia. Sin embargo, como no fue posible medir esta característica experimentalmente con este arreglo, sólo se pudo observar una pequeña disminución en la diferencia entre un valor máximo y un mínimo a la salida normalizada.

En lo que respecta al arreglo de Malus, fue posible observar que a la salida de este sensor polarimétrico de un solo paso se pueden observar rasgos poco definidos. En la mayoría de las gráficas se pueden ver 4 picos de valores máximos y un contraste que permanece constante para el tipo de fibra a la cuál se aplica torsión (de 0.3 a 0.4 para SM y de 0.1 a 0.25 para 4M); además, en todas las gráficas que se obtuvieron se muestra una respuesta no periódica que puede oscilar entre los 70 y los 110 grados de torsión. Se observó también que la respuesta de este tipo de arreglos también es independiente de la longitud de la fibra que se tuerce, y que puede ser utilizado para medir torsión. Sin embargo, como se explicó anteriormente, no presenta las características y ventajas que un arreglo polarimétrico de multipasos como el FOMFPI.

3.1.4 COMPARACIÓN DE RESULTADOS EXPERIMENTALES Y TEÓRICOS.

Los cálculos matriciales se realizaron con *Mathematica* y los programas fuentes se muestran el apéndice A. Las gráficas de las FIGURAS 3-16, 3-17 y 3-18 se obtuvieron utilizando los parámetros mostrados en las TABLAS 3-1, 3-2 y 3-3. Se utilizaron valores de $R=0.25$, $R=0.375$ y $R=0.475$ respectivamente. En todas las gráficas se muestra la comparación de los resultados experimentales con los teóricos para diferentes valores de g_{ij} . Como puede verse, las variaciones en la transmitancia son periódicas y muy similares a las registradas experimentalmente.

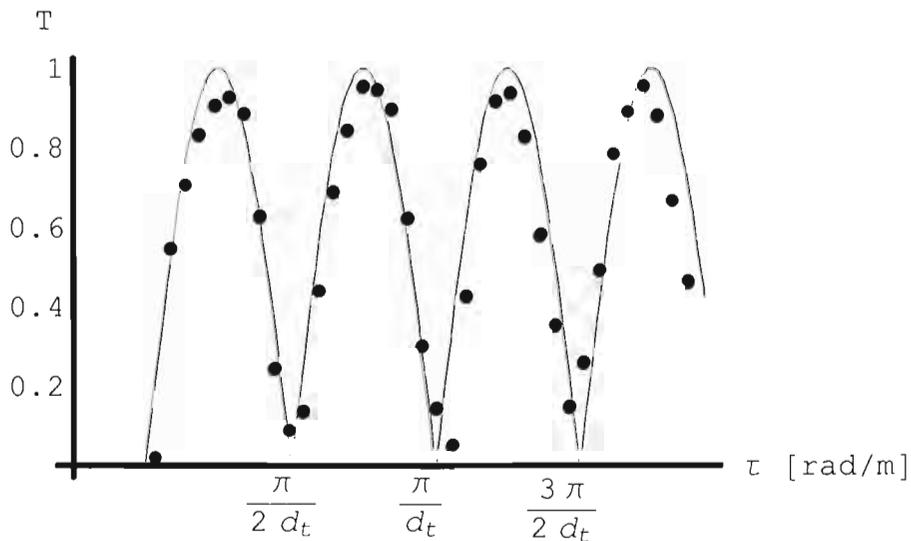


FIGURA 3-16 Comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales del FOMFPI.
 $R_1=0.5$ y $R_2=0.5$. $R=0.25$. $g_{ij}=0.05$
 En el modelo matemático $imp=0.01$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se establecen en la TABLA 3-1.

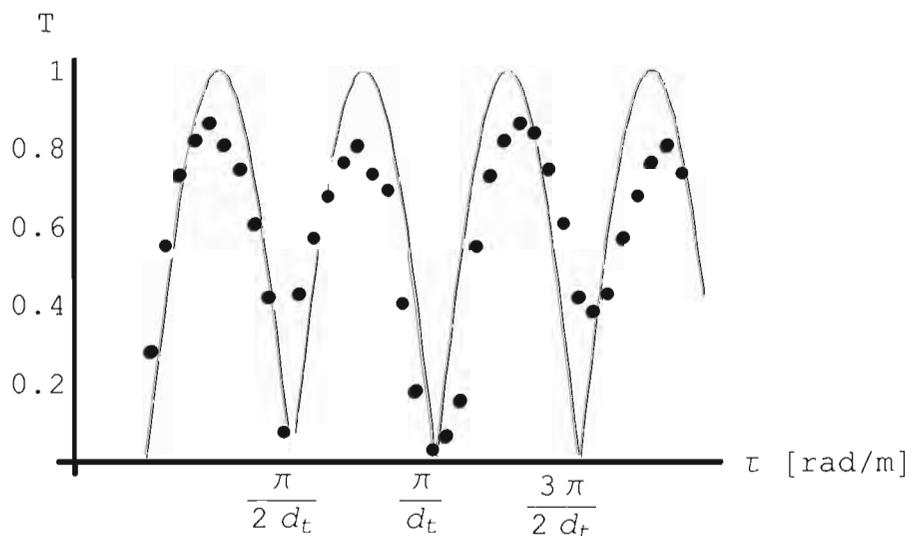


FIGURA 3-17 Comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales del FOMFPI.
 $R_1=0.5$ y $R_2=0.75$. $R=0.375$. $g_{ij}=0.025$
 En el modelo matemático $imp=0.01$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se establecen en la TABLA 3-2.

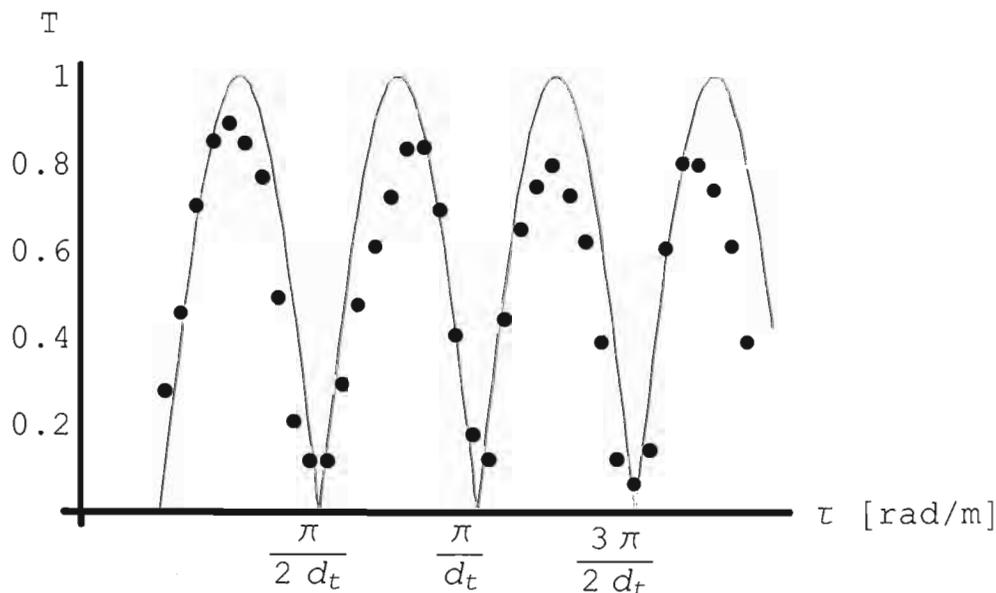


FIGURA 3-18 Comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales del FOMFPI.
 $R_1=0.5$ y $R_2=0.95$. $R=0.475$. $g_{ij}=0.075$

En el modelo matemático $imp=0.01$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se establecen en la TABLA 3-3.

La comparación se realiza únicamente para fibras SM, pues el modelo matemático considera un sólo modo de propagación dentro de la fibra. Para poder simular fibras con mayor número de modos, se requiere modificar el modelo considerando la transferencia de energía entre cada uno de los modos. Dado que esto es un proceso totalmente aleatorio, resulta bastante complicado de implementar en un modelo matemático.

Como se puede observar en la comparación entre los resultados del modelo matemático y los resultados experimentales en la FIGURA 3-16, 3-17 y 3-18, existe una buena concordancia entre lo que se puede predecir con el modelo matemático y lo que se observa experimentalmente en el laboratorio. Con ello se demuestra que el modelo teórico es útil para caracterizar este tipo de arreglos. La alta concordancia en la comparación de resultados se presenta para todos los casos donde se midió la torsión que se induce a una fibra SM, independientemente del coeficiente de reflexión que tengan los espejos que forman la cavidad FP o la longitud de la fibra que se tuerza.

Con los datos obtenidos es posible estimar la diferencia que existe entre los resultados teóricos y los experimentales. Las diferencias se calculan y se muestran en dos grupos principales: la diferencia que se obtiene de la sensibilidad o contraste y la diferencia de ángulo en cada transmitancia. En la TABLA 3-7, TABLA 3-8 y TABLA 3-9 se muestran las diferencias para cada uno de los experimentos. Las diferencias tabuladas se calcularon como la diferencia máxima y la mínima que existe entre un valor de un contraste que se predice teóricamente y un valor que se obtiene experimentalmente. Además se calculó la diferencia media que es el contraste experimental máximo del arreglo menos 1 que es el valor teórico.

	$g_{if}=0.05$		
	Diferencia Media	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima
FOMFPI R=0.25	0.04	0.153	0.022
FOMFPI R=0.375	0.07	0.352	0.028
FOMFPI R=0.475	0.2	0.156	0.081
Promedio	0.103	0.22	0.044

TABLA 3-7. Diferencias de contraste o sensibilidad que existe entre los resultados teóricos y los experimentales para el FOMFPI en la medición de torsión en fibras SM con $g_{if}=0.05$.

	$g_{if}=0.025$		
	Diferencia Media	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima
FOMFPI R=0.25	0.10	0.34	0.032
FOMFPI R=0.375	0.13	0.386	0.035
FOMFPI R=0.475	0.14	0.447	0.03.5
Promedio	0.123	0.391	0.034

TABLA 3-8. Diferencias de contraste o sensibilidad que existe entre los resultados teóricos y los experimentales para el FOMFPI en la medición de torsión en fibras SM con $g_{if}=0.025$.

	$g_{if}=0.075$		
	Diferencia Media	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima
FOMFPI R=0.25	0.06	0.248	0.019
FOMFPI R=0.375	0.03	0.2575	0.02.7
FOMFPI R=0.475	0.17	0.1975	0.068
Promedio	0.087	0.234	0.038

TABLA 3-9. Diferencias de contraste o sensibilidad que existe entre los resultados teóricos y los experimentales para el FOMFPI en la medición de torsión en fibras SM con $g_{if}=0.075$.

En promedio la diferencia en sensibilidad que existe entre los resultados teóricos y los experimentales es de 0.142. El promedio de la diferencia media es de 0.104, el de la diferencia máxima de 0.282 y el de la diferencia mínima de 0.039. La máxima diferencia entre el valor experimental y el teórico es de 0.447 y la mínima de 0.03.

El segundo grupo de cálculos utiliza la diferencia de ángulo. En este caso se estimaron la diferencia máxima y la mínima que existe entre un valor de un ángulo que se predice teóricamente y un valor que se obtiene experimentalmente. Así, en la TABLA 3-10 se encuentran de manera sintetizada la medición de estas diferencias para cada comparación de resultados.

	$g_{if}=0.05$		$g_{if}=0.025$		$g_{if}=0.075$	
	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima
FOMFPI R=0.25	10.7°	0.3°	11.5°	0	12.4°	0°
FOMFPI R=0.375	10.5°	0°	10.3°	0.7°	6.3°	0.9°
FOMFPI R=0.475	14.7°	0°	8.8°	0.05°	17.6°	0°
Promedio	12°	0.1°	10.2°	0.25°	12.1°	0.3°

TABLA 3-10. Diferencia de ángulo que existe entre los resultados teóricos y los experimentales para el FOMFPI en la medición de torsión en fibras SM para diferentes g_{if} .

En promedio, la diferencia que existe entre un grado de torsión que se mide de forma experimental y el mismo grado de torsión que se simula del modelo matemático es de 5.8° . La diferencia máxima en promedio es de 11.4° y la mínima de 0.22° . La mayor diferencia obtenida fue de 17.6° y la mínima de 0° grados de torsión.

El promedio del periodo de la transmitancia del FOMFPI fue de aproximadamente 96.67° de torsión aplicada a la fibra experimentalmente y tiene un error de 2.35% con respecto al periodo teórico de 99° . Pero, aún cuando los errores en contraste y las diferencias en ángulo puede ser valores considerables que afectan la confianza en el desempeño de un sensor basado en esta técnica, se tiene que considerar que para medir los grados de torsión que se inducen a la fibra es necesario obtener una curva de calibración primero y, con la diferencia de un máximo y un mínimo en el valor de la transmitancia y la ecuación que la describe, seguir la traza que se forme con los valores de salida del FOMFPI para que sea posible medir la torsión que se está induciendo. Esto quiere decir que, en el FOMFPI es la traza de la transmitancia la que nos indica el incremento de los grados de torsión que se están induciendo y es el periodo de esta el que nos indica el intervalo y la proporción de los grados torcidos.

3.2 SEGUNDO EXPERIMENTO. SENSOR POLARIMÉTRICO CON FIBRA ÓPTICA LÁSER.

En esta parte del trabajo se describen los experimentos y resultados obtenidos con un arreglo cuya característica fundamental es la de estar construido únicamente con dispositivos de fibra óptica. Una fibra láser compone una cavidad de pasos múltiples generando luz dentro del resonador y simplificando la alineación entre sus elementos. Al igual que en el caso anterior, se describe la implementación del arreglo experimental, el procedimiento para la caracterización y finalmente se hace una comparación entre resultados teóricos y experimentales. En este caso, la fibra óptica láser

3.2.1 CONSTRUCCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL.

El arreglo experimental se construyó con dos rejillas de Bragg que funcionan como dos espejos paralelos, y cuyos espectros se traslapan alrededor de los 1554nm, formando una cavidad FP de alta fineza (coeficientes de reflexión $R_1=100\%$ y $R_2=98\%$). Se utilizan en total dos controladores de polarización de fibra óptica: uno sirve para ajustar el haz de salida de un diodo láser que sirve como fuente de bombeo para una fibra de Erblio (3.2m de longitud), y para fijar el estado de polarización inicial que entra a la cavidad resonante, el último se utiliza para ajustar la polarización antes de entrar a la región de sensado. Además, un divisor de haz sensible a la polarización acoplado a la fibra sirve para separar los dos estados de polarización ortogonales que se propagan en

la fibra. Un WDM une todos los elementos que forman al arreglo, garantiza que el bombeo llegue a la fibra y que se filtren parte de las emisiones láser de la fibra de Erblio que reflejan en dirección del diodo. Así, todas las partes que componen el arreglo se colocan como se observa en la FIGURA 3-19.

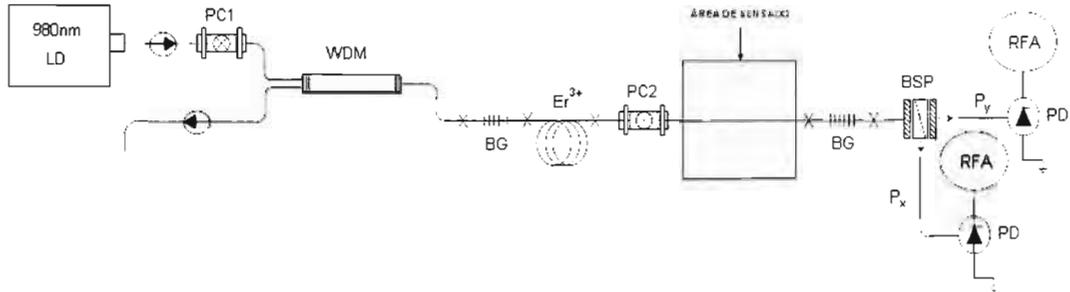


FIGURA 3-19 Esquema del Segundo experimento. Sensor polarimétrico con fibra óptica láser. En el esquema: LD es el diodo láser, PC1 y PC2 son controladores de polarización, BG son las rejillas de Bragg, PBS es el divisor de haz sensible a la polarización acoplado a la fibra, Px y Py son los dos estados de polarización que separa el BSP, PD es un fotodetector y RFA es el analizador de Radiofrecuencia. En la figura, se marca el área de sensado que será la parte dentro de la cavidad donde se aplique torsión.

El diodo láser (LD) emite un haz de luz a 980nm que se propaga por la fibra en un estado de polarización definido por el primer controlador de polarización PC1. La luz a esta longitud de onda pasa por el WDM llega a la primera rejilla de Bragg con $\lambda_{B1}=1550\text{nm}$. La luz generada por la fibra de Erblio pasa por el segundo controlador de polarización PC2, que se encarga de modificar su estado de polarización a uno lineal. Con este estado de polarización que puede ser modificado a voluntad, la luz generada dentro de la cavidad pasa el área de sensado de 40cm de fibra y llega a la segunda rejilla de Bragg con $\lambda_{B2}=1550\text{nm}$. De esta manera, se genera emisión láser a la longitud de onda de las rejillas de Bragg. El espectro de esta emisión de la fibra láser registrado por el analizador óptico se puede observar en la FIGURA 3-20. La caracterización de este arreglo se basa entonces en el análisis de las variaciones en polarización y frecuencia del haz generado dentro de la fibra láser.

