

TESIS DEFENDIDA POR
MARCIAL CASTRO MUÑOZ
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Vassili Spirine
Director del Comité

Dr. Arturo Arvizu Mondragón
Miembro del Comité

Dr. César Cruz Hernández
Miembro del Comité

Dr. Serguei Miridonov
Miembro del Comité

Dr. Evgeny Kuzin
Miembro del Comité

Dr. Roberto Conte Galván
*Coordinador del programa de posgrado
en electrónica y telecomunicaciones*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

21 de junio de 2010.

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES**

**ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA CON LA DISPERSIÓN DE
BRILLOUIN**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

MARCIAL CASTRO MUÑOZ

Ensenada, Baja California, México, junio del 2010.

RESUMEN de la tesis de **Marcial Castro Muñoz**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES con orientación INSTRUMENTACIÓN Y CONTROL. Ensenada, Baja California. Junio 2010.

ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA CON LA DISPERSIÓN DE BRILLOUIN

Resumen aprobado por:

Dr. Vassili Spirine
Director de Tesis

Se demuestra por primera vez el encadenamiento por inyección óptica (OIL, Optical Injection Locking) de dos láseres de semiconductor a través de la dispersión estimulada de *Brillouin* (SBS, Stimulated Brillouin Scattering). Ambos procesos han sido extensamente investigados hasta la actualidad por sus múltiples aplicaciones pero no se había considerado hasta ahora el OIL de un láser con la radiación de *Stokes* emitida en el proceso de SBS en fibra óptica.

En la primera parte de este trabajo se obtienen el rango de encadenamiento de un láser DFB en función de la potencia inyectada, y tanto el umbral como la saturación de la ganancia por efecto de la SBS en un tramo largo de fibra.

Enseguida, se investigan dos configuraciones de OIL de tipo maestro-esclavo con la SBS. Una de estas utiliza la emisión de un láser de *Brillouin* con cavidad en anillo (denominada OIL-BFRL por sus siglas en ingles) y la otra aplica el filtrado por medio de la amplificación de *Brillouin* (SILBAF). Se demostró que el esquema SILBAF tiene un menor ruido de intensidad y mejor estabilidad en la frecuencia.

En la última parte se muestran aplicaciones viables del OIL con la SBS dentro de las que destaca la reducción del ancho de línea de un láser de semiconductor. Se discute la posibilidad de generar señales de microondas y se explora la aplicación a sensores distribuidos de temperatura basados en la dispersión de *Brillouin*.

Palabras Clave: Encadenamiento por Inyección Óptica, Dispersión Estimulada de *Brillouin*, Mejora en parámetros del láser, Sensor de Fibra Óptica.

ABSTRACT of the thesis presented by **Marcial Castro Muñoz** as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS with orientation in INSTRUMENTATION AND CONTROL. Ensenada, Baja California, México June 2010.

OPTICAL INJECTION LOCKING WITH BRILLOUIN SCATTERING

We have reported what is to our knowledge the first observation of optical injection locking (OIL) between two DFB lasers through stimulated Brillouin scattering (SBS) in optical fiber. Injection locking as well as Brillouin phenomena is widely studied due to its various applications, but locking of one semiconductor laser on the Brillouin Stokes radiation created by another one is not reported until now.

Firstly, we investigate the locking range of a semiconductor laser as a function of the injected power and SBS threshold and gain saturation in a lengthy optical fiber.

Then we present two novel OIL master-slave configurations utilized SBS. The first configuration based on OIL with Brillouin fiber ring laser (OIL-BFRL) output and the second one on self-injection locking with Brillouin amplified feedback (SILBAF). We found that the SILBAF configuration provides significantly more intensity and frequency stable Stokes signal.

Finally, several viable applications of OIL with SBS such as reducing of the linewidth of a semiconductor laser, generation of microwaves signals, and Brillouin distributed fiber optical sensing are presented.

Keywords: Optical Injection Locking, Stimulated Brillouin Scattering, Improvement in Laser Parameters, Fiber Optic Sensor.

*Dedico este trabajo
a todos los integrantes
de mi familia*

AGRADECIMIENTOS

Un agradecimiento muy especial para mi director de tesis, el Dr. Vassili Spirine, por compartir abiertamente sus conocimientos y experiencias profesionales conmigo y por el apoyo que constantemente me brindo.

Al Dr. Arturo Arvizu Mondragón por sus atinados consejos desde que llegue al CICESE.

Al Dr. César Cruz Hernández por su apreciable amistad.

A todos los miembros de mi comité, Dr. Arturo Arvizu Mondragón, Dr. César Cruz Hernández, Dr. Serguei Miridonov y Dr. Evgeny Kuzin por el tiempo que con gusto invirtieron en revisar mi trabajo.

Al Dr. David Hilario Covarrubias Rosales por su atención y comprensión en todo momento.

A todos los maestros del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones por contribuir con su conocimiento a mi formación académica.

A todo el personal del CICESE que trabaja con gusto y atiende amablemente. En especial a: Maricela Pérez, Rosa Elena Fuentes y Aurora Robles del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones; Dolores Sarracino, Citlali Romero, Norma Fuentes e Ivonne Best de la Dirección de Estudios de Posgrado; Cecilia González y Guadalupe Morales de la Biblioteca.

A todos los compañeros y amigos que me animaron en los momentos más difíciles, Francisco López, Juan Miguel Hernández, Rosa Martha López, Carlos Morales, Alberto García, Araceli Gárate, Joel Ruiz, Víctor Varela, Ramón Muraoka, Cesar López, Ramiro Castro, Josue Parra, Antonio Candela y todos aquellos que me acompañaron, gracias.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo brindado para la realización de mis estudios de maestría y de doctorado.

CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	xiv
I. Introducción	1
I.1 Motivación.....	2
I.2 Antecedentes.....	4
I.3 Objetivo.....	5
I.4 Organización de la tesis.....	6
II. Encadenamiento por inyección óptica	8
II.1 Encadenamiento en láseres de semiconductor.....	9
II.1.1 Solución de la ecuación de Mogensen.....	11
II.1.2 Análisis de estabilidad.....	15
II.2 Resumen.....	18
III. Dispersión estimulada de Brillouin en fibra óptica	19
III.1 Descripción del proceso de dispersión estimulada de <i>Brillouin</i>	20
III.1.1 Frecuencia de <i>Brillouin</i>	21
III.1.2 Espectro de la ganancia de <i>Brillouin</i>	22
III.2 Dispersión estimulada de <i>Brillouin</i>	24
III.2.1 Efecto de la polarización.....	26
III.2.2 Umbral de <i>Brillouin</i>	30
III.3 Amplificador de <i>Brillouin</i>	36
III.4 Láser de <i>Brillouin</i>	40
III.5 Resumen.....	42
IV. Encadenamiento con la dispersión de Brillouin en fibra óptica	44
IV.1 Encadenamiento con la radiación de <i>Stokes</i>	44
IV.2 Desarrollo y caracterización del láser de <i>Brillouin</i>	48
IV.2.1 Nivel de acoplamiento.....	49
IV.2.2 Evolución temporal de la potencia de salida.....	51
IV.2.3 Análisis de la aplicación de rejillas dinámicas dentro del láser de <i>Brillouin</i>	52

CONTENIDO (continuación)

	Página
IV.3 Encadenamiento por inyección con la radiación de un láser de <i>Brillouin</i>	57
IV.3.1 Caracterización del láser esclavo y láser de bombeo.....	58
IV.3.2 Ancho de banda de encadenamiento en esquema OIL-BFRL.....	62
IV.3.3 Ruido de intensidad en esquema OIL-BFRL.....	67
IV.3.4 Análisis espectral del RIN en esquema OIL-BFRL.....	71
IV.4 Auto-encadenamiento por inyección con la amplificación de <i>Brillouin</i> (SILBAF).....	77
IV.4.1 Ancho de banda de encadenamiento en esquema SILBAF...	79
IV.4.2 Ruido de intensidad en esquema SILBAF.....	79
IV.4.3 Análisis espectral del RIN en esquema SILBAF.....	81
IV.4.4 Pruebas con bombeo despolarizado.....	82
IV.5 Resumen.....	85
V. Aplicaciones del encadenamiento por inyección óptica con la radiación de <i>Brillouin</i>	87
V.1 Aplicaciones a telecomunicaciones.....	87
V.1.1 Reducción del ancho de línea.....	88
V.1.2 Generación de señales de microondas.....	91
V.2 Aplicación a instrumentación.....	94
V.2.1 Oscilador local en la técnica BOTDR.....	95
V.2.2 Señal de bombeo en la técnica BOTDA.....	99
V.3 Resumen.....	103
VI. Conclusiones	104
VI.1 Aportaciones.....	106
VI.2 Trabajo futuro.....	108
VII. Referencias	109

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>		Página
1	Esquema del encadenamiento con la SBS.....	3
2	Fenómeno de encadenamiento por inyección óptica.....	8
3	Diagrama esquemático del encadenamiento por inyección óptica.....	10
4	Gráfica de la máxima desviación de frecuencia permitida para seguir manteniendo el encadenamiento en un láser esclavo con espaciamento de 146 GHz en los modos longitudinales.....	14
5	Región de encadenamiento ($fd = 146$ GHz, $\alpha = 1.5$). La parte incondicionalmente estable está delimitada por una línea punteada. La línea delgada delimita la parte de la región de encadenamiento que es estable a tasas de inyección mas altas.....	17
6	Espectro de los tres tipos básicos de dispersión presentes en la fibra óptica.....	19
7	Interacción entre el bombeo y la radiación de <i>Stokes</i> a través de la onda acústica.....	21
8	Esquema de la amplificación en fibra óptica con la SBS. Se muestra el crecimiento en la señal de <i>Stokes</i> I_s circulando desde $z=L$ hacia $z=0$ y el agotamiento de la señal de bombeo I_p que circula en sentido contrario.....	26
9	Cambios de la polarización de la onda de bomba y de sonda en fibra óptica de baja birrefringencia. a) Haz de bombeo. b) Onda de <i>Stokes</i> introducida con el mismo estado de polarización que la bomba. c) Onda de <i>Stokes</i> introducida con un estado de polarización ortogonal.....	29

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
10	Evolución de la señal de sonda en un amplificador de fibra de <i>Brillouin</i> (bombeo en 10 dBm, señal de entrada en -20 dBm y 1000 m de longitud de fibra SMF-28).....	39
11	Saturación de la ganancia en la amplificación de <i>Brillouin</i> para longitudes de fibra de 500, 700 y 1000 m con 10 dBm de bombeo y una entrada de -20 dBm obtenida por simulación numérica.....	40
12	Esquema de encadenamiento con la radiación de <i>Brillouin</i>	45
13	Longitud eficaz de la fibra óptica SMF-28 y potencia crítica para la dispersión estimulada de <i>Brillouin</i> en función de la longitud de la fibra.....	46
14	Medición experimental de la potencia crítica en la SBS. Arriba: Esquema de medición. Abajo: Gráfica de la potencia transmitida (P_o) y la potencia reflejada (P_r) para niveles de entrada menores a 75 mW.....	47
15	Cálculos de las potencias críticas en fibra y en láser para provocar la dispersión estimulada de <i>Brillouin</i> con fibra estándar SMF-28.....	48
16	Láser de <i>Brillouin</i> con cavidad en anillo (BFRL). CIR: circulador. FO: Fibra óptica SMF-28 de 10 km de longitud. CP1 y CP2: Controladores de polarización. AC: Acoplador óptico.....	49
17	Esquema del láser de <i>Brillouin</i> con acoplador variable. ACV: Acoplador variable. CP: Controladores de polarización. FO: Fibra óptica SMF-28 de 10 km. CIR: Circulador. AIS: Aisladores.....	50
18	Potencia de salida contra nivel de acoplamiento en el BFRL.....	50

