



**UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**FACULTAD DE INGENIERÍA**

**RETROALIMENTACIÓN POLARIZADA EN FIBRAS  
ÓPTICAS LÁSER**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE**

**INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES**

**PRESENTA:**

**NATANAEL BENITO CUANDO ESPITIA**

**DIRECTOR DE TESIS: DR. JUAN HERNÁNDEZ CORDERO**





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.

**GRACIAS A:**

**Dr. Juan Hernández Cordero**, comprometido investigador, celoso maestro, excelente cuate y buen lateral derecho.

**CONACYT**, por el apoyo otorgado mediante el proyecto NSF2004C01-8.

**Instituto de Investigación en Materiales**, por facilitar las instalaciones y el equipo esencial para este trabajo.

*En memoria de:*

*Benito Cuando Celis  
Mario Alfredo Ibarra Pereyra*

# ÍNDICE

	<i>Página</i>
<b>INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
<b>CAPÍTULO 1</b>	
<b>ANTECEDENTES</b>	<b>3</b>
1.1.    CONCEPTOS BÁSICOS DE FIBRAS ÓPTICAS	3
1.2.    POLARIZACIÓN EN GUÍAS DE ONDAS	5
1.3.    FIBRAS ÓPTICAS LÁSER	8
1.3.1.  PRINCIPIO DE OPERACIÓN	8
1.3.2.  RESONADORES DE FIBRA ÓPTICA	9
1.3.3.  APLICACIONES	11
1.3.4.  PROPIEDADES DE POLARIZACIÓN EN FIBRAS LÁSER	12
1.4.    DISPOSITIVOS ELECTRO-ÓPTICOS	14
1.4.1.  PRINCIPIOS DE OPERACIÓN	14
1.4.2.  APLICACIONES	15
<b>CAPÍTULO 2</b>	
<b>REALIMENTACIÓN EXTERNA POLARIZADA EN FIBRAS ÓPTICAS LÁSER</b>	<b>17</b>
2.1.    DESCRIPCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL	18
2.2.    CARACTERIZACIÓN DEL LÁSER DE FIBRA	19
2.2.1.  POTENCIA DE SALIDA EN EL DOMINIO DEL TIEMPO Y EN EL DOMINIO DE LA FRECUENCIA	21
2.2.2.  POTENCIA DE SALIDA CON DETECCIÓN POR SEPARACIÓN DE POLARIZACIÓN	23
2.3.    LÁSER DE FIBRA CON REALIMENTACIÓN POLARIZADA	27
2.3.1.  EFECTOS DE LA REALIMENTACIÓN EN LA EMISIÓN LÁSER	28
2.3.2.  CAMBIOS EN LA LONGITUD DE LA MALLA DE REALIMENTACIÓN	32

## **CAPÍTULO 3**

<b>CONMUTACIÓN DE POLARIZACIÓN CON REALIMENTACIÓN EXTERNA</b>	<b>35</b>
3.1. REALIMENTACIÓN POR POLARIZACIÓN CONMUTADA EN CONFIGURACIÓN ANILLO	36
3.1.1. DESCRIPCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL	36
3.1.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES	37
3.2. REALIMENTACIÓN CONMUTADA CON ESPEJO ROTATORIO DE FARADAY	43
3.2.1. DESCRIPCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL	43
3.2.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES	44
3.3. REALIMENTACIÓN CONMUTADA CON SEPARACIÓN DE POLARIZACIÓN Y ESPEJOS ROTATORIOS DE FARADAY	48
3.3.1. DESCRIPCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL	48
3.3.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES	49
3.3.3. REALIMENTACIÓN CONMUTADA CON UNA SOLA POLARIZACIÓN	52

## **CAPÍTULO 4**

<b>CONCLUSIONES</b>	<b>56</b>
<b>APÉNDICE A</b>	<b>59</b>
<b>REFERENCIAS</b>	<b>61</b>
<b>BIBLIOGRAFÍA</b>	<b>62</b>

# INTRODUCCIÓN

El desarrollo de sistemas de comunicaciones ópticos se ha beneficiado de la capacidad de las fibras ópticas para transmitir grandes cantidades de información a altas velocidades. Sin embargo, gracias a su tamaño reducido, las fibras ópticas han resultado también de gran utilidad en el desarrollo de sensores, sistemas de iluminación y adquisición de imágenes. Una de las características que permite a la fibra óptica ser tan versátil y que a su vez le hace atractiva para diversas aplicaciones, es la posibilidad de “doparla” con algún elemento que cambie sus propiedades ópticas. Así es como las fibras ópticas láser han sido usadas como amplificadores ópticos al introducir tierras raras en las fibras.

Las fibras ópticas dopadas con tierras raras han sido de gran utilidad para desarrollar amplificadores para sistemas de comunicaciones ópticos. Adicionalmente, el avance en este campo ha permitido también desarrollar sistemas láser basados en este tipo de fibras. Los sistemas láser de fibra óptica funcionan de manera similar a los láseres de gas o a los sistemas de fase sólida. La característica principal de los láseres de fibra, es que el medio de ganancia (material láser) está contenido dentro de la fibra óptica. Esto permite utilizar dispositivos de fibra óptica para desarrollar sistemas láser compactos que encuentran aplicación directa en sistemas de comunicaciones y en el desarrollo de sensores de fibra óptica.

En este trabajo se estudiarán los efectos de realimentación de luz polarizada en un sistema láser de fibra. La realimentación externa de luz en los resonadores láser genera perturbaciones que afectan el modo de operación de estas fuentes de luz. El inducir perturbaciones de manera controlada en estos resonadores, permite generar regímenes de operación que pueden ser de utilidad en diversas aplicaciones prácticas. Además, la caracterización de estas perturbaciones puede proporcionar información útil sobre la fuente de realimentación. En ambos casos, es importante estudiar los parámetros de operación del sistema láser, y como se afecta el régimen de operación con la realimentación de luz externa. El objetivo de este trabajo se centra en estudiar los efectos de realimentar un sistema láser de fibra óptica con luz polarizada y analizar

los efectos transitorios en la potencia de salida del sistema cuando esta realimentación genera efectos de conmutación de polarización. El trabajo consta de 4 capítulos: en el primero se presentan los antecedentes necesarios acerca de fibras ópticas y fibras ópticas láser; en el segundo y tercer capítulos se detallan los experimentos realizados con la fibra láser utilizando distintas configuraciones para realimentar la luz. Finalmente, se presentan las conclusiones del estudio y las posibles aplicaciones prácticas de estos resultados.

# CAPÍTULO 1

## ANTECEDENTES

### 1.1. CONCEPTOS BÁSICOS DE FIBRAS ÓPTICAS

La fibra óptica es una guía de onda que basa su principio de operación en el fenómeno conocido como reflexión total interna. La naturaleza y comportamiento de la luz ha sido una de las materias de más interés y controversia a través de la historia de la ciencia. De acuerdo con la teoría de ondas, la luz viaja a diferente velocidad dependiendo del material transparente por donde se propague. El cociente de las velocidades de la luz en el vacío ( $c$ ) y la velocidad de la luz en el material ( $c_0$ ), puede utilizarse para definir el índice de refracción del material ( $n$ ):

$$n = \frac{c}{c_0} \quad 1.1$$

De manera general, y según la óptica geométrica, cuando un haz de luz pasa de un medio con un índice de refracción a otro medio con diferente índice de refracción, el haz de luz sufre un cambio en su trayectoria. Este cambio de dirección en la trayectoria rectilínea del haz de luz depende de los índices de refracción de los medios, alejándose de la normal a la interfaz entre los medios si el índice de refracción del segundo medio es menor, o acercándose a la normal, si el índice de refracción del segundo medio es mayor. Lo anterior se ilustra en la figura 1.1, y queda establecido por la ley de Snell, dada por:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad 1.2$$

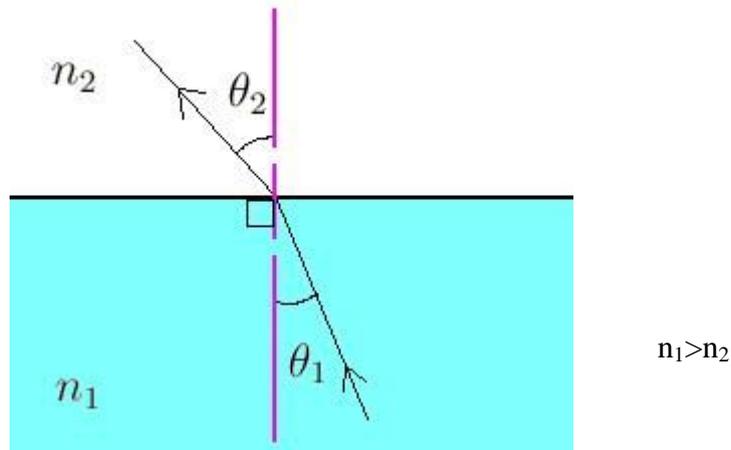


Figura 1.1. Ilustración de la ley de Snell.

Cuando el segundo medio tiene un índice de refracción menor, puede existir un ángulo de incidencia al cual el haz se desvíe  $90^\circ$  de la normal. Este ángulo de incidencia es conocido como ángulo crítico, y para ángulos de incidencia mayores, la ley de Snell no tiene solución en el campo de los números reales. Físicamente, el haz no es refractado, por lo que toda la energía es concentrada en el haz reflejado. A este fenómeno se le conoce como reflexión total interna, y permite la reflexión de toda la energía del haz de luz únicamente con la correcta elección de índices de refracción y ángulos de incidencia. Muchas guías de ondas ópticas aprovechan el fenómeno de reflexión total interna para su operación.

El comportamiento de la luz dentro de una fibra óptica puede ser descrito detalladamente resolviendo las ecuaciones de Maxwell para una longitud de onda y geometría dada. Las soluciones a la ecuación de onda que satisfacen las condiciones de frontera representan posibles trayectorias del haz de luz en el núcleo de la fibra. Estas trayectorias se conocen como modos de propagación. Una forma práctica de determinar el número posible de modos en los que se puede propagar la luz a través de una fibra óptica es utilizando la frecuencia normalizada (número  $V$ ) definida como:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad 1.3$$

donde:

a: diámetro del núcleo.

$\lambda_0$ : longitud de onda en el vacío.

$n_1$ : índice de refracción del núcleo.

$n_2$ : índice de refracción del revestimiento.

Para valores de  $V$  mayores a 2.405, existen más de un modo de propagación, mientras que para valores menores sólo existe un modo de propagación. La frecuencia normalizada está relacionada también con la apertura numérica (NA) que indica la propiedad de la fibra óptica para recolectar la luz y propagarla. El ángulo máximo de entrada  $\alpha_{0M}$  es el ángulo en el que un rayo incidente en la fibra puede propagarse dentro del núcleo. El ángulo sólido formado por  $\alpha_{0M}$  es llamado cono de aceptación y está relacionado con la apertura numérica de acuerdo con:

$$NA = \text{sen} \alpha_{0M} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{V\lambda}{2\pi a} \quad 1.4$$

## 1.2. POLARIZACIÓN EN GUÍAS DE ONDAS

Según la teoría electromagnética, la luz se compone de ondas transversales que pueden tener un plano definido donde la magnitud y el sentido del vector campo eléctrico varía conforme la onda avanza. Este plano se conoce como plano de vibración y al haz de luz cuyo campo eléctrico mantiene constante su orientación en un plano se le conoce como luz linealmente polarizada. Para dos ondas electromagnéticas linealmente polarizadas, de la misma frecuencia, en la misma región del espacio y moviéndose hacia la misma dirección, si sus vectores de campo eléctrico resultan colineales, la superposición de éstos generará luz linealmente polarizada. De otra forma, si los vectores de campo eléctrico son perpendiculares entre sí, la superposición de las ondas puede o no generar luz linealmente polarizada. Los cambios y efectos de polarización en este tipo de ondas dependen en gran medida del medio en el que se desplazan, por lo

que es necesario conocer los efectos que tienen los materiales en la polarización de las ondas electromagnéticas.

En un sentido más amplio, la polarización se puede definir como la orientación del vector campo eléctrico de una onda electromagnética cuando ésta se propaga. De esta forma la polarización lineal no es la única polarización existente en las ondas electromagnéticas.

Analíticamente, una onda electromagnética polarizada linealmente con componentes del vector campo eléctrico en los ejes  $x$  e  $y$  se representa como:

$$E(z,t) = E_x(z,t) + E_y(z,t) \quad 1.5$$

donde:

$$E_x(z,t) = \hat{i} E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad 1.6$$

$$E_y(z,t) = \hat{j} E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \quad 1.7$$

y:

$z$ : es la coordenada espacial en la dirección de propagación.

$t$ : es el tiempo.

$\omega$ : es la frecuencia angular.

$E_{0x}$ : es la amplitud máxima en el eje  $x$ .

$E_{0y}$ : es la amplitud máxima en el eje  $y$ .

Además,  $\varepsilon$  es la diferencia de fases relativas entre las componentes ortogonales. La relación entre las magnitudes de las componentes de la onda y su diferencia de fase determinan el tipo de polarización del haz.

Si las componentes ortogonales de la onda electromagnética tienen igual magnitud con una diferencia entre sus fases de un cuarto de periodo, se genera un vector de campo eléctrico con dirección variable en el tiempo que no está contenido en un sólo

plano. Cuando este vector rota en el sentido de las manecillas del reloj, considerando que la onda se aleja de la referencia, se tiene una polarización circular derecha; si el vector campo eléctrico rota en sentido opuesto de las manecillas del reloj se dice que la onda tiene polarización circular izquierda. Las ondas polarizadas circularmente se pueden representar en coordenadas cartesianas por:

$$\mathbf{E} = E_0 \left[ \hat{i} \cos(kz - \omega t) - \hat{j} \sin(kz - \omega t) \right] \quad \text{Polarización circular derecha} \quad 1.8$$

$$\mathbf{E} = E_0 \left[ \hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t) \right] \quad \text{Polarización circular izquierda} \quad 1.9$$

Si ahora se tiene que las amplitudes de las dos componentes ortogonales de campo eléctrico varían así como su diferencia de fases, se obtendrá que el vector campo eléctrico trazará una elipse en el plano transversal mientras la onda avanza. Este tipo de polarización se conoce como polarización elíptica y puede representarse mediante:

$$\left( \frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 + \left( \frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 - 2 \left( \frac{E_x}{E_{0x}} \right) \left( \frac{E_y}{E_{0y}} \right) \cos \varepsilon = \sin^2 \varepsilon \quad 1.10$$

Que representa una elipse en el plano  $xy$ , siendo la dirección  $z$  la dirección de propagación de la onda.

Una ilustración de cada una de las polarizaciones descrita se presenta en la figura 1.2.

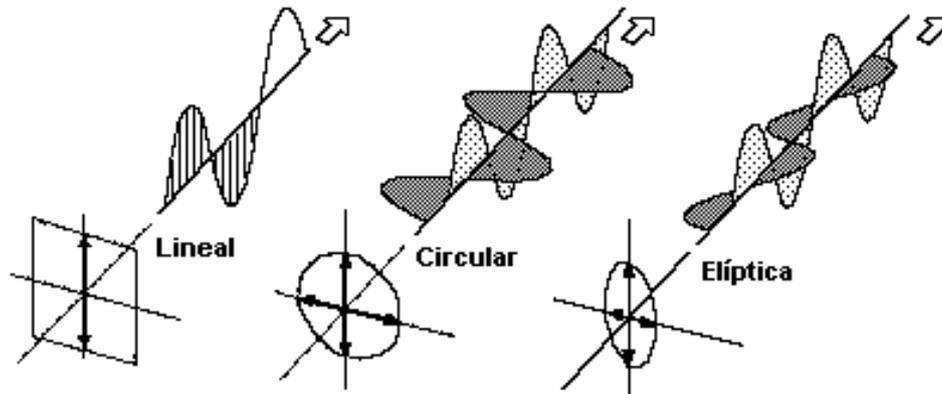


Figura 1.2. Representación de luz polarizada para una onda transversal.

Para una fibra óptica ideal, el haz de luz se puede propagar a lo largo de la fibra sin cambiar su polarización, pero debido a imperfecciones internas y externas de la fibra, la luz pasa por diversos estados de polarización durante su propagación. La polarización de un haz de luz guiado en una fibra óptica puede también cambiar por perturbaciones externas. El control de la polarización en estas guías de onda es importante para muchas aplicaciones. Por ejemplo, en un resonador de fibra óptica, las imperfecciones pueden promover la oscilación del sistema láser en una polarización preferencial y determinar de esta manera las propiedades de polarización del haz de luz generado.

## 1.3. FIBRAS ÓPTICAS LÁSER

Una fibra óptica láser es una fibra óptica en cuyo núcleo han sido incorporados iones de elementos pertenecientes al grupo conocido como tierras raras. Debido a que con un bombeo adecuado este tipo de fibras pueden presentar emisión estimulada de luz, son llamadas fibras ópticas láser.

### 1.3.1. Principio de operación

Cuando la fibra óptica láser entra en contacto con la energía de una fuente de bombeo, si esta energía es adecuada, se puede producir el fenómeno de absorción, en el

cual los electrones de valencia son excitados a un nivel de mayor energía. Una vez que los electrones son excitados, éstos pueden decaer a su nivel original espontáneamente, generando un fotón cuyas características dependen de la tierra rara usada (emisión espontánea). Este fotón puede a su vez promover el decaimiento de electrones vecinos excitados, con lo que se generan otros fotones a la misma frecuencia y fase que el fotón anterior, presentándose entonces el proceso de emisión estimulada.

Las tierras raras incorporadas en la fibra óptica permiten obtener un material láser dentro del núcleo de la fibra. En éste se generan los procesos de absorción y emisión (espontánea y estimulada) que permiten amplificar señales ópticas. La energía requerida para generar emisión es absorbida por los iones de tierras raras, y ésta es suministrada por una fuente de energía externa. Típicamente, ésta proviene de otro sistema láser llamado láser de bombeo. Cuando las fibras láser se incorporan dentro de un resonador, es posible desarrollar sistemas láser cuyas características (potencia de salida, rango espectral de operación, etc.) dependerán de la tierra rara utilizada, la geometría de la fibra y de los otros componentes utilizados en el sistema.