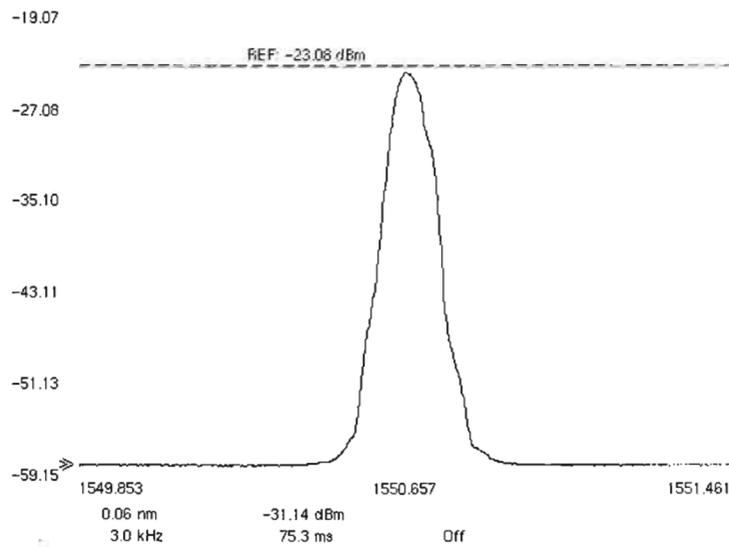


FIGURA 3-20 Espectro de emisión de la fibra láser. Las λ_B de las rejillas coinciden alrededor de 1500nm.

Como la longitud de onda de trabajo esta alrededor de los 1550nm, todos los detectores que se utilizan para comunicaciones ópticas pueden ser empleados en el análisis experimental. En este caso se utilizaron detectores comerciales de InGaAs, modelo D400FC de la marca Thorlabs, con un ancho de banda de 1 GHz. Las variaciones de la emisión láser cuando se induce torsión en la fibra fueron registradas con un analizador de espectros óptico, y también con los detectores antes mencionados. La salida de los detectores se observó también con un analizador de radiofrecuencia con el fin obtener mayor información acerca de la respuesta en frecuencia del experimento de fibra óptica láser. La FIGURA 3-21 muestra esquemáticamente los detalles del área de sensado.

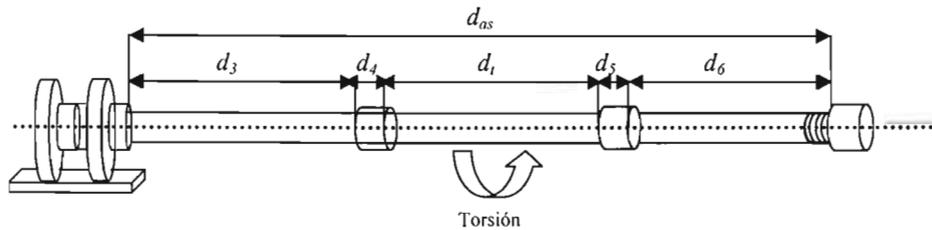


FIGURA 3-21 Las particularidades de la cavidad del segundo experimento. En la figura se indican las longitudes características del área de sensado del arreglo.

3.2.2 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

Una de las grandes ventajas que presenta este tipo de arreglo es la simplificación del proceso de calibración. A diferencia del primer experimento, aquí se empalman los diferentes los elementos que conforman al arreglo y quedan acoplados naturalmente a la fibra óptica donde se va inducir torsión. Debe tenerse cuidado en tratar de que el área de sensado permanezca lo más recta posible, sin tensiones ni dobleces en la fibra.

Los dos únicos componentes a ajustar son los controladores de polarización que se utilizan en el arreglo. Moviendo el primer controlador siempre fue posible encontrar una posición que permitiera obtener a la salida del arreglo una respuesta estable, sin oscilaciones en la frecuencia. El segundo controlador es el más importante, pues modifica el estado de polarización que entra a la zona de sensado y es esta polarización la que será modificada por la torsión que se induce a la fibra. En este caso, el controlador se ajustó para genera un estado de polarización lineal que coincidiera con una de las salidas del PBS. De esta manera, mediante la maximización de potencia de salida en uno de los brazos del PBS, resulta fácil ajustar el arreglo para comenzar a aplicar torsión a la fibra en el área de sensado. La foto de la FIGURA 3-22 muestra algunos detalles del arreglo experimental.

3.2.3 MEDICIÓN DE TORSIÓN

Para medir la torsión aplicada a la fibra se hizo uso de dos platinas de traslación de tres ejes, una de ellas con un sujetador rotatorio para fibras ópticas. Tal y como se observa en la FIGURA 3-23, la fibra que se encuentra en el área de sensado esta sujeta en un extremo a un punto fijo y en el otro esta sujeta por el dispositivo rotatorio. Este arreglo cumple la misma función que el torcedor de fibra óptica descrito en la sección anterior, y permite torcer la fibra de manera controlada en los experimentos.

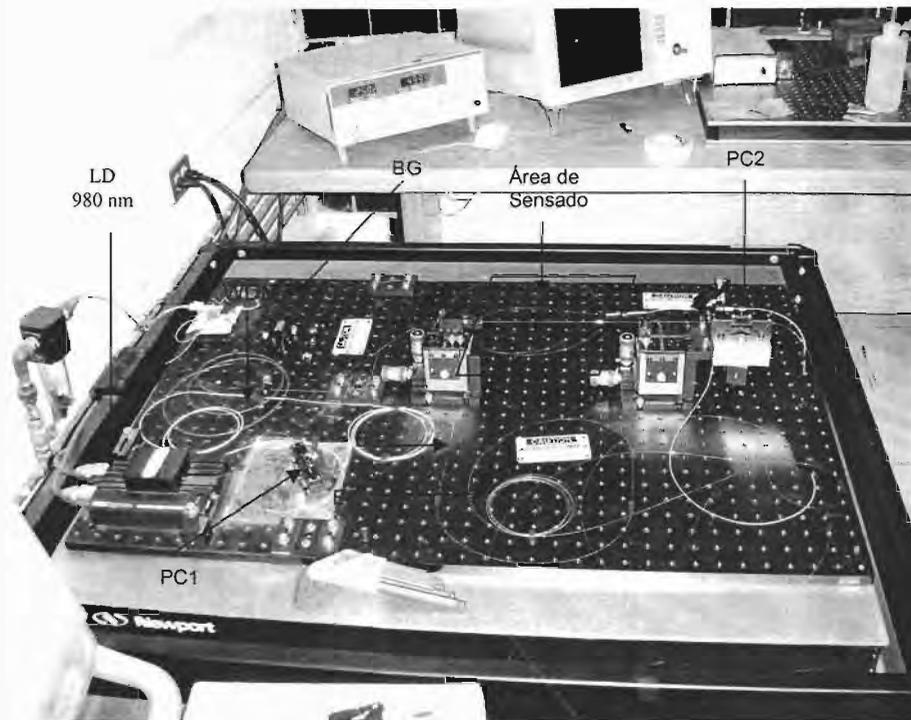


FIGURA 3-22 Fotos del Segundo Experimento. Sensor polarimétrico con fibra óptica láser.

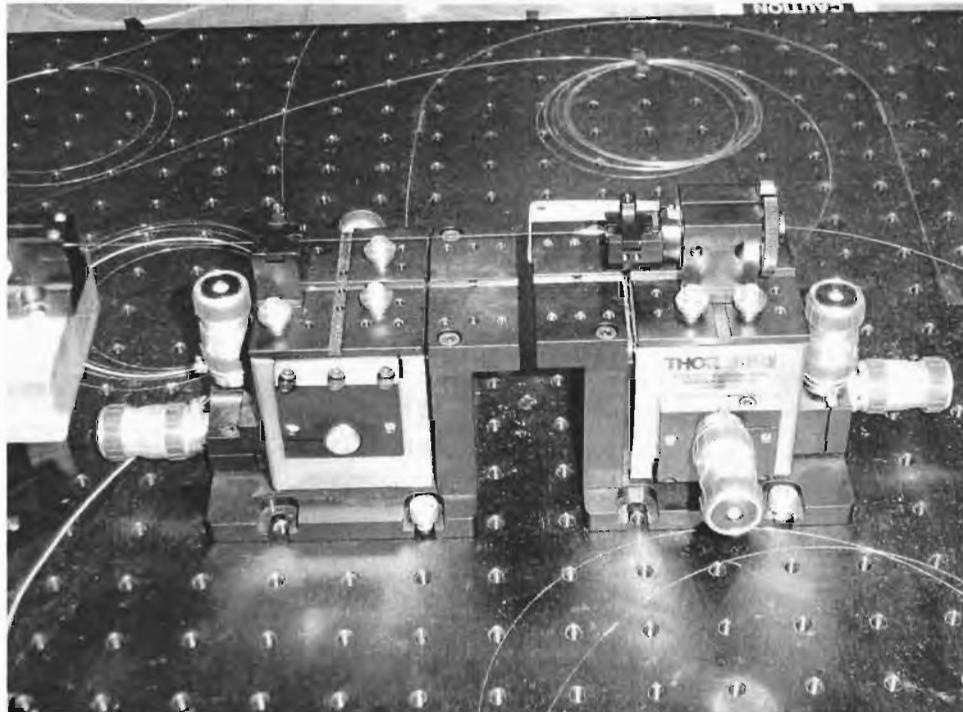


FIGURA 3-23 Dispositivo para generar torsión en la fibra en el segundo experimento. Un punto fijo donde se coloque la fibra (superficie plana del lado izquierdo) fija la fibra para que el otro lado pueda inducir torsión de manera controlada (lado derecho).

Con el arreglo de los fotodetectores y el analizador de radiofrecuencias fue posible observar la respuesta del arreglo polarimétrico en el dominio de la frecuencia. En particular, se tomaron datos de la variación en la amplitud de la emisión láser y de la frecuencia de resonancia. Los valores de la TABLA 3-11 muestran los datos experimentales característicos de la primera serie de experimentos de este arreglo. Los resultados se muestran en la gráfica de la FIGURA 3-24.

$N_1=$	1.45	$\Delta N_1=$	1×10^{-7}	$d_1=$	3.8 m
$N_2=$	1.45	$\Delta N_2=$	1×10^{-7}	$d_2=$	0.1 m
$N_3=$	1.45	$\Delta N_3=$	1×10^{-4}	$d_3=$	0.1875 m
$N_4=$	1.45	$\Delta N_4=$	1×10^{-7}	$d_4=$	0.01 m
$N_f=$	1.45	$\Delta N_f=$	1×10^{-4}	$d_f=$	0.005 m
$N_5=$	1.45	$\Delta N_5=$	1×10^{-7}	$d_5=$	0.01 m
$N_6=$	1.45	$\Delta N_6=$	1×10^{-7}	$d_6=$	0.1875 m
				$d=$	4.3 m

$$g_{lf}=0.0012$$

TABLA 3-11. Parámetros utilizados para medir torsión con el segundo experimento. Sensor polarimétrico con fibra óptica láser.

En la gráfica de la FIGURA 3-24 se puede observar fácilmente que el contraste que se obtiene para este experimento es igual a 1. Esto se debe a que la normalización se hace tomando en cuenta la diferencia entre un valor máximo y mínimo, y por lo tanto, siempre será igual a uno. Por otra parte, la respuesta espectral del arreglo y los cambios que sufre la frecuencia de resonancia ante la torsión inducida también se muestra en la FIGURA 3-24 (b). Nótese que en este último caso, la señal LMB no muestra cambios en función de la torsión, lo cual indica que siempre se trabaja en la frecuencia de resonancia del FP. Con estos dos datos es posible construir gráficos tridimensionales como el que se muestra en la FIGURA 3-24 (c)

Con la finalidad de comparar de nuevo los resultados con un arreglo polarimétrico de un solo paso, se indujo torsión a la fibra fuera del resonador, esto es a la salida de la segunda rejilla de Bragg. De esta forma, se utiliza la fibra láser como fuente de luz polarizada y el PBS como polarizador cruzado formando nuevamente el arreglo de Malus. En la FIGURA 3-25 se muestran los resultados obtenidos con estas modificaciones al arreglo experimental.

$$g_{lf}=0.0012$$

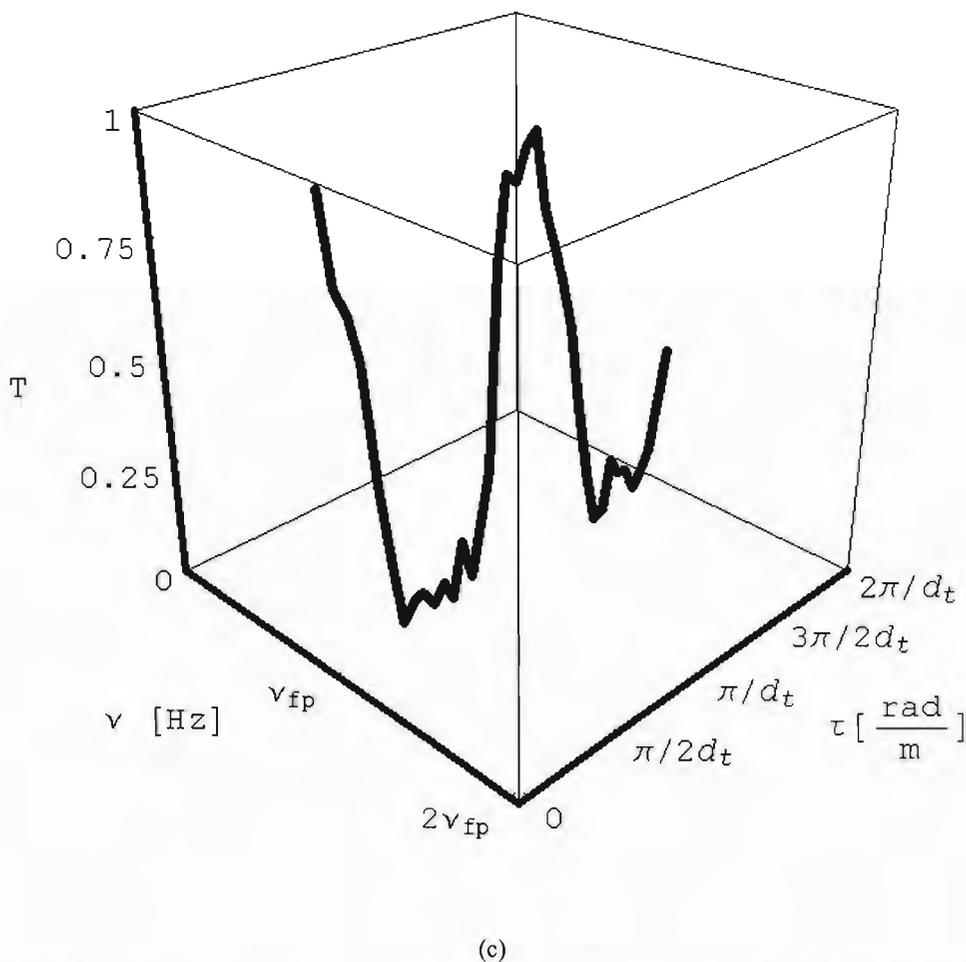
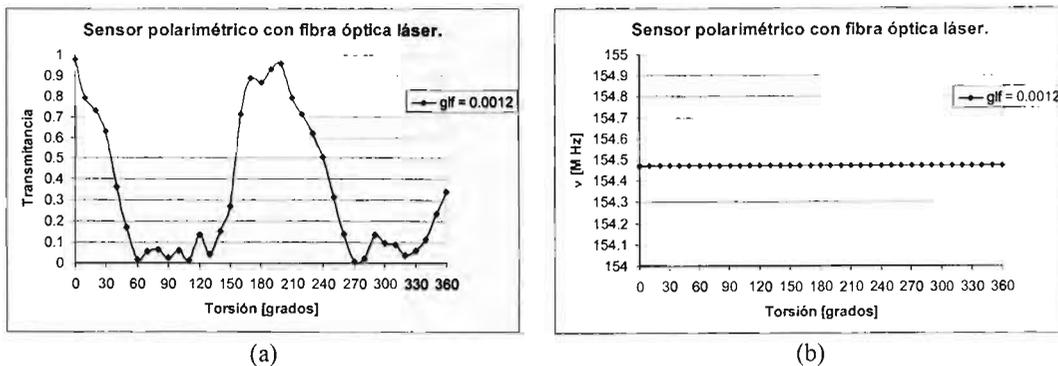


FIGURA 3-24 Medición de torsión dentro de la cavidad del arreglo polarimétrico con la fibra óptica láser. $R=0.95$, $d_t=0.5\text{cm}$, se muestra los cambios en:
 (a) la transmitancia (b) la frecuencia de la señal LMB del arreglo al cambio de tasa de torsión aplicada a la fibra. Ambos resultados forman la gráfica tridimensional de resultados normalizados en (c).

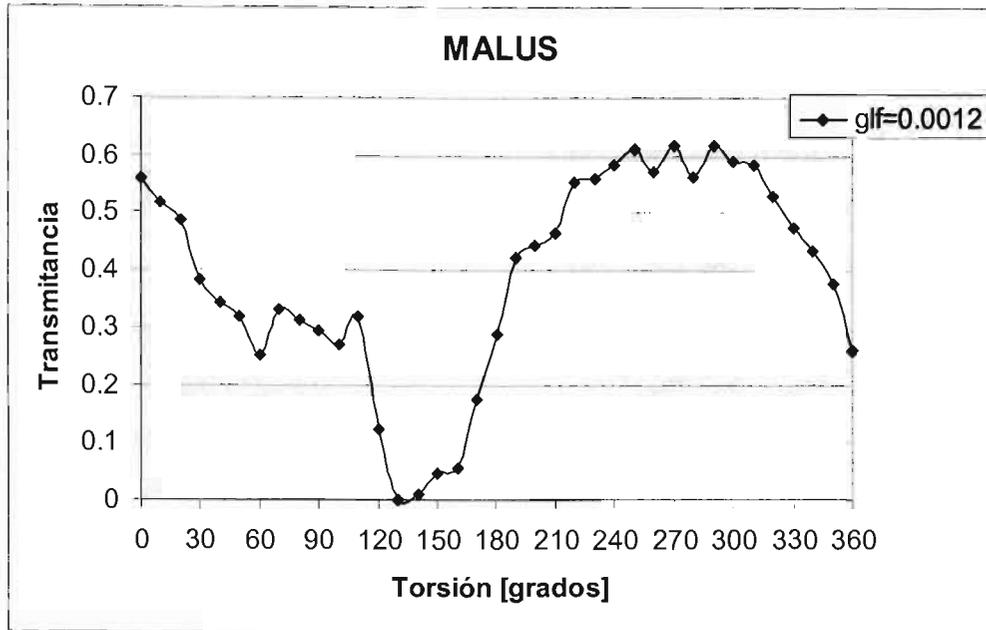


FIGURA 3-25 Medición de torsión en un arreglo de Malus. Sensor polarimétrico de un solo paso con $d_f=0.5\text{cm}$. Se muestra el cambio en la transmitancia ante la torsión aplicada a la fibra.