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
19	Conversión de potencia del BFRL y evoluciones temporales de su intensidad óptica.....	52
20	Caracterización del tramo de 1.95 m de fibra dopada con erbio y simulación numérica con $\alpha_o L = 5.05$ y $P_{sat} = 0.318$ mW.....	53
21	Esquema del interferómetro de <i>Sagnac</i> utilizado para la verificación de la formación de las rejillas. Izquierda: Interferómetro que forma las rejillas por interferencia en la fibra dopada con erbio (EDF). Derecha: Interferómetro que elimina las rejillas (no hay interferencia en la EDF).....	54
22	Gráfica de la eficiencia de la rejilla formada en el tramo de 1.95 m de fibra dopada con erbio. Arriba: Medición de la reflectancia con y sin rejilla. Abajo: Eficiencia de la rejilla. Prc: Potencia reflejada con rejilla. Prs: Potencia reflejada sin rejilla.....	55
23	Aplicación de rejillas dinámicas al BFRL. CIR1, CIR2: Circuladores. CP1, CP2: Controladores de polarización. SMF: Fibra estándar monomodo. AC: Acoplador. ACV: Acoplador variable. EDF: Fibra dopada con erbio.....	56
24	Montaje experimental del encadenamiento con la emisión del láser de <i>Brillouin</i> OIL-BFRL. AC: Acoplador 90/10. CP1, CP2 y CP3: Controladores de polarización. CIR1, CIR2: Circuladores. FO: Fibra óptica SMF-28 de 10 km; AIS: Aisladores.....	58
25	Gráfica de la potencia contra la corriente del láser esclavo a una temperatura de 25 °C.....	59
26	Espectro óptico del láser esclavo.....	59
27	Caracterización del láser maestro. Dependencia de la frecuencia contra la corriente y la temperatura.....	60

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
28	Esquema de un láser con <i>pigtail</i> y aislador óptico integrados. C: Conector de fibra óptica.....	61
29	Esquema del amplificador de <i>Brillouin</i> para determinar el ancho de banda de encadenamiento.....	63
30	Evolución temporal de la ganancia en el amplificador de <i>Brillouin</i> para la emisión del láser DFB esclavo en el estado de oscilación libre y encadenado con la dispersión del BFRL que demuestran el encadenamiento en la frecuencia de <i>Stokes</i>	64
31	Medición de la ganancia en el amplificador de <i>Brillouin</i> para determinar el ancho de banda de encadenamiento del esquema OIL-BFRL.....	65
32	Ganancia en el amplificador de <i>Brillouin</i> con diferentes tasas de inyección en el esquema OIL-BFRL.....	66
33	Fluctuaciones de potencia del BFRL y del láser DFB esclavo encadenado con el BFRL que muestran la reducción del ruido de intensidad al aplicar el OIL.....	68
34	RIN_{RMS} del OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser DFB esclavo.....	69
35	RIN_{RMS} de la señal de salida del amplificador de <i>Brillouin</i> en el esquema de medición del ancho de banda del OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser DFB esclavo.....	70
36	Esquema de medición de la densidad espectral del RIN en el OIL-BFRL.....	73
37	Densidad espectral de potencia del RIN en el esquema OIL-BFRL en un rango de 0-10 MHz.....	75
38	RIN de la fuente de prueba. a) Espectro óptico. b) RIN teórico. c) RIN experimental.....	76

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
39	Montaje experimental del autoencadenamiento con la amplificación de <i>Brillouin</i> en la realimentación SILBAF. AC: Acoplador óptico. CP1, CP2: Controladores de polarización. CIR1 y CIR2: Circuladores. FO: Fibra óptica de 10 km. AIS: Aislador.....	78
40	Medición de la ganancia del amplificador de <i>Brillouin</i> en los esquemas OIL-BFRL y SILBAF.....	79
41	RIN _{RMS} de los esquemas SILBAF y OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser de <i>Stokes</i>	80
42	RIN _{RMS} de la señal de salida del amplificador de <i>Brillouin</i> en los esquemas SILBAF y OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser de <i>Stokes</i>	81
43	Densidad espectral de potencia del RIN en los esquemas SILBAF y OIL-BFRL en un rango de 0-10 MHz.....	82
44	Densidad espectral de potencia del RIN en los esquemas SILBAF y OIL-BFRL en un rango de 0-1000 kHz.....	82
45	Despolarizador pasivo Pola-Zero de General Photonics. Arriba: Esquema de la construcción del equipo y potencia de salida. Abajo: Mediciones del estado de la polarización al aplicarlo a una muestra de la emisión del láser de bombeo.....	84
46	Densidad espectral de potencia del RIN en el esquema SILBAF aplicando bombeo despolarizado.....	85

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
47	Reducción del ancho de línea con la configuración SILBAF. a) Esquema. b) Medición por la técnica Auto-homodina con retardo del ancho de línea del láser de <i>Stokes</i> en oscilación libre y encadenado con la dispersión de <i>Brillouin</i> . El analizador de espectros se ajustó a 3 KHz y se usó promediación de 10 trazos.....	90
48	Variación del ancho de línea del láser esclavo alrededor de la región de encadenamiento en los esquemas OIL-BFRL y SILBAF.....	92
49	Aplicación a la generación de señales de microondas. a) Usando el batimiento del bombeo con la emisión del esquema SILBAF. b) Usando dos esquemas SILBAF en cascada para mejorar la estabilidad en frecuencia de salida. c) Usando tres esquemas SILBAF para generar un segundo armónico.....	93
50	Principio de medición distribuida de la temperatura con la método BOTDR.....	96
51	Esquema de medición de temperatura que incorpora la configuración SILBAF como oscilador local en la técnica BOTDR.....	97
52	Resultados de la medición de temperatura utilizando el esquema SILBAF como oscilador local en la técnica BOTDR.....	98
53	Esquema de medición de temperatura que incorpora la configuración SILBAF como fuente de la señal de prueba en la técnica BOTDA.....	100
54	Resultados de la medición de la ganancia utilizando el esquema SILBAF como fuente de la señal de sonda en el método BOTDA. Arriba: Mediciones a intervalos de 5 minutos con un sistema automático implementado con LabVIEW. Abajo: Gráfica del promedio de las mediciones. Temperatura ambiente 20°C.....	101

LISTA DE TABLAS

<i>Tabla</i>		Página
I	Parámetros de la fibra estándar monomodo SMF-28 utilizados para la evaluación de la potencia crítica.....	46
II	Cálculo de la atenuación total de la trayectoria de inyección.....	61
III	Estabilidad de los controladores de los láseres.....	64
IV	Ancho de banda de encadenamiento en el OIL-BFRL...	67
V	Efectos del ruido eléctrico y ruido cuántico sobre la medición del RIN del OIL-BFRL en la región de 10 MHz.....	75

Capítulo I

Introducción

El láser ha revolucionado tanto a la ciencia como a la tecnología, y a la vez es el resultado de las mismas. El efecto de amplificación por el proceso de emisión estimulada en el que se basa su funcionamiento fue analizado por primera vez por Albert Einstein (1917) pero fue hasta 1957 que Charles Townes y Arthur Schawlow (1958) concibieron la idea de usar este efecto para desarrollar el láser. Finalmente, en 1960 Theodore H. Maiman (1960) construyó el primer láser, un láser de rubí sintético que emitía pulsos de luz coherente. Desde entonces se le han venido dando una infinidad de aplicaciones en la ciencia y la tecnología. Poco después de su invención, se decía que el láser era "una solución buscando un problema que resolver" (Townes, 2003). Por ejemplo, en espectroscopía se usa el láser para analizar la estructura de la materia, en física nuclear se estudia su aplicación en la generación de reacciones de fusión nuclear controladas, en química se utiliza para inducir reacciones químicas de forma selectiva, en la industria y en medicina se usa para calentar, fundir, vaporizar, cortar o unir de forma precisa (Lucent-Technologies, 1998). Además de estas aplicaciones están las que palpamos de cerca en los aparatos domésticos y de oficina como los reproductores de CD y DVD, las impresoras láser y los apuntadores.

Cada una de estas y otras aplicaciones requiere características especiales en el láser. En comunicaciones ópticas así como en diversas aplicaciones a la instrumentación es deseable que el láser tenga una gran

pureza espectral y estabilidad en frecuencia. La pureza espectral, expresada como un ancho de línea por los fabricantes, y la estabilidad en frecuencia son necesarias en las fuentes de luz de los sistemas de comunicaciones ópticas para reducir al mínimo los efectos de la dispersión cromática que ensancha los pulsos ópticos produciendo interferencia intersimbólica y para permitir la multicanalización por longitud de onda mas densa (Arvizu, 2005; Dutton, 1998; Agrawal, 2002). Mientras que en instrumentación es indispensable mantener un ancho de línea reducido y estabilidad en la frecuencia en aplicaciones de medición distribuida basada en la dispersión de *Brillouin* (Horiguchi *et al.*, 1995; Troger *et al.*, 1999 y Thévenaz *et al.*, 2004)

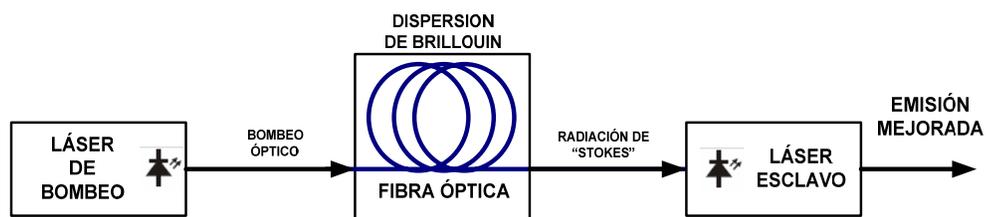
I.1 Motivación

En esta tesis se estudia de manera conjunta dos fenómenos: el encadenamiento por inyección óptica en láseres y la dispersión estimulada de *Brillouin* en fibra óptica. Ambos han sido muy estudiados y se les ha dado aplicaciones tecnológicas, sin embargo no se ha analizado hasta ahora el encadenamiento de un láser con la radiación de *Stokes* emitida en el proceso de dispersión estimulada de *Brillouin* en fibra óptica.

El encadenamiento por inyección óptica (OIL, Optical Injection Locking) es una técnica con la que se puede sincronizar la fase de uno o más láseres, denominados esclavos, con la radiación de otro denominado maestro (Siegman, 1986). El OIL se ha usado en los láseres para asegurar la operación monomodal, mantener la polarización lineal, aumentar el ancho de banda, eliminar el *chirp* en la modulación directa y reducir el ancho de línea, entre otras aplicaciones (Spano *et al.*, 1986; Okajima *et al.*, 2003; Frede *et al.*, 2004).

Por otro lado la dispersión estimulada de *Brillouin* (SBS, Stimulated Brillouin Scattering) es un proceso no lineal que produce ganancia en contra propagación en las fibras ópticas (Boyd, 1992). La SBS es uno de los principales efectos que limitan la cantidad de potencia que se puede transmitir en una fibra óptica (Chraplyvy, 1990) pero también puede ser aprovechada para desarrollar láseres de fibra óptica con anchos de línea muy pequeños (Hill *et al.*, 1976) y sensores distribuidos de temperatura y tensión con resolución espacial menor a un metro y longitudes de hasta 150 km (Horiguchi *et al.*, 1995; Alahbabi *et al.* 2005).