### **1.3.2. Resonadores de fibra óptica**

Un resonador óptico almacena energía y proporciona la realimentación requerida para el funcionamiento de un sistema láser. El resonador más utilizado en este tipo de sistemas es el de Fabry-Perot, formado por dos espejos paralelos separados por una distancia conocida. En su forma más simple, un sistema láser de fibra consta de una fibra óptica láser como medio activo y dos espejos paralelos en los extremos de la fibra, donde los espejos son altamente reflectivos para la longitud de onda de la emisión estimulada y con baja reflectividad para la longitud de onda del bombeo. Esta configuración se muestra en la figura 1.3 con dos variantes. La parte superior de la figura 1.3 ilustra un resonador Fabry-Perot usando espejos dicróicos convencionales y la parte inferior ilustra un resonador láser de fibra usando rejillas de Bragg como espejos paralelos.

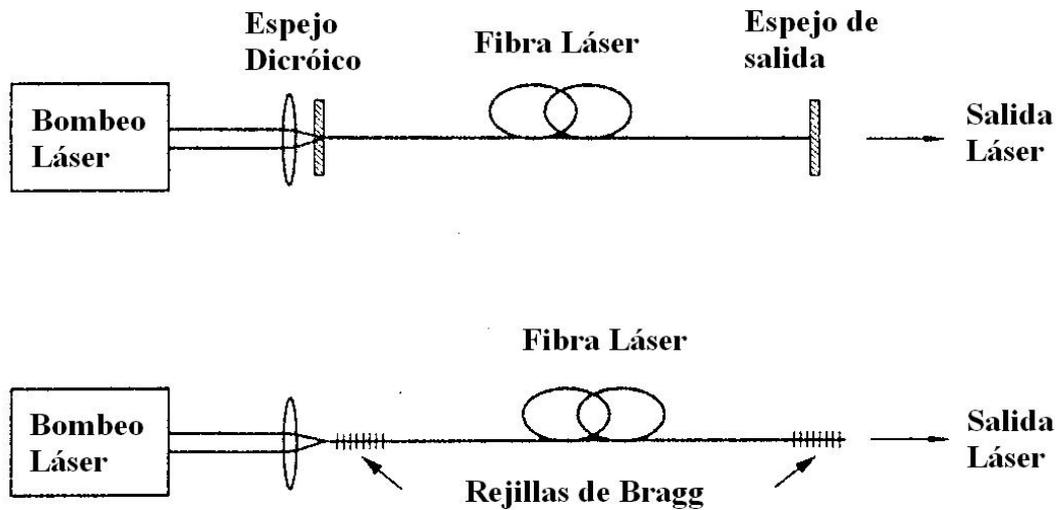


Figura 1.3. Representación de dos tipos de resonadores láser.

Para el resonador Fabry-Perot mencionado anteriormente, el bombeo entra por uno de los espejos parcialmente reflectivos generando emisión estimulada dentro de la fibra óptica láser. Esta emisión estimulada es reflejada por los espejos y genera oscilaciones a frecuencias determinadas por la siguiente expresión:

$$f = \frac{mc}{2nL} \quad 1.11$$

donde:

$f$ : frecuencia de resonancia

$c$ : velocidad de la luz

$L$ : longitud de la cavidad

$m$ : número entero positivo.

Un sistema láser de fibra genera emisión estimulada gracias a la fibra dopada con tierras raras como medio activo. El conjunto medio activo y cavidad da como resultado un haz láser a la salida del resonador. Otra forma de describir un arreglo láser

como el anterior es como un convertidor de longitud de ondas, ya que la longitud de onda usada en el bombeo para generar emisión estimulada, genera fotones cuya longitud de onda está asociada a las características del resonador y del ión de tierra rara usado en la fibra.

### **1.3.3. Aplicaciones**

Las fibras láser dopadas con tierras raras encuentran su aplicación más común en los amplificadores ópticos. Las fibras láser generan suficiente ganancia como para prescindir del uso de amplificación electrónica en las comunicaciones ópticas y han propiciado un gran avance en su desarrollo. La posibilidad de evitar la conversión de la señal óptica a una eléctrica como proceso intermedio en la amplificación no es la única ventaja que ofrece la fibra láser; los amplificadores ópticos permiten también la amplificación simultánea de múltiples canales separados en el dominio de la longitud de onda, por lo que las tecnologías como la multicanalización por división de longitud de onda WDM (*del inglés wavelength division multiplexing*) toman especial fuerza con estos sistemas.

El diseño de nuevas geometrías en las fibras ópticas que permiten un mejor acoplamiento de la energía de bombeo, han permitido desarrollar sistemas láser de alta potencia. Estructuras que guían el haz de bombeo maximizando su interacción con los iones de tierras raras y la incorporación de varias etapas de bombeo han permitido a estos sistemas alcanzar eficiencias superiores a cualquier otro sistema láser; además, es posible obtener potencias de salida del orden de los miles de watts (kW) [1]. Con los sistemas láser de alta potencia es posible soldar o cortar acero con gran eficiencia y precisión, o bien, con sistemas láser de potencia menor ajustar el índice de refracción en semiconductores al exponerlos a la luz emitida por el sistema.

Otro campo importante para las fibras láser lo constituyen los sensores de fibra óptica. Estos ofrecen versatilidad para medir una gran variedad de parámetros físicos y son de tamaño reducido. El cambio de un parámetro característico del sistema láser en función de un parámetro físico a medir permite a estos sistemas ser usados como sensores independientes de la interferencia electromagnética u otros ambientes hostiles. Los sensores pueden desarrollarse basándose en parámetros tales como el cambio en la

birrefringencia del sistema láser, variaciones en el tipo de bombeo, o bien, detectando perturbaciones externas realimentadas al resonador. En general, el parámetro físico debe provocar cambios medibles en las características (espectrales, polarización, etc.) del haz de luz láser.

### **1.3.4. Propiedades de polarización en fibras láser**

Al tomar en cuenta la orientación de los campos eléctricos y magnéticos del haz dentro de la fibra, se pueden clasificar los modos de propagación según la distribución de intensidades en dirección radial y azimutal de la fibra. La combinación de los modos de propagación transversal eléctrico (TE), transversal magnético (TM) y modos híbridos (HE y EH) dará como resultado modos linealmente polarizados (LP) y aquellos modos que coinciden con los ejes de referencia, X ó Y mutuamente perpendiculares con el eje longitudinal de la fibra, son llamados modos característicos de polarización de la fibra.

Las fibras ópticas monomodales, por su geometría pueden soportar dos modos con polarizaciones ortogonales. Para una fibra con simetría circular perfecta, el índice de refracción será el mismo para cualquier orientación de campo que atravesase la fibra, pero debido a imperfecciones de construcción, como núcleos no circulares, microburbujas dentro de la fibra, asimetrías laterales, etc., los índices efectivos en la fibra cambian con respecto a la orientación del campo eléctrico del haz de luz que viaja a través de la fibra.

En general, las fibras ópticas son birrefringentes, esto es, el índice de refracción en el núcleo no es constante en la dirección azimutal. Esto genera todos los efectos de polarización anteriormente descritos, y para propósitos prácticos, se considera que las fibras poseen dos ejes birrefringentes ortogonales entre sí. La figura 1.4 muestra algunas causas intrínsecas (imperfecciones dentro de la fibra) y extrínsecas (fenómenos fuera de la fibra) de la birrefringencia en las fibras ópticas. La birrefringencia puede expresarse entonces como:

$$B = n_y - n_x$$

1.12

donde:

$B$  : Birrefringencia.

$n_x$ : Índice de refracción en el eje x.

$n_y$  : Índice de refracción en el eje y.

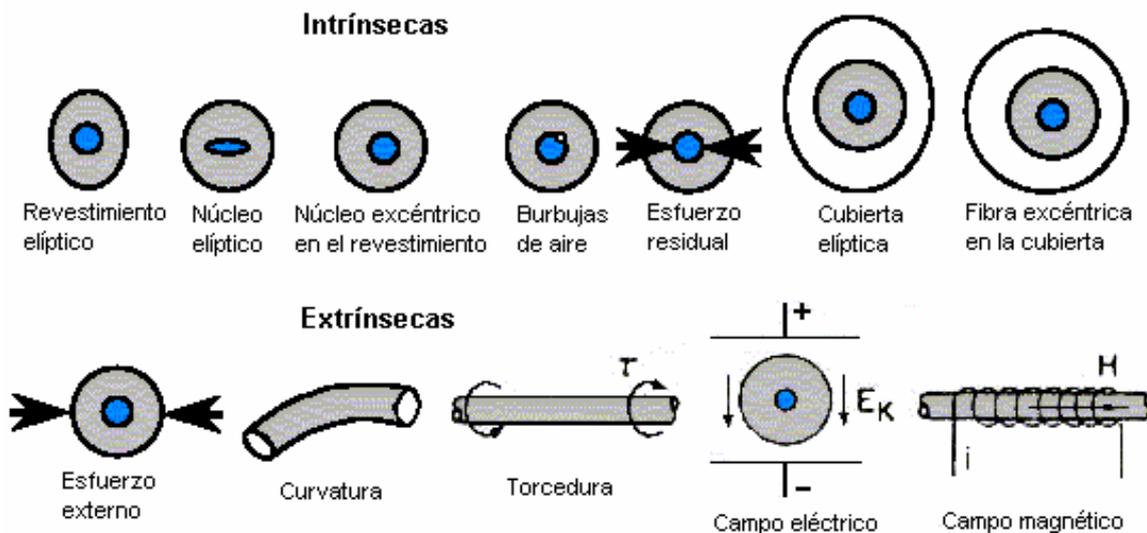


Figura 1.4. Causas de birrefringencia en una fibra óptica.

En una fibra láser, los dos modos fundamentales son ortogonales y la polarización del haz generado por un resonador con base en fibra láser dependerá de la polarización del bombeo y de la ganancia dentro del resonador. De manera natural, el estado de polarización que alcanza primero el umbral para generar emisión estimulada será aquel que coincida con la polarización del bombeo, mientras que el estado restante alcanzará el umbral a potencias más elevadas. Sólo si los índices de refracción son iguales para cualquier polarización dentro de la fibra, ambos estados de polarización tendrán la misma probabilidad de oscilar dentro del resonador, por lo tanto, es posible obtener diferencias en las ganancias de ambos estados de polarización al inducir birrefringencia dentro del resonador.

Debido a la diferencia entre los índices de refracción, los modos ortogonales de polarización presentan diferencias en frecuencia, como puede inducirse de la expresión

1.11. Para frecuencias tan elevadas es difícil detectar esta diferencia, pero como se verá más adelante, es posible detectar la diferencia de frecuencias por medio de la mezcla de las señales de los modos de polarización.

## **1.4. DISPOSITIVOS ELECTRO-ÓPTICOS**

Algunos materiales presentan cambios de índice de refracción cuando interactúan con campo eléctrico. A este fenómeno se le conoce como efecto electro-óptico, y se presenta cuando un campo eléctrico se aplica en el material y los índices de refracción del material asociados a las orientaciones paralela y ortogonal del campo aplicado cambian. Para sustancias como el nitrotolueno o el nitrobenzeno, el índice de refracción es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo aplicado. Este tipo de efecto electro-óptico se conoce como efecto Kerr. Por otro lado, los cristales carentes de centro de simetría muestran una relación lineal entre el índice de refracción y la magnitud del campo eléctrico aplicado, este fenómeno electro-óptico se conoce como efecto Pockels.

Existe una gran variedad de dispositivos electro-ópticos, como moduladores y *switches* que han sido desarrollados con base en los efectos de Kerr y de Pockels. En un arreglo láser, estos dispositivos permiten la manipulación del haz de luz y, como veremos más adelante, resultan útiles en aplicaciones de conmutación y modulación de polarización.

### **1.4.1. Principios de operación**

Debido al efecto electro-óptico, diversos materiales presentan birrefringencia en presencia de un campo eléctrico aplicado. Esto permite controlar haces de luz con una señal eléctrica debidamente aplicada a materiales como el dihidrofosfato potásico, el dihidrofosfato amónico o el tantalato de litio. Estos materiales tienen propiedades electro-ópticas útiles para el rango espectral comprendido entre los 1000 y 4000 nm. Es posible cambiar su estado de birrefringencia a una frecuencia mayor a los 100 MHz y la diferencia entre sus índices de refracción puede llegar a los 0.04 en algunos cristales.

Otros materiales como el  $\text{LiNbO}_3$  permiten alcanzar frecuencias de modulación mayores a los 40 GHz, y son muy utilizados en sistemas de comunicaciones ópticos.

## 1.4.2. Aplicaciones

Los moduladores ópticos son una de las aplicaciones inmediatas de los dispositivos electro-ópticos. La figura 1.5 muestra la representación de un modulador óptico.

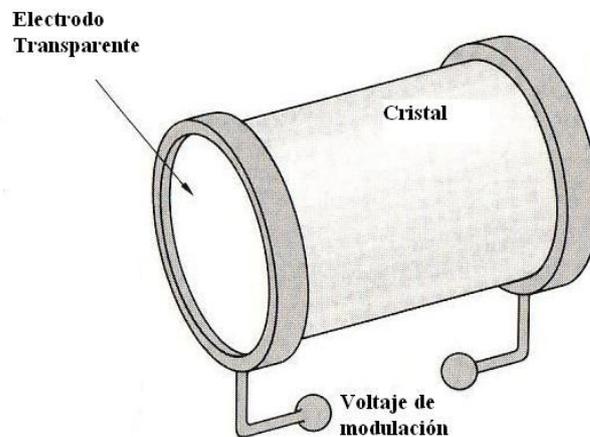


Figura 1.5. Esquema de un modulador óptico.

En el ejemplo de la figura 1.5, una diferencia de potencial aplicada a los electrodos transparentes del cristal hará que los ejes birrefringentes del cristal permitan el paso de cada componente del haz de entrada a diferentes velocidades. Esto provoca diferencias de fase y diferente orientación del campo eléctrico a la salida del cristal. La orientación del haz a la salida del dispositivo dependerá del voltaje aplicado, la longitud de onda y las propiedades ópticas y longitud del cristal.

Los moduladores ópticos tienen una buena respuesta en frecuencia, pero algunos necesitan una alta diferencia de potencial para lograr cambios en los índices de refracción del cristal, además de que dada su geometría tienen limitaciones en el confinamiento del haz. Sin embargo, muchas de estas limitaciones han sido superadas

fabricando arreglos interferométricos utilizando materiales electro-ópticos. Esto ha permitido desarrollar moduladores operando con voltajes pequeños (del orden de 5 V) y a frecuencias mayores a los 40 GHz. Estos moduladores pueden verse ya en aplicaciones como la transmisión de vídeo mediante modulación óptica. En estos arreglos un modulador de fase con base en niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) es usado como transmisor y un interferómetro es usado como receptor [2].

Actualmente, pueden encontrarse dispositivos electro-ópticos con salidas acopladas a fibra óptica que permiten modular la amplitud o la polarización de un haz de luz. Esto ha abierto nuevas posibilidades para diseñar sistemas láser de fibra utilizando dispositivos electro-ópticos. En los capítulos siguientes se presentan diferentes arreglos experimentales diseñados para observar los efectos de la realimentación a un resonador de fibra láser, en particular cuando el haz de luz es polarizado. Se utiliza también un modulador electro-óptico de polarización y se analizan sus posibles aplicaciones en sistemas de comunicaciones y sistemas de medición ópticos.

# CAPÍTULO 2

## REALIMENTACIÓN EXTERNA POLARIZADA EN FIBRAS ÓPTICAS LÁSER

En cualquier sistema láser, la realimentación de luz hacia el resonador produce inestabilidades generalmente no deseadas, debido a que afectan considerablemente las características del haz de luz. Sin embargo, la realimentación a la cavidad puede proporcionar información valiosa acerca de los cambios que el haz de luz experimenta durante su trayecto de regreso al resonador. En general, los cambios en la luz láser (por ejemplo, frecuencia, amplitud) pueden relacionarse con el cambio de fase que se produce durante la trayectoria de realimentación. De esta manera, es posible desarrollar sistemas de medición ópticos basados en principios interferométricos, en los que la realimentación externa se mezcla con el mismo haz generado en el resonador. Estas técnicas permiten medir desplazamiento, velocidades y vibraciones mediante técnicas ópticas [3].

Las fibras ópticas láser pueden oscilar en dos modos de polarización ortogonales de manera simultánea. Esto implica que el haz láser generado tendrá dos polarizaciones que pueden separarse y ajustar sus características de manera independiente [4]. La frecuencia de cada una de estas polarizaciones depende de la birrefringencia del resonador, y el cambio en cada uno de los índices de refracción puede generar diferencias en la ganancia de ambos modos. Esto permite, por ejemplo, obtener un solo modo de polarización; o bien, ajustar las frecuencias de operación para cada modo de forma independiente. En este capítulo se describen los efectos de realimentar luz polarizada a un resonador láser de fibra.

## 2.1. DESCRIPCIÓN DEL ARREGLO EXPERIMENTAL

El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 2.1. El resonador óptico usado en todos los experimentos es un arreglo de Fabry-Perot. Se utilizaron 4.1 m de fibra dopada con erbio ( $\text{Er}^{3+}$ ) y a sus extremos se empalmaron un par de rejillas de Bragg con longitud de onda de resonancia centrada aproximadamente a 1536 nm. El bombeo de la fibra láser se llevó a cabo con un diodo láser (LD) con salida acoplada a fibra, operando a una longitud de onda nominal de 975 nm. El diodo láser esta empalmado a un aislador óptico (ISO) para evitar perturbaciones debidas a reflexiones hacia el diodo láser. Adicionalmente, como se muestra en la figura, en un extremo del resonador se utilizó un WDM para separar la señal de interés (1536 nm) del bombeo residual. El extremo restante del resonador se utilizó para llevar a cabo la realimentación al sistema, para lo cual se conectaron diversos dispositivos en diferentes configuraciones que se describirán posteriormente.