Al igual que en los primeros experimentos y como se puede observar en la FIGURA 3-25, la diferencia entre el valor máximo y mínimo de la transmitancia para el arreglo de Malus no es tan grande como cuando se aplica torsión dentro del resonador. Parte de esto se debe a que el proceso de normalización de la salida del arreglo de Malus se hizo tomando como referencia el contraste del arreglo de fibra láser para el mismo d_f y, por lo tanto, la diferencia entre estos valores extremos es mucho menor. De cualquier forma, el mejor contraste obtenido en las mediciones hechas dentro del resonador indica de nuevo que el efecto de pasos múltiples permite que exista una mayor interacción de la luz con el medio.

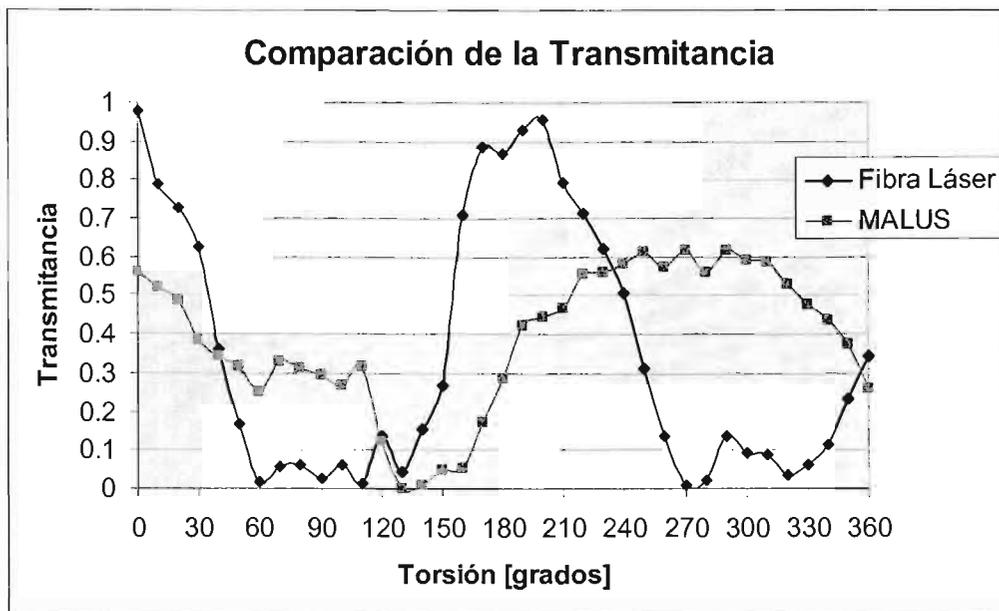


FIGURA 3-26 Comparación del Arreglo de Malus y el arreglo de fibra óptica láser con $d_f=0.5\text{cm}$ y $glf=0.0012$.

En la FIGURA 3-26 se comparan directamente las respuestas de ambos arreglos a la torsión. Para este caso, el contraste en la transmitancia de las mediciones dentro del resonador es 1.59 veces mayor que el del arreglo de Malus de fibra óptica. Sin embargo, la diferencia más notable está en la periodicidad de las gráficas: mientras que las mediciones dentro del resonador tienen un periodo definido de aproximadamente 200° , el arreglo polarimétrico de un solo paso muestra un periodo de 270° . De esta comparación podemos establecer que el aplicar torsión dentro del resonador genera no sólo un mayor contraste entre sus valores máximos y mínimos, sino que también se necesita de menor torsión para obtener de nuevo un máximo a la salida.

Otro aspecto interesante es el análisis de los efectos de la torsión en las frecuencias de polarización generadas en la fibra láser. Además de las frecuencias longitudinales de resonancia de la cavidad (LMB), comúnmente obtenidas en los sistemas láser, las fibras ópticas láser pueden generar otro tipo de frecuencias. Debido a los estados de polarización ortogonales que se propagan en la fibra y a la birrefringencia, las fibras láser presentan otro tipo de frecuencias llamadas PMB (Polarization Mode Beating, por sus siglas en inglés) [26]. Como se muestra en la FIGURA 3-27, estas frecuencias de resonancia para cada polarización se pueden observar perfectamente en los espectros tomados al aplicar torsión en la fibra, tanto para el arreglo de Malus como para el sensado dentro del resonador. En general, las frecuencias LMB son estables debido a que tanto el índice de refracción promedio y la longitud del resonador permanecen constantes. Sin embargo, las señales PMB se generan debido a la birrefringencia y, por lo tanto, cualquier parámetro físico que la afecte generará un cambio en las frecuencias de este tipo de señales. Los datos de las frecuencias PMB pueden ser utilizados para determinar las variaciones en birrefringencia en los resonadores de fibra láser como ya se ha demostrado en varios trabajos [25, 49 y 50].

Las variaciones generadas por torsión en las señales PMB se muestran en las FIGURA 3-28 y 3-29 para torsión aplicada dentro del resonador y para el arreglo de Malus, respectivamente. Comparando ambos gráficos, resulta evidente que al aplicar torsión dentro del resonador se modifican las frecuencias PMB y, por lo tanto, es posible relacionar estas frecuencias con la torsión aplicada a la fibra. En contraste, el arreglo de Malus no proporciona esta alternativa, ya que no hay nada que modifique las frecuencias de polarización generadas en la fuente de luz láser.

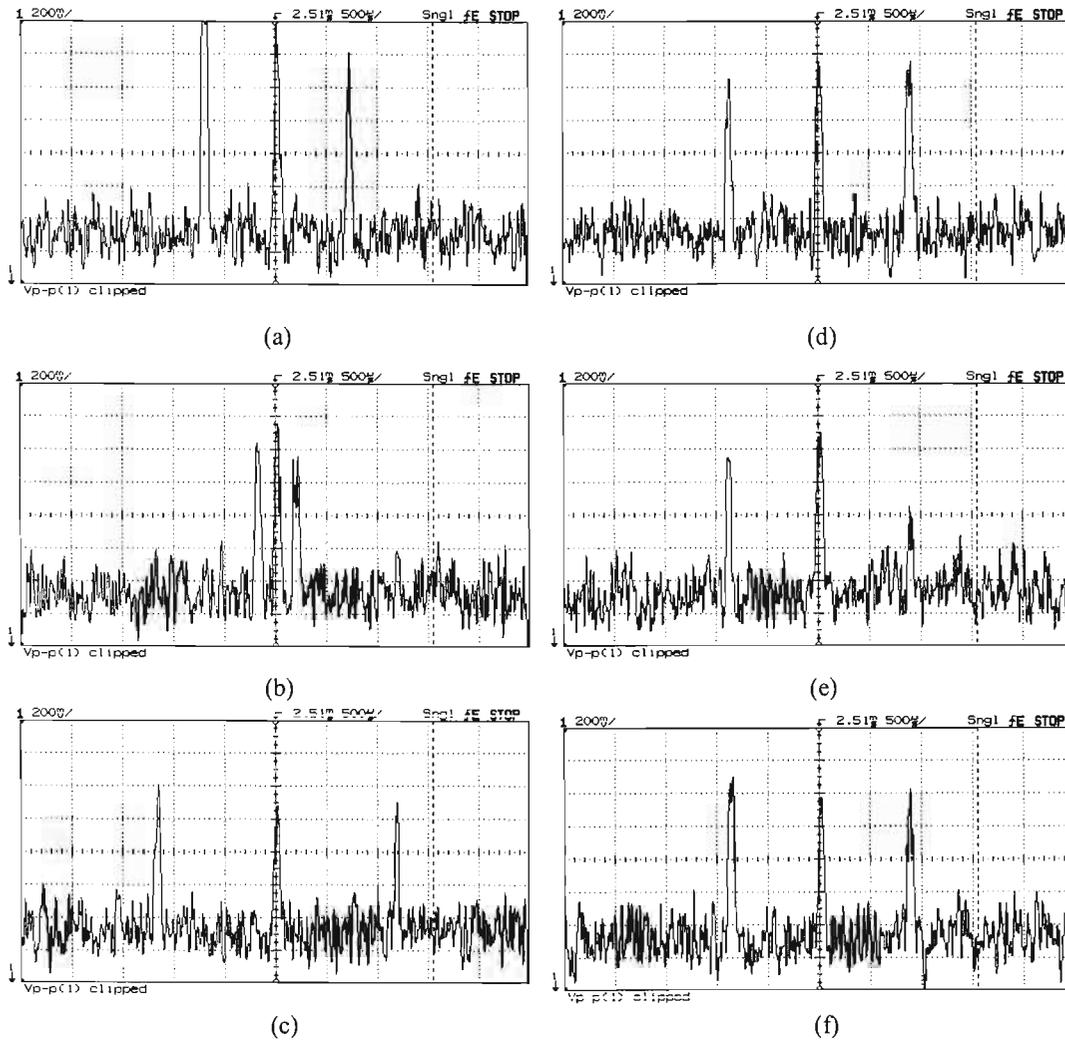


FIGURA 3-27 Espectros de la transmitancia del arreglo de fibra óptica láser y del arreglo de Malus para diferentes grados de torsión aplicada a la fibra: (a) y (d) 210°, (b) y (e) 230° y (c) y (f) 260° con $d_f=0.5$ cm.

En el eje vertical se muestran los valores de la transmitancia y en el eje horizontal los de frecuencia.

En la figura se pueden observar tanto las frecuencias LMB (al centro) como las frecuencias PMB.

Para el arreglo de Malus la frecuencia a las cuales aparecen los PMB no cambian mientras que en el caso del arreglo con fibra óptica láser se encuentran variando en un intervalo.

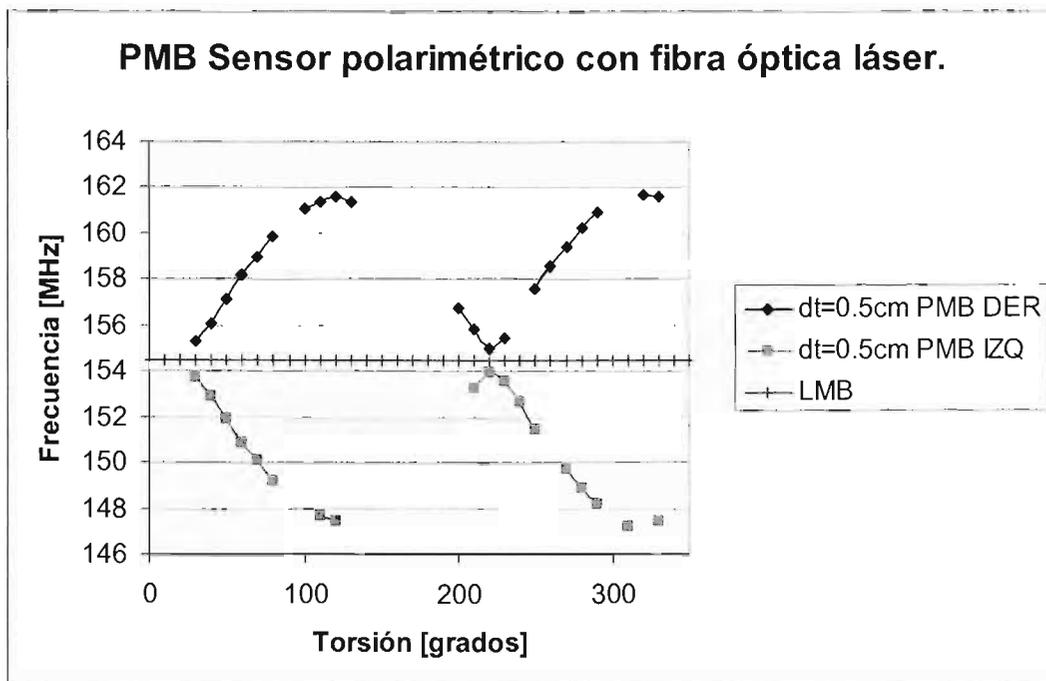


FIGURA 3-28 Comportamiento de las PMB y LMB en la emisión de la fibra láser al aplicar torsión con $d_t=0.5$ cm. En la parte de arriba se muestra la variación de la PMB del lado derecho a la LMB y en la parte de abajo la PMB del lado izquierdo.

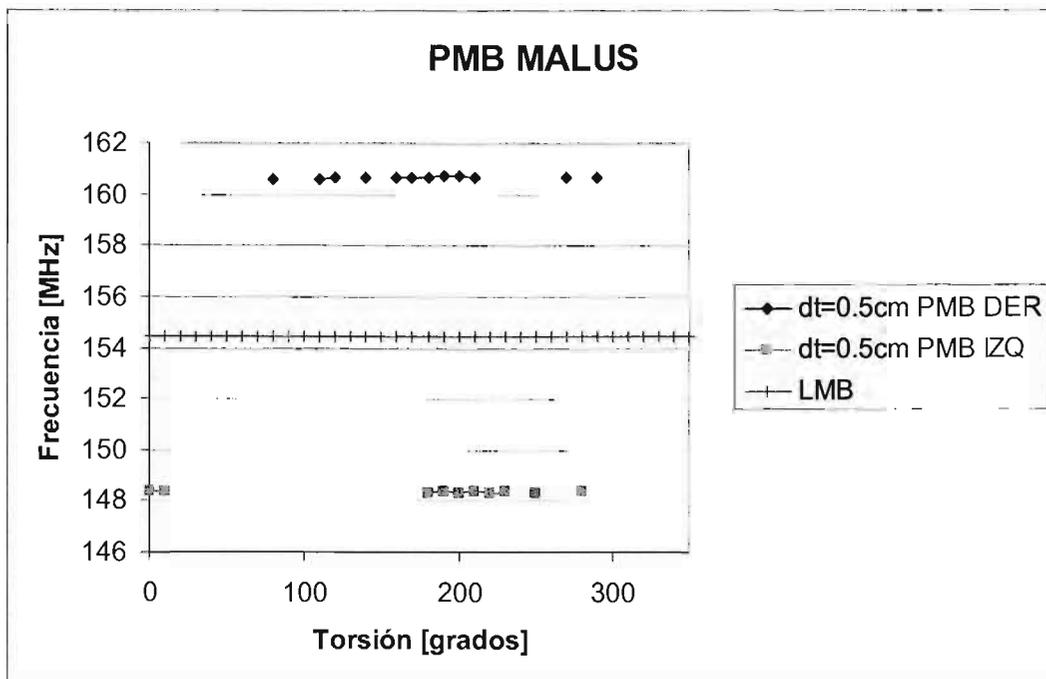


FIGURA 3-29 Comportamiento de las PMB y LMB en la Transmitancia del arreglo de Malus al aplicar torsión sobre la fibra para $d_t=0.5$ cm. En la parte de arriba se muestra la variación de la PMB del lado derecho a la LMB y en la parte de abajo la PMB del lado izquierdo.

Al igual que con el FOMFPI, para este arreglo se estudiaron los efectos de variar el parámetro g_f . Para esto, en el mismo arreglo se modificó la longitud d_l que se tuerce dentro de la cavidad, y se repitieron los experimentos descritos anteriormente. En general, las gráficas obtenidas para todos los casos son similares a las ya mostradas. Los resultados de comparar las mediciones dentro del resonador con el arreglo de Malus se resumen en la TABLA 3-12. Es evidente que, en todos los casos, la sensibilidad de las mediciones dentro del resonador es mayor que la del sensor polarimétrico de un solo paso. En promedio, el contraste del arreglo de fibra óptica láser es 1.86 veces mayor que el del arreglo de Malus y en general, cuando se aumenta el valor de g_f disminuye el valor de sensibilidad en el arreglo de Malus. El periodo de la respuesta del arreglo no cambia y en promedio es igual al observado anteriormente. Lo mismo sucede con el comportamiento de las señales PMB, mantienen un periodo de aproximadamente 190° y varían en torno a la señal LMB como se muestra en la FIGURA3-30.

	$g_f=0.0012$	$g_f=0.0233$	$g_f=0.0465$
	Sensibilidad	Sensibilidad	Sensibilidad
MALUS	0.62	0.57	0.45
Fibra láser/MALUS	1.61	1.75	2.22

TABLA 3-12. Sensibilidad del arreglo de Malus y el arreglo de la fibra óptica láser ante la torsión y su comparación directa entre ellas. Se muestran los casos para los diferentes valores de g_f .