La radiación emitida en el proceso de dispersión estimulada *Brillouin*, radiación de *Stokes*, tiene propiedades ópticas que son atractivas en un láser, tales como su pureza espectral y su estabilidad en frecuencia (Gaeta y Boyd, 1991). Para transferir estas propiedades es posible aplicar el encadenamiento por inyección óptica. Dicho proceso se muestra esquemáticamente en la figura 1. El láser esclavo es inyectado con la radiación de *Stokes* emitida por un tramo de fibra óptica para encadenarlo y obtener una emisión mejorada. Para obtener la radiación de *Stokes* en la fibra se requiere la introducción de un haz potente proveniente de un láser de bombeo.



Figural: Esquema del encadenamiento con la SBS.

I.2 Antecedentes

Uno de los primeros reportes del encadenamiento por inyección fue hecho por Christian Huygens en 1665 quién observó que cuando dos relojes de péndulo se colocaban cerca, invariablemente el movimiento de estos se sincronizaba. En este caso se tiene un acoplamiento pequeño pero suficiente para sincronizarlos (Siegman, 1986).

El encadenamiento por inyección en láseres fue demostrado por primera vez en el experimento que realizaron Stover y Steier en 1966 usando dos láseres He-Ne. Más adelante, un primer análisis teórico del encadenamiento entre láseres fue hecho por C. L. Tang y H. Statz en 1967 donde se utiliza una ecuación de evolución del campo óptico del láser del tipo Van der Pol donde se desprecian los efectos de la densidad de portadores. Con este tipo de enfoque se llega a la celebre ecuación de Adler (Kobayashi, 1991).

El encadenamiento en láseres de semiconductor fue observado hasta 1980 debido a que los láseres de semiconductor construidos al principio eran muy inestables y oscilaban en múltiples modos longitudinales (Kobayashi, 1991). Los resultados experimentales del encadenamiento en láseres de semiconductor mostraron diferencias con respecto al análisis teórico desde los primeros reportes. Se encontró que la reducción del ancho de banda de encadenamiento, al disminuir la tasa de inyección, era más rápida de lo previsto, que existían asimetrías en la región de encadenamiento y que bajo ciertos niveles de inyección óptica se tenían oscilaciones inestables.

Roy Lang (1982) fue el primero en dar una explicación de este y otros fenómenos en los láseres de semiconductor sujetos a una inyección óptica externa considerando la dependencia del índice de refracción con respecto a la variación de la densidad de portadores.

Por otro lado, el fenómeno de dispersión de *Brillouin* fue analizado por primera vez por Léon Brillouin (1922). En su tesis doctoral estudió teóricamente la propagación de una luz monocromática y su interacción con las ondas acústicas y demostró que se produce una dispersión con corrimiento de frecuencia que hoy se conoce como dispersión de *Brillouin*.

La primera observación de la dispersión de *Brillouin* fue hecha en 1924 por Chiao en cristales de cuarzo y zafiro. Para esto, utilizó un máser (similar al láser pero en el rango de microondas) para generar vibraciones en los cristales y provocar la dispersión con corrimiento de frecuencia (Chiao *et al.*, 1964).

La observación de la SBS en fibra óptica se dio hasta 1972 usando un láser pulsado de xenón operando a 535.5 nm como bombeo óptico en tramos cortos de fibra óptica (entre 5 y 20 m). El experimento, limitado a tramos cortos debido a la alta atenuación en la fibra (1300 dB/km), arrojó un umbral para la generación de la SBS de 1 W en 20 m de fibra y un corrimiento de frecuencia de 32.2 GHz (Ippen y Stolen, 1972). Se requirió de altos niveles de potencia en los primeros experimentos de la SBS debido a la atenuación tan grande en las fibras ópticas de aquel tiempo. Quince años después, en 1987, se logró obtener la SBS en una fibra de 30 km cuya atenuación era de 0.43 dB/km utilizando un láser de semiconductor DFB operando a 1.3 μm (Agrawal, 2001).

I.3 Objetivo

El objetivo general de este proyecto es el estudio del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica con la radiación de *Brillouin* en fibra óptica para aplicación en sistemas de telecomunicaciones y sensores.

Los objetivos particulares son los siguientes:

- Realizar un estudio teórico del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica con la dispersión de Brillouin en fibra óptica.
- Determinar teórica y experimentalmente la influencia de los diferentes parámetros involucrados como la longitud de la fibra, la desviación de frecuencia, la tasa de inyección en el láser esclavo, etc. sobre las características del proceso.
- Explorar y analizar las aplicaciones del encadenamiento por inyección óptica con la dispersión de *Brillouin* en fibra óptica a los sistemas de comunicaciones y sensores.

I.4 Organización de la tesis

En el capítulo II se hace un estudio teórico del encadenamiento por inyección óptica en láseres de semiconductor desde la presentación del modelado con un sistema de ecuaciones de evolución del campo óptico y densidad de portadores hasta su solución y análisis de estabilidad para mostrar las regiones de encadenamiento estable basados principalmente en el trabajo de Mogensen (1985).

En el capítulo III se presenta un estudio detallado de la dispersión de *Brillouin* explicando la forma en que se produce el fenómeno. Se examinan las ecuaciones que modelan el proceso de dispersión estimulada y se revisa la solución en estado estable. También se revisa el umbral en láseres de *Brillouin* y la ganancia en los amplificadores de *Brillouin*.

En el capítulo IV se estudia el encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* iniciando con el desarrollo y caracterización de un láser de *Brillouin* y continuando luego con el encadenamiento de un láser DFB de semiconductor con la emisión del láser de *Brillouin*; al esquema implementado de esta forma lo denominamos OIL-BFRL (Optical Injection Locking with Brillouin Fiber Ring Laser). Después se presenta otro

esquema nuevo denominado por nosotros SILBAF (Self Injection Locking with Brillouin Amplification Feedback). Aquí también se hace un estudio comparativo entre los dos esquemas de encadenamiento que muestra la superioridad del esquema SILBAF sobre el OIL-BFRL.

En capítulo V se muestran las posibilidades de aplicación del encadenamiento por inyección con la dispersión de *Brillouin*. Se demuestra la aplicación a la reducción del ancho de línea y se muestra la posibilidad de usarlo en la generación de señales de microondas. También se hacen pruebas preliminares de la aplicación del encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* en el campo de los sensores distribuidos.

Finalmente en el capítulo VI se presentan las conclusiones.

Capítulo II

Encadenamiento por Inyección óptica

El encadenamiento por inyección óptica es un fenómeno de sincronización que se presenta en láseres cuando se les introduce un haz externo dentro de su cavidad. Una porción del campo óptico de un láser maestro es acoplado dentro de la cavidad de un láser esclavo como lo muestra la figura 2. Si la potencia inyectada y la desviación de frecuencia son las adecuadas, el láser esclavo se encadena a la fase del láser maestro (Siegman, 1986).

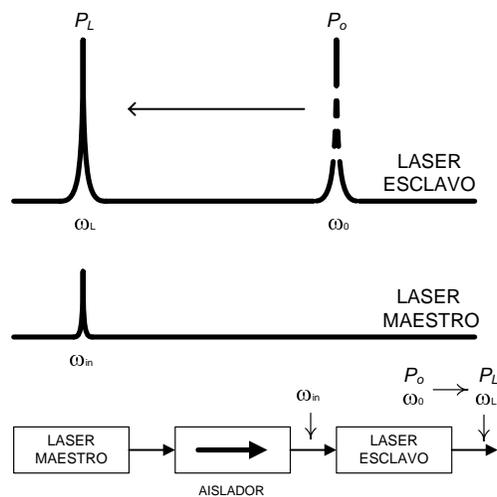


Figura 2: Fenómeno de encadenamiento por inyección óptica.

Los principales parámetros a considerar en este fenómeno son: El ancho de banda de encadenamiento y la tasa de inyección. El ancho de banda de encadenamiento, ω_L , es igual al valor absoluto de la máxima desviación

entre la frecuencia del láser esclavo en oscilación libre, ω_0 , y la frecuencia del láser maestro, ω_{ML} , con la que se puede establecer un encadenamiento ($\omega_L = |\omega_0 - \omega_{ML}|$) (Adler, 1973). Además utilizaremos el término región de encadenamiento para el rango de valores que se puede tener en la desviación de frecuencia mientras se mantiene el encadenamiento (Buczek *et al.*, 1973). Por otro lado, la tasa de inyección, ρ , es igual al cociente de la potencia inyectada dentro de la cavidad del láser esclavo P_{in} y la potencia del láser esclavo antes de aplicar la inyección P_o , aunque también se puede llegar a una expresión en términos de intensidades del campo óptico (E_{in} y E_o) en la que se tiene una relación cuadrática (Kobayashi y Kimura, 1981):

$$\rho = \frac{P_{in}}{P_o} = \left(\frac{E_{in}}{E_o} \right)^2 . \quad (1)$$

Las primeras observaciones del fenómeno de encadenamiento por inyección fueron hechas con potencias de inyección muy pequeñas. Tasas de inyección por debajo de -30 dB fueron usadas experimentalmente y consideradas en los cálculos teóricos (Petitbon *et al.*, 1988). Con estos niveles de inyección se tiene un encadenamiento por inyección débil y se distingue del encadenamiento por inyección fuerte porque para niveles de inyección mayores se presentan otro tipo de fenómenos, los cuales no son abordados en esta tesis.

II.1 Encadenamiento en láseres de semiconductor

Uno de los análisis más citados sobre el análisis del encadenamiento entre láseres de semiconductor es el desarrollado por Mogensen *et al.*, (1985). En este análisis se incluye el factor de incremento del ancho de línea. Este

factor da una medida del acoplamiento de la ganancia y la fase en un láser de semiconductor. El acoplamiento es debido a que el índice de refracción en un láser de semiconductor se modifica al cambiar la densidad de portadores. El cambio en la densidad de portadores se debe a que la inyección óptica externa hace que la potencia del láser cambie ligeramente y al variar la potencia se cambia también la densidad de portadores ya que hay un consumo más rápido de estos (Henry, 1982). La ecuación que usa Mogensen (1985) es la siguiente:

$$\frac{d}{dt} E_{SL}(t) - \left\{ j\omega(N) + \frac{1}{2} \left[G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right] \right\} E_{SL}(t) = \eta f_d E_{ML}(t) \quad , \quad (2)$$

donde E_{SL} y E_{ML} son los campos ópticos de los láseres esclavo y maestro, ω es la frecuencia angular del campo del láser esclavo, G la ganancia por segundo del medio amplificador, τ_p el tiempo de vida del fotón, f_d la separación espectral entre modos laterales, N la densidad de portadores, y finalmente η representa el coeficiente de acoplamiento que determina la fracción del campo del láser maestro que es acoplado dentro de la cavidad del láser esclavo como se muestra en la figura 3.

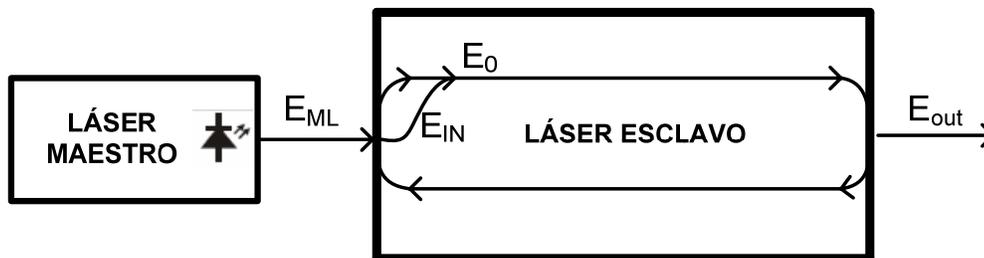


Figura 3: Diagrama esquemático del encadenamiento por inyección óptica.