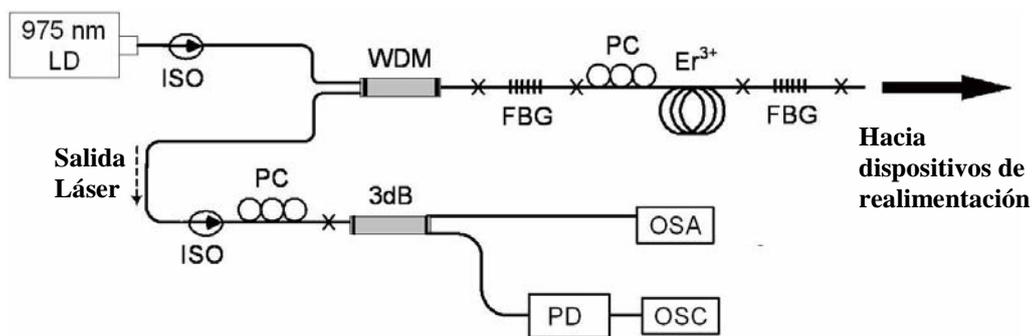


Figura 2.1. Arreglo experimental para estudiar efectos de realimentación polarizada.

En la salida láser, se utilizó un aislador óptico, el cual permite el paso de luz en una sola dirección. El aislador impide la realimentación hacia el resonador, aislándolo de reflexiones de luz que pueden presentarse en los detectores o en los extremos de las fibras ópticas. Después de pasar por el aislador, el haz se separa por medio de un acoplador de 3 dB (ver figura 2.1) que separa el haz de entrada en dos haces de igual potencia para poder monitorear las características espectrales y temporales del láser de

manera simultánea. El espectro del haz de luz láser se registró con ayuda de un analizador de espectros ópticos (OSA). Para analizar el haz en el dominio del tiempo se utilizó un fotodiodo *pin* de alta velocidad (PD, ancho de banda de 1 GHz) conectado a un osciloscopio (OSC). Los controladores de polarización (PC) entre las rejillas son usados para modificar la polarización del haz dentro del resonador, mientras que el controlador utilizado a la salida del aislador ajusta la polarización del haz de luz que llega a los sistemas de detección utilizados en el arreglo.

## 2.2. CARACTERIZACIÓN DEL LÁSER DE FIBRA

El espectro del haz de salida registrado se muestra en la figura 2.2. La longitud de onda del láser está centrada aproximadamente en los 1536 nm, coincidente con la ubicación espectral de la reflexión máxima de las rejillas. El ancho espectral es de 0.047 nm; esta medición está limitada por la resolución del analizador de espectros (0.06 nm). Sin la presencia de perturbaciones externas, el espectro de emisión permanece estable, sin cambio alguno aparente debido a fluctuaciones de temperatura u otros agentes externos.

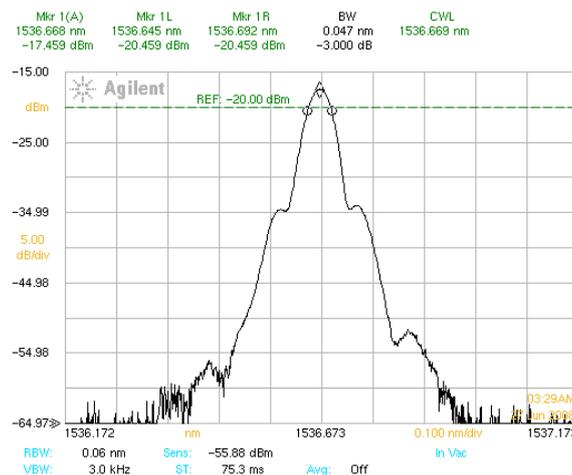


Figura 2.2. Espectro del haz de luz láser generado con el arreglo (resolución: 0.06 nm).

Para determinar la corriente de umbral del láser se registró la potencia óptica de salida para diferentes corrientes suministradas al diodo láser de bombeo. La relación entre potencia de salida y corriente de bombeo es lineal cuando el láser opera arriba del

umbral. De esta manera, el registro de la potencia de salida para varios valores de corriente permite determinar el umbral del sistema láser mediante un ajuste lineal. La figura 2.3 muestra la gráfica de corriente de bombeo contra potencia de salida del arreglo. El ajuste lineal de los puntos experimentales da una relación de:

$$P_s = 7.4896I_p - 176.27 \quad 2.1$$

donde  $I_p$  es la corriente de bombeo y  $P_s$  es la potencia óptica de salida. Esta aproximación es válida para corrientes de bombeo mayores a 23.53 mA que es la abscisa al origen de la recta de la figura 2.3 e indica el umbral de emisión de la fibra láser.

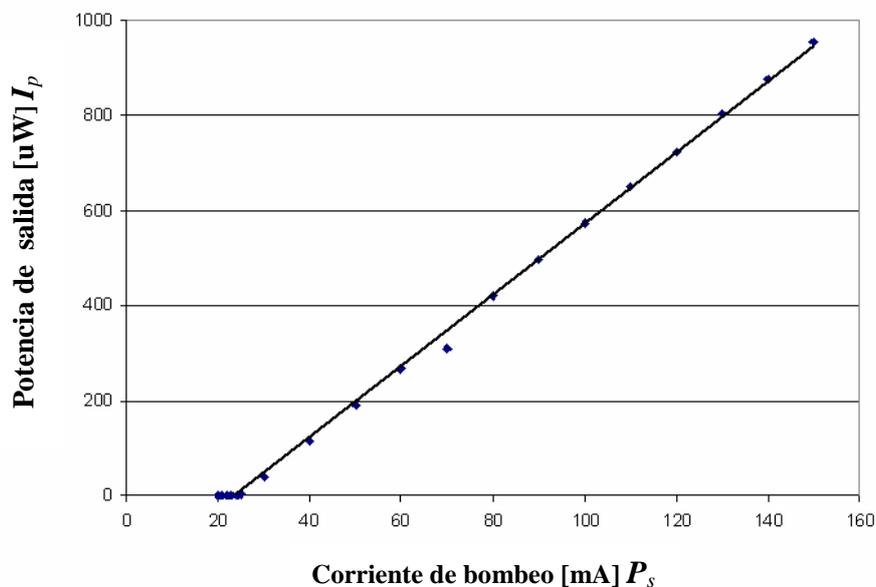


Figura 2.3. Curva de potencia de salida contra corriente de bombeo.

El umbral representa el valor de corriente suministrada al diodo láser para el cual se superan las pérdidas dentro del resonador y se genera emisión láser. Para obtener la potencia óptica requerida para sobrepasar el umbral de operación, es necesario conocer la relación entre la corriente de bombeo suministrada y la potencia óptica a la salida de la fibra óptica a la cual se acopla el diodo láser. Las especificaciones del diodo láser indican que para una corriente de bombeo de 200 mA se obtiene una potencia de salida de 210 mW; dado que para el diodo láser la relación potencia contra corriente es lineal,

el umbral para la fibra láser es de aproximadamente 25 mW.

### 2.2.1. Potencia de salida en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia

El comportamiento del arreglo en el dominio de la longitud de onda fue observado mediante el analizador de espectros ópticos, con una resolución máxima de 0.06 nm. Para conocer más acerca del comportamiento del haz de luz en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia, se usa un fotodetector *pin* de alta velocidad (BW=1 GHz) y el osciloscopio (BW=300 MHz). El fotodetector está acoplado en AC para observar las variaciones de intensidad del haz de luz de salida en el osciloscopio. Adicionalmente, mediante el osciloscopio se realiza una transformada rápida de Fourier (FFT) a la señal registrada con el fotodetector. De esta forma se obtienen oscilogramas y espectros en radio frecuencia de la potencia de salida para esta configuración. Tanto los oscilogramas como los espectros de las señales pueden ser mostrados simultáneamente en la pantalla del osciloscopio.

Para corrientes de bombeo mayores al umbral de la fibra láser (23.5 mA) y hasta los 27 mA, el fotodetector registra variaciones despreciables de la potencia con respecto al tiempo. Esto implica que la fibra láser opera en un régimen de onda continua (CW). La figura 2.4 muestra el oscilograma (traza superior) y espectro (traza inferior) de la potencia de salida para una corriente de bombeo en el diodo láser de 25 mA.

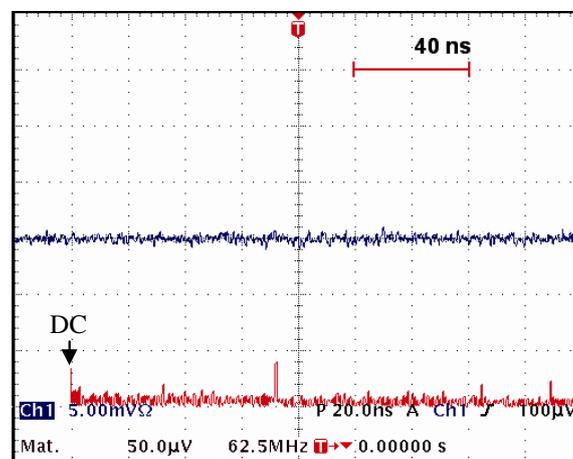


Figura 2.4. Oscilograma y espectro en el fotodetector para una corriente de bombeo de 25 mA.

Es a partir de los 27 mA en la corriente de bombeo que el régimen de operación de la fibra láser cambia. Para corrientes mayores a este valor, el fotodetector registra pulsos con ciclos de aproximadamente 40 ns, como lo muestra la figura 2.5. El espectro de la señal muestra espigas separadas 25 MHz aproximadamente, que es la frecuencia asociada a los pulsos con periodo de de 40 ns observados en el oscilograma. Además, la separación entre espigas del espectro está relacionada con la separación entre modos longitudinales que puede obtenerse de la expresión (1.11). En este caso, considerando  $n=1.46$  y  $L=4.1$  m, obtenemos  $\Delta\nu = 25.06$  MHz, en concordancia con las espigas del espectro.

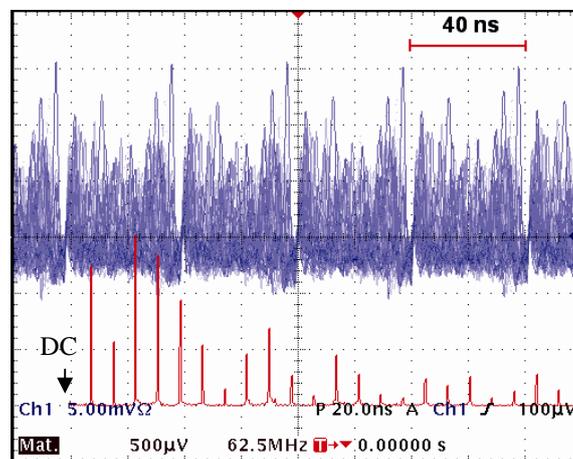


Figura 2.5. Régimen de operación pulsado en la fibra láser (corriente de bombeo: 30 mA).

La aparición de distintos regímenes de operación en sistemas láser de fibra en función de las condiciones de bombeo ha sido reportada en trabajos previos relativos a la dinámica de fibras láser dopadas con erbio [5]. Además de pasar de operación CW a operación pulsada, el incrementar la energía de bombeo en la fibra láser genera también un tercer régimen de operación de carácter caótico. Sin embargo, éste se presenta para potencias de bombeo mucho mayores al umbral de emisión, y para este experimento, el diodo láser no proporciona la potencia suficiente para alcanzarlo. Los tres regímenes de operación característicos de este tipo de sistemas láser de fibra se deben a la distribución espacial de los iones de tierras raras dentro del núcleo de la fibra [1, 2].

Las frecuencias asociadas a los modos longitudinales del arreglo láser son tan

grandes (alrededor de  $10^{14}$  Hz) que no es posible medirlas. Por otro lado, la mezcla entre modos está en el rango de radio frecuencia y de esta manera es posible determinar la separación entre estas frecuencias ( $\Delta\nu$ ). Como lo muestra la expresión 1.11, la frecuencia fundamental de resonancia, así como la separación entre modos, son inversamente proporcionales al producto del índice de refracción de la fibra láser y la separación entre espejos del resonador. Las frecuencias debidas a la mezcla entre modos longitudinales son también llamadas señales LMB (del inglés *longitudinal mode beating*).

Es importante mencionar que el extremo de la fibra que no fue conectado a dispositivo alguno fue sumergido en un gel con índice de refracción igual al de la fibra óptica. Esto se hizo con el fin de evitar reflexiones hacia la cavidad y evitar perturbaciones. Sin el gel, el arreglo muestra un comportamiento distinto debido a la realimentación por reflexiones en el extremo de la fibra. Los efectos de la realimentación al resonador serán estudiados en el siguiente capítulo.

### **2.2.2. Potencia de salida con detección por separación de polarización.**

El diodo *pin* usado en el arreglo anterior no es sensible a la polarización del haz incidente. Las mediciones mostradas en la sección anterior contienen información conjunta de ambas polarizaciones emitidas por la fibra láser. Por lo tanto, este tipo de mediciones no permite observar el comportamiento individual de cada una de los modos de polarización. Como se ha visto antes, la birrefringencia dentro del resonador es uno de los factores para que un modo de polarización pueda oscilar antes que otro [1, 4]. Esta dependencia de la emisión de la fibra láser con respecto a la polarización del haz de bombeo y la birrefringencia también ha sido reportada en trabajos previos de la dinámica de fibra láser [6, 7].

Para observar cada polarización del haz emitido de forma independiente se usó un separador de polarización PBS (del inglés *Polarizing Beam Splitter*) y se agregó un diodo *pin* a los dispositivos de medición. La figura 2.6 muestra el esquema del arreglo

de detección con separación de polarización.

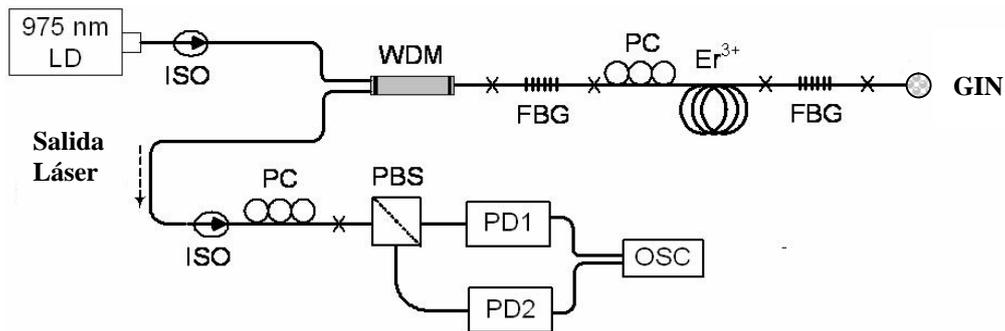


Figura 2.6. Arreglo experimental con separación de polarización.

Como puede observarse en la figura 2.6, ambos diodos *pin* (PD1, PD2) son conectados al osciloscopio, y esto permite detectar simultáneamente en el osciloscopio las dos componentes del haz emitido por la fibra láser. El gel colocado en el extremo opuesto del resonador láser (GIN) minimiza las reflexiones del haz hacia el resonador, y el controlador de polarización (PC) en la sección de detección ayuda a ajustar la orientación del haz antes de pasar por el separador de polarización.

Los oscilogramas obtenidos para cada polarización con este arreglo muestran un comportamiento que varía con el ajuste en los controladores de polarización. Para corrientes de bombeo en el diodo láser cerca del umbral, es posible observar pulsos con periodo de 40 ns. Este régimen de operación coincide con el régimen pulsado observado en la sección anterior. La figura 2.7 muestra oscilogramas adquiridos de manera simultánea para ambos modos de polarización, así como el espectro registrado a través de la transformada rápida de Fourier (FFT). La corriente en el diodo láser de bombeo utilizada para obtener estos oscilogramas fue de 30 mA. Como se puede observar en la figura, ambas señales muestran un comportamiento similar. En el espectro pueden observarse espigas con separación cercana a los 25 MHz correspondientes a las señales LMB.

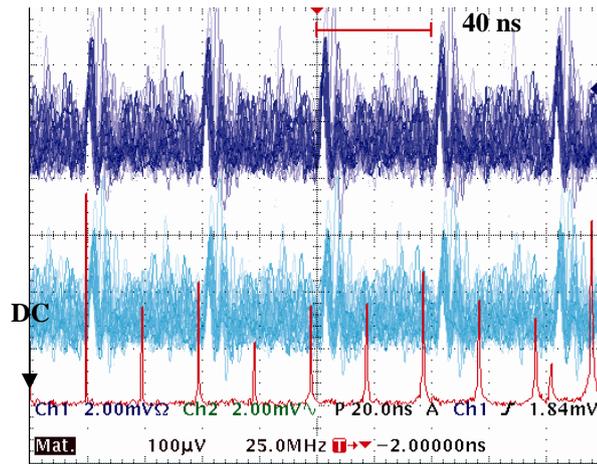


Figura 2.7. Oscilogramas y espectro para el haz de salida con separación de polarización.

Para corrientes de bombeo mayores a la corriente de umbral, las señales para cada polarización presentan un comportamiento más regular y con un periodo mejor definido. El espectro de las señales presenta espigas adicionales ubicadas entre las señales LMB, como se muestra en la figura 2.8, obtenida con una corriente de bombeo de 100 mA. Al comparar la figura 2.5 con la figura 2.8 puede verse que las frecuencias adicionales registradas con este esquema de detección están ubicadas en posiciones simétricas a cada señal LMB. Estas señales son llamadas PMB (del inglés *polarization mode beating*) debido a que resultan de la mezcla de las dos señales de polarización ortogonales con diferente frecuencia por la birrefringencia en el resonador [7].

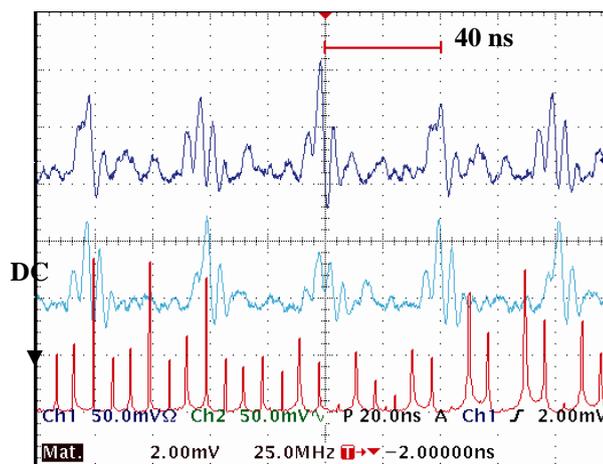


Figura 2.8. Oscilogramas y espectro para el haz de salida con separación de polarización.