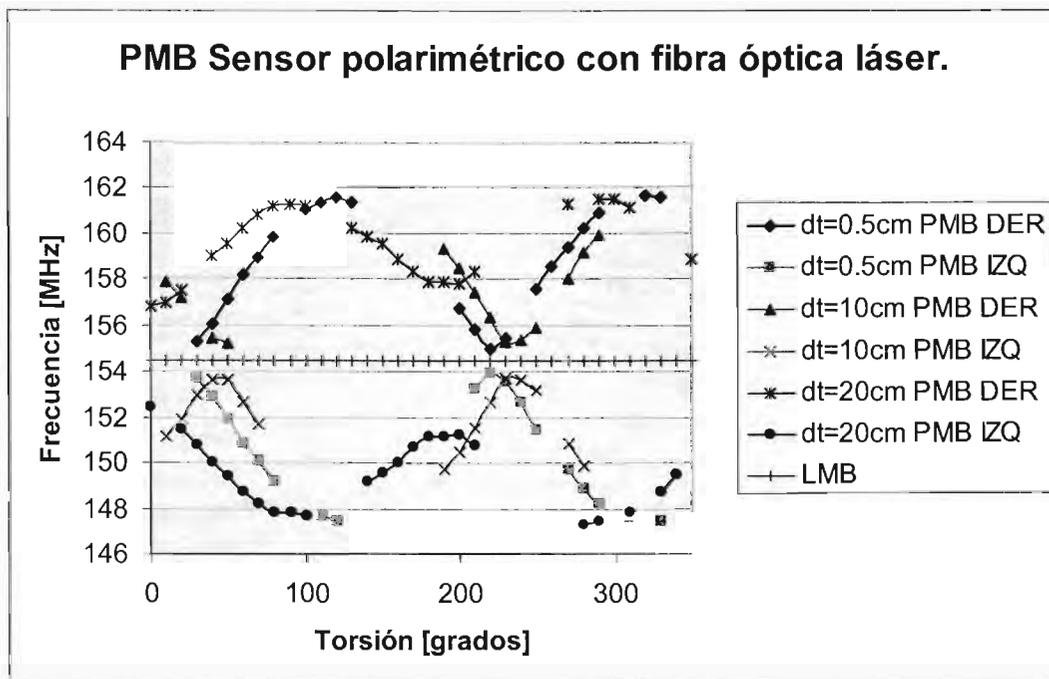


FIGURA 3-30 Comportamiento de las PMB y LMB en la emisión de la fibra láser al aplicar torsión con $d_l=0.5\text{cm}$. En la parte de arriba se muestra la variación de la PMB del lado derecho a la LMB y en la parte de abajo la PMB del lado izquierdo.

3.2.4 COMPARACIÓN DE RESULTADOS

Los cálculos y las simulaciones se realizaron con *Mathematica* con los programas fuentes mostrados en el apéndice A. Las gráficas de la FIGURAS 3-31, 3-32 y 3-33 se obtuvieron utilizando los parámetros mostrados en la TABLA 3-11, 3-13 y 3-14 respectivamente. En todas ellas se muestra la comparación de los resultados experimentales con los teóricos y se indica el valor del g_{ij} donde se aplica torsión en la fibra. Como puede verse, las variaciones en la transmitancia son periódicas y muy similares a las registradas experimentalmente.

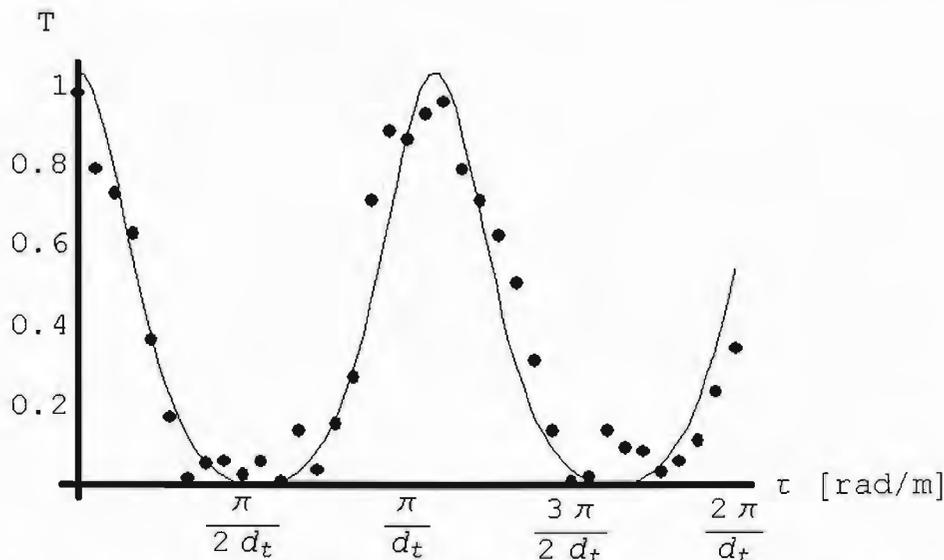


FIGURA 3-31 Comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_{ij}=0.0012$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-11.

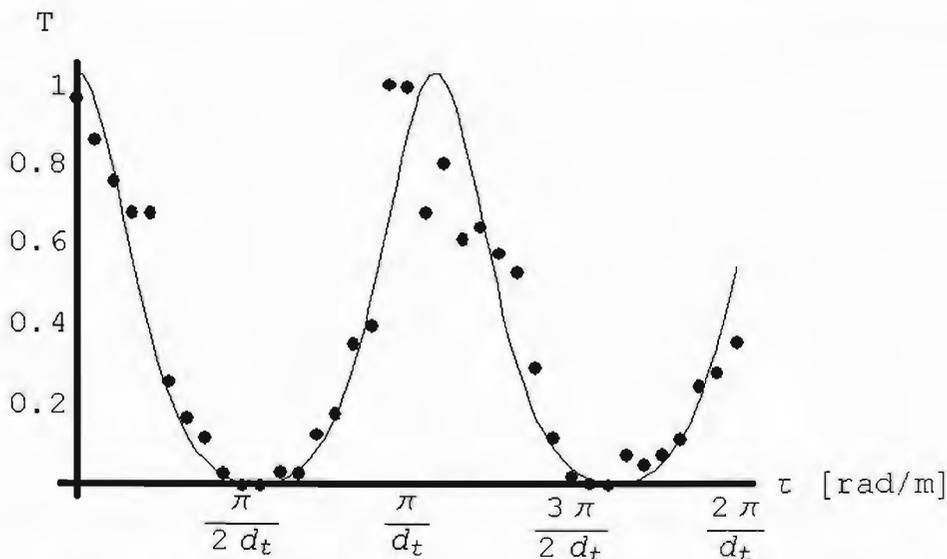


FIGURA 3-32 Comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_{ij}=0.0233$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-13.

$N_1=$	1.45	$\Delta N_1=$	1×10^{-7}	$d_1=$	3.8 m
$N_2=$	1.45	$\Delta N_2=$	1×10^{-7}	$d_2=$	0.1 m
$N_3=$	1.45	$\Delta N_3=$	1×10^{-4}	$d_3=$	0.14 m
$N_4=$	1.45	$\Delta N_4=$	1×10^{-7}	$d_4=$	0.01 m
$N_5=$	1.45	$\Delta N_5=$	1×10^{-4}	$d_5=$	0.1 m
$N_6=$	1.45	$\Delta N_6=$	1×10^{-7}	$d_6=$	0.14 m
				$d=$	4.3 m

$$g_{lf}=0.0233$$

TABLA 3-13. Parámetros utilizados para medir torsión con el segundo experimento. Sensor polarimétrico con fibra óptica láser.

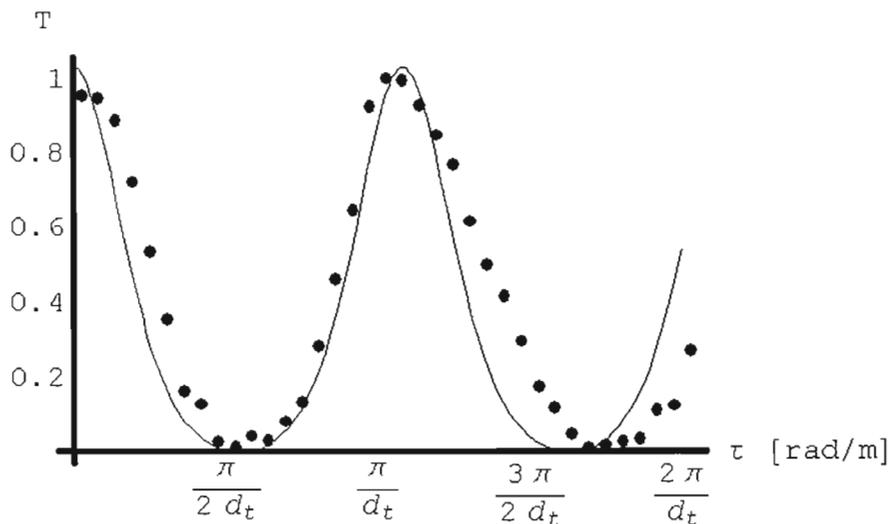


FIGURA 3-33 Comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_{lf}=0.0456$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-12.

$N_1=$	1.45	$\Delta N_1=$	1×10^{-7}	$d_1=$	3.8 m
$N_2=$	1.45	$\Delta N_2=$	1×10^{-7}	$d_2=$	0.1 m
$N_3=$	1.45	$\Delta N_3=$	1×10^{-4}	$d_3=$	0.09 m
$N_4=$	1.45	$\Delta N_4=$	1×10^{-7}	$d_4=$	0.01 m
$N_5=$	1.45	$\Delta N_5=$	1×10^{-4}	$d_5=$	0.005 m
$N_6=$	1.45	$\Delta N_6=$	1×10^{-7}	$d_6=$	0.09 m
				$d=$	4.3 m

$$g_{lf}=0.0465$$

TABLA 3-13. Parámetros utilizados para medir torsión con el segundo experimento. Sensor polarimétrico con fibra óptica láser.

Con los datos experimentales se puede hacer también una comparación de los todos casos anteriores con el modelo matemático en tres dimensiones. Estas se muestran en las FIGURAS 3-34, 3-35 y 3-36.

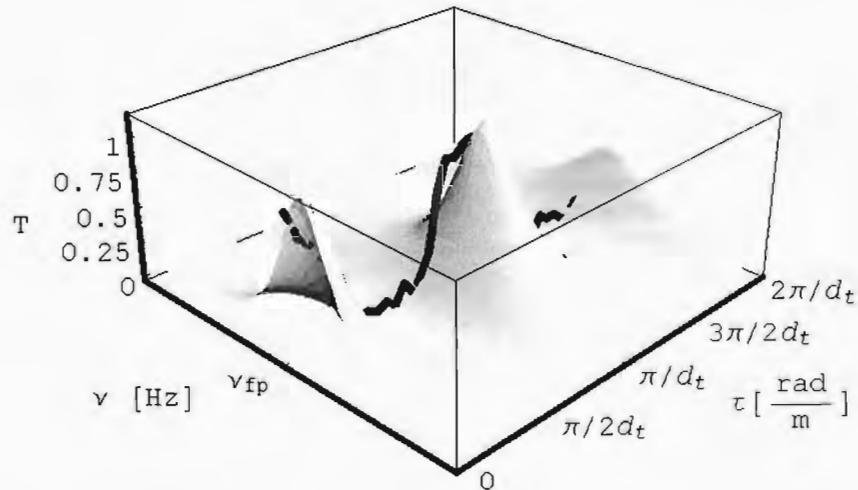


FIGURA 3-34 Comparación en 3D entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_f=0.0012$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-11.

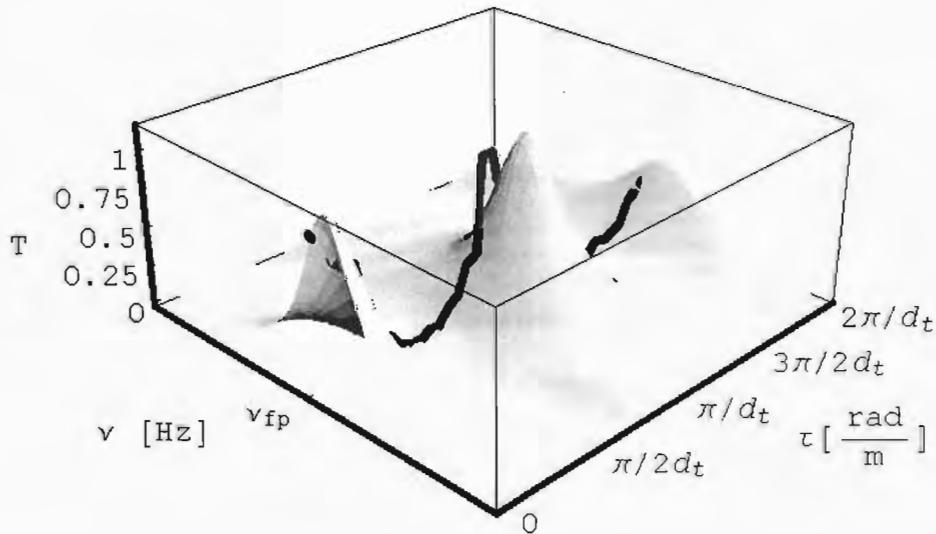


FIGURA 3-35 Comparación en 3D entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_f=0.0233$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-13.

Con los datos experimentales se puede hacer también una comparación de los todos casos anteriores con el modelo matemático en tres dimensiones. Estas se muestran en las FIGURAS 3-34, 3-35 y 3-36.

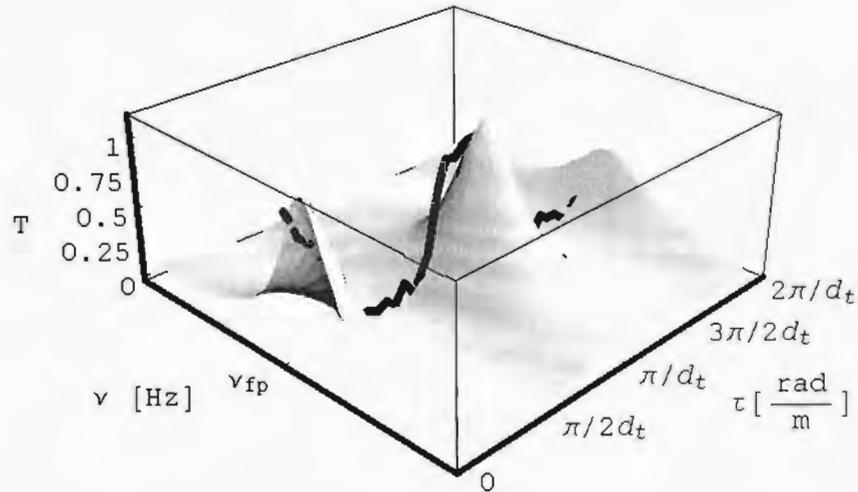


FIGURA 3-34 Comparación en 3D entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_f=0.0012$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-11.

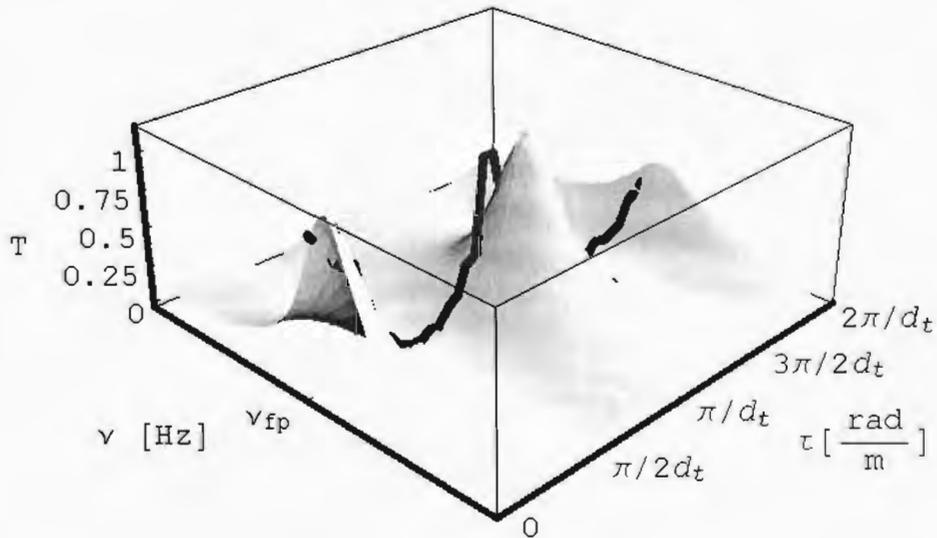


FIGURA 3-35 Comparación en 3D entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_f=0.0233$
En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-13.

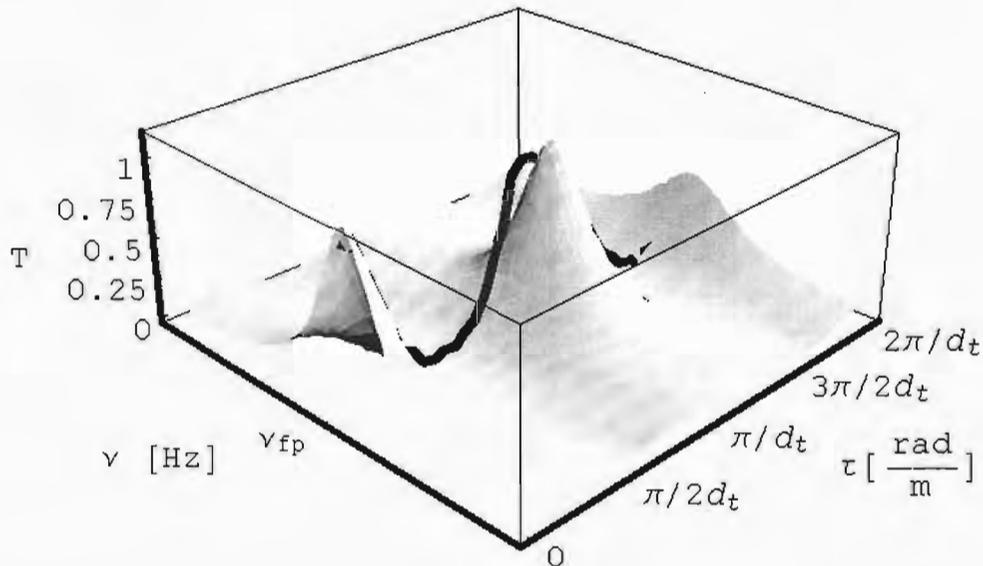


FIGURA 3-36 Comparación en 3D entre el modelo teórico y los resultados experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser. $g_{lr}=0.0456$
 En el modelo matemático $imp=0.1$, $\theta=\pi/12$ y los demás parámetros se indican en la TABLA 3-14.

El análisis de la diferencia entre el modelo matemático y los resultados experimentales se puede realizar tomando en cuenta dos parámetros: la diferencia que se obtiene en la sensibilidad o contraste y la diferencia del ángulo al que ocurre un máximo o mínimo. Las diferencias entre la teoría y los experimentos para el contraste se muestran en la TABLA 3-15. En promedio, la diferencia por sensibilidad que existe entre los resultados teóricos y los experimentales es de 0.082.