La ecuación diferencial (2) nos indica que la rapidez instantánea de variación del campo óptico dE_{SL}/dt tiene dos componentes en cuadratura, una de éstas en fase con el campo óptico. La presencia del componente en cuadratura con el campo óptico se debe al hecho de que se está trabajando con la representación compleja.

II.1.1 Solución de la ecuación de Mogensen

La solución a la ecuación (2) es presentada por Mogensen *et al.* (1986) y se muestra enseguida paso a paso para explicar detalles importantes. Para resolverla toma en cuenta la evolución de la densidad de portadores clásica (3) ya que la primera involucra parámetros dependientes de éstos (Kobayashi, 1991). La ecuación para la densidad de portadores es:

$$\frac{d}{dt} N(t) = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G(N) |E_0(t)|^2, \quad (3)$$

donde J es la tasa de bombeo y τ_s es el tiempo de vida de los portadores o lo que es lo mismo el tiempo promedio que duran los átomos del medio activo del láser en estado excitado (Numai, 2004)

Los campos ópticos involucrados se analizan en su representación compleja de envolvente lenta como se muestra en las ecuaciones (4) y (5). Donde ω_0 representa la frecuencia de resonancia del láser esclavo (sin perturbación) y ω_{in} la frecuencia del láser maestro. Se agrega una variable dependiente del tiempo para la fase del láser esclavo $\varphi(t)$ ya que a través de esta variable se maneja el corrimiento en frecuencia del láser esclavo durante la inyección óptica. Las expresiones son:

$$E_{SL}(t) = E_0(t) e^{j[\omega_0 t + \varphi(t)]}, \quad (4)$$

$$\eta E_{ML}(t) = E_{in} e^{j[\omega_m t + \phi_{in}]} . \quad (5)$$

La frecuencia del campo óptico y la ganancia del medio activo se representan como funciones dependientes de la densidad de portadores como se muestra enseguida (Henry, 1982):

$$G(N) = G_N \Delta N + \frac{1}{\tau_p} , \quad (6)$$

$$\omega(N) = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha \cdot G_N \Delta N , \quad (7)$$

con

$$\Delta N = N - N_{th} . \quad (8)$$

Aquí se muestra que la ganancia (G) sobrepasa a las pérdidas ($1/\tau_p$) de manera proporcional al incremento de la densidad de portadores (ΔN), siendo G_N el factor de proporcionalidad. Sin inyección óptica se tiene el nivel de umbral para la densidad de portadores (N_{th}). También la frecuencia de oscilación del láser se modifica con la variación de la densidad de portadores ya que la variación en la densidad de portadores provoca un cambio en el índice de refracción que conduce a una frecuencia de resonancia diferente. Esta variación se toma en cuenta por medio del factor de incremento del ancho de línea (α) que representa un acoplamiento de la fase y del factor de ganancia de la amplitud del campo óptico (G) a través de la variación en la densidad de portadores (N).

Manipulando matemáticamente la ecuación de evolución del campo óptico (2) junto con las (4)-(8), considerando por simplicidad que el campo óptico inyectado permanece constante en amplitud y frecuencia, y que su

fase ϕ_{in} es cero, se puede simplificar en un par de ecuaciones equivalentes, una para la amplitud (9) y otra para la fase (10),

$$\frac{d}{dt}E_0(t) = \frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N \cdot E_0 + f_d \cdot E_{in} \cdot \cos[\theta(t)] , \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \Delta N - f_d \cdot \frac{E_{in}}{E_0} \cdot \text{sen}[\theta(t)] , \quad (10)$$

donde

$$\theta(t) = \Delta\omega \cdot t - \phi(t) , \quad (11)$$

$$\Delta\omega = \omega_{in} - \omega_0 . \quad (12)$$

Continuando el análisis de la ecuación de la amplitud del campo óptico (9) tendremos que en estado estable la derivada de la amplitud del campo óptico será igual a cero. Además la frecuencia del láser se encadenará a la frecuencia de la señal inyectada y solamente tendrá una diferencia de fase constante que llamaremos θ_L . Usando \tilde{E}_0 para la magnitud del campo óptico en estado encadenado y estable se tiene (Mogensen *el al.*, 1985),

$$\Delta N = -2 \cdot \frac{f_d}{G_N} \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \cos\theta_L . \quad (13)$$

Pasando ahora con el análisis de la ecuación de la fase (10) en estado encadenado y estable, tenemos que la fase del láser esclavo tendrá que variar a una velocidad tal que produzca un corrimiento de frecuencia sobre la frecuencia del láser esclavo que iguale a la frecuencia de la señal inyectada. Así que la derivada de la fase será igual a la diferencia entre la

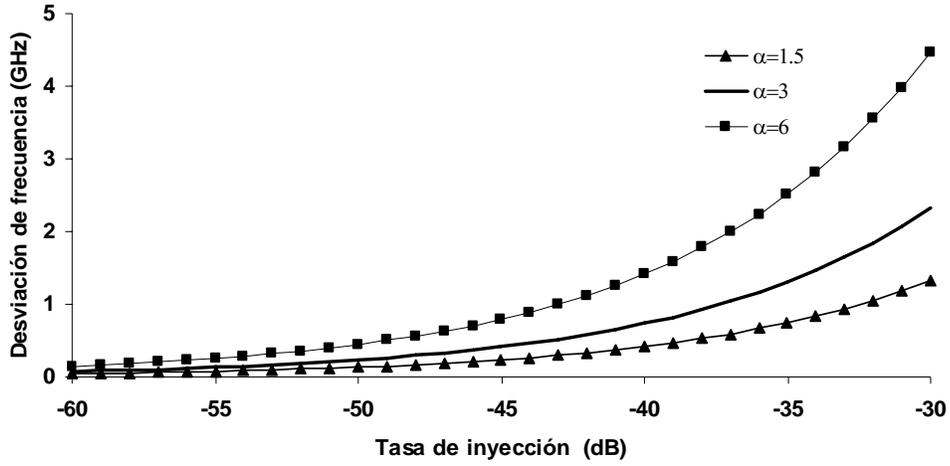


Figura 4: Gráfica de la máxima desviación de frecuencia permitida para seguir manteniendo el encadenamiento en un láser esclavo con espaciamiento de 146 GHz en los modos longitudinales.

frecuencia de la señal inyectada y la frecuencia de resonancia del láser. Haciendo $d\phi/dt = \Delta\omega$ y sustituyendo el resultado obtenido en (13) para el incremento de la densidad de portadores se llega a (Mogensen *et al.*, 1985):

$$\Delta\omega = -f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \sqrt{1 + \alpha} \cdot \text{sen}\theta_L . \quad (14)$$

De aquí se obtiene que el ancho de banda de encadenamiento ω_L es (Mogensen *et al.*, 1985):

$$\omega_L = f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \sqrt{1 + \alpha^2} . \quad (15)$$

Este resultado nos indica que el ancho de banda de encadenamiento se incrementa por efecto del acoplamiento de la fase y la ganancia en un láser de semiconductor. Sin embargo como se verá más adelante, para

niveles de inyección por encima de un cierto umbral se tiene dentro de la región de encadenamiento una dinámica inestable que reduce fuertemente la región de encadenamiento a una pequeña franja donde se da un encadenamiento estable. En la figura 4 se muestra una gráfica de la variación de la desviación de frecuencia contra la tasa de inyección para diferentes valores del factor de incremento del ancho de línea. Se usa un valor de 146 GHz para el espaciado de modos longitudinales porque coincide con los parámetros del láser utilizado en la parte experimental de esta tesis.

II.1.2 Análisis de estabilidad

Para analizar la estabilidad del sistema, Mogensen *et al.* (1985) consideran pequeñas variaciones de la amplitud del campo óptico δE , de su fase $\delta\phi$ y de la densidad de portadores δN alrededor de las soluciones estables. Sustituyendo $N(t)=N_{th}+\Delta N+\delta N$, $E_0(t)=\tilde{E}_0+\delta E$ y $\phi(t)=(\omega_{in}-\omega_0)t+\theta_L+\delta\phi$ en las ecuaciones (3), (9) y (10), linealizando y conservando solamente los términos de primer orden respecto a las perturbaciones δN , δE y $\delta\phi$ se obtienen:

$$\frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N \cdot \tilde{E}_0 + f_d \cdot E_{in} \cdot \cos\theta_L = F_E , \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \Delta N - f_d \cdot \frac{E_{in}}{E_0} \cdot \text{sen}\theta = F_\phi , \quad (17)$$

$$J - \frac{N_{th} + \Delta N}{\tau_s} - \left(G_N \cdot \Delta N + \frac{1}{\tau_p} \right) \cdot \tilde{E}_0^2 = F_N , \quad (18)$$

donde

$$F_E = -\frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N \cdot \delta E + f_d \cdot E_{in} \cdot \text{sen} \theta_L \cdot \delta \phi - \frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \tilde{E}_0 \cdot \delta N , \quad (19)$$

$$F_\phi = -f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0^2} \cdot \text{sen} \theta_L \cdot \delta E + f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \text{cos} \theta_L \cdot \delta \phi - \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \delta N , \quad (20)$$

$$F_N = 2 \cdot \tilde{E} \cdot \left(G_N \cdot \Delta N + \frac{1}{\tau_p} \right) \delta E + \left(G_N \cdot \tilde{E}^2 + \frac{1}{\tau_p} \right) \delta N + \frac{d}{dt} \delta N . \quad (21)$$

Los términos F_E , F_ϕ y F_N , conocidos como fuerzas de ruido de Langevin (Mogensen *et al.*, 1985), agrupan a todas las fluctuaciones alrededor del estado estable que son resultado de la inclusión de las perturbaciones δN , δE y $\delta \phi$ en las ecuaciones de evolución de la amplitud, de la fase y de la densidad de portadores.

Para saber si el sistema es estable ante las perturbaciones δN , δE y $\delta \phi$ se trabaja con la transformada de Laplace de las ecuaciones (19)-(21). Si todos los ceros del determinante del sistema de ecuaciones están del lado izquierdo del plano complejo indicaría que el sistema es estable (Oppenheim *et al.*, 1997).