Para observar con mayor detalle la ubicación de las frecuencias PMB, la figura

2.9 muestra los espectros registrados para las mediciones sin separación de polarización junto con los espectros obtenidos utilizando el PBS. Sólo utilizando dispositivos sensibles a la polarización se pueden registrar las señales PMB. En la configuración utilizada en estos experimentos, la magnitud y la frecuencia de las señales PMB varían con ajustes en los controladores de polarización.

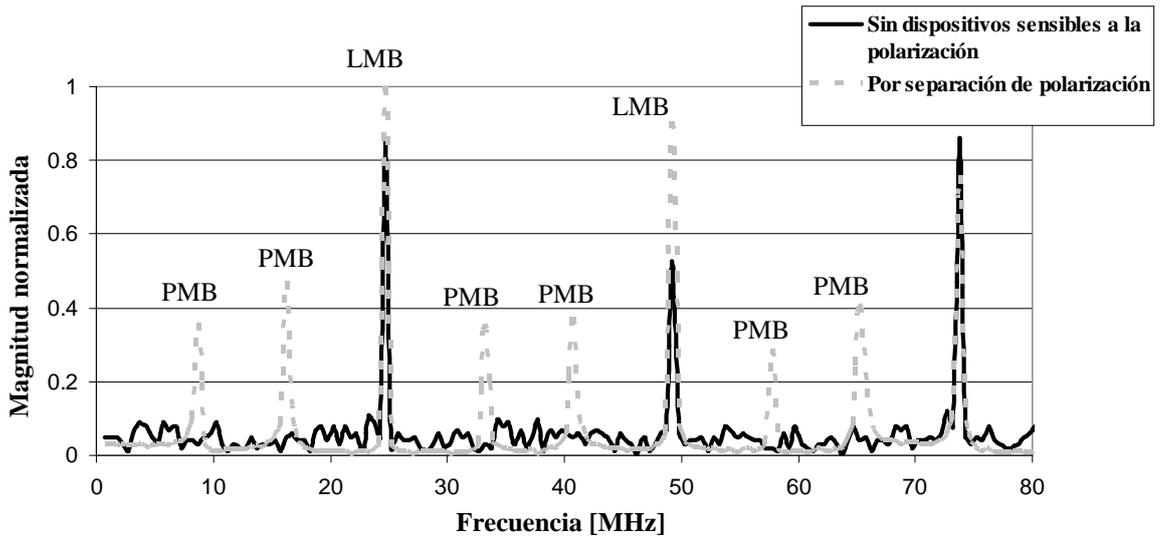


Figura 2.9. Espectro obtenido con detección por separación por polarización comparado con un espectro registrado sin utilizar dispositivos sensibles a la polarización.

En los estados de birrefringencia del arreglo para los cuales los oscilogramas muestran un trazo más definido, se observa que las señales para cada polarización tienen un desfase entre sí. En particular, en este caso podemos ver que para valores máximos de una componente de polarización, la componente ortogonal muestra un mínimo en amplitud. Este comportamiento en antifase, se indica en la figura 2.10, en la cual se señalan con flechas rojas los instantes de tiempo en los que se presenta este comportamiento.

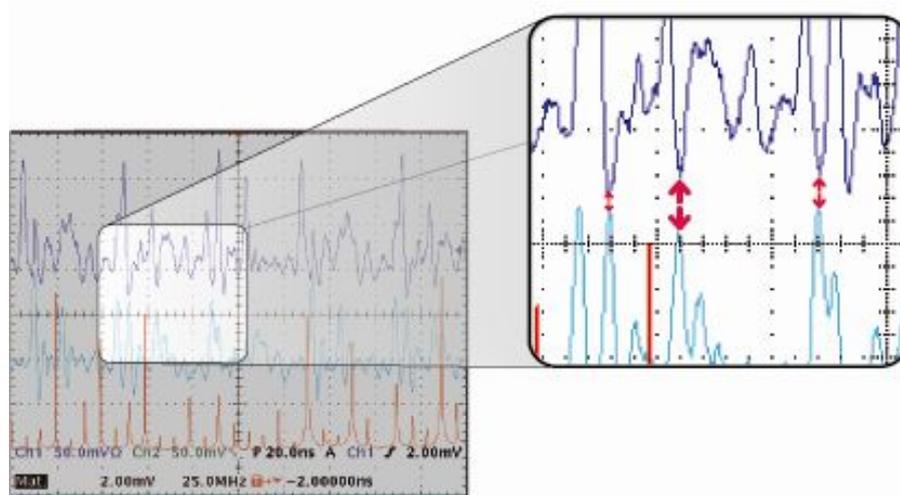


Figura 2.10. Oscilogramas para cada componente de polarización..

## 2.3. LÁSER DE FIBRA CON REALIMENTACIÓN POLARIZADA.

La realimentación polarizada al sistema se efectuó formando un anillo mediante un separador de polarización (PBS), un aislador (ISO) y un controlador de polarización (PC), como lo ilustra la figura 2.11. El separador de polarización permite separar el haz en sus componentes ortogonales de polarización, mientras que el aislador deja pasar por el anillo sólo uno de los estados de polarización; para ajustar la polarización del haz devuelto al resonador se utilizó un controlador de polarización. En este arreglo, el anillo de realimentación tuvo una longitud de 3.27 m aproximadamente.

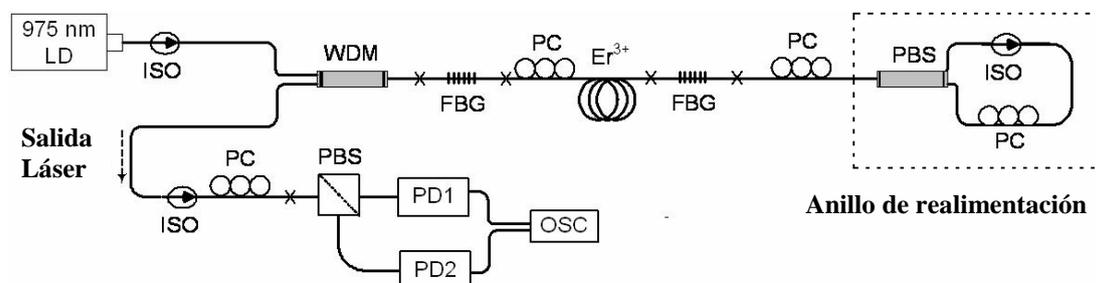


Figura 2.11. Arreglo experimental con realimentación en anillo. El recuadro indica el anillo de realimentación.

Para el análisis de la señal de salida de la fibra láser se utilizó otro separador de polarización y un par de fotodiodos *pin*; esto permitió observar las dos componentes ortogonales del haz emitido en cada uno de los canales del osciloscopio. Adicionalmente, se colocaron controladores de polarización antes de los separadores de polarización para ajustar el haz polarizado a la entrada de estos dispositivos. Con este arreglo experimental, el haz emitido por la fibra láser es separado en sus componentes ortogonales de polarización, y debido al aislador colocado en el anillo de realimentación, sólo una polarización recorre todo el anillo, vuelve al separador y regresa al resonador óptico.

### **2.3.1. Efectos de la realimentación en la emisión láser**

La potencia de salida del arreglo con realimentación en configuración de anillo fue registrada con el osciloscopio. Se observó el comportamiento que presenta el arreglo para distintas corrientes de bombeo y para cambios en la birrefringencia, tanto dentro del resonador como en el anillo de realimentación. Para corrientes de bombeo en el diodo láser mayores a los 24 mA se registra un espectro con señales LMB separadas 147 MHz. Además de las señales LMB pueden observarse señales PMB con mucha menor amplitud que las señales LMB. Estas señales PMB pueden incluso ser suprimidas al ajustar los controladores de polarización del resonador. La figura 2.12 muestra oscilogramas y el espectro de este arreglo para una corriente de bombeo en el diodo láser de 25 mA.

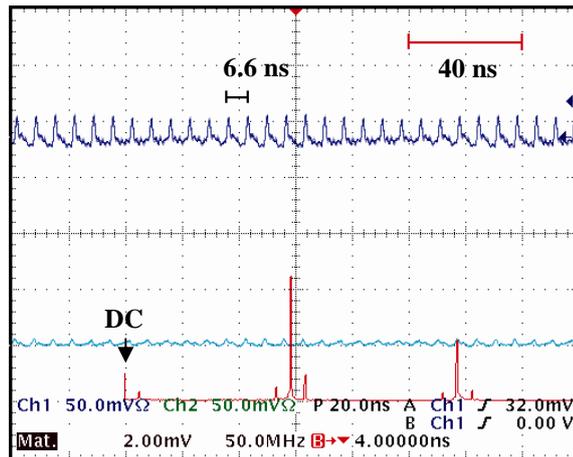


Figura 2.12. Oscilogramas y espectro del arreglo experimental con realimentación. Corriente de bombeo en el diodo láser de 25 mA.

Como se observa en la figura 2.12, la traza superior muestra una señal con periodicidad de 6.6 ns. El arreglo experimental con realimentación presenta un régimen pulsado a partir de corrientes de bombeo en el diodo láser de 24 mA. Esto contrasta con lo obtenido con el arreglo sin realimentación (sección 2.2), con el cual se obtiene un régimen de operación pulsado a partir de los 27 mA. Lo anterior puede verse al comparar las figuras 2.12 y 2.4. Para ambas mediciones, la corriente de bombeo en el diodo láser fue 25 mA. La señal en la figura 2.12 es claramente periódica, mientras que la señal de la figura 2.4 no muestra periodicidad. El régimen pulsado con menores corrientes de bombeo obtenido con realimentación polarizada se debe al incremento de la energía disponible en el resonador, gracias al haz de realimentación. Con más energía disponible en el resonador, es posible que más modos longitudinales puedan oscilar y esto favorece también el intercambio de energía entre iones.

La figura 2.13 contiene oscilogramas y espectro de las señales del haz de salida del arreglo con una corriente de bombeo en el diodo láser de 40 mA. Las señales de ambas polarizaciones son sinusoidales y con modulación en amplitud. Ambas señales tienen una periodicidad de 6.6 ns aproximadamente, y su magnitud varía siguiendo una envolvente sinusoidal con periodo de 70 ns.

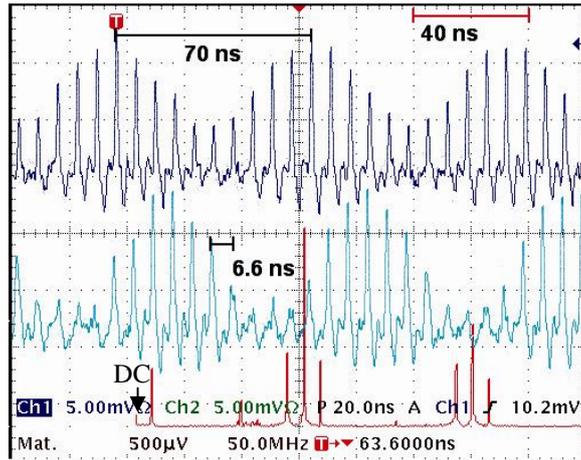


Figura 2.13. Oscilogramas y espectro del arreglo experimental con realimentación. Corriente de bombeo en el diodo láser de 40 mA.

Para observar con mayor claridad las señales de radio frecuencia, la figura 2.14 muestra únicamente el espectro de la señal. Como puede verse en la figura, existen espigas de frecuencia distribuidas simétricamente en el rango de la medición. La frecuencia de 150 MHz, que es a su vez múltiplo de la frecuencia de resonancia del arreglo (esto es,  $m = 6$  en la expresión 1.12), representa una señal LMB. Además, pueden observarse espigas ubicadas en 150, 300, 450 y 600 MHz; es decir, múltiplos del sexto armónico de la frecuencia fundamental de resonancia del resonador. Todas estas componentes espectrales corresponden también a señales LMB. En este caso, la mezcla de las señales de polarización se lleva a cabo en el fotodetector. Nótese que en todos los casos, la separación entre las señales LMB y las señales adyacentes PMB es de 15 MHz.

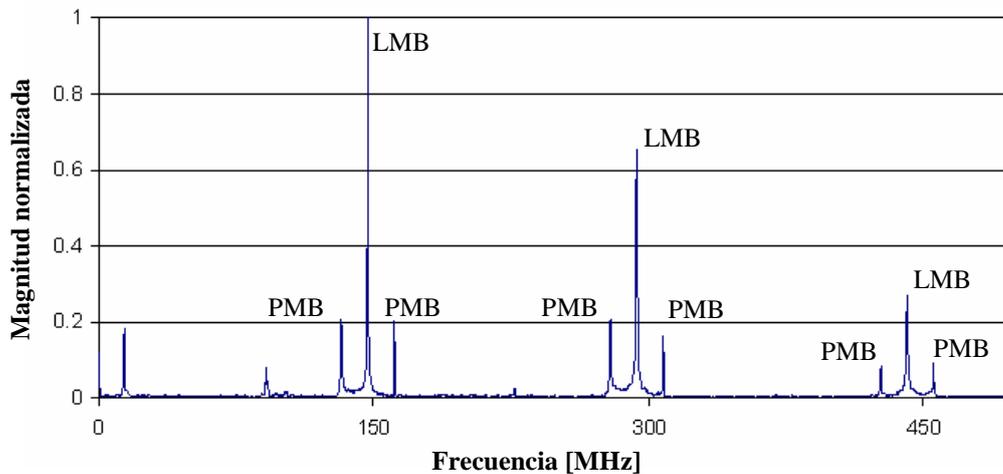


Figura 2.14. Espectro del arreglo con realimentación.

Relacionando las componentes de frecuencia con las señales de tiempo obtenidas en el osciloscopio, podemos ver que la frecuencia de separación entre las señales LMB y PMB (15 MHz) corresponde a la frecuencia de la envolvente (70 ns, ver figura 2.13). De esta manera, podemos asociar la envolvente de los oscilogramas a las señales PMB, mientras que la frecuencia mayor de la señal (150 MHz) puede asociarse a las señales LMB. Para corroborar esto, se ajustaron los controladores de polarización y se observaron los cambios en las señales PMB. Como puede verse en la figura 2.15, los ajustes en los controladores de polarización generan desplazamientos en las señales PMB sin afectar las señales LMB. En este caso, la separación entre las señales LMB y PMB adyacentes es de 25 MHz aproximadamente, mientras que la frecuencia de las señales LMB se mantiene en múltiplos de 150 MHz. En general, es posible encontrar otros estados de birrefringencia en el arreglo para los cuales la separación entre señales LMB y PMB cambia. Esto se ilustra en la figura 2.16, que representa los espectros para distintos estados de birrefringencia en el arreglo experimental. Cada posición de las señales PMB ( $PMB_1$ ,  $PMB_2$ ,  $PMB_3$ ) indican una posición distinta de los controladores de polarización.

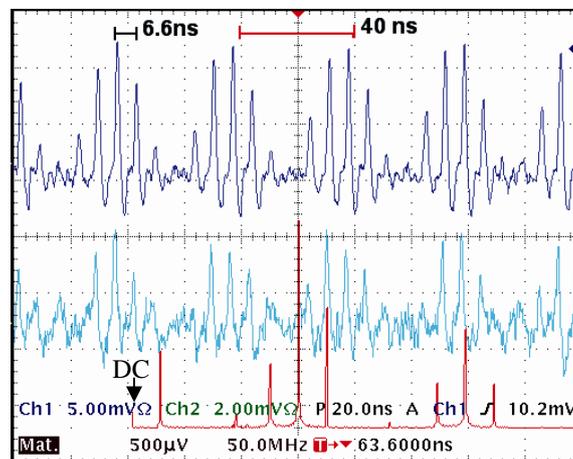


Figura 2.15. Oscilograma y espectro del arreglo experimental con separación de 25 MHz entre señales LMB y PMB.

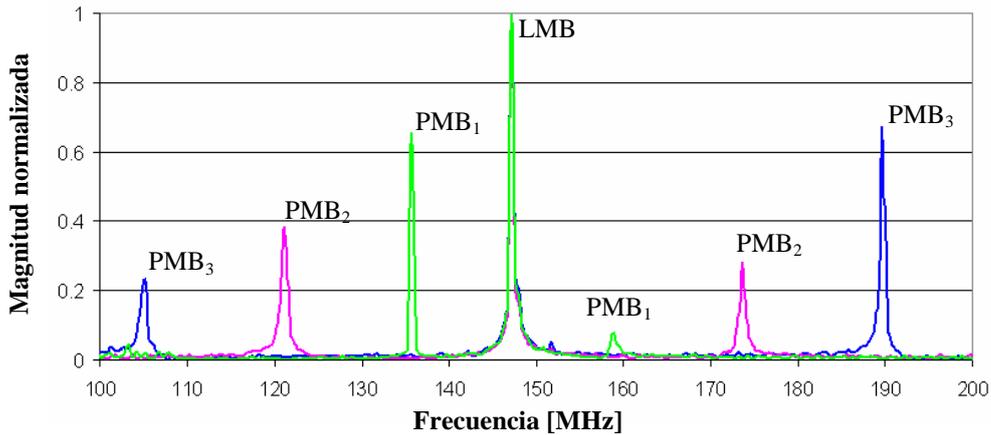


Figura 2.16. Espectros para distintos estados de birrefringencia en el arreglo.

Otro aspecto importante observado en el arreglo experimental con realimentación fue la dependencia entre el estado de birrefringencia y la diferencia entre las fases de las señales de los modos de polarización ortogonales. Al variar los parámetros de los controladores de polarización, las fases de estas señales cambian. Esto puede verse al comparar las figuras 2.13 y 2.15. La diferencia de fases entre las señales de la figura 2.13 es distinta a la que se observa en las señales de la figura 2.15. De forma general, cualquier cambio en la birrefringencia del arreglo modifica la diferencia de fases entre las señales de los modos ortogonales de polarización, o equivalentemente, la frecuencia de las señales PMB cambia en función de la birrefringencia.

### 2.3.2. Cambios en la longitud de la malla de realimentación

Para observar los efectos del anillo de realimentación en el arreglo experimental se redujo la fibra a una longitud de 2.08 m. La figura 2.17 muestra los oscilogramas y el espectro típico de estas observaciones.