	$g_{lr}=0.0012$		$g_{lr}=0.0233$		$g_{lr}=0.0465$	
	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima
Fibra laser	0.137	0	0.274	0	0.08	0

TABLA 3-15. Diferencia de contraste o sensibilidad que existe entre los resultados teóricos y los experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser en la medición de torsión en fibras por distintos valores de g_{lr} .

La diferencia de ángulo se vuelve a dividir en dos partes, la diferencia máxima y la mínima que existe entre un valor de un ángulo que se predice y un valor que se obtiene experimentalmente. Ambos se pueden medir como la diferencia que existe entre un ángulo esperado teóricamente y un ángulo obtenido en la experimentación. En la TABLA3-16 se encuentran de manera sintetizada los cálculos de estas diferencias para estos experimentos. En promedio, la diferencia que existe entre un grado de torsión que se mide de forma experimental y el mismo grado de torsión que se simula del modelo matemático es de 7.3° . La diferencia máxima en promedio es de 14.2° y la mayor diferencia obtenida fue de 21.4° .

	$g_{lr}=0.0012$		$g_{lr}=0.0233$		$g_{lr}=0.0465$	
	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima	Diferencia Máxima	Diferencia Mínima
Fibra laser	9.3°	0	12.1°	0	21.4°	0

TABLA 3-16. Diferencia de ángulo que existe entre los resultados teóricos y los experimentales del arreglo polarimétrico de fibra óptica láser en la medición de los grados de torsión aplicados a la fibra para diferentes g_{lr} .

Comparado los errores del experimento descrito en la sección anterior el que emplea la fibra láser, en promedio la diferencia en contraste del segundo experimento (0.082) es menor al del primero (0.142). Sin embargo, cuando se utilizó la fibra láser se obtuvo una mayor diferencia en promedio del ángulo esperado y el obtenido experimentalmente (7.3° contra 5.8° en el primer diseño). Esto se debe principalmente a la forma de normalizar los datos y a la forma de llevar a cabo la medición. Mientras que en el primer caso se normaliza la respuesta de la transmitancia, el arreglo de fibra láser proporciona una medición un sólo estado de polarización. En este último caso entonces, las variaciones en irradiancia de la fuente láser pueden afectar los resultados. Sin embargo, este segundo arreglo experimental es mucho más sencillo de calibrar. En lo que respecta al periodo de la transmitancia, el arreglo con fibra láser arrojó un valor de aproximadamente 200° de torsión aplicada a la fibra experimentalmente y de 198° en el valor teórico.

Comparado con las características del primer arreglo del FOMFPI con espejos de Bulto, se puede concluir que el arreglo de la fibra óptica láser es mucho más sencillo de calibrar, brinda mucha mayor información de los grados de torsión que se aplican a la fibra y es el arreglo más adecuado para construir un posible prototipo que pueda funcionar en una aplicación práctica. Sin embargo ambos arreglos brindan una buena concordancia entre los resultados teóricos y los experimentales y ambos representan una aplicación en potencia. Algunas consideraciones para poder llevar esto a cabo se darán en la última parte de este trabajo junto con las conclusiones y posibles aplicaciones de los arreglos.

CONCLUSIONES Y APLICACIONES

1 CONCLUSIONES

De acuerdo con los resultados presentados en todo el desarrollo de esta tesis y del análisis que se ha realizado, es posible concluir que la combinación de dos dispositivos de la óptica clásica (el arreglo de Malus y el interferómetro de Fabry-Perot) en un arreglo de fibra óptica, permiten crear un arreglo polarimétrico de alta sensibilidad con un comportamiento dual que presenta las características fundamentales del interferómetro de haces múltiples de Fabry-Perot y el arreglo de Malus. Este nuevo dispositivo puede medir variaciones muy pequeñas de anisotropía dentro de la cavidad resonante y, en especial, es posible detectar con alta sensibilidad las variaciones en la birrefringencia circular que se inducen a la fibra mediante torsión con tan solo detectar variaciones en la amplitud de la transmitancia. Esto es, se demostró que el FOMFPI es un arreglo adecuado para medir los grados de torsión que se aplican a la fibra como se demostró en todos los experimentos descritos en los capítulos anteriores.

Se desarrolló un modelo matemático por medio del cálculo matricial de Jones para simular el comportamiento del FOMFPI en función de parámetros tales como los coeficientes de reflexión de los espejos (R), la longitud de la fibra que sirve como área de sensado (d_i), las imperfecciones de los elementos que componen al arreglo (como *imp*) y pequeñas anisotropías que puedan inducirse como birrefringencia circular por torsión (τ), entre otros. Dada la poca diferencia entre los resultados experimentales y los esperados teóricamente, podemos decir que el modelo permite establecer criterios de diseño prácticos para la realización de arreglos del FOMFPI. Los arreglos experimentales utilizados para probar el modelo fueron dos: el primero fue construido con elementos que combinan dispositivos de la óptica clásica y dispositivos de fibra óptica; mientras que el segundo fue constituido únicamente con elementos de fibra óptica. Asimismo, mediante pequeñas modificaciones a ambos arreglos fue posible construir también el arreglo de Malus con características similares a las del FOMFPI y trabajar con ambos arreglos en la medición de torsión con fibras ópticas.

En el trabajo experimental se comprobó que en el FOMFPI se presenta un aumento en la interacción del haz de luz con el medio, lo que se manifiesta al compararse la sensibilidad del arreglo con la sensibilidad de un sensor polarimétrico de un solo paso en función de la torsión aplicada a la fibra. Como el FOMFPI es más sensible a cambios en la birrefringencia circular que a ningún otro cambio dentro de la cavidad, siempre se presentó un aumento de contraste entre un valor máximo y un valor mínimo en su transmitancia comparado con el contraste del arreglo de Malus. La sensibilidad del FOMFPI es al menos 1.61 veces mayor que la del arreglo de Malus, aunque en algunos casos se obtuvieron valores de hasta 3.81. Además, se puede asegurar que el FOMFPI no sólo cuenta con mayor contraste y por lo tanto con mayor sensibilidad a la torsión que un sensor polarimétrico de un solo paso, sino que también la transmitancia cuenta con un periodo mejor establecido y una traza predecible.

Dentro de los experimentos que se realizaron del primer diseño del FOMFPI, también se comprobó que el interferómetro Malus-Fabry-Perot de Fibra Óptica es un arreglo que no sólo es dependiente del coeficiente de reflexión que tengan los espejos y de la rotación de la luz en el medio, sino que, al igual que el cualquier arreglo polarimétrico, también depende de las características de la fibra óptica que se utilice en el dispositivo. Se puede concluir que mientras más cercano sea el comportamiento de la fibra a una fibra donde sólo se propaga un modo, mejor será su funcionamiento, más sencilla será su calibración, más fácil será predecir su respuesta de forma matemática y mayor sensibilidad presentará el arreglo. Siguiendo con el mismo principio, mientras mayor sea el número de modos que se propaguen en la fibra, más difícil será mantener un estado de polarización propagándose en la fibra y, por lo tanto, más complicado será cambiarlo por torsión externa y predecir su salida. Resumiendo, el funcionamiento óptimo de los sensores polarimétricos de fibra óptica se presenta cuando las fibras que componen al arreglo en el área de sensado son monomodales (SM).

Específicamente para el primer diseño del FOMFPI, el mayor contraste que se obtuvo fue para la fibra SM con un valor de 0.95, esto se debe a que un solo modo se propaga en la cavidad y su estado de polarización se vio afectado por la torsión de manera uniforme. En este caso, el arreglo polarimétrico se pudo caracterizar completamente con las magnitudes de los dos estados de polarización ortogonales. Basado en esto, se justificó también el contraste para la fibra 4M de 0.5 y la fibra MM de 0.12. Se comprobó que cada modo puede propagarse con un estado de polarización arbitraria en la fibra y su razón de cambio puede ser independiente de otros modos. En la fibra donde sólo se propagan 4 modos, existió cierta tendencia siguen los modos en el estado de polarización; si bien esta no fue de forma ordenada y se perdió resolución comparada con la fibra SM, no fue completamente caótica como la fibra MM donde no se pudo distinguir ninguna variación importante cuando se aplica torsión. Por ello, el trabajo que se realizó con las fibras MM sirvió para concluir que esta fibra no es adecuada para desarrollar sensores polarimétricos.

De manera resumida, en el primer diseño se obtuvo que, en promedio, la sensibilidad del FOMFPI es 2.74 veces mayor que el arreglo polarimétrico de un solo paso en las fibras SM y 2.35 en las fibras 4M. El FOMFPI cuenta con un periodo estable de 99 grados de torsión contra el arreglo de Malus que puede oscilar entre los 70 y los 110. Por otra parte, el experimento en el que se utilizó una fibra láser se obtuvo que en promedio el contraste es 1.86 veces mayor que el del arreglo de Malus y en general, cuando se aumenta el valor de g_{lf} disminuye el valor de sensibilidad en el arreglo de

Malus debido a la ausencia del efecto multipasos de luz en el medio que se rota. En lo que respecta a la periodicidad de la transmitancia, se obtuvo un periodo bien definido de aproximadamente 200° y la del arreglo polarimétrico de un solo paso de 270° . En consecuencia, el FOMFPI tiene un mayor contraste entre los valores máximos y mínimos de la transmitancia, y necesita de menor torsión aplicada a la fibra para calibrar su respuesta que el arreglo de Malus.

Con los resultados obtenidos para diferentes valores de g_{ff} en los dos arreglos experimentales en los que se basa este trabajo, se corroboró que tanto en la simulación del FOMFPI como en su funcionamiento práctico, la transmitancia es independiente de la longitud de la fibra que se tuerza y, en consecuencia, es un arreglo con el cual se pueden medir los grados de torsión que se inducen en la fibra de forma natural. Cabe mencionar que el arreglo de Malus también es independiente de la longitud de la fibra que se tuerce y pueden ser utilizados para medir torsión; sin embargo, es definitivo que este arreglo no presenta las características y ventajas que un arreglo polarimétrico de pasos múltiples como el FOMFPI.

Otro detalle importante en las conclusiones de este trabajo se muestra en la respuesta espectral del FOMFPI, que solo se pudo observar en el segundo diseño. Aparte de las frecuencias de resonancia ν_p a la salida del FOMFPI que sólo dependen de la longitud de la cavidad, otras frecuencias de resonancia de la cavidad se encuentran definidas por los estados de polarización ortogonales que se propagan en la fibra llamadas PMB. Estas nuevas frecuencias de resonancia se pueden predecir tanto la amplitud como la posición con ayuda de las matrices del modelo matemático establecido y sus valores característicos; además, sus valores pueden ser utilizados para una aplicación específica que busque resultados más precisos de los grados de torsión aplicados a la fibra y que complemente este trabajo para desarrollar una técnica de sensado. Esta es información extra que brinda el FOMFPI y que no cuenta el arreglo de Malus, cuya característica en frecuencia dependen fundamentalmente de la fuente de luz.

Finalmente, se estableció una comparación directa entre los resultados experimentales y predicciones teóricas obtenidas con el modelo matemático desarrollado para los dos arreglos. La comparación de ambos resultados muestra una buena concordancia entre lo que se puede predecir con el modelo matemático y lo que se observa experimentalmente en el laboratorio. Con ello se demuestra que el modelo teórico es adecuado y que es posible caracterizar este tipo de arreglos con el cálculo de Jones. El software utilizado para programar el modelo matricial de cada arreglo fue *Mathematica*. En este se pueden obtener expresiones simbólicas y representación de datos de tridimensionales de manera sencilla y es resulta adecuado para este tipo de trabajos.

Comparado las diferencias que existen entre los valores experimentales y los teóricos del primer diseño con el segundo, en promedio la diferencia en contraste del segundo experimento (0.082) es menor al del primero (0.142); sin embargo en el segundo existe una mayor diferencia en promedio del ángulo esperado y el obtenido experimentalmente (7.3° en el segundo diseño y 5.8° en el primer diseño). Esto se debe principalmente a la forma de normalizar los datos y a la manera de tomar los datos. Mientras que, en el primer caso se normaliza la respuesta de la transmitancia con una ecuación que ayuda a definir mejor el periodo de la respuesta y basa la traza en la información de los dos estados de polarización, la segunda parte es una medición directa de un solo estado de polarización sin información reiterativa ni protección a las variaciones de la fuente que

se puedan presentar. Lo que resulta sumamente importante es notar que el segundo diseño es mucho más sencillo de calibrar, brinda mucha mayor información de los grados de torsión que se aplican a la fibra y es el arreglo óptimo para un posible prototipo que pueda funcionar en una aplicación práctica. Sin embargo ambos arreglos brindan una buena concordancia entre los resultados teóricos y los experimentales y ambos representan una aplicación en potencia. Por lo tanto, se puede concluir que aún cuando los errores en contraste y las diferencias en ángulo pueden ser considerables, siempre será necesario obtener una curva de calibración primero que sirva como referencia. De esta forma, es la forma de la curva de la transmitancia en función de la torsión la que nos indica el incremento de esta, mientras que el periodo indica el intervalo y la proporción de los grados de torsión aplicados. Además el FOMFPI puede contar con información redundante como la diferencia entre sus LMB y PMB que ayudarían a crear un dispositivo compacto de alta sensibilidad que puede tener una amplia gama de aplicaciones.

2 APLICACIONES

El trabajo futuro a desarrollar consistirá en las aplicaciones que se le puede dar a esta técnica medición basada en el principio del Interferómetro de Malus Fabry-Perot de Fibra Óptica. En especial, y como se plantea en este trabajo, en la medición de torsión. El análisis del desempeño de este tipo de arreglos ha dado las bases suficientes para crear, a largo y corto plazo, sensores para diferentes aplicaciones.

Las aplicaciones de un arreglo como el FOMFPI son muy variadas y básicamente puede utilizarse en cualquier situación en donde se requiera alta sensibilidad a variaciones de algún parámetro físico que genere rotación en la polarización del haz de luz guiado en la fibra. Los sensores de corriente basados en fibras ópticas funcionan justamente con este principio, por lo que la configuración del FOMFPI podría ser útil para este fin con nuevos alcances.

En resumen, las aplicaciones de los dispositivos basados en la técnica de medición estudiada en este trabajo, llegan hasta donde termine la imaginación de quien las desarrolle. Hasta ahora se han dado los suficientes elementos para caracterizar la técnica y visualizar su aplicación, y estos resultados serán de utilidad para el desarrollo de las aplicaciones específicas que se visualicen.

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Hetch, Eugene, *Óptica*, Fondo Interamericano, S.A., EUA, 1999.
- [3] Dutton, H., *Understanding Optical Communications*, Prentice Hall, USA, 1998.
- [12] Yu Francis T. S. y Yin Shizhuo, *Fiber Optic Sensors*, Marcel Dekker, Inc., New York, EUA, 2002.
- [13] Saleh y Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, USA, 1997.
- [33] Palais, J. C., *Fiber Optic Communications*, Prentice Hall, USA, 1984.
- [44] Basilio Sánchez Gilberto, *El Interferómetro de Malus Fabry-Perot de Fibra Óptica*, Tesis de Licenciatura-UNAM, México DF., C.U., Marzo del 2003.
- [50] Rosales García Andrea, *Resonadores de Fibra Óptica con Birrefringencia Híbrida*, Tesis de Licenciatura-UNAM, México DF., C.U., Noviembre del 2004.

REFERENCIAS

- [2] G. Bruhat, "Traité de Polarimétrie", Editions de la Revue d'Optique et Instrumentale, Paris, 1930.
- [4] Ivan P. Kaminow, "Polarization in Optical Fibers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-17, No 1, pp. 15-22, Enero de 1981.
- [5] Scott C. Rashleigh y R. Ulrich, "Polarization mode dispersion in single-mode fibers" Opt. Lett., Vol. 3, pp. 60-62, 1978.
- [6] J.-B. Biot, "Measurement of the optical activity of a gas", Mém. Acad. Sci. Vol. 2, pp. 114-133, 1817.
- [7] N. Shibata, Y. Sasaki, K. Okamoto y T. Hosaka, "Fabrication of polarization maintaining and absorption reducing fibers", J. Lighthwave Technol., LT-1, pp. 38-43, 1983.
- [8] R. A. Steinberg y T. G. Giallorenzi, "Performance limitations imposed on optical waveguide switches and modulators by polarization", Appl. Opt., Vol. 15, pp. 152-154, 1979.