Un análisis más detallado basándose en el criterio de estabilidad de Routh-Hurwitz, asumiendo una inyección débil ($E_{in} \ll \tilde{E}_0$) y tomando en cuenta valores típicos para los parámetros de un láser de semiconductor arroja una región de encadenamiento incondicionalmente estable y un ancho de banda de encadenamiento estable para valores muy superiores a este umbral. La condición para que se tenga una región de encadenamiento libre de inestabilidades es (Gallion, 1986),

$$\omega_L < \frac{1}{\tau_R} , \quad (22)$$

donde τ_R es la constante de tiempo de relajación y está dada por,

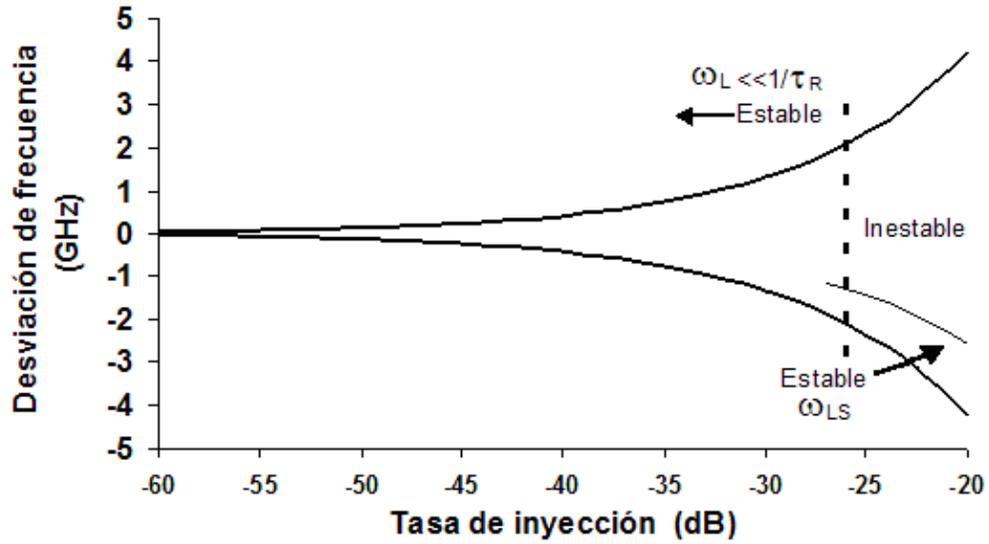


Figura 5: Región de encadenamiento ($fd = 146$ GHz, $\alpha = 1.5$). La parte incondicionalmente estable está delimitada por una línea punteada. La línea delgada delimita la parte de la región de encadenamiento que es estable a tasas de inyección mas altas.

$$\tau_R = \left(\frac{1}{\tau_s} + G_N \cdot \tilde{E}_0^2 \right)^{-1} . \quad (23)$$

Encima de este umbral se tendrá una región de encadenamiento repartida entre dinámicamente estable y dinámicamente inestable. Cuando $\omega_L > 1/\tau_R$ se obtiene un ancho de banda de encadenamiento estable ω_{LS} dado por (Gallion, 1986)

$$\omega_{LS} = 2 \cdot f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}} . \quad (24)$$

Estos últimos resultados se muestran en la figura 5 donde se observa una región incondicionalmente estable para anchos de banda de encadenamiento menores al umbral obtenido por Gallión (1986) ($\omega_L < 1/\tau_R$) y una franja de encadenamiento estable por encima de este umbral dado por

ω_{LS} . Este encadenamiento estable se da para desviaciones de frecuencia negativas por encima del umbral.

II.2 Resumen

En este capítulo se ha analizado el encadenamiento en láseres de semiconductor. En este tipo de láseres se tiene una región de encadenamiento incrementada en función del factor de incremento del ancho de línea, sin embargo dentro de esta región de encadenamiento se pueden presentar secciones que son dinámicamente inestables. Por debajo de un umbral que depende del tiempo de relajación del láser se tiene una región de encadenamiento completamente estable. Por encima de este umbral, pero para un nivel de inyección débil, se tiene solamente una pequeña franja dentro de la región de encadenamiento la cual continúa siendo estable.

Capítulo III

Dispersión estimulada de *Brillouin* en fibra óptica

La dispersión de *Brillouin* es un proceso óptico donde una proporción de la luz desvía su dirección y frecuencia debido a las no homogeneidades del medio provocadas por vibraciones acústicas. Léon Nicolas Brillouin (1922) fue el primero en describir este fenómeno en 1922. De allí el nombre dado a este tipo de dispersión.

La dispersión estimulada de *Brillouin* se da por la misma interacción pero en este caso la intensidad de luz que se propaga en el medio es tan alta que su campo eléctrico incidente y la porción dispersada, por si mismos, crean la onda acústica por un fenómeno conocido como electrostricción (Boyd, 1922).

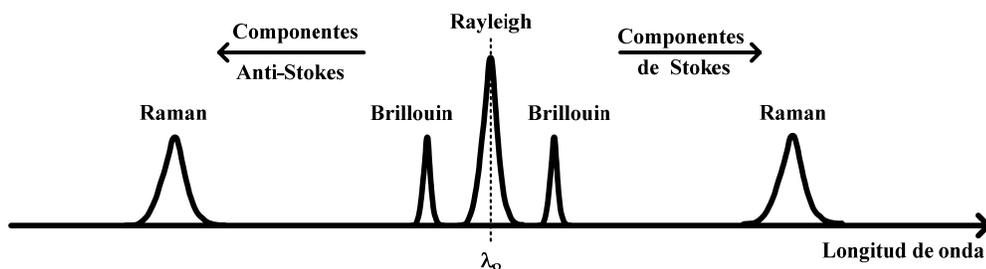


Figura 6: Espectro de los tres tipos básicos de dispersión presentes en la fibra óptica.

Son básicamente tres los procesos que producen dispersión en las fibras ópticas (Agrawal, 2002), ver la figura 6: La dispersión de *Brillouin*; la dispersión de Rayleigh que se origina por las fluctuaciones estáticas de

la densidad del medio, donde solamente la dirección del haz se desvía en múltiples direcciones pero la energía y por lo tanto la frecuencia de la luz se conservan; y la dispersión de Raman, originada cuando los fotones que inciden sobre las moléculas del medio intercambian energía y son dispersados con una desviación de frecuencia (varios terahertz). Se denomina radiación de *Stokes* a las emisiones que están aumentadas en longitud de onda, por lo tanto reducidas en frecuencia y en energía, y radiación anti-*Stokes*” a las que redujeron su longitud de onda y aumentaron su frecuencia y energía. Existe además la dispersión cromática que se produce por la dependencia que tiene la velocidad de la luz con la frecuencia. Aunque la dispersión cromática es la más conocida de todas no corresponde al mismo tipo de fenómeno físico que las anteriores.

III.1 Descripción del proceso de dispersión estimulada de *Brillouin*

La dispersión estimulada de *Brillouin* se produce cuando la intensidad de la luz que se propaga en el medio es tan alta que se afectan las propiedades ópticas del medio por la presencia simultánea de los campos eléctricos incidente y dispersado (Sutherland, 2003). Por encima de cierto umbral, cada incremento subsecuente en la potencia aplicada no se ve reflejado en forma proporcional en un incremento en la potencia transmitida sino que se refleja principalmente como una emergente radiación de *Stokes* producto de la dispersión.

El proceso de dispersión estimulada de *Brillouin* puede verse como una interacción entre el haz incidente (bombeo óptico) y la radiación de *Stokes* a través de una onda acústica, figura 7. Inicialmente el campo eléctrico del bombeo crea una onda acústica por el fenómeno de electrostricción (Boyd, 1992). Después esta onda acústica, al propagarse,

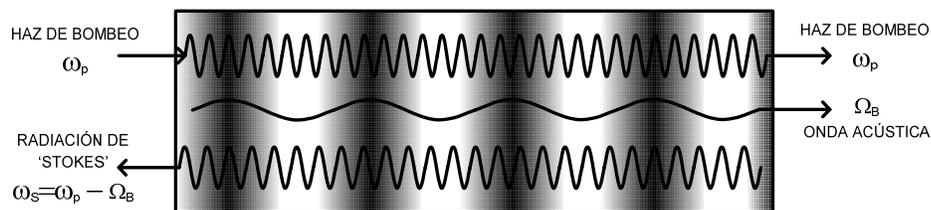


Figura 7: Interacción entre el bombeo y la radiación de *Stokes* a través de la onda acústica.

modula el índice de refracción por las compresiones y expansiones periódicas que origina, produciendo con esto una rejilla de *Bragg* que se desplaza a la velocidad del sonido. El haz de bombeo, al atravesar por la rejilla, se dispersa con un corrimiento hacia frecuencias menores por efecto *Doppler* formando la radiación de *Stokes*. Ahora la radiación de *Stokes* y el haz de bombeo producen una interferencia que estimula la formación de la onda acústica y el ciclo se vuelve a repetir.

III.1.1 Frecuencia de *Brillouin*

Agrawal (2001) muestra que la magnitud del corrimiento en frecuencia de la onda de *Stokes*, conocido como frecuencia de *Brillouin* ν_B , se obtiene a partir de un análisis de conservación de la energía y el momento durante el proceso de dispersión que condiciona a que,

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \quad , \quad K_A = K_p - K_s \quad , \quad (25)$$

donde Ω_B y $\omega_{p,s}$ son las frecuencias angulares de la onda acústica, y los haces de bombeo y de *Stokes* respectivamente y $K_{A,p,s}$ los vectores de onda.

El vector de onda y la frecuencia angular de la onda acústica deben satisfacer la relación de dispersión

$$\Omega_B = v_A |K_A| \approx 2v_A |K_p| \sin(\theta/2) , \quad (26)$$

donde θ es el ángulo entre el haz de bombeo y la onda de *Stokes*. De la ecuación (26) podemos ver que el corrimiento en frecuencia de la onda de *Stokes* depende del ángulo hacia donde ocurre la dispersión, el cual es máximo cuando la onda de *Stokes* se dirige directamente hacia la fuente del haz de bombeo ($\theta=\pi$) y nulo cuando se propaga en la misma dirección ($\theta=0$). Por esta razón, la SBS solamente ocurre en contrapropagación en las fibras ópticas. Si usamos la expresión para la magnitud del vector de onda del haz de bombeo,

$$|K_p| = \frac{2\pi n}{\lambda_p} , \quad (27)$$

donde n es el índice de refracción y λ_p la longitud de onda del haz de bombeo en (26), se obtiene la ecuación (28) para el corrimiento en frecuencia de *Brillouin* ν_B (Cotter, 1983),

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p} . \quad (28)$$

Calculando el corrimiento de *Brillouin* para una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$ en el haz de bombeo y usando valores típicos para fibra, $\nu_A = 5.96 \text{ km/s}$ y $n = 1.45$ se obtiene $\nu_B \approx 11 \text{ GHz}$ (Horiguchi *et al.*, 1995).

III.1.2 Espectro de la ganancia de *Brillouin*

La SBS es un proceso que produce ganancia en contrapropagación en las fibras ópticas. Cuando un haz, referido como bombeo óptico, es

introducido en la fibra, se generan vibraciones acústicas por electrostricción que convierten a la fibra en un medio que amplifica en contra propagación dentro de un espectro estrecho (Agrawal, 2001). La amplificación por efecto de la dispersión de *Brillouin* depende de la desviación de frecuencia pero tiene un pico de máxima ganancia g_p cuando dicha desviación coincide con la frecuencia de *Brillouin*. La amplificación en la señal de sonda (onda de *Stokes*) es caracterizada por el espectro de ganancia de *Brillouin* $g_B(\Omega)$, el cual se expresa como función de la desviación de frecuencia angular Ω entre la señal de bomba y la señal de sonda y tiene una forma Lorenziana como se muestra enseguida (Yeniay *et al.*, 2002):

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2}, \quad (29)$$

donde Γ_B está relacionado con el tiempo de vida del fonón T_B por

$$T_B(\Omega) = \frac{1}{\Gamma_B}. \quad (30)$$

Partiendo del espectro de $g_B(\Omega)$ se obtiene el ancho de banda de la ganancia de *Brillouin* $\Delta\nu_B$, el cual está dado por

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi}. \quad (31)$$

En fibras ópticas estándar monomodo el pico de ganancia de *Brillouin* es de aproximadamente 5×10^{-11} m/W y el tiempo de vida del

fonón es cercano a 10 ns (Thévenaz *et al.*, 2004). Estos parámetros arrojan un ancho de banda teórico de 16 MHz para la ganancia de *Brillouin*.