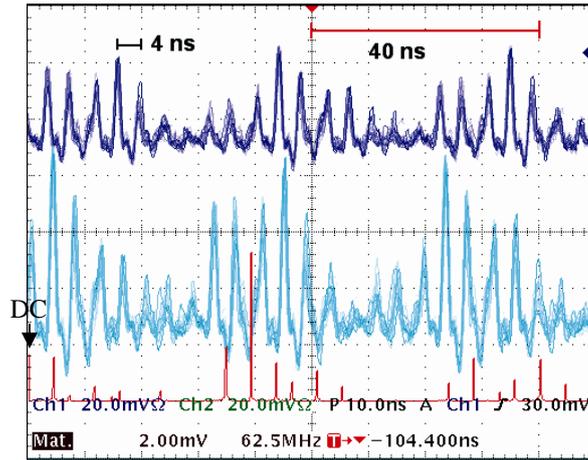


Figura 2.17. Oscilogramas y espectro para longitud de la malla de realimentación de 2.08 m.

Las señales obtenidas con esta longitud en el anillo de realimentación tienen un comportamiento muy similar al anterior, son señales que muestran amplitud modulada. Las señales PMB también cambian en forma discreta con los cambios en la birrefringencia del arreglo, mientras que las señales LMB permanecen a una frecuencia constante. Nótese sin embargo que la frecuencia de las señales LMB con esta nueva longitud en el anillo es ahora de 245.75 MHz. Éste es el cambio más significativo que se observa al modificar la longitud del anillo de realimentación. Esto puede observarse con más detalle en la figura 2.18, donde se muestran espectros para distintos estados de birrefringencia.

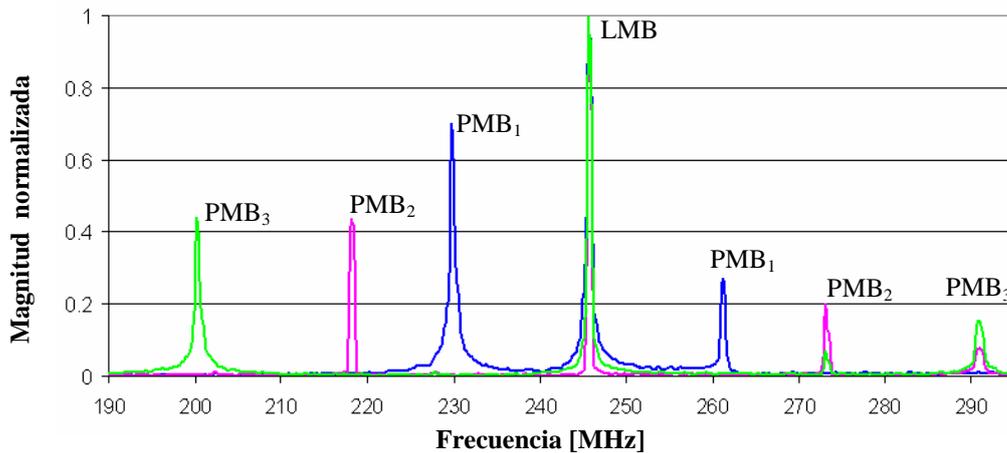


Figura 2.18. Espectros para diferentes estado de birrefringencia: la longitud del anillo de realimentación es de 2.08 m

Comparando las figuras 2.16 y 2.18 es posible asociar la longitud del anillo de

realimentación con el cambio en las señales LMB. El comportamiento del arreglo con realimentación es semejante a un resonador con tres espejos. El haz que sale de la cavidad recorre la distancia que tiene el anillo de realimentación antes de regresar a la cavidad. Esto es equivalente a tener un tercer espejo al final de la fibra. En este caso, esta segunda cavidad selecciona las frecuencias generadas dentro del resonador. Con base en lo anterior es posible obtener diversas señales LMB múltiplos de la frecuencia de resonancia del resonador controlando la longitud del anillo de realimentación. Para este arreglo, el cambio de longitud en el anillo requiere el corte y empalme de la fibra. En aplicaciones que requieran cambio en las señales LMB, lo anterior debe ser considerado.

En este capítulo se han observado los efectos que tienen la potencia de bombeo, la birrefringencia y la longitud del anillo en la salida láser del arreglo. En general, el retraso que sufre el haz de luz en su recorrido de regreso al resonador cambia las características temporales de la señal generada en el láser de fibra. El efecto de utilizar un anillo de realimentación polarizado es similar al uso de un tercer espejo a la salida del resonador. Los resonadores de tres espejos se utilizan para implementar sistemas láser con alta selectividad en frecuencia [8]. Como puede observarse en los resultados anteriores, la reducción en la longitud del anillo de realimentación genera un incremento en la frecuencia de las señales LMB. Esto indica que el anillo de realimentación funciona como un selector de frecuencias, y la relación de las frecuencias de paso es inversamente proporcional a la longitud del anillo. Sin embargo, la relación exacta entre la longitud del anillo y las frecuencias seleccionadas no es fácil de determinar, pues se requiere el análisis formal para un resonador de tres espejos. Por otro lado, desde el punto de vista práctico, este tipo de selector de frecuencia requeriría modificar el anillo de realimentación para seleccionar una frecuencia adecuada de operación. Una forma de inducir cambios en el recorrido del haz de luz de una manera más controlada es por medio de un dispositivo electro-óptico, como un *switch* de polarización. La incorporación de polarización conmutada en el arreglo será estudiada en el capítulo siguiente.

# CAPÍTULO 3

## CONMUTACIÓN DE POLARIZACIÓN CON REALIMENTACIÓN EXTERNA

Las fuentes de luz con propiedades de conmutación controladas son de gran interés en las comunicaciones y en los sensores de fibra. Tecnologías como WDM se benefician con el desarrollo de este tipo de fuentes, sobre todo si una sola fuente de luz láser puede conmutar entre varias longitudes de onda. Los sensores basados en puentes ópticos conmutados también son aplicación directa para estos sistemas [9]. Un láser de fibra puede conmutar entre sus dos modos característicos de polarización, por ejemplo, al realimentar el resonador con uno de los dos modos. Sin embargo, este comportamiento sólo es posible cuando la energía de bombeo es cercana al umbral de emisión [10]. Un láser de fibra con elementos birrefringentes también es capaz de emitir un haz de luz con polarizaciones ortogonales conmutadas [11]. El acoplamiento entre los modos de polarización a través de los elementos birrefringentes permite la conmutación del haz de salida. La frecuencia de conmutación del láser de fibra está limitada por el tiempo que tarda el haz en estabilizarse en cada estado de conmutación [12]. Este tiempo característico se conoce también como tiempo de relajación, y está asociado a las pérdidas en el resonador y a la dinámica de población de cada material láser. En los trabajos previos [11, 12], se ha propuesto el uso de realimentación en anillo en conjunto con dispositivos de fibra óptica para mejorar el desempeño y aminorar las frecuencias de relajación del láser de fibra.

En este capítulo se estudian los efectos que tiene la realimentación polarizada conmutada en el haz de salida de una fibra láser. Para lograr la conmutación de polarización se usó un *switch* electro-óptico de disponibilidad comercial (*Polaswitch* de General Photonics). El *Polaswitch* es un dispositivo que rota el haz de luz incidente  $90^\circ$  a una frecuencia controlada por una señal eléctrica; las características y especificaciones típicas de este dispositivo pueden consultarse en el *apéndice A*. Los efectos de diversas configuraciones de realimentación se muestran en las siguientes secciones. Como se

observó en los experimentos reportados en el capítulo anterior, los efectos en la emisión de la fibra láser dependen de la relación entre las fases del haz generado en el resonador y el haz de realimentación. Como veremos, gracias al *switch* electro-óptico es posible controlar fácilmente las características de polarización del haz realimentado, utilizando únicamente dispositivos acoplados a fibra óptica.

## **3.1. REALIMENTACIÓN POR POLARIZACIÓN CONMUTADA EN CONFIGURACIÓN DE ANILLO**

### **3.1.1. Descripción del arreglo experimental**

El sistema láser de fibra utilizado en todos los experimentos es el mismo que se describió en el capítulo 2. El resonador láser utiliza un resonador de Fabry-Perot con una longitud total de 4.1 m. Como material láser se utiliza una fibra dopada con erbio ( $\text{Er}^{3+}$ ) y los espejos del resonador son dos rejillas de Bragg (FBG) con longitud de onda de resonancia centrada aproximadamente a 1536 nm. Como puede verse en la Figura 3.1, el bombeo se realiza a través de un WDM con un diodo láser de longitud de onda nominal de 975 nm y un aislador óptico (ISO) entre el WDM y el diodo láser. La salida láser proveniente de uno de los brazos del WDM pasa a través de un aislador óptico para evitar reflexiones hacia el resonador. Después la salida láser es separada en componentes ortogonales ( $P_x$ ,  $P_y$ ) mediante un separador de polarización ( $\text{PBS}_2$ ), y se analizan simultáneamente mediante diodos *pin* ( $\text{PD}_1$ ,  $\text{PD}_2$ ) conectados al osciloscopio. La realimentación de luz hacia el resonador se realiza por medio de un separador de polarización ( $\text{PBS}_1$ ). La polarización que regresa al resonador se selecciona mediante el *switch* de polarización ( $P$  SW, *Polaswitch*), de tal manera que el haz realimentado recorre un anillo de 5.76 m de longitud (ver figura 3.1).

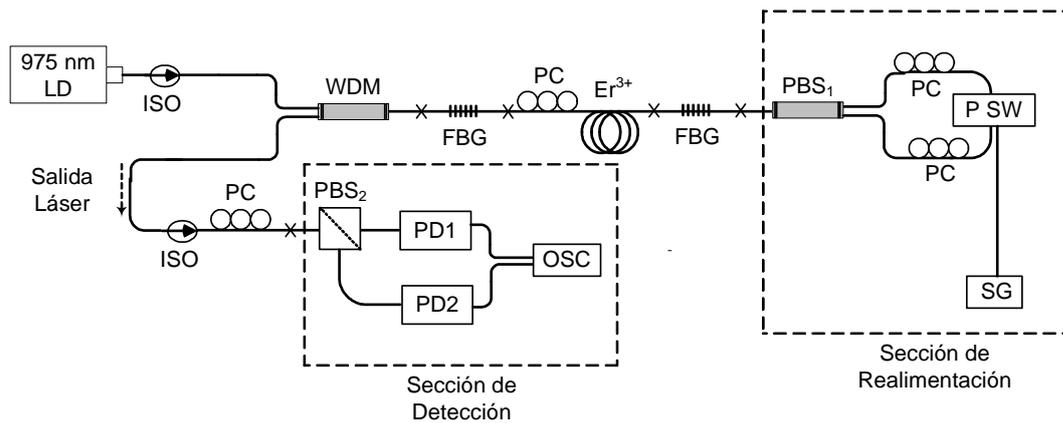


Figura 3.1. Esquema del arreglo experimental para estudiar la realimentación con polarización conmutada.

En la sección de realimentación indicada en la figura, la luz láser proveniente del resonador es separada en sus componentes ortogonales por el PBS<sub>1</sub> y cada componente llega por trayectorias distintas al *switch* de polarización. En el *switch*, las componentes son giradas 90° a una frecuencia controlada por el generador de señales (SG) utilizado para alimentar las terminales del *switch*. Después de ser conmutadas, las componentes regresan al separador de polarización donde son mezcladas y devueltas al resonador. Los controladores de polarización en el anillo de realimentación permiten ajustes en el haz antes de ser conmutados por el *switch*. El generador de señales controla la polarización del haz por medio de una señal cuadrada de +/- 5 V y frecuencia variable. Las especificaciones del *switch* establecen una frecuencia no mayor a los 12 kHz. Las pérdidas de inserción del *switch* son de 0.5 dB según las especificaciones del fabricante.

### 3.1.2. Resultados experimentales

Para el monitoreo del haz de salida, éste es separado en sus componentes ortogonales por medio del separador de polarización (PBS<sub>2</sub>). Ambos haces son registrados con los diodos *pin*. Las señales provenientes de cada modo ortogonal son observadas simultáneamente en el osciloscopio, por lo cual es posible registrar los efectos transitorios de ambas señales.

Todas las mediciones de esta sección se realizaron con una corriente de bombeo

en el diodo láser de 50 mA. Con este arreglo pueden obtenerse pulsos periódicos sólo para algunas frecuencias en el *switch* de polarización. Esto se ilustra en la figura 3.2, que muestra los oscilogramas (trazas superiores) y la transformada rápida de Fourier (traza inferior) para una frecuencia de 100 Hz en el generador de señales. En ambas polarizaciones (Px, Py) se observan trenes de pulsos con una duración no mayor a los 10  $\mu$ s. Como se puede ver en la figura 3.2, los trenes de pulsos de ambas señales se encuentran en fase, los estados altos de ambas señales coinciden, al igual que los estados bajos. Al cambiar la frecuencia del *switch* de polarización a 120 Hz, la salida del láser deja de ser periódica, y como se muestra en la figura 3.3, es difícil establecer una frecuencia definida de operación.

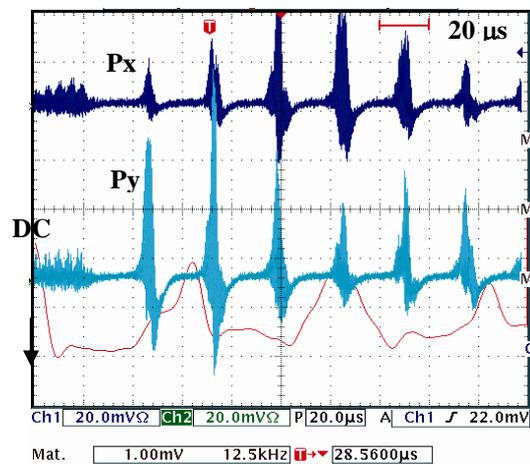


Figura 3.2. Oscilogramas del arreglo con switch de polarización en anillo con frecuencia en el generador de señales de 100 Hz.

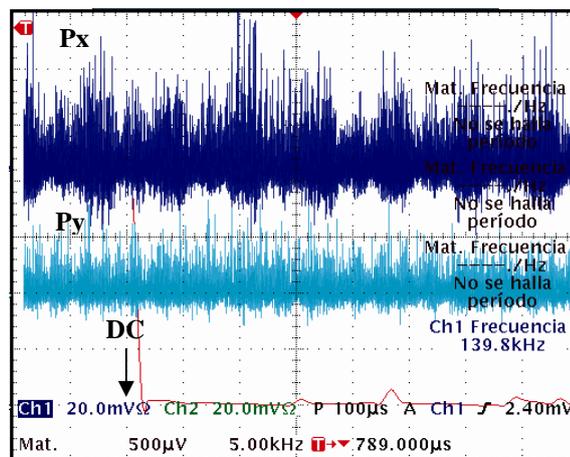


Figura 3.3. Oscilogramas para una frecuencia en el switch de polarización de 120 Hz.

Otra salida láser con pulsos periódicos se observa al elevar la frecuencia del *switch* de polarización a 3.2 kHz. La figura 3.4 muestra oscilogramas para una frecuencia en el *switch* de polarización de 3.2 kHz. Se observan también trenes de pulsos en fase para ambas señales. Cuando la frecuencia en el *switch* de polarización es de 10.4 kHz la salida láser presenta comportamiento periódico, como lo muestra la figura 3.5.

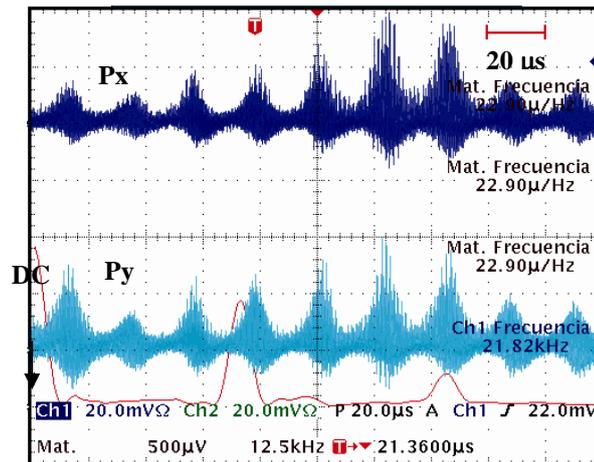


Figura 3.4. Oscilogramas del arreglo con *switch* de polarización en anillo con frecuencia en el generador de señales de 3.2 kHz

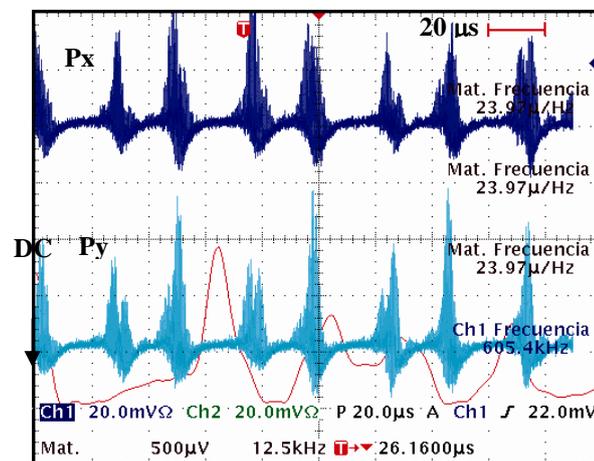


Figura 3.5. Oscilogramas del arreglo con *switch* de polarización en anillo con frecuencia en el generador de señales de 10.4 kHz

La emisión de luz pulsada con y sin periodicidad en arreglos láser realimentados cuando se modula la señal de bombeo ha sido reportada anteriormente [13]. Para el arreglo reportado en [13], los pulsos generados en el láser son periódicos cuando el haz realimentado está en fase con la emisión del láser. Bajo cualquier otra condición, la

emisión pulsada que se obtiene no es periódica. Con el arreglo utilizado en este trabajo, se presentan los mismos de casos de operación (pulsos con y sin una periodicidad fija) dependiendo de la frecuencia de modulación. En ambos arreglos, las señales moduladas generan una modulación en la ganancia del láser y esto a su vez ocasiona la operación pulsada. El mayor contraste en la operación del arreglo con realimentación polarizada, puede notarse en las frecuencias de los pulsos. Éstas son siempre múltiplos de la frecuencia del *switch*, pero siempre menores a la frecuencia fundamental del resonador.