- [9] R. H. Stolen y A. Ashkin, "Optical communication effect in glass waveguide", Appl. Phys. Lett., Vol. 22, pp. 294-296, 1973.
- [10] R. H. Stolen, "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-15, pp. 1157-1160, 1979.
- [11] R. H. Stolen y E. H. Turner, "Faraday rotation in highly birefringent optical fibers", Appl Opt., Vol. 19, pp. 842-845, 1980.
- [14] M. Tejedor, B. Hernando, M. L. Sánchez, V. M. Prida y M. Vázquez, "The torsional dependence of the Magneto-impedance effect in current-annealed co-rich amorphous wire", Appl. Phys., Vol. 31, pp. 3331-3336, 1998.
- [15] M. Ottosson, "Cincuenta años de Pressductor, Tecnología de medición de fuerzas", Revista ABB, pp. 45-49, 3/2004.
- [16] P.R. Apte, S.G. Lokhre, R. Pinto, "A portfolio of SEM microphotographs of various MEMS devices made during 1995-2000", Tata Institute of Fundamental Research, pp. 1-14, 2000.
- [17] <http://www.sensorex.com/>
- [18] <http://www.msiusa.com/schaevitz/>
- [19] <http://www.novotechnik.com/>
- [20] <http://www.honeywell.com/>
- [21] Galtarossa Andrea y Palmieri Luca, "Measure of twist-induced circular birefringence in long single mode fibers: Theory and experiments", IEEE J. Lighthwave Technol., Vol. 20, No. 7, pp. 1149-1159, 2002.
- [22] Galtarossa Andrea, Palmieri Luca, Marco Schiano y Tiziana Tambosso, "Measurement of birefringence correlation length in long, single-mode fibers", Opt. Lett., Vol. 26, No 13, pp. 962-964, 2001.
- [23] Rashleigh Scout C., "Origins and control of polarization effects in single mode fibers", IEEE J. Lighthwave Technol., LT-1, No. 1, pp. 312-331, 1983.
- [24] Ball G. A., Meltz G. y Morey W.W., "Polarimetric heterodyning Bragg-grating fiber-laser sensor", Opt. Lett., Vol. 18, No 22, pp. 1976-1978, 1993.
- [25] Kim H.Y., Kim S. K., Jeong H. J., Kim H. K. y Kim B.Y., "Polarization properties of a twisted fiber laser", Opt. Lett., Vol. 20, No 4, pp. 386-388, 1995.
- [26] Kim Ho Young, Lee El Hang y Kim Byoung Yoo, "Polarization properties of fiber lasers with twist-induced circular birefringence", Appl Opt., Vol. 36 No 27, pp. 6764-6769, 1997.
- [27] Ulrich R. y Simon A.; "Polarization optics of twisted single-mode fibers" Applied Optics, Vol 18 No 13, pp 2241-2251, Julio de 1979
- [28] Ulrich R. y Johnson M., "Single-mode fiber optical polarization rotator", Appl Opt., Vol. 18, pp. 1857-1861, 1979.
- [29] Mortimore David B., "Fiber Loop Reflectors", IEEE J. Lighthwave Technol., Vol. 6, No. 7, pp. 1217-1224, 1988.
- [30] Grattan, K.T.V.; Meggitt, B.T., "Optical Fiber Sensor Technology", Chapman & Hall, 1995.
- [31] Shi Kay Yao y Charles k. Asawa; "Fiber Optical Intensity Sensors" IEEE Journal on Selected Areas in Communications, Vol SAC-1, No 3, pp 562-575, Abril 1983.
- [32] Cruz T, J. B. Escalante, G. Basilio y J. Hernández-Cordero, "Sensores polarimétricos y fibras ópticas láser con birrefringencias híbrida". Memorias del XVII Congreso Nacional de Instrumentación de la Sociedad De Medición e Instrumentación (SOMI XVII). Mérida, Yucatán, Octubre del 2002.

- [34] E. R. Cox y B.E. Jones; "Fiber Optic Coulor Sensor Based on Fabry-Perot Interferometry" IEEE Conference on Optical Fiber Sensors, pp 122-126, Decem 1983.
- [35] Miridonov S. V., Shlyagin y D. Tentori, "Twin-grating fiber optic sensor demolation", Opt. Comm., 191, pp. 253-262, 2001.
- [36] Vallet M., Bretenaker F. y Le Floch A., "The Malus-Fabry-Perot interferómetro", Optics Comunications, 168, pp 423-443, Septiembre 1989.
- [37] Poirson J., Vallet M., Bretenaker F., Le Floch A. y Thépot Jean-Yves. "Resonat Cavity Gas-Phase Polarimeter", Anal. Chem., Vol. 70, No 21, pp. 4636-4639, 1998.
- [38] Chauvat D., Le Floch A., Vallet M. y Bretenaker F. "Cotton-Moton effect measurement with the Fabry-Perot eigenstates", Appl. Phys. Lett., Vol. 73, No. 8, pp. 1032-1034, 1998.
- [39] Jacob D., Vallet M., Bretenaker F., Le Floch A. y Oger M. "Supermirror phase anisotropy measurement", Opt. Lett., Vol. 20, No 7, pp. 671-673, 1995.
- [40] Jacob D., Vallet M., Bretenaker F., Le Floch A. y Le Naour R. "Small Faraday rotation measurement with Fabry-Perot cavity", Appl. Phys. Lett., Vol 66, No. 26, pp. 3546-3548, 1995.
- [41] G Basilio y J. Hernández-Cordero, "Análisis Matricial de Jones para el Interferómetro de Malus-Fabry-Perot de fibra óptica". Memorias del I Congreso Nacional de Ingeniería Electromecánica. Zacatepec, Morelos, Noviembre del 2002.
- [42] G. Basilio y J. Hernández-Cordero, "Matrix Análisis for the Fiber Optic Malus-Fabry-Perot interferometer". Congreso Internacional Materiales Meeting (M&M). México D.F., Febrero del 2003.
- [43] G. Basilio y J. Hernández-Cordero, "Enhancement in sensitivity for Fiber Optic Torsion Sensors". Congreso Internacional IEEE Sensors 2003. Toronto, Canadá, Octubre del 2003.
- [45] H. G. Jerrard; "Modern description of polarized light: matrix methods" Optics and Laser Technology, pp 309-319, 1982.
- [46] Tseng, S. y Chen Ch., "Fabry-Perot Cavities with Birrefringent Single-Mode Fibers and Their Applications as polarimetric Sensors", Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, No. 12, Diciembre 1989, pp. 1956-1963.
- [47] F. P. Kapron, N.F. Borrelli, y D. B. Keck, "Birefringence in Dielectric optical Wavegides", IEEE Quantum Electron, vol. QE-8, pp. 222-225, 1972.
- [48] Takushima Yuichi, Yamashita Shinji, Kikuchi Kazuro y Hotate Kazuo, "Polarization-Stable and Single-Frecuency Fiber Lasers", Journal of Lightwave Technology, Vol. 16, No. 4, Abril 1998, pp. 661-669.
- [49] Morishita Katsumi e Itakura Masaaki, "Linearly polarizad Er^{3+} -doped fiber laser by use of a fiber loop polarizar and wavelength-selective fiber loop reflector", Appl Opt., Vol. 37, No. 21, pp. 4797-4800, 1998.

APÉNDICE A

CÓDIGOS FUENTE

FOMFPI CON ESPEJOS DE BULTO.

```
Clear[A,AT,deln1,deln2,deln3,n1,n2,n3,n4,n5,B
,Θ,Mo,M1,fi,R1,R2,R01,R02,k,n,d,d1,d2,d3,d4,
d5,lambda,fi,fi1,fi2,fi3,fi4,fi5,frec,Identidad,FO
1,FO2,FO3,FO4,FO5,Giropos,Gironeg,FP,T1,T
2, Px, Py, imp,α,Giro,BirCir,alfa,beta,δ,BE,τ];
(*-----*)
(*-----CONSTANTES-----*)
lambda=1550*10^(-9);
(*longit de onda[m]*)
(*-----*)
```

```
daire1=0.05;
d1=0.025;
d2=.9;
d3=0.05
d4=.05;
d5=0.9;
daire2=.025;
```

```
d=d1+d2+d3+d4+d5+daire1+daire2
d3/d
(*-----*)
```

```
c=3*10^8;
(*velocidad de la luz en [m/s]*)
Identidad={{1,0},{0,1}};(*matriz identidad de
2x2*)
(*-----*)
```

(*-----VARIABLES-----*)

```
Θ=15*Pi/180;
(*desacomodo de los ejes*)
```

(*índice de refracción fibra optica*)

```
naire=1;
n=1.45;
n1=1.45;
n2=1.45;
n3=1.45;
n4=1.45;
n5=1.45;
```

(*birrefrancias de las fibras*)

```
deln1=1*10^(-7);
deln2=1*10^(-4);
deln3=1*10^(-7);
deln4=1*10^(-4);
deln5=1*10^(-7);
(*deln representa la diferencia entre los índices
de refracción asociados a los ejes ortogonales
xy*)
```

```
imp=0.01; (*extensión de la polarización
ortogonal normalizada*)
(*-----*)
```

(*-----ECUACIONES-----*)

```
k= 2*Pi/lambda; (*constante de propagación
[rad/m]*)
```

```
fi=2*Pi*frec*n*d/c; (*fase de la onda EM
[rad]*)
```

```
fiaire1=2*Pi*frec*nair*daire1/c;
```

```
fi1=2*Pi*frec*n1*d1/c;
fi2=2*Pi*frec*n2*d2/c;
fi3=2*Pi*frec*n3*d3/c;
fi4=2*Pi*frec*n4*d4/c;
fi5=2*Pi*frec*n5*d5/c;
```

```
fiaire2=2*Pi*frec*nair*daire2/c;
```

-----)

(*-----Definimos las matrices-----*)
(*-----de las fibras opticas-----*)

```
FO1={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d1*deln1],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d1*deln1]}};
```

```
FO2={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d2*deln2],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d2*deln2]}};
```

```
FO3={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d1*deln1],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d1*deln1]}};
```

```
FO4={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d4*deln4],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d4*deln4]}};
```

```
FO5={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d5*deln5],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d5*deln5]}};
```

```
Giropos={{Cos[Θ],-Sin[Θ]},{Sin[Θ],Cos[Θ]}};
```

```
Gironeg={{Cos[Θ],Sin[Θ]},{-Sin[Θ],Cos[Θ]}};
```

```
Px={{1,0},{0,imp}};
```

(*Polarizador en x*)

```
Py={{imp,0},{0,1}};
```

(*Polarizador en y*)

```

R1=R01*Identidad;
R2=R01*Identidad;

(*-----*)

(*-----MATRIZ A TORCER-----*)

g=0,16;
alfa=(g-2)*pi;
(*tau=de 0-2*pi/0,05*)
beta=1*10^(-5)/d3;
delta=d3*((beta)^(2)+(alfa)^(2))^(1/2)
BE=0,5*ArcTan[alfa/beta];
BirCir=1/2*(Cos[0,5*delta]+1*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]-
1*Cos[2*BE]*Sin[0,5*delta]};

(*-----*)
(*- VIAJE DE IDA-*)
M1=(Exp[I*fiare2])*((Exp[I*fi5])*FO5).((Exp
[I*fi4])*FO4).Girupos.((Exp[I*fi3])*BirCir).Gir
oneg.((Exp[I*fi2])*FO2).((Exp[I*fi1])*FO1)*(
Exp[I*fiare1]);
(*- VIAJE DE REGRESO-*)
M1T=Transpose[M1];

(*- VIAJE REDONDO-*)
Mo=R1.M1T.R2.M1;
*Matriz Mo de un viaje completo dentro de la
cavidad FP*)

T1=Identidad-R1;
T2=Identidad-R2;

FP=T2.M1.Inverse[(Identidad-Mo)].T1;

(*Suma infinita de los viajes redondos dentro de
la cavidad*)

(*MatrixForm[Simplify[FP]];*)

MFP=Py.FP.Px;
MFPx=Px.FP.Px;
MFPy=Py.FP.Px;

(*Matriz de transferencia del interferómetro de
Malus-Fabry-Perot*)

(*MatrixForm[Simplify[MFP]];*)

```

```

(*TRANSMITANCIA*)
Clear[Ei,Eix,Eiy,Eo,Eox,Eoy,EiH,EoH,T,Sal,Ent]

```

```

(*Vector de entrada*)
Eix=1;
Eiy=0;
Ei={Eix,{Eiy}};
(*Hermitiano del vector de entrada*)
EiH=Transpose[Conjugate[Ei]];
MatrixForm[Ei];

```

```

(*Vector de salida*)
Eo=MFP.Ei;
(*Hermitiano del vector de salida*)
EoH=Transpose[Conjugate[Eo]];
MatrixForm[Eo];

```

```

Sal=Det[EoH.Eo];
Ent=Det[EiH.Ei];
T=Sal/Ent; (*Transmitancia*)
Simplify[T];

```

```

counter=0;
(*theta=Pi/4;*)
Do[ ++counter; gr[counter]=
Plot3D[T,{frec,0.5*c/(2*n1*d),2.5*c/(2*n1*d
)}],
{tau,0,2*Pi/d3},Mesh->True,PlotPoints->100,
PlotRange->All,AxesStyle->
{Thickness[0.01]},
Ticks->{},{R01,0.05,0.95,0.05} ]

```

SEGUNDO EXPERIMENTO. SENSOR POLARIMÉTRICO CON FIBRA ÓPTICA LÁSER.

```

Clear[A,AT,deln1,deln2,deln3,n1,n2,n3,n4,n5,B
,Θ,Mo,M1,fi,R1,R2,R01,R02,k,n,d,d1,d2,d3,d4,
d5,lambdā,fi,fi1,fi2,fi3,fi4,fi5,frec,Identidad,FO
1,FO2,FO3,FO4,FO5,Giropos,Gironeg,FP,T1,T
2, Px, Py, imp,α,Giro,BirCir,alfa,beta,δ,BE,τ];
(*-----*)
(*-----CONSTANTES-----*)
lambdā=1550*10(-9);
(*longit de onda[m]*)
(*-----*)

d1=3.8;
d2=0.1;
d3=0.04;
d4=0.01;
d5=0.01;
d6=0.04;
d7=0.3

d=d1+d2+d3+d4+d5+d6+d7
d7/d
(*-----*)
c=3*108;
(*velocidad de la luz en [m/s]*)
Identidad={{1,0},{0,1}};(*matriz identidad de
2x2*)
(*-----*)
(*-----VARIABLES-----*)

Θ=15*Pi/180;
(*desacomodo de los ejes*)

(*índice de refracción fibra optica*)
naire=1;

n=1.45;
n1=1.45;
n2=1.45;
n3=1.45;
n4=1.45;
n5=1.45;
n6=1.45;
n7=1.45;

(*birrefringencias de las fibras*)

deln1=1*10(-7);
deln2=1*10(-4);
deln3=1*10(-7);

```

```

deln4=1*10(-4);
deln5=1*10(-4);
deln6=1*10(-7);
deln7=1*10(-7);

(*deln representa la diferencia entre los indices
de refracción asociados a los ejes ortogonales
xy*)

imp=0.01; (*extensión de la polarización
ortogonal normalizada*)
(*-----*)

(*-----ECUACIONES-----*)

k= 2*Pi/lambdā; (*constante de propagación
[rad/m]*)

fi=2*Pi*frec*n*d/c; (*fase de la onda EM
[rad]*)

fiāire1=2*Pi*frec*nāire*dāire1/c;
fi1=2*Pi*frec*n1*d1/c;
fi2=2*Pi*frec*n2*d2/c;
fi3=2*Pi*frec*n3*d3/c;
fi4=2*Pi*frec*n4*d4/c;
fi5=2*Pi*frec*n5*d5/c;
fi6=2*Pi*frec*n4*d4/c;
fi7=2*Pi*frec*n5*d5/c;
fiāire2=2*Pi*frec*nāire*dāire2/c;
*-----*)

(*-----Definimos las matrices-----*)
(*-----de las fibras opticas-----*)

FO1={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d1*deln1],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d1*deln1]}};

FO2={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d2*deln2],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d2*deln2]}};

FO3={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d1*deln1],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d1*deln1]}};

FO4={{Exp[I*-
0.5*(2*Pi*frec/c)*d4*deln4],0},{0,Exp[I*0.5*(
2*Pi*frec/c)*d4*deln4]}};

```

```
FO5={ {Exp[I*0.5*(2*Pi*frec/c)*d5*deln5],0}, {0,Exp[I*0.5*(2*Pi*frec/c)*d5*deln5]} };
```

```
Giropos= { {Cos[θ],-Sin[θ]}, {Sin[θ],Cos[θ]} };
Gironeg= { {Cos[θ],Sin[θ]}, {-Sin[θ],Cos[θ]} };
```

```
Px= { {1,0}, {0,imp} };
(*Polarizador en x*)
Py= { {imp,0}, {0,1} };
(*Polarizador en y*)
```

```
R1=R01*Identidad;
R2=R01*Identidad;
```

```
(*-----*)
```

```
(*-----MATRIZ A TORCER-----*)
```

```
g=0.16;
alfa=(g-2)*π;
(*τ=de 0-2*Pi/d3)
beta=1*10^(-5)/d3;
δ=d3*(beta)^(2)+(alfa)^(2)^(1/2)
BE=0.5*ArcTan[alfa/beta];
BirCir= { {Cos[0.5*δ]+i*Cos[2*BE]*Sin[0.5*δ],
Sin[2*BE]*Sin[0.5*δ]}, {-
Sin[2*BE]*Sin[0.5*δ],Cos[0.5*δ]-
i*Cos[2*BE]*Sin[0.5*δ]} };
```

```
(*-----*)
```

```
(*- VIAJE DE IDA-*)
M1=((Exp[I*fi6])*FO6)((Exp[I*fi5])*FO5).Giropos.((Exp[I*fi7])*BirCir).Gironeg.((Exp[I*fi4])*FO4).((Exp[I*fi3])*FO3).Px.((Exp[I*fi2])*FO2).((Exp[I*fi1])*FO1);
(*- VIAJE DE REGRESO-*)
M1T=Transpose[M1];
```

```
(*- VIAJE REDONDO-*)
```

```
Mo=R1.M1T.R2.M1;
*Matriz Mo de un viaje completo dentro de la cavidad FP*
```

```
T1=Identidad-R1;
T2=Identidad-R2;
```

```
FP=T2.M1.Inverse[(Identidad-Mo)].T1;
```

```
(*Suma infinita de los viajes redondos dentro de la cavidad*)
```

```
(*MatrixForm[Simplify[FP]];*)
```

```
MFP=Py.FP.Px;
MFPx=Px.FP;
```

```
MFPy=Py.FP; (*Matriz de transferencia del interferómetro de Malus-Fabry-Perot*)
```

```
(*MatrixForm[Simplify[MFP]];*)
```

```
(*TRANSMITANCIA*)
```

```
Clear[Ei,Eix,Eiy,Eo,Eox,Eoy,EiH,EoH,T,Sal,Ent]
```

```
(*Vector de entrada*)
```

```
Eix=1;
Eiy=0;
Ei={ {Eix}, {Eiy} };
(*Hermitiano del vector de entrada*)
EiH=Transpose[Conjugate[Ei]];
MatrixForm[Ei];
```

```
(*Vector de salida*)
```

```
Eo=MFP.Ei;
(*Hermitiano del vector de salida*)
EoH=Transpose[Conjugate[Eo]];
MatrixForm[Eo];
```

```
Sal=Det[EoH.Eo];
Ent=Det[EiH.Ei];
T=Sal/Ent; (*Transmitancia*)
Simplify[T];
```

```
counter=0;
(*θ=Pi/4;*)
Do[ ++counter; gr[counter]=
Plot3D[T, {frec,0.5*c/(2*n1*d),2.5*(c/(2*n1*d))},
{τ,0,2*Pi/d3}, Mesh -> True, PlotPoints -> 100,
PlotRange -> All, AxesStyle -> {Thickness[0.01]},
Ticks -> { }, {R01,0.05,0.95,0.05} ]
```

APÉNDICE B

PUBLICACIONES QUE

SE HAN DESPRENDIDO DE

ESTE TRABAJO

ARTÍCULOS REVISTAS INTERNACIONALES:

Gilberto Basilio-Sánchez and Juan Hernández-Cordero, "Enhancement in sensitivity for fiber optic torsion sensors," **aceptado para publicación** en IEEE Sensors Journal.