III.2 Dispersión estimulada de *Brillouin*

La SBS es relativamente fácil de observar en fibras ópticas debido a que la potencia óptica se concentra dentro de un área muy pequeña y la longitud de interacción entre la luz y la onda acústica es grande. Pero por lo mismo limita los niveles de potencia que pueden usarse en los enlaces de fibra óptica (Bayvel, 1990).

La descripción de la SBS en fibras con pulsos mayores a 10 ns y suponiendo que la polarización del bombeo óptico y la radiación de *Stokes* están polarizadas linealmente y conservan la misma dirección, se reduce a un par de ecuaciones diferenciales acopladas (Bar-Joseph *et al.*, 1985),

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p, \quad (32)$$

$$-\frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_s}{\partial t} = g_B I_p I_s - \alpha I_s, \quad (33)$$

donde $I_{p,s}$ son las intensidades del bombeo y de *Stokes* respectivamente, v_g es la velocidad de grupo, g_B es el coeficiente de ganancia de *Brillouin*, α es el coeficiente de atenuación en la fibra, t el tiempo y z la posición en la fibra. Por simplicidad no se muestra explícitamente en I_p e I_s la dependencia al tiempo y la posición dentro de las ecuaciones.

Si la aplicación del bombeo y la señal de sonda (onda de *Stokes*) son en onda continua se puede analizar el fenómeno en estado estable, en cuyo caso la derivada con respecto al tiempo es igual a cero, resultando en las siguientes ecuaciones (Agrawal, 2001):

$$\frac{d}{dz}I_p = -g_B I_p I_s - \alpha I_p , \quad (34)$$

$$\frac{d}{dz}I_s = -g_B I_p I_s + \alpha I_s . \quad (35)$$

Estas ecuaciones nos muestran que la tasa de crecimiento de las intensidades de *Stokes* depende de dos factores, la amplificación por efecto de la SBS y la atenuación natural de la fibra. Los signos negativos en los términos del segundo miembro indican que su efecto tiende a disminuir la intensidad conforme se avanza en sentido positivo de z . Este efecto ha sido mostrado en la figura 8. Analizando los niveles de I_p a medida que se avanza en z , vemos que la máxima intensidad se tiene en $z=0$ ya que desde ahí se aplica el bombeo y a medida que se avanza en sentido positivo de z su intensidad se irá disminuyendo porque se transfiere parte de su energía a I_s y se pierde otra parte por efecto de la atenuación en la fibra; por eso se tienen los dos signos negativos en los términos del segundo miembro de la ecuación (34). I_s se introduce desde el final de la fibra y recorrerá un camino que combinará los efectos de ganancia y atenuación (suponemos que su frecuencia coincide con la frecuencia de la radiación de *Stokes* producida por el haz de bombeo I_p) por eso existen signos diferentes en los términos del segundo miembro de la ecuación (35). No se puede asegurar donde se tiene la intensidad máxima en I_s ya que hay dos efectos que se contraponen pero suponiendo que la ganancia supera a la atenuación, se tendrá una situación como la que se muestra en la figura 8. El signo negativo en el término de la ganancia de la ecuación (35) se debe a que con amplificación (la ganancia superando a la atenuación) se tendrá una intensidad que disminuirá en sentido positivo de z . Un razonamiento similar para la atenuación nos revelará porque aparece el signo positivo en el término de la atenuación de la misma ecuación.

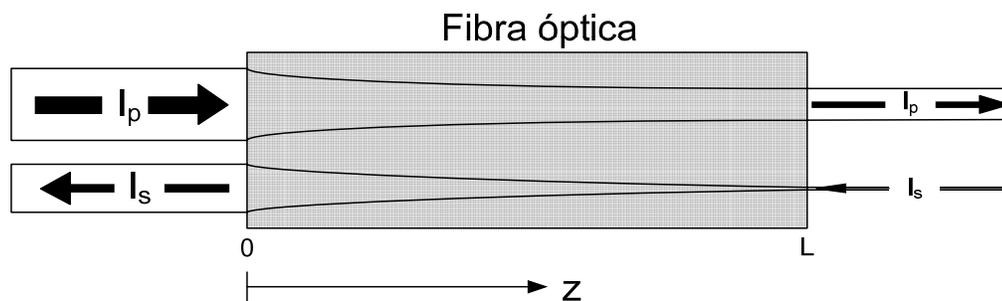


Figura 8: Esquema de la amplificación en fibra óptica con la SBS. Se muestra el crecimiento en la señal de *Stokes* I_s circulando desde $z=L$ hacia $z=0$ y el agotamiento de la señal de bombeo I_p que circula en sentido contrario.

III.2.1 Efecto de la polarización

En las ecuaciones (32) - (35) se ha supuesto que la polarización de las ondas de bombeo y de sonda (onda de *Stokes*) mantienen un mismo estado de polarización (SOP, State of Polarization) lineal a lo largo de la fibra. Esta condición se logra si se usa fibra con nula birrefringencia o fibra PM (Polarization Maintaining). En ambos casos se debe alinear la polarización lineal de las dos ondas y si se usa fibra PM, se deben alinear ambas a uno de los ejes de la fibra (lento o rápido).

Los cambios en el estado de la polarización de la luz provocados por un medio anisotrópico como la fibra óptica estándar, pueden ser descritos matemáticamente como una rotación sobre la esfera de *Poincaré*. Se usa el vector de *Stokes* para indicar, mediante sus elementos, el estado de la polarización sobre la esfera. El vector de *Stokes* está compuesto por cuatro elementos (Agilent-Technologies, 2002),

$$\vec{S} = (S_0 \quad S_1 \quad S_2 \quad S_3) , \quad (36)$$

donde S_0 indica la potencia total de la luz, $S_{1,2}$ indican la potencia de la luz polarizada linealmente y S_3 representa la cantidad de luz con polarización circular. Normalmente, los elementos del vector de *Stokes* se normalizan de manera que se tenga una potencia total igual a 1,

$$\vec{S} = (1 \ S_1 \ S_2 \ S_3) . \quad (37)$$

De modo que para una luz polarizada al 100% se cumple

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1 . \quad (38)$$

Para que dos señales tengan el mismo SOP deben tener los mismos valores en el vector de Stokes. En cambio, para que tengan SOP ortogonales, los valores absolutos deben ser iguales pero con signo diferente (excepto S_0 que es siempre 1 para un DOP del 100%). Es decir, si una señal tiene un vector de *Stokes* $(1 \ S_1 \ S_2 \ S_3)$ la onda ortogonal debe tener $(1 \ -S_1 \ -S_2 \ -S_3)$.

En fibras con baja birrefringencia el SOP cambia lentamente de forma aleatoria. Pero el SOP relativo entre dos ondas se mantiene para longitudes donde es despreciable la pérdida dependiente de la polarización (PDL Polarización Dependent Loss) (Cimini y Habbab, 1987) y la dispersión por efecto de la polarización (PMD Polarización Mode Dispersion) (Foschini y Poole, 1991). Para ondas que se propagan en direcciones opuestas esta situación se mantiene.

Si la dirección del campo eléctrico de las dos ondas no coincide en todos los puntos de la fibra cabe esperar una reducción en la eficiencia de la SBS ya que la interferencia de las dos ondas se reduce y es a partir de la interferencia que se produce la onda acústica. Un caso extremo de nula amplificación se tiene cuando la fibra es PM y los estados de polarización

del bombeo y de sonda son ortogonales y alineados al eje lento o al eje rápido. Sin embargo no basta con tener el mismo SOP en ambas ondas a lo largo de la fibra ya que para ondas propagándose en direcciones opuestas una polarización elíptica idéntica implica vectores del campo eléctrico girando en direcciones opuestas vistas desde una misma dirección absoluta (Stolen, 1979). Esta situación se muestra en la figura 9. Ahí se ilustran los cambios en el SOP para las ondas de bombeo y de sonda sobre una fibra de baja birrefringencia. En todo momento el SOP se mantiene pero los cambios en la dirección del campo eléctrico no son iguales para las dos ondas.

Para que se optimice la SBS se requiere también que el vector del campo eléctrico de ambas ondas gire en la misma dirección. Para que sea así se requiere que el elemento S_3 del vector de *Stokes* de una de las ondas sea el negativo del otro, es decir, que si el vector de *Stokes* de la bomba es $(1 S_1 S_2 S_3)$ el de la sonda debe ser $(1 S_1 S_2 -S_3)$.

Se usa un coeficiente de eficiencia de mezclado coherente para evaluar del efecto de la polarización sobre la SBS. Este coeficiente se agrega a las ecuaciones multiplicando a la ganancia de *Brillouin*. Si suponemos ondas con un grado de polarización (DOP, Degree of Polarization) del 100% podemos obtener el coeficiente de eficiencia con (Smith, 1972):

$$\eta = \frac{1}{2} \left(1 + S_{1p} S_{1s} + S_{2p} S_{2s} - S_{3p} S_{3s} \right) , \quad (39)$$

donde el signo negativo dentro de la expresión matemática toma en cuenta el cambio de dirección de giro del campo eléctrico de ondas propagándose en direcciones opuestas, tal como se discutió en párrafos anteriores.

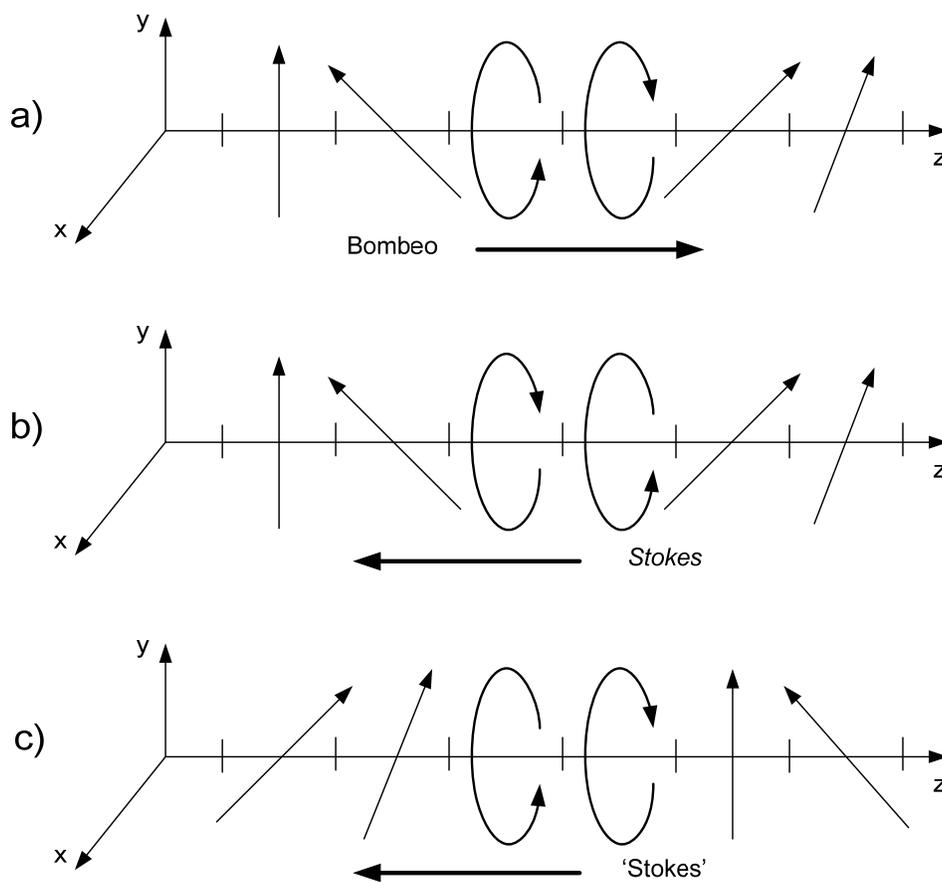


Figura 9: Cambios de la polarización de la onda de bombeo y de sonda en fibra óptica de baja birrefringencia. a) Haz de bombeo. b) Onda de *Stokes* introducida con el mismo estado de polarización que la bomba. c) Onda de *Stokes* introducida con un estado de polarización ortogonal.