Por otra parte, un modulador óptico dentro de un resonador puede promover que los modos longitudinales del resonador se generen en fase [14]. La suma en fase de los modos longitudinales de un resonador da como resultado un tren de pulsos periódicos a la frecuencia fundamental del resonador (*mode-locking*). Un *switch* electro-óptico a la frecuencia fundamental del resonador puede ser usado como modulador óptico para generar trenes de pulsos periódicos. Además, el ancho de los pulsos dependen del número de modos que se encuentran en fase. Entre más modos se encuentren en fase, menor es el ancho de los pulsos. Es posible también multiplicar la frecuencia de los pulsos generados al modular el láser a una frecuencia cuyo valor sea un múltiplo entero de la frecuencia fundamental. Este modo de operación se conoce como modos encadenados a frecuencias racionales armónicas (*rational harmonic mode-locking*), y típicamente se utiliza para incrementar la frecuencia de los pulsos. Debido a que el arreglo experimental presentado en esta sección es esencialmente un resonador de tres espejos, los efectos más complejos que se presentan en este arreglo requieren un análisis formal y detallado. De esta manera, es difícil identificar si la operación de la fibra láser es en un régimen de modos encadenados (*mode-locking*) a una frecuencia fundamental, o bien, a una frecuencia racional armónica. Sin embargo, es interesante la posibilidad de obtener pulsos a frecuencias menores a la del resonador óptico. De igual manera, fue posible obtener frecuencias mucho mayores a la frecuencia del *switch* de polarización. La figura 3.6 muestra los espectros asociados a las figuras 3.2, 3.4 y 3.5.

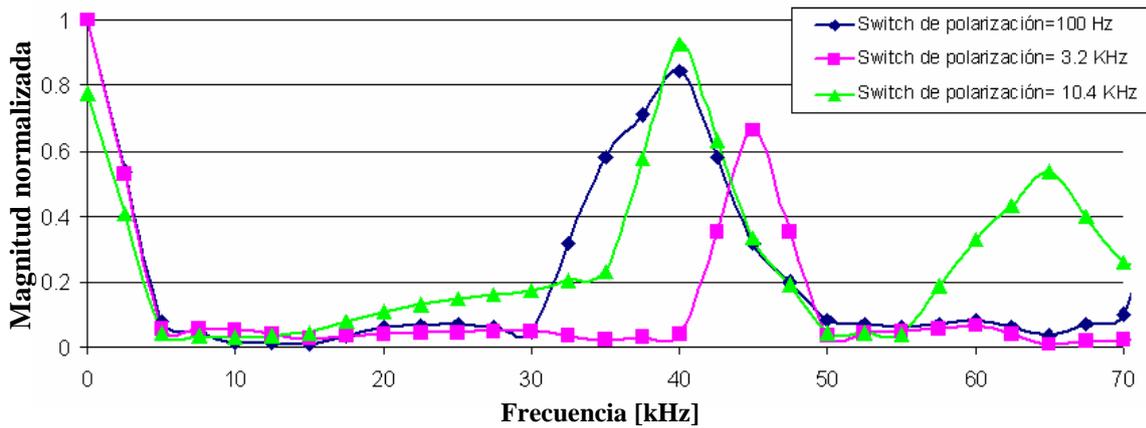


Figura 3.6. Espectros para algunas salidas periódicas en la configuración anillo.

En la figura 3.6, la frecuencia en los pulsos de salida de 40 kHz se obtuvo tanto para 100 Hz como para 10.4 kHz en el switch de polarización. Cuando la frecuencia es de 3.2 kHz, la frecuencia en los pulsos de salida fue de 45 kHz. Las mediciones del espectro de radio frecuencia de la salida láser están limitadas por la transformada rápida de Fourier (*FFT*) del osciloscopio que tiene una resolución de 2.5 kHz

Adicionalmente, se efectuaron mediciones sin señal eléctrica en el *switch* de polarización. Esto genera efectos similares a los descritos en el capítulo anterior. Señales LMB cercanas a los 150 MHz pueden ser observadas. Señales PMB que pueden ser ajustadas con ayuda de los controladores de polarización también fueron registradas. La figura 3.7 muestra oscilogramas y espectro para estas mediciones.

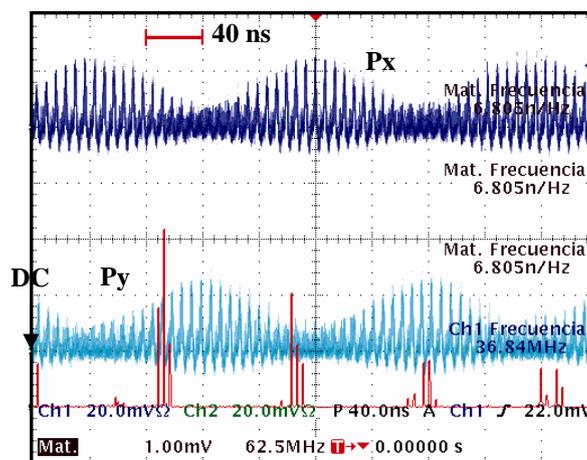


Figura 3.7. Oscilogramas y espectro para el arreglo en anillo sin señal eléctrica en el switch de polarización.

Se realizaron también experimentos con una longitud de aproximadamente 2 km en el anillo de realimentación. En este caso, se observaron pulsos periódicos en la salida sólo para algunas frecuencias en el *switch* de polarización. Para esta longitud en el anillo, la frecuencia de los pulsos de salida se mantuvo muy cercana a la frecuencia del *switch* de polarización, contrario a los experimentos anteriores. La figura 3.8 muestra oscilogramas y el espectro para esta longitud en el anillo de realimentación y una frecuencia en el *switch* de polarización de 11.9 kHz. Este tipo de respuesta es muy similar a lo reportado en [13], en donde la longitud del anillo de realimentación es mucho mayor a la longitud del resonador láser, como es el caso cuando se utilizan 2 km de fibra en la sección de realimentación.

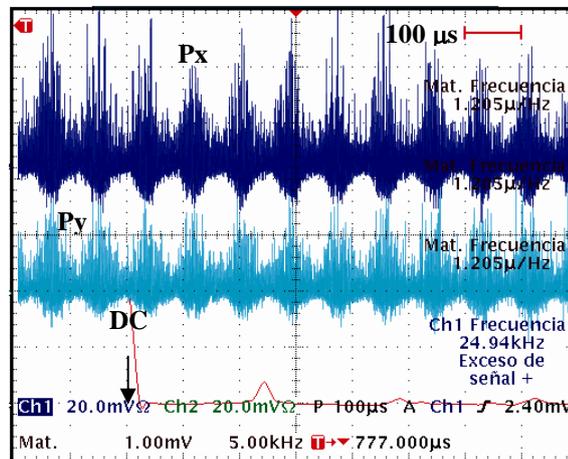


Figura 3.8. Oscilogramas y espectro para 2 km de longitud en el anillo de realimentación. 11.9 kHz en el *switch* de polarización

Para esta longitud en el anillo y sin señal eléctrica en el *switch* de polarización, se observan señales LMB separadas 25 MHz. Lo anterior es análogo con lo observado en la sección 2.4.3 del capítulo anterior, donde para una reducción en la longitud del anillo la separación entre señales LMB aumentó. La figura 3.9 muestra los oscilogramas y espectro del arreglo sin señal eléctrica en el *switch* de polarización. Como en experimentos anteriores, las señales PMB son ajustadas por medio de los controladores de polarización. La amplitud de las señales PMB es mucho más pequeña que las señales PMB de experimentos anteriores.

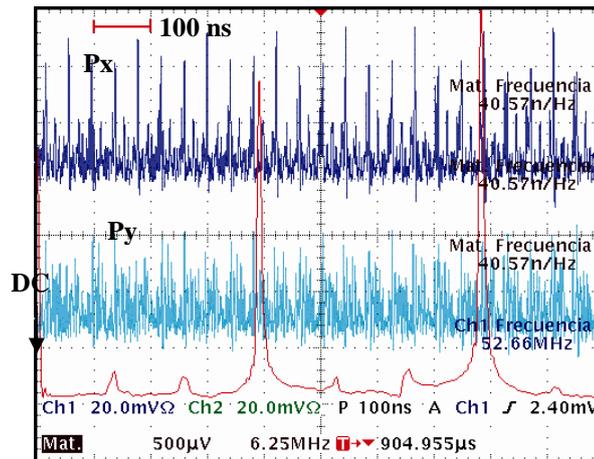


Figura 3.9. Oscilogramas y espectro sin señal eléctrica en el switch de polarización y 2 km de longitud en el anillo de realimentación.

## 3.2. REALIMENTACIÓN CONMUTADA CON ESPEJO ROTATORIO DE FARADAY

### 3.2.1. Descripción del arreglo experimental

Para el arreglo presentado en esta sección, la realimentación se lleva a cabo mediante un espejo rotatorio de Faraday (FRM del inglés *Faraday rotating mirror*). La figura 3.10 muestra el esquema para este arreglo.

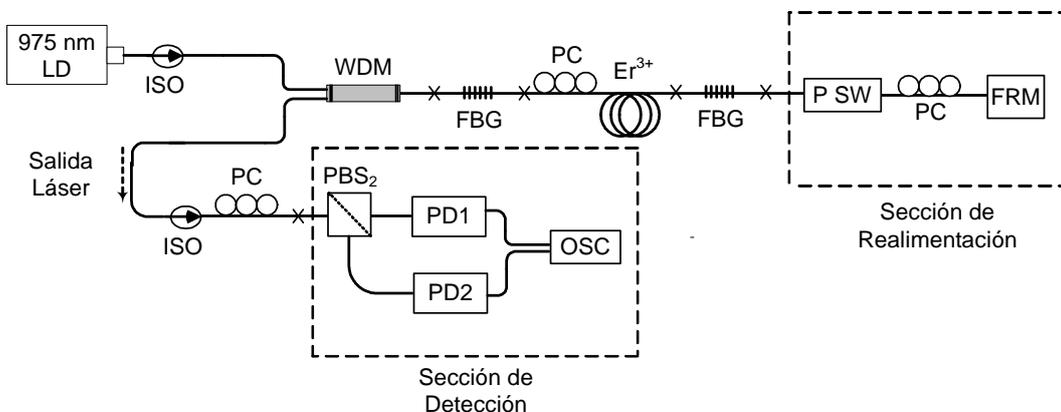


Figura 3.10. Esquema del arreglo experimental con realimentación por espejo de Faraday (FRM).

Como puede verse en la figura 3.10, el arreglo experimental no tiene un separador de polarización en la sección de realimentación, por lo que ambos modos ortogonales generados por la fibra láser regresan al resonador por la misma trayectoria. Al llegar al *switch* de polarización, el haz con ambos modos es rotado 90° a una frecuencia dada por el generador de señales, después recorre la fibra hasta llegar al espejo rotatorio de Faraday. La polarización del haz reflejado por el espejo rotatorio de Faraday se rota 90° con respecto a la orientación del haz incidente, y pasa nuevamente por el *switch* de polarización, antes de regresar al resonador. El controlador de polarización entre el espejo rotatorio de Faraday y el *switch* de polarización permite ajustar la orientación del haz antes de reflejarse en el espejo rotatorio de Faraday.

### 3.2.2. Resultados experimentales

Al igual que en la sección 3.1 de este capítulo, se observan pulsos periódicos sólo con algunas frecuencias en el *switch* de polarización. Para algunos pulsos periódicos de salida, se observa una frecuencia cercana al doble de la frecuencia del *switch* de polarización. Las figuras 3.11 y 3.12 muestran oscilogramas y espectros para mediciones representativas de este comportamiento. Con una línea punteada se indica el periodo de la señal de conmutación en el *switch* de polarización.

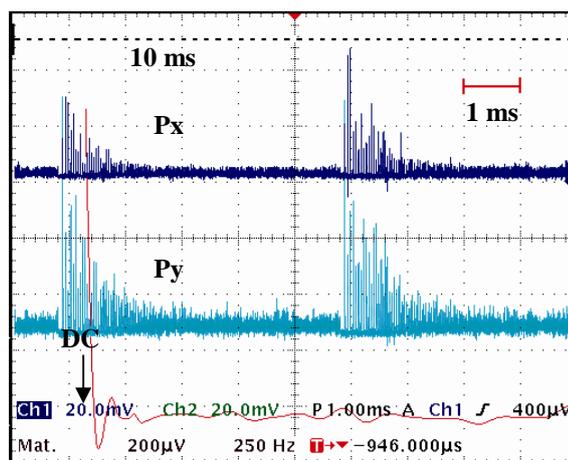


Figura 3.11. Oscilogramas y espectro del arreglo con FRM. La frecuencia en el switch de polarización es de 100 Hz.

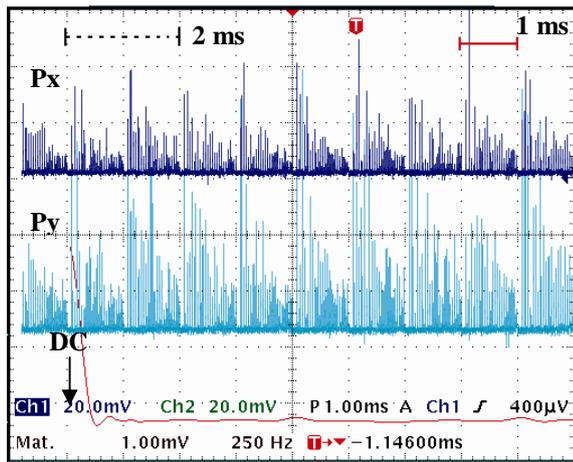


Figura 3.12. Oscilogramas y espectro del arreglo con FRM. La frecuencia en el switch de polarización es de 500 Hz.

Como puede observarse en la figura 3.11, la salida tiene un periodo cercano a los 5 ms, es decir una frecuencia de 200 Hz, mientras que la frecuencia del *switch* es de 100 Hz (periodo de 10 ms). Por otro lado, la figura 3.12 muestra la salida registrada cuando el *switch* de polarización tiene una frecuencia de 500 Hz, los pulsos tienen un periodo cercano a 1 ms, es decir una frecuencia de 1 kHz.

Otro efecto de este arreglo es la aparición de pulsos intermedios a los asociados con la frecuencia del *switch* de polarización. La figura 3.13 muestra oscilogramas y espectro para una frecuencia en el *switch* de polarización de 3.9 kHz.

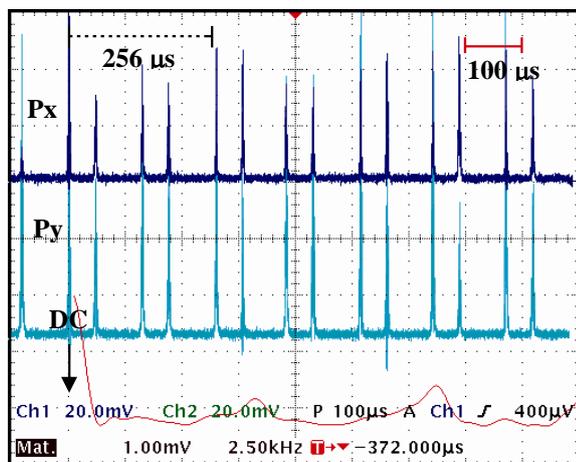


Figura 3.13. Oscilogramas y espectro del arreglo con FRM. P SW: 3.9 kHz.

En la figura 3.13 se indica con una línea punteada el periodo de la señal de 3.9 kHz, que es 256  $\mu\text{s}$ . Como puede observarse, otros pulsos aparecen dentro del periodo de 256  $\mu\text{s}$ . Pulsos de salida con una frecuencia considerablemente mayor a la frecuencia en el *switch* de polarización fueron también observados con este arreglo. La figura 3.14 muestra oscilogramas y el espectro para una frecuencia en el *switch* de polarización de 2 kHz.

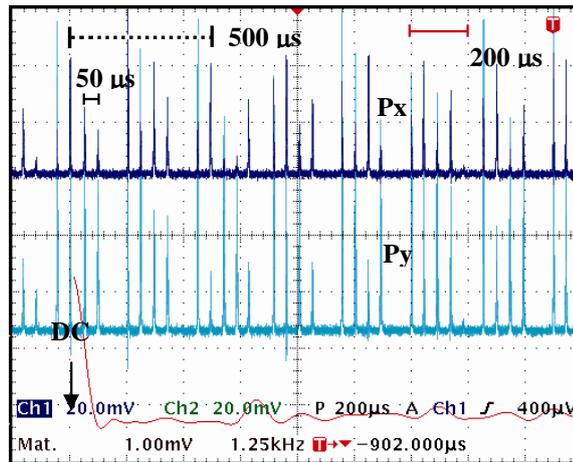


Figura 3.14. Oscilogramas y espectro del arreglo experimental con realimentación por espejo de Faraday FRM. La frecuencia en el *switch* de polarización es de 2 kHz.

En la figura 3.14, el periodo de la señal en el *switch* de polarización es de 500  $\mu\text{s}$  como se indica con línea punteada. La separación entre los pulsos de salida es de 50  $\mu\text{s}$ . Para este caso, existe un factor de 10 entre la frecuencia del *switch* de polarización y la frecuencia en los pulsos de salida.

Comportamientos semejantes al arreglo de la sección 3.1.2 fueron registrados para esta configuración. Una frecuencia de salida mucho mayor a la frecuencias del *switch* de polarización pueden observarse en la figura 3.15.

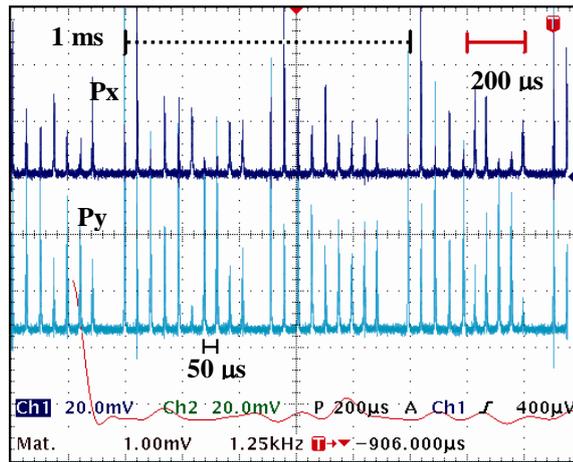


Figura 3.15. Oscilogramas y espectro del arreglo con FRM. Frecuencia de 1 kHz en el switch de polarización.