MEMORIAS EN EXTENSO, CONGRESOS INTERNACIONALES:

G. Basilio-Sánchez, J. Hernández-Cordero, "Torsion sensors based on the fiber optic Malus Fabry-Perot interferometer," en Photonics North 2004: Photonic Applications in Telecommunications, Sensors, Software, and Lasers. SPIE Proceedings Vol. 5579, Ottawa, Canadá, 26-29 de septiembre de 2004.

G. Basilio-Sánchez y J. Hernández-Cordero, "Enhancement in sensitivity for fiber optic torsion sensors," en IEEE Sensors 2003. Second IEEE International Conference on Sensors, Toronto, Canadá, 22-24 de octubre de 2003.

Subject: accept Sensors-00723-2004.R2 - Final files due in 2 weeks

From: natxo@unavarra.es

Date: Mon, 20 Dec 2004 04:24:22 -0500 (EST)

To: jhcordero@maxwell.iimatercu.unam.mx

CC: l.matarazzo@ieee.org, natxo@unavarra.es

Dec 20, 2004

Dr. Juan Hernández-Cordero
Universidad Nacional Autónoma de México
Apdo. Postal 70-360
Cto. Exterior, Cd. Universitaria
Mexico, D.F. 04510

Paper: Sensors-00723-2004.R2 ENHANCEMENT IN SENSITIVITY FOR FIBER
OPTIC TORSION SENSORS

Dear Dr. Hernández-Cordero,

We are pleased to inform you that the above paper has been
accepted as a regular paper in the IEEE Sensors Journal.

The IEEE Sensors Council has a commitment to deliver
valuable technical information to the sensor
community in a timely manner. To that end, the IEEE Sensors
Council, its editors, and staff are making every effort to
ensure that the submission of finalized papers not be unduly
protracted. We hope you will assist us by the careful
preparation of your final submission.

To assist publication, ALL of the following items are required
to process your paper. Please note that except if there are
exigent circumstances of which you can notify us in writing in
advance, we will expect to receive your final materials no later
than two weeks from the date of this letter:

[] Properly executed IEEE copyright form. Complete the form,
which is available in your Author Center in Manuscript Central,
and notify Linda Matarazzo so it can be downloaded for
transmittal to production. Or you may send the form by fax to
+1 732 981 1138, Attention: Linda Matarazzo, or as a .pdf file
to l.matarazzo@ieee.org. Be sure to write the paper number on
the upper right corner of the form. The form is also available
online at:
<http://www.ieee.org/about/documentation/copyright/cfrmlink.htm>.

[] Three hard copies of the manuscript. These are required
for production use, but you can avoid shipping costs and delays
if you provide one complete copy of the manuscript as a .pdf or
Word file. The Sensors Journal Administrator can make the
printouts for you. This file must include everything that will
appear in your paper: text, abstract, keywords, art, captions,
references, biographies, plus author contact information.
Digital photos of authors are optional. Only hard copy
photographs or original art need to be sent via mail.

[] Electronic files of the manuscript, saved in the formats
required by IEEE Transactions and Journals Department: text in
Word, LaTeX, or Tex; figures and photos saved individually as.tif, .eps, or .ps files. These files
enable production staff
to send text and art to different vendors for faster and more
efficient editing.

[] A separate list of figure/table captions.

[] Brief biographies in MS Word and clearly labeled separate
portrait photos of authors in .tif, .eps, or .ps format. Hard
copy photos are acceptable, but they must have the author's name
written on the back.

[] Telephone, fax numbers, e-mail, and mailing addresses of

all authors.

Manuscript preparation guidelines can be found at:
http://www.ewh.ieee.org/tc/sensors/SJ/Sensors_journal.htm

ORIGINAL ART INSTRUCTIONS:

Separate originals of artwork/tables. Original art will not be returned. Illustrations will often be reduced to 7-inch or 3-1/2-inch widths depending on the size of the original. The size of the lettering should be no smaller than 8 point or 8 mm after reduction. In order to be legible after reduction, it is always preferable that the lettering be capitalized (except for mathematical symbols).

WHERE TO SEND FINAL FILES:

We have a new process for submission of final files. Send files via e-mail to Linda Matarazzo at l.matarazzo@ieee.org. Your files will be checked to make sure they are ready for production before we forward them to the IEEE Transactions and Journals Department. This also allows us to make sure the paper number and issue are included when we transmit your manuscript for editing. Do NOT send files directly to j-sen@ieee.org.

When we have received the above material, the Administrator will inform you when your manuscript will be published and page proofs will be available online.

If you have any questions regarding the reviews, please contact the Associate Editor. Any other inquiries should be directed to the Administrator listed below:

Sincerely,

Prof. Ignacio Matias
natxo@unavarra.es

Please send your publication material to the Sensors Journal Administrator:

Mrs. Linda Matarazzo
IEEE Sensors Journal Publications Office
c/o LEOS
445 Hoes Lane
Piscataway, NJ 08854 USA
l.matarazzo@ieee.org
+1 732 562 3910

Reviewer Comments if any are listed below:

ENHANCEMENT IN SENSITIVITY FOR FIBER OPTIC TORSION SENSORS

Gilberto Basilio-Sánchez and Juan Hernández-Cordero

Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México
A. P. 70-360, Cd. Universitaria, 04510 México, D. F., México
Tel.: (525) 55 622-4588, Fax: (525) 55 622-4602

ABSTRACT

We demonstrate a simple fiber optic torsion sensor with enhanced sensitivity. The sensor is based on the combination of a Malus and a Fabry-Perot interferometer, and allows for the sensitive detection of changes in the polarization of the guided beam due to torsion applied to the fiber. The basic idea behind this optical arrangement is to enhance the sensitivity for the measurements of intra-cavity anisotropies due to multiple passes of the beam through the sensing area. Theoretical analysis based on Jones calculus for a Fiber Optic MFP Interferometer (FOMFPI) shows that small twists in the fiber can be monitored through variations on the transmission of the arrangement. Experimental results with a hybrid MFP arrangement of bulk optical components and optical fibers show that compared to single-pass polarimeter measurements, an enhancement in sensitivity up to 116 can be effectively achieved.

1. INTRODUCTION

The Malus Fabry-Perot (MFP) interferometer has been proven useful for measuring small intra-cavity anisotropies such as dichroisms in atomic vapor and residual anisotropies of super-mirrors [1]. Compared to single-pass polarimeters arrangements, the MFP array allows for an enhancement in sensitivity by a factor of the order of the finesse squared (F^2). Such an increase in sensitivity makes

the MFP interferometer attractive for any application requiring highly sensitive measurements of anisotropies.

Fabry-Perot (FP) fiber sensors have been widely demonstrated for different kinds of applications [2-3]. Formal analysis has been performed showing the dependence of this kind of sensors to birefringence effects within the cavity [1-4]. In this work, we show theoretical predictions and experimental evidence that upon combining FP fiber sensors and polarimetric measurements, an enhancement in sensitivity to changes in fiber birefringence can effectively be achieved. Besides sensor applications, the fiber optic version of the MFP arrangement could render useful for measuring anisotropies in fiber devices such as directional couplers and gratings.

2. THEORY

The Fiber Optic Malus Fabry-Perot Interferometer (FOMFPI) is based on a fiber optic FP interferometer placed between crossed polarizers. Figure 1 shows the basic elements used for this array. The FP cavity is formed by an optical fiber with two fiber collimators on both ends and two mirrors (M_1 , M_2). P_x and P_y represent the two crossed polarizers used to form the Malus arrangement.

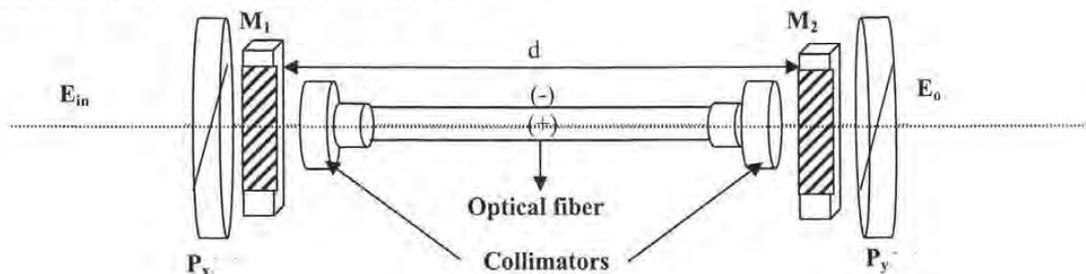


Figure 1 Experimental scheme of the FOMFPI.

Theoretical analysis of the FOMFPI can be carried out upon considering a monochromatic input field \mathbf{E}_{in} going into the FP cavity through one of the polarizers. Transmission through the FP arrangement leads to the output field \mathbf{E}_o , obtained due to changes in polarization of the input field owing to multiple passes through the fiber cavity. Using the Jones matrix formalism [5], the output field can be obtained as:

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{MFP} \mathbf{E}_{in} \quad (1)$$

where \mathbf{MFP} is the transfer matrix of the optical arrangement. This matrix can be evaluated as:

$$\mathbf{MFP} = \mathbf{P}_y \mathbf{FP} \mathbf{P}_x \quad (2)$$

\mathbf{P}_x and \mathbf{P}_y are the matrices for the crossed polarizers, and \mathbf{FP} is the transfer matrix for the FP cavity. Following the approach given in [1], this matrix can be obtained explicitly as:

$$\mathbf{FP} = \mathbf{T}_2 \mathbf{M}_1 \left(\sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{M}_0^n \right) \mathbf{T}_1 \quad (3)$$

Upon some basic mathematical considerations, this matrix can also be expressed as [1]:

$$\mathbf{FP} = \mathbf{T}_2 \mathbf{M}_1 (\mathbf{I} - \mathbf{M}_0)^{-1} \mathbf{T}_1 \quad (4)$$

In the above expressions, \mathbf{M}_1 represent the Jones matrix for the anisotropic medium within the interferometer, and \mathbf{M}_0 is the Jones matrix for one round-trip inside the FP cavity. \mathbf{I} is a 2x2 identity matrix, and $\mathbf{T}_i = t_i \mathbf{I}$ ($i = 1, 2$) is the matrix containing the amplitude of the transmission coefficients of the mirrors t_i . As customary, the reflection coefficient of mirror i is denoted as r_i and can also be represented with a Jones matrix given by $\mathbf{R}_i = r_i \mathbf{I}$. For practical purposes, we will assume that the mirrors are perfect, i.e., we will consider $r_i + t_i = 1$, or equivalently, $\mathbf{R}_i + \mathbf{T}_i = \mathbf{I}$.

Following the customary procedure, we can express the waves entering the FP cavity and those reflected by mirror 1 as $t_1 \mathbf{E}_{in}$ and $-r_1 \mathbf{E}_{in}$, respectively. After one pass through the fiber, the waves arriving at mirror 2 are given by $\mathbf{M}_1 \mathbf{T}_1 \mathbf{E}_{in}$. \mathbf{M}_1 therefore represents the Jones matrix for the fiber, and as in [2], this matrix will include all the different fiber sections that the light traverses within the FP cavity in a single trip.

Waves transmitted through and reflected by mirror 2 are $t_2 \mathbf{M}_1 \mathbf{T}_1 \mathbf{E}_{in}$ and $r_2 \mathbf{M}_1 \mathbf{T}_1 \mathbf{E}_{in}$ respectively. The waves reflected by mirror 2 now travel to left. Waves returning to mirror 1,

$\mathbf{M}_1^T r_2 \mathbf{M}_1 \mathbf{T}_1 \mathbf{E}_{in}$, are further reflected by and transmitted through mirror 1. Upon completing a round trip inside the cavity, the waves become $r_1 \mathbf{M}_1^T r_2 \mathbf{M}_1 \mathbf{T}_1 \mathbf{E}_{in}$. The matrix \mathbf{M}_0 required in equation (4) is thus given by:

$$\mathbf{M}_0 = \mathbf{R}_1 \mathbf{M}_1^T \mathbf{R}_2 \mathbf{M}_1 \quad (5)$$

where the superscript T indicate the transpose of the matrix. We therefore assume that the fiber cavity is reciprocal.

Finally, the output transmission of the arrangement (\mathbf{T}) can be obtained upon evaluating:

$$\mathbf{T} = \mathbf{E}_o^H \mathbf{E}_o \quad (6)$$

where H holds for Hermitian conjugation. We have now all the general expressions required to evaluate the output from the optical arrangement. Thus, a fiber cavity can be represented upon replacing the proper matrices in the above expressions.

3. COMPUTER CALCULATIONS

Owing to the crossed polarizers and the multiple passes arising from the FP cavity, one would intuitively expect for this arrangement to be more sensitive to torsion than any other kind of perturbation on the fiber. It is well known that torsion will contribute to induce an elliptical birefringence in the fiber [6]. This is due to the circular birefringence generated by the twist rate which combines with the generally dominant linear birefringence. Thus, the Jones matrix representing the fiber within the FP cavity should consider the torsion contributions to the overall birefringence in the cavity. Furthermore, the matrix has to be able to represent the experimental fact that only a small section of fiber will experience twist. As we will see, and as has been previously demonstrated [7], this affects the phase of the guided beam and thus has to be accounted for in the matrix. We have therefore used in our calculations a Jones matrix that allows for representing all the above contributions to the intra-cavity birefringence and also helps us to characterize the experimental setup in a more realistic way.

Figure 2 shows a general experimental setup for the FOMFPI depicting all the fiber sections considered inside the FP cavity. Five birefringent fiber sections and two free space sections are used to represent the intra-cavity fiber. The lengths for each part are d_1 , d_2 , d_{twist} , d_3 , d_4 , d_{rel} , and d_{rel2} , respectively. We therefore consider that twist is applied only to one of these sections (d_{twist}) and compute the transmission changes in the optical arrangement. In practice, the twist in the fiber is performed in the following

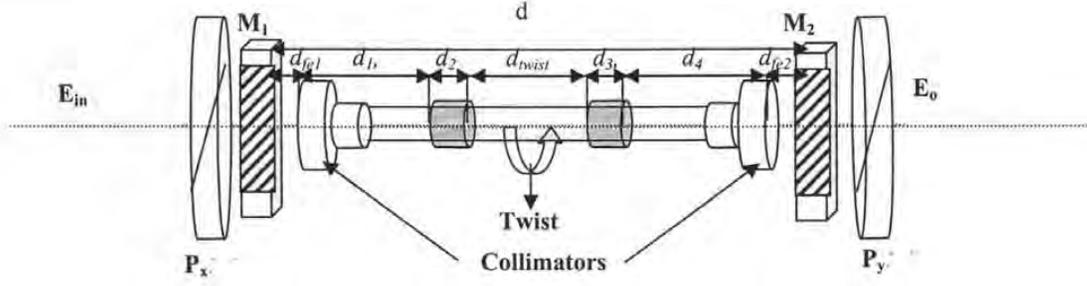


Figure 2 General FOMFPI experimental setup.

way: we tighten two small sections of the fiber (d_2 , d_3), and rotate one of them. The twisted fiber is located in the mid section between d_2 and d_3 . d_1 and d_4 represent the lengths of the two sections of the fiber that are left unaltered and are kept as straight as possible during the experiments. The lengths of the collimators $l_{\text{collimator}}$ are ignored because they are small compared to d_1 or d_4 . However, we consider the small gaps (d_{fe1} , and d_{fe2}) that exist between the fiber and the mirrors because of the difference in refractive indices between both media (i.e., fiber-air interface).

It is also important to consider that upon squeezing the two small lengths of the fiber (d_2 , d_3) linear birefringence is created [6]. Thus, misalignment between the fast and slow axes of the tightened sections and the other portions of the fiber is accounted for by an angle θ (a similar approach is followed in [2]). The circular birefringence in the fiber is ignored in all sections, except of course in the one that undergoes twist. The linear birefringence is represented by an index difference as in [8] and the circular birefringence by a complex matrix as in [9].