Así que, el coeficiente de eficiencia para ondas con SOP idéntico (\parallel) y ortogonal (\perp) es:

$$\eta_{\parallel} = \frac{1}{2}(1 + S_1^2 + S_2^2 - S_3^2) = 1 - S_3^2, \quad (40)$$

$$\eta_{\perp} = \frac{1}{2}(1 - S_1^2 - S_2^2 + S_3^2) = S_3^2. \quad (41)$$

La eficiencia de la SBS en fibras sin birrefringencia y polarización lineal ($S_3=0$) es 1 para polarización idéntica y 0 para polarización

ortogonal. En fibras con birrefringencia linear y polarización de entrada a 45° , $S_3 = \cos\phi$, donde ϕ es la diferencia de fase entre la componente óptica alineada al eje lento y la componente alineada al eje rápido. En términos estadísticos, el ángulo ϕ está uniformemente distribuido en el intervalo $(0, 2\pi)$ a lo largo de la fibra, así que el valor esperado para $(S_3)^2$ es 0.5, y la eficiencia es entonces 0.5 tanto para polarización igual como para polarización ortogonal.

En fibras con baja birrefringencia, la evolución del SOP es modelada como un proceso de movimiento Browniano en tres dimensiones (Foschini y Poole, 1991). Suponiendo que la longitud de la fibra es mucho más larga que la longitud de batimiento de la polarización, el SOP es uniformemente distribuido en la esfera de *Poincaré* (van Deventer *et al.*, 1994). De esta manera, el valor esperado para $(S_3)^2$ es $\frac{1}{3}$, ya que la ecuación (38) se debe mantener con las mismas probabilidades para $(S_1)^2$, $(S_2)^2$ y $(S_3)^2$. Esto da como resultado una eficiencia de $\frac{2}{3}$ para polarizaciones iguales y de $\frac{1}{3}$ para polarizaciones ortogonales (Stolen, 1979).

III.2.2 Umbral de *Brillouin*

Son varias las definiciones que se encuentran en la literatura sobre la potencia crítica de bombeo o umbral para la SBS en fibra óptica. Algunas de estas definiciones se muestran enseguida:

1. La potencia óptica de entrada a la cual la potencia reflejada y la potencia de entrada son iguales (Smith, 1972).
2. La potencia óptica de entrada a la cual la potencia reflejada y la potencia transmitida son iguales (Gardner, 1996).
3. La potencia óptica de entrada a la cual la potencia reflejada empieza a incrementarse rápidamente (Mao *et al.*, 1991).

4. La potencia óptica de entrada a la cual la potencia reflejada es igual al 1% de la potencia transmitida (Bayvel y Radmore, 1990).

Para el cálculo de la potencia crítica se requiere resolver el sistema de ecuaciones que describen la SBS lo cual no es posible analíticamente. Sin embargo se puede obtener una buena aproximación si se considera que la potencia de bombeo tiene solamente atenuación y no sufre pérdidas por agotamiento (transferencia de energía hacia la onda de *Stokes*). Si se analiza de esta manera, la ecuación (34) puede resolverse de forma sencilla ya que en el segundo miembro de la ecuación se elimina el término responsable de las pérdidas por agotamiento. Smith (1972) presenta la solución bajo esta suposición la cual se reproduce enseguida para explicar su desarrollo. Resolviendo (34) se obtiene,

$$I_p(z) = I_p(0)\exp(-\alpha z) . \quad (42)$$

Sustituyendo ahora en la ecuación (35) se forma la ecuación diferencial

$$\frac{d}{dz} I_s = -g_B I_p(0) I_s \exp(-\alpha z) + \alpha I_s . \quad (43)$$

Integrando a lo largo de toda la fibra y usando

$$P_0 = \frac{I_p(0)}{A_{eff}} , \quad (44)$$

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} , \quad (45)$$

se llega a

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right), \quad (46)$$

donde A_{eff} y L_{eff} son el área y la longitud eficaz de la fibra óptica y P_0 la potencia de bombeo en $z=0$.

La ecuación (46) nos indica que una señal aplicada al final de la fibra será amplificada a medida que avanza hacia el punto donde la señal de bombeo ha sido introducida, suponiendo que la atenuación de la fibra es menor que la ganancia producida por efecto de la SBS.

Para el cálculo de la potencia crítica se supone que la radiación de *Stokes* surge a partir de la dispersión espontánea y que no existe ninguna señal de sonda aplicada al final de la fibra. Se ha demostrado que este proceso equivale a inyectar un fotón (energía= $h\nu$) por cada unidad de frecuencia en el punto (z_0) de la fibra donde la ganancia por la SBS es igual a las pérdidas por atenuación (Smith, 1972). Este sucede donde

$$\frac{g_B P_0}{A_{eff}} \exp(-\alpha z_0) = \alpha, \quad (47),$$

por lo tanto

$$z_0 = \frac{1}{\alpha} \ln\left(\frac{g_B P_0}{\alpha A_{eff}}\right). \quad (48).$$

De este modo la ganancia efectiva para el fotón que de manera figurada se ha introducido en $z=z_0$ se reduce a

$$G_{eff}(\nu) = \frac{\alpha A_{eff}}{e \cdot g_B(\nu) P_0} \exp\left(\frac{g_B(\nu) P_0}{\alpha A_{eff}}\right). \quad (49)$$

El nivel de agitación térmica, responsable de la dispersión espontánea de *Brillouin*, se toma en cuenta al agregar un factor ($[kT/h\nu_B + 1] \approx kT/h\nu_B$) que multiplica a la energía del fotón, donde k es la constante de *Boltzmann*, T la temperatura, h la constante de *Planck* y ν_B la frecuencia acústica del fonón (Smith, 1972).

Se debe integrar toda la potencia espontánea amplificada para obtener la potencia en $z=0$,

$$P_s(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{kT}{h\Omega_B} h\nu \frac{\alpha}{e \cdot g_B(\nu) P_0} \exp\left(\frac{g_B(\nu) P_0}{\alpha A_{eff}}\right) d\nu. \quad (50)$$

Ya que la emisión espontánea amplificada situada dentro del ancho de banda del espectro de ganancia de *Brillouin* representará la principal contribución a la potencia de salida, se puede usar como señal de sonda una potencia efectiva que tome en cuenta el ancho de banda efectivo B_{eff} de la ganancia de *Brillouin*. En la ganancia se usa el pico máximo g_B . Si suponemos un perfil lorentziano en la ganancia,

$$B_{eff} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \left(\frac{A_{eff} \alpha}{g_B P_0}\right)^{1/2} \Delta\nu_B, \quad (51)$$

donde $\Delta\nu_B$ es el ancho de banda del espectro de ganancia de *Brillouin*. Con esto, la potencia efectiva de *Stokes* inyectada en $z=z_0$ ($P_{s-z_0}^{eff}$) es,

$$P_{s-z_0}^{eff} = \frac{kT}{\hbar\Omega_B} \hbar\nu B_{eff} \ , \quad (52)$$

y la ecuación (50) se reduce a

$$P_s(0) = P_{s-z_0}^{eff} \frac{\alpha}{e \cdot g_B P_0} \exp\left(\frac{g_B P_0}{\alpha A_{eff}}\right) . \quad (53)$$

Como el ancho de banda efectivo de *Brillouin* también depende del bombeo se debe incluir la expresión completa para la potencia efectiva $P_{s-z_0}^{eff}$. Sustituyendo y reordenando términos obtenemos,

$$P_s(0) = \frac{kT}{\nu_B} \nu \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \left(\frac{\alpha A_{eff}}{g_B P_0}\right)^{3/2} \Delta\nu_B \frac{1}{e} \exp\left(\frac{g_B P_0}{\alpha A_{eff}}\right) . \quad (54)$$

Basándonos en la primera definición para la potencia crítica P_{cr} , alcanzaríamos el umbral cuando la potencia de entrada es tal que la potencia reflejada de *Stokes* es igual a la potencia de entrada,

$$P_s(0) = P_p(0) = P_0 = P_{cr} . \quad (55)$$

Sustituyendo este resultado en (54), tenemos

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot kT \cdot \frac{\nu}{\nu_B} \cdot \Delta\nu_B \frac{1}{e} \left(\frac{g_B}{\alpha A_{eff}}\right) = \left(\frac{g_B P_{cr}}{\alpha A_{eff}}\right)^{5/2} \exp\left(-\frac{g_B P_{cr}}{\alpha A_{eff}}\right) . \quad (56)$$

Utilizando valores típicos de la dispersión de *Brillouin* en fibra estándar monomodo se obtiene una expresión aproximada pero mucho más simple para la potencia crítica (Agrawal, 2001)

$$P_{cr} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} . \quad (57)$$

Dado que en la mayoría de los casos las polarizaciones de la radiación de *Stokes* y el haz de bombeo no son idénticas se suele introducir un coeficiente, K_{SBS} , para tomar en cuenta este efecto. La expresión es entonces,

$$P_{cr} \approx 21 \frac{K_{SBS} A_{eff}}{g_B L_{eff}} , \quad (58)$$

donde a K_{SBS} se obtiene de la eficiencia de interacción de los haces ópticos en contrapropagación con

$$K_{SBS} = \frac{1}{\eta} , \quad (59)$$

K_{SBS} tiene un valor de 1 si la birrefringencia en la fibra es nula o circular. Con fibra birrefringente se usa 1 si la luz se introduce en uno de los ejes de la fibra y 2 cuando si se introduce en un ángulo de 45°. Para fibra de baja birrefringencia se tiene un valor de 1.5 para cualquier estado de polarización.

III.3 Amplificador de *Brillouin*

La SBS puede ser usada para amplificar una señal de baja potencia en un espectro estrecho. Para esto, el haz de bombeo se debe introducir a la fibra en dirección opuesta a la trayectoria de amplificación y se debe ajustar con precisión a la frecuencia $\nu_S + \nu_B$ donde ν_S es la frecuencia de la señal a amplificar y ν_B es la frecuencia de *Brillouin* (Agrawal, 2002).

La amplificación G_B se obtiene de la ecuación (46), suponiendo que no hay agotamiento en el haz de bombeo,

$$G_B = \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right). \quad (60)$$

Ahí se puede ver que la amplificación aumenta de forma exponencial con respecto al producto de la potencia de bombeo aplicada a la fibra, la intensidad del bombeo y la longitud eficaz de la fibra. La amplificación se reduce también por un término que toma en cuenta la atenuación.

La señal se amplificará de forma exponencial con respecto a la potencia de bombeo mientras no se incremente lo suficiente para producir un agotamiento importante en el bombeo, lo que se conoce como saturación de la ganancia.