El periodo de 1 ms asociado a la frecuencia de 1 kHz del switch de polarización se indica en la figura 3.15 con una línea punteada. La separación temporal entre pulsos, al igual que en la figura 3.14, es cercana a los 50 μs. La figura 3.16 muestra los espectros para los casos mencionados anteriormente (fig. 3.13 y fig. 3.14). La frecuencia de salida para cuando el switch de polarización tiene una conmutación de 1 kHz es de 21 kHz, como se puede ver en la figura 3.16. Para una frecuencia en el switch de polarización de 2 kHz, el arreglo tiene una frecuencia de salida de 20 kHz. Algunas espigas tienen una separación igual a la frecuencia en el switch de polarización.

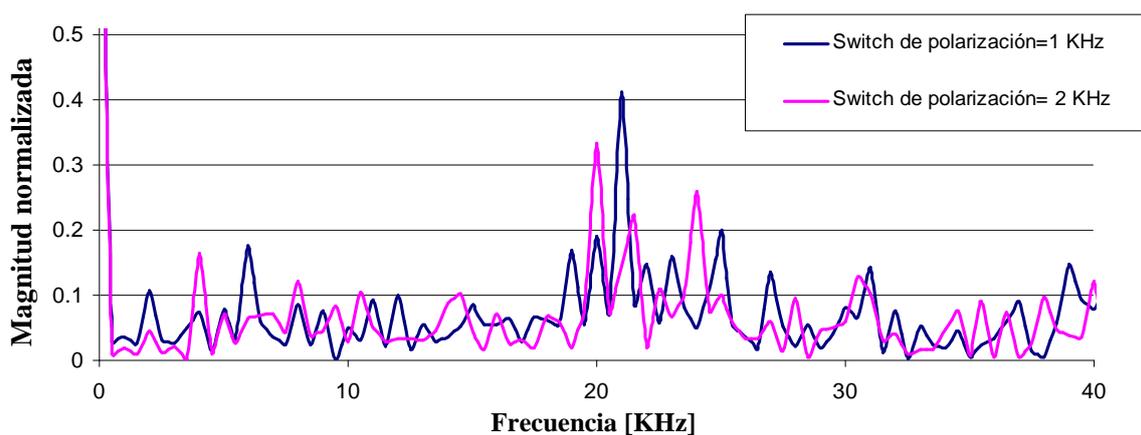


Figura 3.16. Espectros para 1 kHz y 2 kHz en el switch de polarización.

Por otro lado, fueron tomadas mediciones para cuando el switch de polarización no tiene señal eléctrica alguna, y al igual que en los casos anteriores, se observó una

señal con modulación en amplitud. También fueron registradas señales LMB separadas 50 MHz aproximadamente. En la figura 3.17 se pueden observar los oscilogramas y espectro para este arreglo sin señal de conmutación.

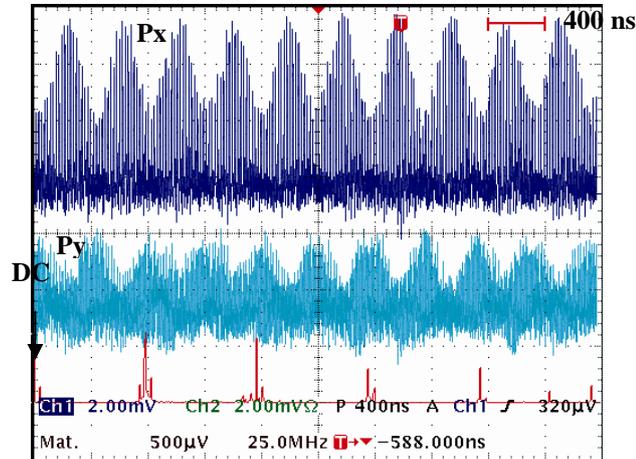


Figura 3.17. Oscilogramas y espectro del arreglo con FRM sin señal de conmutación.

La corriente de bombeo en el diodo láser se mantuvo constante a 50 mA para todas las mediciones. Es de notarse que todos los oscilogramas muestran ambas señales de las polarizaciones ortogonales como trenes de pulsos en fase.

### 3.3. REALIMENTACIÓN CONMUTADA CON SEPARACIÓN DE POLARIZACIÓN Y ESPEJOS ROTATORIOS DE FARADAY.

#### 3.3.1. Descripción del arreglo experimental

Para los experimentos que incluyen separación de polarización y un FRM para cada componente del haz de luz realimentado, la sección de realimentación fue modificada para incluir un separador de polarización después del *switch*. Además, se empalmaron espejos rotatorios de Faraday en cada uno de los brazos del separador de polarización. El arreglo experimental para estos experimentos se muestra en la figura 3.18.

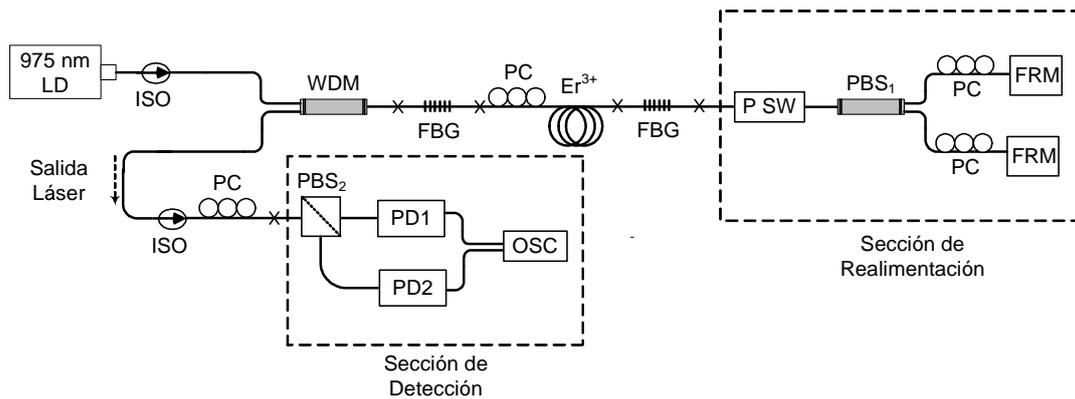


Figura 3.18. Esquema del arreglo experimental con realimentación por separación de polarización y espejos de Faraday (FRM).

En los experimentos anteriores, los modos ortogonales de polarización recorrían el mismo trayecto antes de regresar al resonador. Para el arreglo experimental de esta sección, cada modo de polarización recorre un camino distinto antes de regresar al resonador. Los controladores de polarización en cada brazo del separador de polarización permiten ajustar la orientación del haz para cada modo de polarización de manera independiente. El *switch* de polarización está colocado entre el resonador y el separador de polarización. Esto permite que el haz láser del resonador sea conmutado y después separado en sus componentes ortogonales. Una vez separado, los haces son ajustados independientemente y reflejados con un giro de 90° por los espejos rotatorios de Faraday. Los haces reflejados son conmutados nuevamente antes de regresar al resonador en forma de realimentación.

### 3.3.2. Resultados experimentales

Mediciones con 30, 50, 100 y 150 mA en la corriente de bombeo del diodo láser fueron tomadas para el arreglo de esta sección. Los trenes de pulsos periódicos fueron encontrados ajustando los controladores de polarización para diversas frecuencias en el *switch* de polarización. Las señales de los modos de polarización se observaron como trenes de pulsos en fase. La frecuencia de los pulsos de salida fue mayor o igual a la frecuencia del *switch* de polarización. La figura 3.19 muestra oscilogramas y el espectro para una corriente de 150 mA y una frecuencia en el *switch* de polarización de 9.2 kHz.

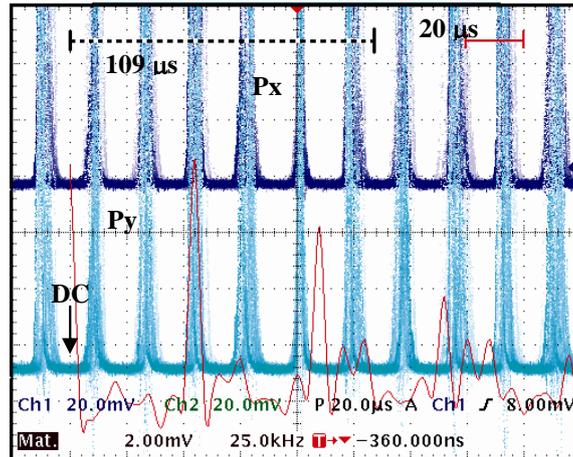


Figura 3.19. Oscilogramas y espectro del arreglo experimental. Corriente de bombeo de 150 mA, frecuencia en el switch de 9.2 KHz.

En la figura 3.19 se indica con una línea punteada 109  $\mu$ s, que corresponde al periodo de la señal del *switch* de polarización. Los espectros para distintas frecuencias de modulación en el *switch* se muestran en la figura 3.20. Para todos estos casos, la frecuencia de los pulsos a la salida del láser es cercana a los 50 kHz. Los datos registrados en la figura 3.20 están limitados por la resolución de la FFT del osciloscopio, que es de 2.5 kHz.

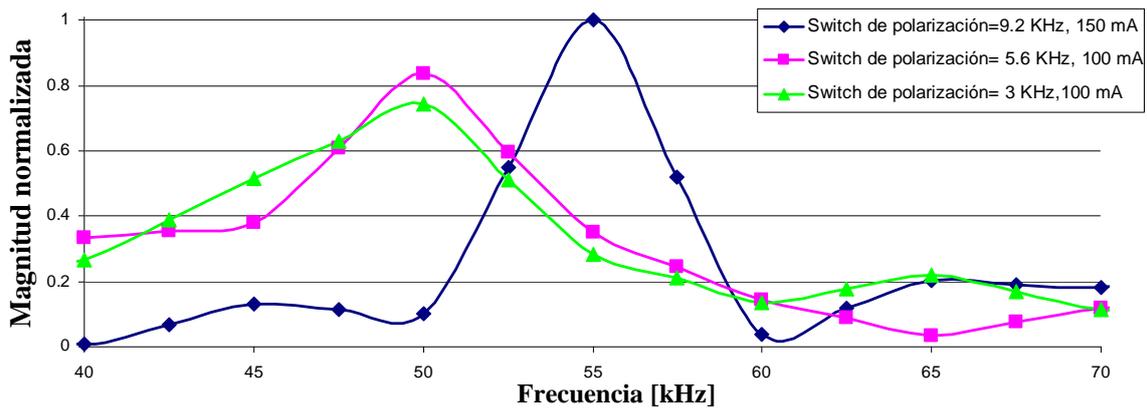


Figura 3.20. Espectros para 9.2 kHz, 5.6 kHz y 3 kHz en el switch de polarización.

En general, los pulsos periódicos a la salida se obtienen únicamente para ciertos valores en la frecuencia de modulación del *switch*. Además, las frecuencias de modulación a las cuales se obtiene una salida de pulsos periódicos dependen de la

corriente de bombeo utilizada. Las frecuencias de los pulsos periódicos obtenidos con este arreglo para cada frecuencia de modulación y para distintas corrientes de bombeo pueden verse en la tabla 3.1. En todos los casos, los oscilogramas obtenidos son similares al que se muestra en la figura 3.19.

**Corriente de bombeo en el diodo láser [mA]**

	<b>30 mA</b>	<b>50 mA</b>	<b>100 mA</b>	<b>150 mA</b>
<b>1.8 kHz</b>	--	25 kHz	--	--
<b>3 kHz</b>	--	--	50 kHz	--
<b>4 kHz</b>	--	28 kHz	--	--
<b>4.2 kHz</b>	8.4 kHz	--	--	--
<b>4.5 kHz</b>	--	--	--	63 kHz
<b>5.6 kHz</b>	--	--	50 kHz	--
<b>5.7 kHz</b>	--	--	--	55 kHz
<b>8.9 kHz</b>	--	17.8 kHz	--	--
<b>9.2 kHz</b>	--	--	--	55 kHz
<b>10.9 kHz</b>	--	--	10.9 kHz	--
<b>13 kHz</b>	--	--	--	13 kHz

Frecuencia en el switch de polarización [KHz]

Tabla 3.1. Frecuencia de los pulsos de salida para distintas frecuencias del switch de polarización y corrientes de bombeo.

Como se observa en la tabla 3.1, sólo para una frecuencia de modulación se obtienen pulsos periódicos cuando la corriente de bombeo es de 30 mA. Por otro lado, para una corriente de bombeo en el diodo láser de 150 mA, se pueden obtener cuatro frecuencias de modulación que generan una salida pulsada. Los trenes de pulsos de salida tuvieron frecuencia igual al *switch* de polarización con un bombeo alto (100 y 150 mA) y para una frecuencia de conmutación elevada (11 y 13 kHz). Para todas las mediciones en este arreglo, el comportamiento en fase entre las señales de los modos ortogonales de polarización se mantuvo.

### 3.3.3. Realimentación conmutada con una sola polarización

Se observaron también los efectos que tiene la realimentación con un sólo modo de polarización. Esto se logró colocando un gel igualador de índice de refracción (GIN) al final de uno de los brazos del separador de polarización en el arreglo, como se muestra en la figura 3.21. A diferencia del caso anterior, sólo una componente ortogonal de polarización es reflejada por el espejo rotatorio de Faraday, mientras que las reflexiones de la componente restante son minimizadas con el GIN.

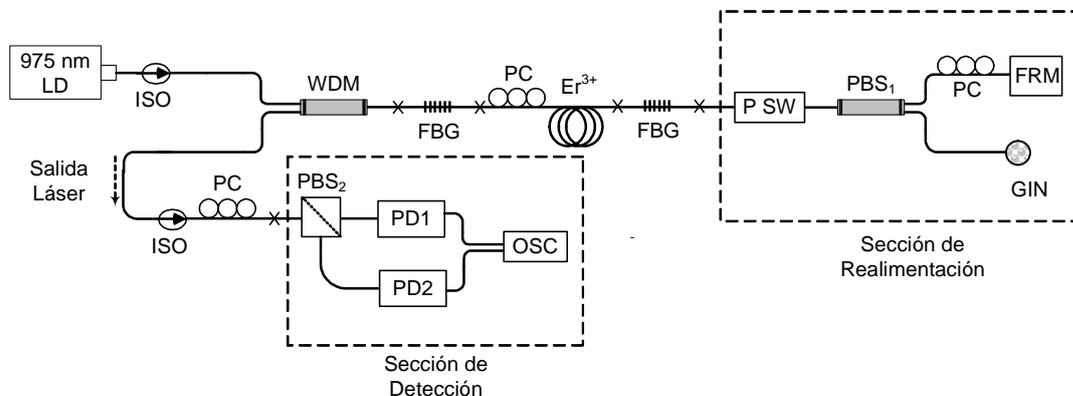


Figura 3.21. Esquema del arreglo experimental con realimentación con una sola polarización.

En la salida del arreglo experimental con realimentación por una sola polarización fueron registrados trenes de pulsos a la misma frecuencia del *switch* de polarización. Contrario a experimentos anteriores, en este arreglo es posible observar máximos de amplitud de una de las señales de polarización al mismo tiempo que mínimos de amplitud en la otra señal de polarización. Este efecto de contrafase en los pulsos de conmutación puede verse en la figura 3.22.

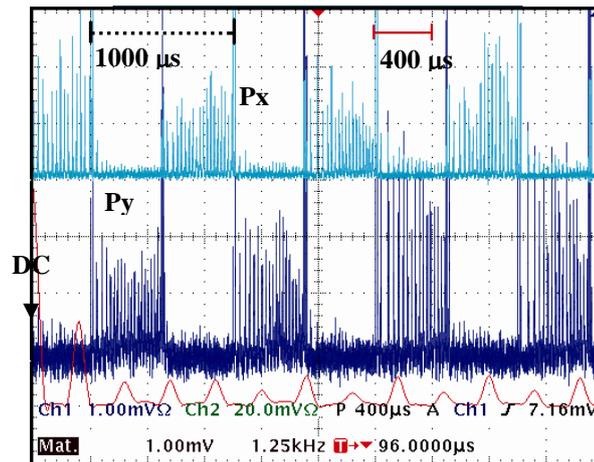


Figura 3.22. Oscilogramas y espectro para el arreglo de realimentación por polarización única. Switch de polarización con 1 kHz.

Como puede verse en la figura 3.22, el periodo del *switch* de polarización que se indica con una línea punteada (1000  $\mu$ s), es el mismo que el periodo de los pulsos de salida para ambas polarizaciones (frecuencia de 1 kHz). Diversas mediciones cambiando tanto la frecuencia del *switch* de polarización como la corriente de bombeo en el diodo láser fueron realizadas, y este comportamiento siempre fue similar. La figura 3.23 muestra detalles de los oscilogramas registrados durante la conmutación. Como puede observarse en la figura, se presentan efectos transitorios dentro de los pulsos de salida cuando se genera la conmutación. En ciertos casos, se puede obtener un comportamiento periódico en ambas polarizaciones cuando éstas se encuentran encendidas. Para algunas mediciones con 120 mA de corriente de bombeo en el diodo láser, es más difícil distinguir un comportamiento periódico. Esto puede deberse al comportamiento caótico presente gracias a una mayor energía disponible por unidad de tiempo. Los efectos transitorios de los pulsos de salida muestran una mayor dependencia de la corriente de bombeo del diodo láser que de la frecuencia en el *switch* de polarización. Estos experimentos contrastan con los obtenidos en secciones anteriores, donde el comportamiento en contrafase no fue registrado. Además, la periodicidad de los pulsos es mucho más difícil de obtener y de controlar.

La realimentación polarizada usando el *switch* de polarización tuvo efectos comparables a la operación de modos encadenados (*mode-locking*). El haz realimentado genera efectos similares al uso de un resonador de tres espejos, generando cambios en la frecuencia fundamental de resonancia del sistema láser. El *switch*, por su

parte, funciona como un modulador óptico y es una pieza fundamental para obtener el régimen de operación pulsado con periodicidad controlable. Para ciertos casos, fue observada una frecuencia mayor en los pulsos de salida que la frecuencia del *switch*. Trabajos anteriores con fibras láser han reportado pulsos de salida con frecuencias mayores a la frecuencia del modulador electro óptico usado en los arreglos [14,15]. Este régimen de operación es conocido como *rational mode-locking*, y consiste en obtener frecuencias a múltiplos de la frecuencia de modulación. Esto puede lograrse si la frecuencia de modulación es una fracción de la frecuencia fundamental del resonador. En los experimentos descritos en las secciones anteriores, esto se logra al ajustar la frecuencia de modulación aplicada al *switch* de polarización.