Let the effective indices of refraction of the polarization modes in the intra-cavity sections be $N_{fe1} + \frac{1}{2}\Delta N_{fe1}$, $N_1 + \frac{1}{2}\Delta N_1$, $N_2 + \frac{1}{2}\Delta N_2$, $N_{twist} + \frac{1}{2}\Delta N_{twist}$, $N_3 + \frac{1}{2}\Delta N_3$, $N_4 + \frac{1}{2}\Delta N_4$, $N_{fe2} + \frac{1}{2}\Delta N_{fe2}$. Then, the retardations of these sections are $\Delta_{fe1} = k \Delta N_{fe1} d_{fe1}$, $\Delta_1 = k \Delta N_1 d_1$, $\Delta_2 = k \Delta N_2 d_2$, $\Delta_{twist} = k \Delta N_{twist} d_{twist}$, $\Delta_3 = k \Delta N_3 d_3$, $\Delta_4 = k \Delta N_4 d_4$, and $\Delta_{fe2} = k \Delta N_{fe2} d_{fe2}$ where k is the free-space propagation constant of light, and $\varphi_i = k N_i d_i$ is the single-pass phase delay of the i -part of the cavity. With all these elements defined, we can define the Jones matrix for the fiber inside the FP cavity as:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}_1 = & e^{i\varphi_{fe2}} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_{fe2}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_{fe2}/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_4} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_4/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_4/2} \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_3} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_3/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_3/2} \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_{twist}} \\
 & \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i \cos(2B) \sin(\delta/2) & \sin(2B) \sin(\delta/2) \\ -\sin(2B) \sin(\delta/2) & \cos(\delta/2) - i \cos(2B) \sin(\delta/2) \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_2} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_2/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_2/2} \end{bmatrix} \\
 & e^{i\varphi_1} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_1/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_1/2} \end{bmatrix} e^{i\varphi_{fe1}} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta_{fe1}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_{fe1}/2} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \quad (7)$$

where B is the birefringence parameter related to the ratio of circular to linear birefringence for an optical wave that travels in the forward direction in the twisted part of the fiber, i.e. [9]:

$$B = \frac{\arctan\left[\frac{(g-2)\tau}{\beta}\right]}{2} \quad (8)$$

τ (rad/m) is the twist rate inducing circular birefringence, $(2-g)\tau$, where g is a constant for the material (~ 0.16 for fused silica) [6]. β (rad/m) is the intrinsic linear birefringence of the fiber. The resultant elliptical birefringence in the twisted part of the fiber cavity is the sum of linear and circular birefringence, $\beta + (2-g)\tau$, and the phase retardation δ between the polarization modes through the fiber is:

$$\delta = d_{\text{twist}} \sqrt{\beta^2 + [(g-2)\tau]^2} \quad (9)$$

We have evaluated the transmissivity of the MFP as a function of FP-resonant frequencies ($\nu_{fp} = c/2nL$) and the twist rate (τ). Both of these parameters were chosen since variations on the sensing area of the fiber will affect the birefringence within the resonator and the resonance conditions will vary accordingly. The calculated transmission of the arrangement is shown in Figure 3 and the parameters used for the calculations are given in Table 1.

$N_{fe1} =$	1	$\Delta N_{fe1} =$	0	$d_{fe1} =$	0.05 m
$N_1 =$	1.45	$\Delta N_1 =$	1×10^{-3}	$d_1 =$	1.3 m
$N_2 =$	1.45	$\Delta N_2 =$	1×10^{-4}	$d_2 =$	0.05 m
$N_{twist} =$	1.45	$\Delta N_{twist} =$	1×10^{-3}	$d_{twist} =$	0.05 m
$N_3 =$	1.45	$\Delta N_3 =$	1×10^{-4}	$d_3 =$	0.025 m
$N_4 =$	1.45	$\Delta N_4 =$	1×10^{-3}	$d_4 =$	0.4 m
$N_{fe2} =$	1	$\Delta N_{fe2} =$	0	$d_{fe2} =$	0.05 m

Table 1. Parameters used for the simulation of the FOMFPI

We also consider identical mirrors ($r_1=r_2$), for two reflection coefficients of 0.5 and 0.95 and $\theta=\pi/12$. The resonance frequencies for the FOMFPI can be clearly identified in the figure. Regarding the rotation angle, the peaks are located at multiples of $\pi/2$, in agreement with the typical response observed in a Malus arrangement. It is evident that, in order for the polarized beam to be transmitted through the optical arrangement, it has to be rotated by 90° .

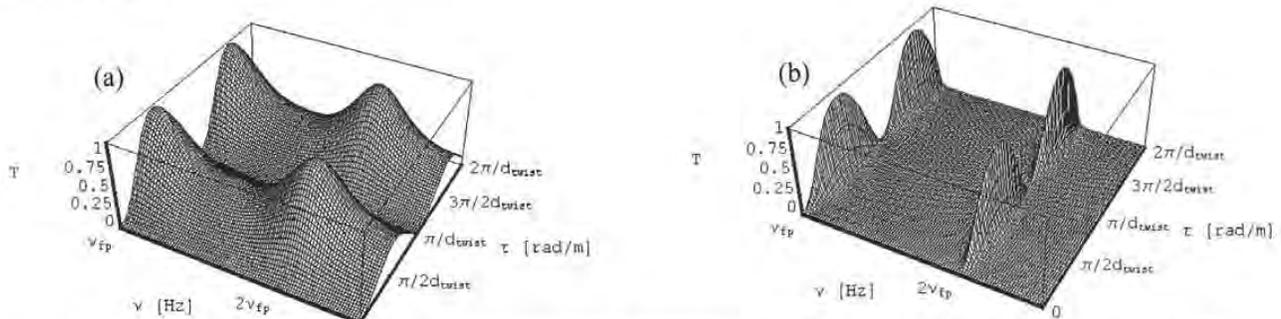


Figure 3. Transmission through the FOMFPI as a function of frequency and rotation of the polarized beam. Plots shown are for mirror reflection coefficients of a) $r=0.5$ and b) $r=0.95$

The enhancement in sensitivity achieved upon increasing the mirror reflectivity is clear from both figures. Since we are monitoring changes in the transmissivity of the FOMFPI, the width of the resonance peaks can be considered as an estimate of the sensitivity of the arrangement. Clearly, the peaks become narrower as the reflection coefficient of the mirrors increase. This in turn implies that the FOMFPI will provide larger changes in transmissivity with smaller change in resonance frequency and, at the same time, twist rate. In practice, these changes can be generated by twists in the fiber, or in general, by any changes in the circular birefringence of the fiber cavity [10].

From the figures, we can also state that the FOMFPI seems to be more sensitive to rotation and frequency variations in the polarized beam than any other changes. This is again due to the polarizers used in the arrangement and the two parallel mirrors. Rotation of the polarized beam is generated by twists within the fiber. Hence, while working in a resonance frequency, the FOMFPI will be more sensitive to any physical parameter that could produce circular birefringence within the optical fiber.

It is evident from Figure 3 (b) that the FOMFPI could render highly selective measurements of torsion applied to the fiber. In order to exploit this feature, other sources of frequency drift, such as temperature variations and laser instabilities should be minimized. Since the refractive index of the fiber is temperature dependent, stabilization of this parameter is also important in order to avoid drifts and thus achieve the best performance of the arrangement.

Matrix analysis for this optical arrangement can be rather cumbersome, especially if other fiber devices are used within the cavity. However, intuitively, one can argue that even for a simple experimental arrangement, enhancement in sensitivity should be attainable mainly due to multiple passes of the polarized beam through the fiber. As shown in the next section, this can be verified by using a simple experimental setup.

4. EXPERIMENTS

As shown in Figure 4, the experimental setup combines bulk devices with an optical fiber. A polarized He-Ne laser (632.8 nm) was used as the light source, whereas one polarizer (Glan-Thomson prism) and a polarization beam splitter were used as the crossed polarizers for the Malus arrangement. The cavity is formed by a fiber approximately 1.9 m long (single-mode at the laser wavelength) with two fiber collimators on both ends and two mirrors with a reflection coefficient close to 30%. A couple of phototransistors were used as detectors for registering the output intensity from both polarizations (I_{ox} , I_{oy}) independently.

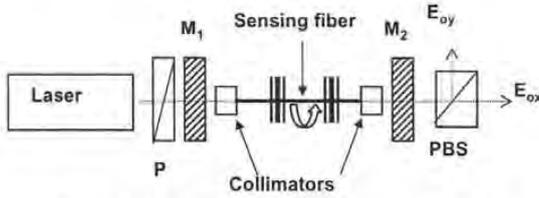


Figure 4. Experimental setup: P: polarizer; M1, M2: mirrors; PBS: polarizing beam splitter.

The transmission of this arrangement was evaluated as:

$$T = \frac{|I_{ox} - I_{oy}|}{|I_{ox} + I_{oy}|} \quad (10)$$

Adjustments on the transmission of the arrangement were performed upon applying torsion and lateral stress to the fiber. Thus, the calibration process involved the adjustment of the output of the arrangement so that T could achieve a maximum or a minimum value. The FOMFPI response was verified upon registering variations of T as twist and lateral stress were applied to the fiber. The gauge length (length over which these deformations were applied, d_{twist}) and the other parameters used were approximately the same as those given in Table 1. Finally, in order to appreciate the enhancement in sensitivity, the same experiments were carried out after both mirrors in the setup were removed.

Variations in the output of the FOMFPI when twist is applied to the fiber are shown in Figure 5. It is evident from the figure that a periodic response is obtained. This is to be expected since we registered both polarizations (E_{ox} , E_{oy}) independently and we obtained T using (10);

therefore rotations producing a maximum in either polarization will produce a maximum in the transmission of the arrangement. As can be seen in the figure, several maxima appear in the transmission for the complete rotation range (2π). For comparison, results for the single-pass polarimetric arrangement are shown using the same scale. Evidently, it is impossible to determine or even recognize any variations in this case. It is clear that the gauge length of fiber over which the twist is applied is not long enough so as to produce a change in the polarization of the output beam.

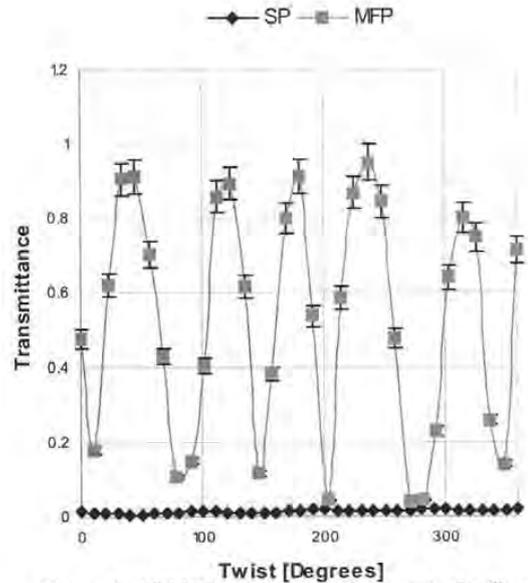


Figure 5. FOMFPI output vs. twist angle in the fiber (MFP). Results from a single pass polarimetric measurement (SP) are shown for comparison.

We can estimate the enhancement factor upon comparing the contrast between the maximum and minimum values of transmittance obtained in both cases. From the figure, the FOMFPI contrast is equal to 0.93, whereas the single pass polarimetric measurement (SP) yields a 0.008 contrast. Direct comparison of these two values shows an effective enhancement in sensitivity of approximately 116.

Figure 6 shows variations in output transmission of the FOMFPI when lateral stress is applied to the fiber. This was done upon applying a set of calibrated weights on the gauge length of the fiber. As before, the response seems to be periodic, although a full cycle could not be obtained. Once again, as can be seen in the figure, a single-pass polarimetric measurement does not yield significant results.

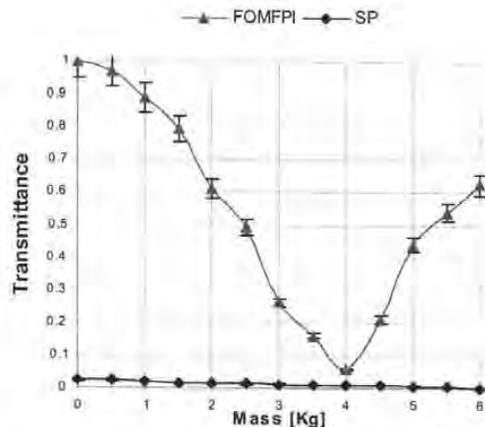


Figure 6. FOMFPI output vs. weight (lateral stress) applied to the fiber (FOMFPI). Results from a single pass polarimetric measurement (SP) are shown for comparison.

In this case, the FOMFPI contrast is equal to 0.95, and the SP measurement yields a value of 0.022. The direct comparison hence gives an effective enhancement in sensitivity of approximately 43. In both experiments, an enhancement due to the FP arrangement is evident. Furthermore, another theoretical prediction is confirmed upon comparing both sets of experiments. It is well known that lateral stress applied to the fiber generates linear birefringence [10]. Although a change in the output transmission of the FOMFPI is registered, rather large weights are required to notice these changes. This indicates that the arrangement does not perform well when changes in linear birefringence predominate in the fiber cavity. In contrast, several maxima were registered upon twisting the fiber. Thus, as the theoretical analysis suggested, the FOMFPI is more sensitive to changes in the orientation of the polarized beam (elliptical birefringence) than to changes in linear birefringence. Equivalently, we can state that the arrangement is highly sensitive to rotations in the polarized beam due to circular birefringence induced in the fiber.

Finally, we can compare the experimental results with the mathematical model predictions. We can modify the matrices used in equation (1), adequate the model with the parameters that we used in the experimental arrangement (Table 1), and evaluate the transmission as in equation (10). Figure 7 shows the comparison between mathematical predictions (solid line) and experimental results (dotted line). As shown in the figure, there is a reasonable agreement between the mathematical model and the experimental results.

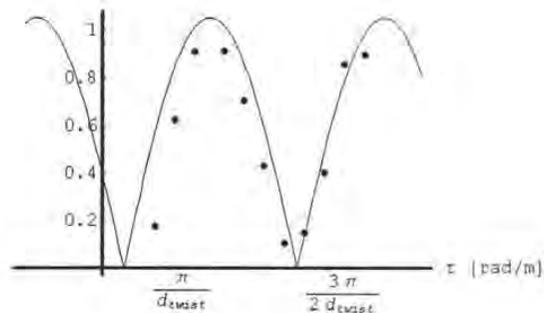


Figure 7. Comparison between the mathematical model (solid line) and the experimental results (dots).

It is important to notice that the experimental arrangement is far from being optimized to obtain the best performance of the FOMFPI. The use of highly reflective mirrors, for example, should yield higher sensitivity to fiber twist. Operation closer to the resonance conditions should also render further improvements in sensitivity, although temperature stabilization of the arrangement would be required. Future efforts will focus on these issues. Further theoretical analysis is also being carried out so that the ultimate enhancement in sensitivity obtained with the FOMFPI can be predicted and quantified.

5. CONCLUSIONS

We have proposed the use of a fiber optic version of the Malus Fabry-Perot interferometer (FOMFPI) as a fiber torsion sensor. By means of Jones matrix analysis, it was shown that the FOMFPI is capable to yield highly sensitive measurements of the rotation of the polarized beam guided by the fiber at one FP-resonant frequency. Rotation can be generated by any physical parameter that could induce changes in the circular birefringence of the fiber. Using an experimental arrangement that combines bulk optical elements and an optical fiber we were able to demonstrate that the FOMFPI effectively yields higher sensitivity than single-pass polarimetric measurements. It was also shown that this arrangement yields better sensitivity to rotations on the guided beam than to changes in linear birefringence. The mathematical model and experimental results showed a reasonable agreement. All the features observed with this configuration should be of interest for measuring elliptical birefringence in fiber devices.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by CONACyT through grant NC-204, and by PAPIIT through grant IN103201. Gilberto Basilio also thanks support from PROBETEL-UNAM.

REFERENCES

- [1] M. Vallet, F. Bretaneker, A. Le Floch, R. Le Naour, and M. Oger, "The Malus Fabry-Perot interferometer," *Optics Communications*, vol. 168, pp. 423-443, 1999.
- [2] S. Tseng and C. Chen, "Fabry-Perot Cavities with Birrefringent Single-Mode Fibers and Their Applications as Polarimetric sensors", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, pp. 1956-1963, 1989.
- [3] H. F. Taylor, "Fiber optic sensors based upon the Fabry-Perot interferometer," in *Fiber optic sensors, Optical engineering*, F. T. S. Yu and S. Yin, Eds., 1 ed. New York: Marcel Dekker, Inc., 2002, pp. 41-74.
- [4] E.R. Cox and B. E. Jones "Fiber Optic Colour sensors based on Fabry-Perot Interferometry", *1st International Conference on Optical Fiber Sensors*, IEEE Conf. Publ. 221, pp. 122-126, 1983.
- [5] H. G. Jerrard, "Modern description of polarized light: Matrix methods", *Opt Laser Technol.*, vol 14, No 6, pp. 309-319, 1982.
- [6] R. Ulrich and A. Simon "Polarization Optics of Twisted Single Mode Fibers", *Applied Optics*, vol 18, No 13, pp. 2241-2251, 1979.
- [7] Ho Young Kim, El Hang Lee, and Byoung Yoo Kim, "Polarization Properties of Fiber Laser with Twist-Induced Circular Birefringence", *Applied Optics*, vol 36, No 27, 1997.
- [8] F. P. Kapron, N.F. Borrelli, and D. B. Keck, "Birefringence in Dielectric optical Waveguides", *IEEE Quantum Electron*, vol. QE-8, pp. 222-225, 1972.
- [9] H. Y. Kim, S. K. Kim, H. J. Jeong, H. K. Kim and B. Y. Kim, "Polarization Properties of a Twisted Fiber Laser", *Opt. Lett.* 20, pp. 386-387, 1995.
- [10] S. C. Rashleigh, "Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-1, pp. 312-331, 1983.

Juan Hernández-Cordero received his BSc. degree in electrical engineering from the National Autonomous University of Mexico (UNAM) in 1992. After completing a year as a research and assistant at the Materials Research Institute (IIM) of the UNAM, he was awarded a full scholarship to pursue graduate studies at Brown University. He earned a Master's and PhD degrees from the Division of Engineering at Brown in 1996 and 1998, respectively. He then spent a year as a Postdoctoral Research Associate at the Laboratory for Lightwave Technology in Boston University. He is currently affiliated to the Materials Research Institute (IIM) of the UNAM, where he has established the *Fiber Lasers and Fiber Sensors Laboratory*. His fields of interest include optical fiber sensors, fiber lasers and fiber devices.

Gilberto Basilio Sánchez received his BSc. degree in electrical engineering (telecommunications) from the National Autonomous University of Mexico (UNAM). He is currently pursuing a Master's degree in engineering carrying out research in fiber sensors at the *Fiber Lasers and Fiber Sensors Laboratory*, at the Materials Research Institute (IIM) of the UNAM