Los efectos observados en los arreglos utilizando el *switch* de polarización corresponden cualitativamente a una operación en encadenamiento de modos racional (*rational mode locking*), aunque es difícil establecer con precisión la relación entre las frecuencias obtenidas y la frecuencia fundamental del resonador. Esto se debe a la complejidad que se agrega al resonador cuando el haz es realimentado, pues en realidad se trabaja con un resonador de tres espejos. Para determinar las frecuencias de operación de este tipo de resonadores, y los efectos de generar múltiplos de ellas mediante realimentación polarizada, es necesario hacer un análisis teórico de las condiciones de resonancia para cada arreglo experimental. Esto está fuera del alcance de este trabajo, y los resultados experimentales mostrados en este capítulo serán útiles para corroborar los resultados teóricos que se obtengan en el futuro.

Como lo muestran los experimentos realizados, la fase en los pulsos de salida muestra características diferentes para realimentación con un estado de polarización que para realimentación con ambos estados. Los pulsos de salida en contrafase se observan para un solo estado de polarización en la realimentación, mientras que los pulsos en fase se observan para la realimentación con ambos estados. Las posibles aplicaciones para este tipo de efectos de conmutación se discutirán en el siguiente capítulo.

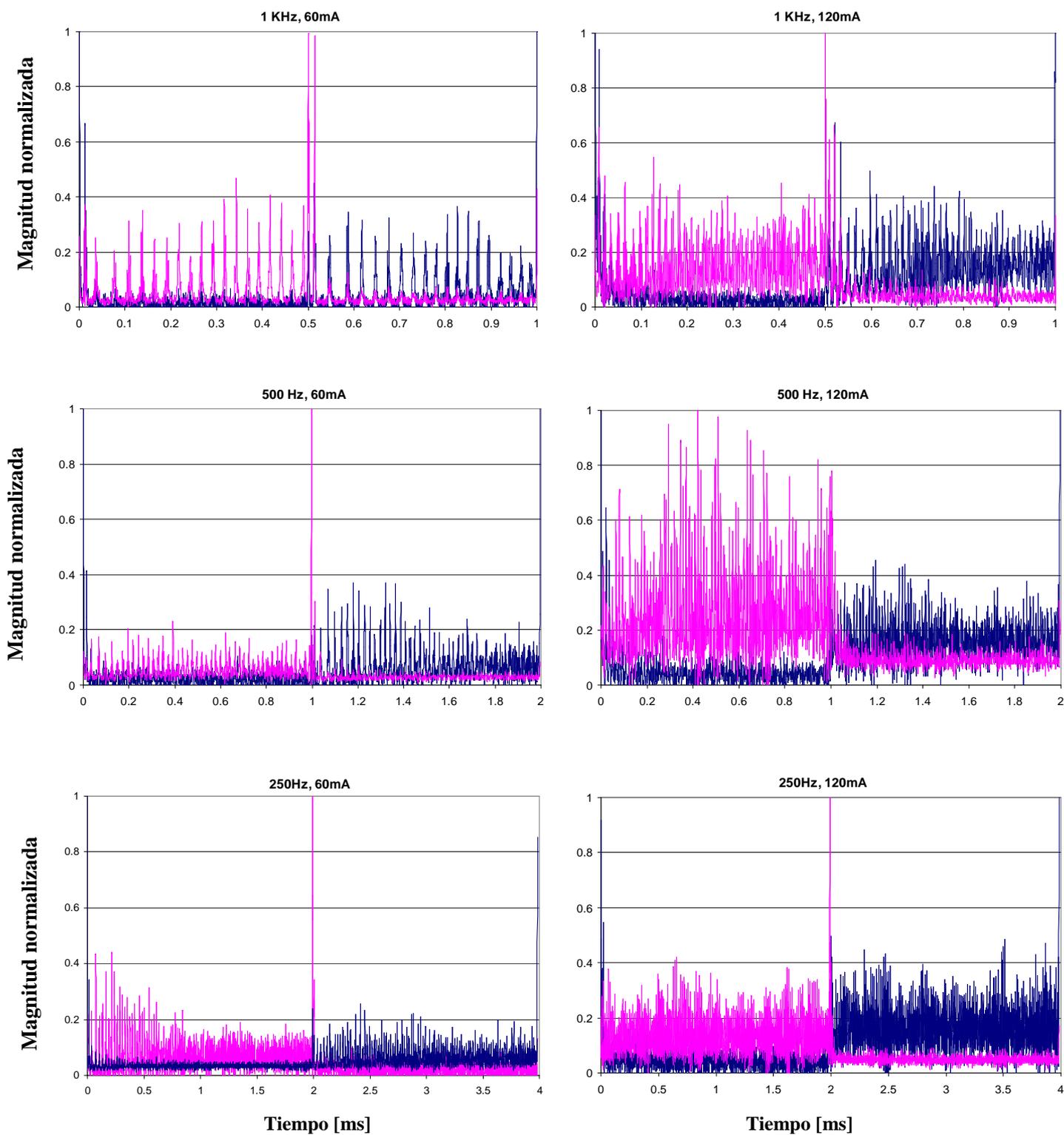


Figura 3.23. Oscilogramas simultáneos para corrientes de bombeo de 60 y 120 mA y con frecuencia en el switch de polarización de 250, 500 Hz y 1 kHz.

# CAPÍTULO 4

## CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos en este trabajo han mostrado que es posible cambiar las características de emisión de un láser de fibra según la realimentación a la que sea expuesto. Tanto para la operación pulsada como para los efectos transitorios observados en la conmutación de polarización, la dinámica de población y el intercambio de energía entre los iones del material láser es parte importante en las características de la salida láser del arreglo. Esto puede observarse si notamos que el comportamiento de la salida del láser depende de la corriente de bombeo utilizada, y de la polarización del haz realimentado al resonador. En general, las características del haz láser de salida como la amplitud, la polarización, la fase y la frecuencia en el arreglo con realimentación dependen de la diferencia de fases entre el haz generado en el resonador y el haz realimentado devuelto al resonador. Los parámetros del arreglo como la birrefringencia, la longitud de la fibra utilizada en la trayectoria de realimentación, o bien la conmutación de polarización afectan la fase del haz realimentado, y por lo tanto, las características de la salida láser.

Se ha mostrado experimentalmente que es posible obtener amplitud modulada a través del monitoreo de la mezcla de los modos generados en el resonador. La realimentación genera cambios en las frecuencias características del resonador, y pueden obtenerse frecuencias que son múltiplos de la frecuencia fundamental de resonancia. Se obtuvieron señales LMB cercanas a los 150, 300 y 450 MHz para una longitud de anillo de 3.27 m, y 250, 500 y 750 MHz para una longitud de anillo de 2.08 m. Por otro lado, siempre fue posible ajustar las señales de polarización (PMB) mediante los controladores de polarización del arreglo. Asimismo, el cambio de longitud en el anillo de realimentación cambia la frecuencia de las señales LMB. En general, no fue posible obtener una relación entre el cambio de longitud del anillo de realimentación con el cambio en la frecuencia de las señales LMB. Esto indica que el análisis de estos arreglos realimentados es mucho más complejo que el que se utiliza para resonadores de dos espejos. De esta forma, es necesario realizar un análisis teórico

formal que considere los cambios de fase de cada una de las polarizaciones cuando éstas viajan a través del anillo de realimentación.

La operación con polarización conmutada puede generarse utilizando dispositivos de realimentación adecuados. Como se demostró en estos experimentos, se pueden generar señales de polarización en fase y en contrafase, ajustables mediante controladores de polarización. Además, es posible también obtener señales de pulsos periódicos bajo ciertas condiciones de realimentación. Éstas se observan únicamente al modular las señales de realimentación. Las frecuencias en los pulsos de salida dependen de la polarización, la frecuencia de modulación utilizada y de la corriente de bombeo utilizada en los experimentos. Para todas las configuraciones de realimentación utilizadas, fue posible obtener frecuencias mucho mayores a la frecuencia del *switch* de polarización. Se obtuvieron frecuencias hasta 17 veces mayores a la frecuencia del *switch* de polarización. Esto da indicios de que la realimentación polarizada puede generar regímenes de operación de modos encadenados (*mode locking*), tanto a frecuencias armónicas fundamentales como a armónicas racionales. Este último caso explica la generación de frecuencias mayores a aquella utilizada para modular el *switch*, pues la característica principal de este régimen de operación es la posibilidad de multiplicar la frecuencia de la señal de salida. De esta forma, la operación del láser con los arreglos de realimentación puede explicarse considerando efectos como el de modos encadenados (*mode locking*) o el auto sembrado (*self seeding*) de sistemas láser. Sin embargo, esto requiere de un estudio más profundo en el que se consideren los efectos de realimentación y el uso de resonadores de tres espejos en un sistema láser de fibra.

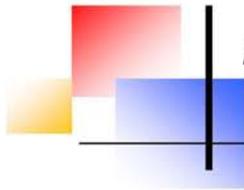
Los experimentos expuestos pueden ser de gran utilidad en los campos de los sensores y las comunicaciones. Actualmente, la realimentación pulsada es usada en la medición de la dispersión cromática. En este método se mide la diferencia en frecuencia de los pulsos de modulación a los que se presenta el efecto *self seeding* para calcular la dispersión cromática [12]. El arreglo con realimentación por polarización conmutada de este trabajo puede ser usado para medir la dispersión entre dos polarizaciones ortogonales midiendo la diferencia en frecuencia en que se presentan los pulsos periódicos en la salida láser del arreglo. Por otro lado, las fibras láser de erbio han sido probadas con éxito en enlaces digitales de 5 Gb/s [16]. Arreglos láser de fibra realimentados con regímenes de *mode-locking* y *rational mode-locking* son usados

como fuentes de pulsos ópticos ultra-cortos en sistemas WDM [14,15]. Estos arreglos tienen ventajas como ser espectralmente angostos y utilizar un modulador con una frecuencia menor que la frecuencia de salida.

En general, las fuentes de luz láser pulsadas son de interés para aplicaciones de comunicaciones y sistemas de medición que utilizan sensores de fibra óptica. La posibilidad de generar regímenes pulsados mediante realimentación polarizada ofrece entonces nuevas posibilidades para desarrollar este tipo de fuentes. De esta manera, la incorporación de dispositivos de fibra óptica y la flexibilidad para diseñar sistemas de fibra láser abren nuevas opciones para su aplicación en diversos campos de la ciencia y la tecnología.

# APENDICE A

## I. Hoja de especificaciones del *Switch* de polarización *PolaSwitch*



### Polarization Switch

### - PolaSwitch™

General Photonics' all solid-state polarization switch can quickly and repeatably rotate the incoming SOP via a fixed angle, either at 45 or 90 degrees. Both single mode and PM fiber pigtailed versions are available. With the PM option, the device functions as a TE to TM converter to switch the SOP between being aligned with the slow and the fast axes of the PM fiber, or between the slow axis and 45 degrees from the slow axis. With SM option, the device simply rotates the polarization ellipse either 45 or 90 degrees. The device can be used for PMD monitoring, polarization modulation, polarization detection, and polarization metrology.



General Photonics Corp.  
5228 Edison Ave.  
Chino, CA 91710

Tel: 909.590.5473  
Fax: 909.902.5536

Email:  
info@generalphotonics.com

Website:  
www.generalphotonics.com

#### Preliminary Specifications

Operating Wavelength	1550 ± 30 nm
Polarization Rotation (@ 1550nm, 23°C)	45° ± 0.5° or 90° ± 0.5°
Polarization Rotation (all wavelength, all temp. )	45° ± 5° or 90° ± 5°
Insertion Loss	< 0.5 dB
Return Loss	> 55 dB
Switching Current	< 130 mA
Switching Voltage	3.5 ~ 5 V
Latching Current	~ 80 mA
Latching Voltage	2 ~ 3 V
Switching Time	100 μs typical
Extinction Ratio	> 18 dB for PM model
Dimensions	35.0 (L) x 17.5 (W) x 13.5 (H) mm
Operation Temperature	0°C to 50°C
Storage Temperature	-40°C to 85°C
Fiber Type	Fujikura PM Panda, Corning SMF-28 or compatible

#### Applications:

- Polarization diversified detectors and sensors
- Polarization multiplexing
- Polarization metrology
- Polarization modulator
- Coherent communication
- PMD monitoring

#### Unique Features:

- Fast speed
- No moving parts
- Low insertion loss
- Compact size

#### Ordering Information:

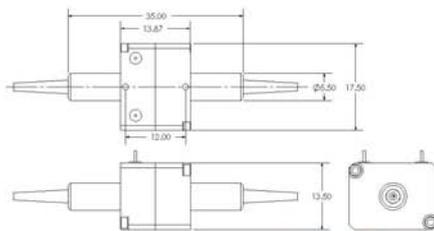
PSW-001-XX-XX-XX

Polarization Rotation  
90 = 90°  
45 = 45°

Fiber Type  
SS = SM to SM  
PP = PM to PM

FC/PC, FC/APC or  
NC = No Connectors

#### Dimensions (in mm)



## II. Hoja de especificaciones del fotodetector diodo *pin*

### D400FC InGaAs Fiber Optic Photo Detector

#### DESCRIPTION

Thorlabs DC400FC is a ready-to-use very high-speed photo detector. The unit comes complete with an FC/PC bulkhead connector / Detector and an internal 12V bias battery enclosed in a ruggedized insulated housing. A FC/PC type fiber optic bulkhead connector provides easy coupling to fiber based light sources. The output uses a SMA style jack for maximum frequency response.

#### SPECIFICATIONS

Anodized Aluminum	Detector: InGaAs Pin	Housing: Black
1.5" x 0.9"	Spectral Response: 800-1700nm	Size: 2.8" x
Battery (Type A23)	Peak Response: 0.95 A/W @ 1550nm	Bias: 12V
Plug	Rise/Fall Time: 0.1ns	Output: SMA
	Diode Capacitance: 0.7pF (typ)	Input : ·
	FC/PC bulkhead fiber connector	
	NEP @ 1550nm: $1.0 \times 10^{-15}$ W/	Hz
@ 675nm	Ball Lens Size: Ø0.058" (Ø1.47 mm)	
	Dark Current: 0.7nA (typ)	Reflective Index of lens: 1.482
(typ) into both single and	1.0nA (max) Coupling Efficiency:	92%
mode fibers over full	PD Active Diameter: 0.1 mm	multi-
	Bandwidth: 1GHz (min)	
	spectral response of detector.	
of View (FOV):	Operating Temp: 0 to 40 °	C
	48 °	Field
	Storage Temp: 0 to 40 °C	
	Damage Threshold: 70 mW (max)	

## REFERENCIAS

1. Sandra Pascual Vázquez y Juan Hernández Cordero, “Fibras ópticas láser: como cocinar vidrio para generar luz,” *Materiales Avanzados*, No. 9, pp. 5-14, 2007.
2. Digonnet, Michel J.F., “Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers”, 2<sup>nd</sup> edition, Marcel Dekker, Inc. 1993.
3. Sánchez-Rinza H. Maciel-Villafuerte, C. Gutiérrez-Martínez, J. Rodríguez-Asomoza, Bárbara, “Transmisión de video mediante modulación de coherencia luminosa”, *memorias del somi VII tel-11*, 2000.
4. Noël Servagent, “Optical feedback interferometry for sensing applications”, *Optical Engineering*, Vol. 40 No. 1, 2001.
5. N. Li, F. Luo, S. Unlu, T. F. Morse, J. Hernández-Cordero, “Intra-cavity fiber laser technique for high accuracy birefringence measurement,” *Optics Express*, Vol. 14, No. 17, 2006.
6. E. Lacot et al., “Dynamics of an erbium-doped fiber laser”, *Physical Review A*. Vol. 49 No. 5, 1994.
7. A. Rosales-García, I. Cruz-Torres, J. Hernández-Cordero, “Fiber lasers with hybrid birefringence resonators,” *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 44, pp. 1027-1038, 2006.
8. Siegman., “*Lasers*”, University Science Books ,1986.
9. B. Meziane, F. Sanchez, G. M. Stephan, and P. L. Francois, "Feedback-induced polarization switching in a Nd-doped fiber laser," *Optics Letters*, vol. 19, pp. 1970-1972, 1994.
10. J. Hernandez-Cordero, L. A. Sosa-Martinez, F. Nuñez-Orozco, "Intra-cavity polarization switching in optical fiber lasers," *Proceedings SPIE*, vol. 5579, pp. 258-265, 2004.
11. J. Hernandez-Cordero, Víctor Alcántara-Osorno, “Polarization switching in an Er-doped fiber laser using an intra-cavity electro-optical switch” ,” *Optics East 2005, Fiber Optic Sensor Technology and Applications IV*. SPIE Proceedings Vol. 6004, Boston, MA, E.E.U.U., 23-26 de octubre de 2005.
12. Ki-Hong Yoon et. Al., “Dispersion measurement technique based on the self seeding laser oscillation of a Fabry-Perot laser diode”, *Optics Communications* 273 pp 506-509, 2007.
13. Ahmed, Z., et al., “Locking bandwidth of actively mode locked semiconductor lasers”, *Quantum Electronics IEEE journal* 29 pp 1714-1721, 1993.
14. W. W. Tang. C., K.L. Lee, “Rational harmonic mode locking of an optically triggered fiber laser incorporating a nonlinear optical loop modulator”, *IEEE Photonics Technology letters*, vol. 13, no. 1, 2001
15. C. Wu, Niloy K. Dutta, “High repetition-rate optical pulse generation using a rational harmonic mode locked fiber laser”, *Quantum Electronics IEEE journal* 36 pp 145-151, 2000.
16. V. Mizrahi et al., “Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital communication”, *Lightwave technology journal* 11 pp 2021 2026, 1993.

## **BIBLIOGRAFÍA**

- Saleh, B. and Teich, M., “Fundamentals of Photonics”, John Wiley & Sons, USA, 1997.
- Hetch, E. y Zajac, A., “Óptica”, Fondo Interamericano, S.A., EUA, 1997.
- Siegman., “Lasers”, University Science Books ,1986.
- Govind P. Agrawal., “Applications of Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, EUA, 2001.
- William S. C., “Principles of Lasers and Optics”, Cambridge University Press, EUA, 2005.
- Hanamura Eiichi et al., “Quantum Nonlinear Optics”, Springer, Tokyo, 2007.
- Digonnet, Michel J.F. “Rare-earth Doped Fiber and Amplifiers”, Ed. Marcel Decker, 2a ed., USA, 2001.