La amplificación bajo una condición de saturación se obtiene resolviendo el sistema de ecuaciones (34) y (35). La solución general es muy complicada ya que se da en forma de suma y diferencia de señales de bomba y de sonda y además incluye integrales (Chen y Bao, 1998). Sin embargo, si se desprecia el efecto de la atenuación ($\alpha=0$), el segundo miembro de cada una de las ecuaciones, se vuelve idéntico

$$\frac{d}{dz} I_p = -g_B I_p I_s, \quad (61)$$

$$\frac{d}{dz}I_s = -g_B I_p I_s . \quad (62)$$

Por lo que se puede admitir que la diferencia entre las intensidades de la bomba y la sonda es siempre un valor constante, es decir,

$$I_p = I_s + C , \quad (63)$$

donde C es una constante. Entonces la ecuación resultante es,

$$\frac{d}{dz}I_s = -g_B (I_s)^2 - Cg_B I_s , \quad (64)$$

la cual se puede integrar fácilmente haciendo un cambio de variables (ecuación de *Bernouilli*). Después de integrar a lo largo de la fibra se obtiene,

$$\frac{I_s(z)}{I_s(0)} = \frac{C + I_s(z)}{C + I_s(0)} \exp(Cg_B z) . \quad (65)$$

Sustituyendo ahora $C = I_p - I_s$ (de la ecuación(63)) y despejando $I_s(z)$ se tiene,

$$I_s(z) = \frac{I_s(0)}{I_p(0)} \cdot \frac{I_p(0) - I_s(0)}{\exp[g_B (I_p(0) - I_s(0))z] - \frac{I_s(0)}{I_p(0)}} . \quad (66)$$

Si usamos

$$b_0 = \frac{I_s(0)}{I_p(0)} , \quad (67)$$

$$g_0 = g_B \cdot I_p(0) , \quad (68)$$

$$G(z) = \exp[(1 - b_0)g_0 z] , \quad (69)$$

la expresión para $I_s(z)$ se reduce a (Tang, 1966)

$$I_s(z) = \frac{b_0(1 - b_0)}{G(z) - b_0} \cdot I_p(0) , \quad (70)$$

donde el valor de b_0 es una medida de la proporción de potencia del bombeo que ha sido transferido a la sonda y representa la eficiencia del proceso de amplificación por la SBS. La magnitud de g_0 es igual a la ganancia por unidad de longitud para señal pequeña.

Para calcular $I_s(z)$ se necesita conocer los valores de $I_s(0)$ e $I_p(0)$. Normalmente se conoce el nivel de potencia de entrada de bombeo con lo que se obtiene fácilmente $I_p(0)$, pero no se conoce la potencia de salida de la señal de sonda en el mismo punto ($z=0$). Así que, primero hay que usar la ecuación (70) con $z=L$ para calcular $I_s(0)$ a partir de $I_s(L)$. Usando este procedimiento es posible calcular las intensidades del bombeo y de la sonda a lo largo de la fibra. Empleando un programa de MATLAB y siguiendo el procedimiento descrito antes, se calculó la evolución de la señal de sonda ($I_s(z)$) para una señal de entrada ($I_s(L)$) de -20 dBm con una potencia de bombeo de 10 dBm sobre una fibra de 1 km, figura 10.

Si $I_s(0)$ es muy pequeña con respecto a $I_p(0)$ tendríamos una condición de amplificación sin saturación. En esta situación el coeficiente b_0 se aproxima a cero y en el límite cuando $b_0 \rightarrow 0$ la ecuación (70) se convierte en

$$I_s(z) = I_s(0) \exp(-g_0 z) . \quad (71),$$

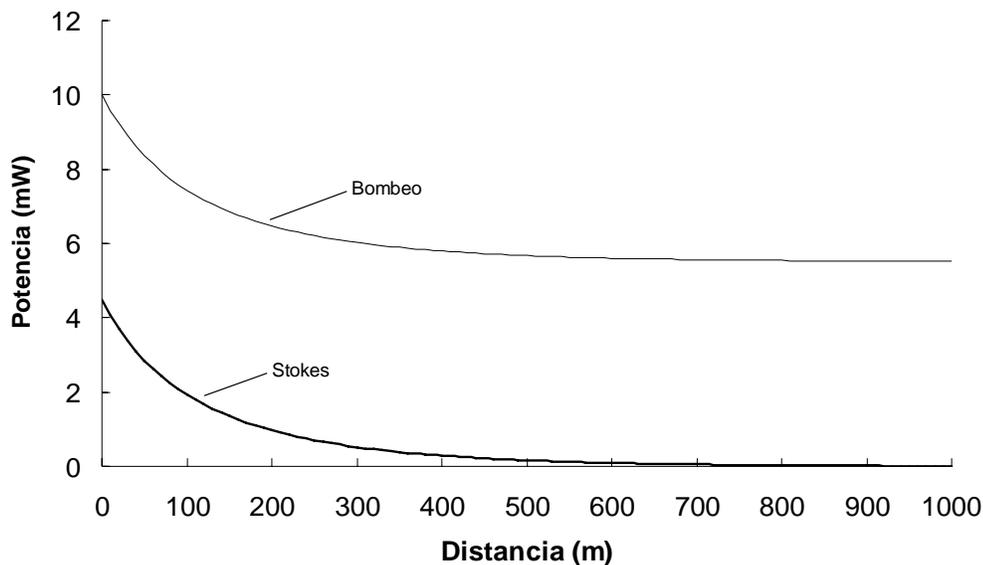


Figura 10: Evolución de la señal de sonda en un amplificador de fibra de Brillouin (bombeo en 10 dBm, señal de entrada en -20 dBm y 1000 m de longitud de fibra SMF-28).

Con esto, la máxima amplificación G_A o ganancia no saturada del amplificador en una fibra de longitud L es,

$$G_A = \exp(g_0 L) . \quad (72)$$

Para cuantificar la saturación necesitamos ver cuanto se desvía la amplificación bajo el efecto de saturación (ganancia saturada G_s) con respecto a la ganancia no saturada G_A . La ganancia saturada es igual a la razón entre las intensidades de entrada y de salida,

$$G_s = \frac{I_s(0)}{I_s(L)} = \frac{P_s(0)}{P_s(L)} . \quad (73)$$

Se ha realizado una simulación en MATLAB para observar la saturación de la ganancia en un amplificador de Brillouin. En la figura 11

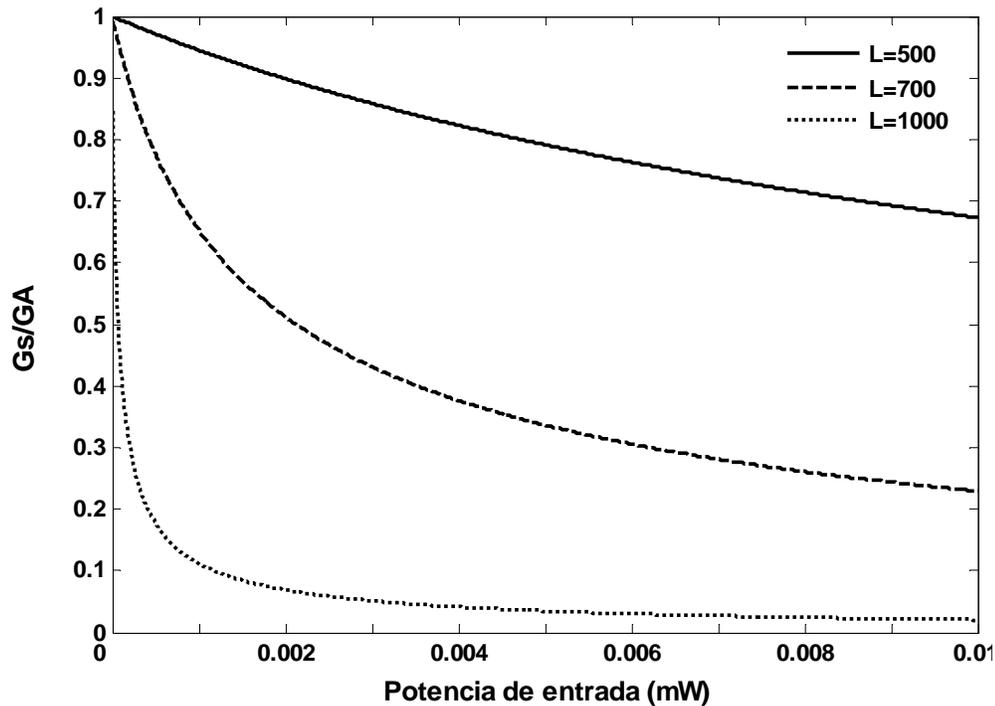


Figura 11: Saturación de la ganancia en la amplificación de *Brillouin* para longitudes de fibra de 500, 700 y 1000 m con 10 dBm de bombeo y una entrada de -20 dBm obtenida por simulación numérica.

se muestran los resultados donde se pueden apreciar los efectos del incremento de la potencia de entrada al amplificador de *Brillouin* sobre la ganancia para diferentes longitudes de fibra óptica. La longitud de la fibra cambia considerablemente las características del amplificador de *Brillouin*. La reducción al 50% de la ganancia no se alcanza para potencias menores de 0.01 mW si la longitud de la fibra es de 500 m pero se llega a esta condición con tan solo 0.007 mW si se aumenta la fibra a 1000 m.

III.4 Láser de *Brillouin*

Si es posible amplificar la luz con la SBS entonces también es posible desarrollar láseres con el mismo proceso. Los láseres de fibra de *Brillouin*

(BFL, Brillouin Fiber Laser) utilizan la amplificación por efecto de la SBS en una cavidad resonante de fibra óptica (Hill *et al.*, 1976). En estos láseres, un haz muy potente bombea a la fibra colocada dentro de la cavidad creando un medio que amplifica en dirección contraria al bombeo. La emisión de la radiación en un BFL es iniciada por la dispersión espontánea de *Brillouin* la cual sucede por las vibraciones naturales de la fibra. Esa pequeña señal inicial es luego amplificada de forma regenerativa dentro de la cavidad de fibra óptica hasta que el nivel de potencia dentro de la cavidad sature a la ganancia. Se usan cavidades en anillo o tipo *Fabry-Perot* pero se prefiere utilizar la cavidad en anillo porque elimina la generación en cascada de la SBS donde la misma emisión de *Stokes* sirve como señal de bomba para producir una nueva onda de *Stokes*.

La condición para la oscilación en el láser de fibra con cavidad en anillo (BFRL, Brillouin Fiber Ring Laser) como en cualquier láser es que la ganancia efectiva dentro de la cavidad sea igual a uno. Suponiendo una cavidad en anillo, tendremos que la ganancia efectiva será igual a la amplificación producida por la fibra bombeada (ecuación (60)) multiplicada por la fracción R que representa la proporción de potencia realimentada a la cavidad (Nicati *et al.*, 1995),

$$R \cdot \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right) = 1 . \quad (74)$$

Aquí se ha usado la expresión para ganancia que toma en cuenta la reducción del bombeo por efecto de la atenuación en la fibra pero no el efecto de saturación ya que en el umbral la potencia es tan pequeña que no provoca agotamiento en la intensidad del haz de bomba. Despejando P_0 se llega a que la potencia crítica para iniciar la emisión láser es,

$$P_{cr} = \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} (\alpha L - \ln R) , \quad (75)$$

donde se ha reemplazado P_0 por P_{cr} .

Aunque la potencia crítica del BFL se puede reducir aumentando la longitud de la fibra se tiene que tomar en cuenta que al aumentar la longitud de la fibra también se reduce el espaciamiento de los modos longitudinales de la cavidad dificultando la operación en un solo modo. Cuando el espaciamiento de los modos longitudinales es mayor al ancho de banda de la ganancia de *Brillouin* se asegura una operación en un solo modo longitudinal, pero cuando es menor se tiene una evolución temporal de la potencia de salida muy compleja. Con longitudes largas de fibra se puede tener una salida pulsada periódica, estocástica o caótica (Agrawal, 2001).

III.5 Resumen

En este capítulo se realizó un estudio de la dispersión estimulada de *Brillouin*. Al principio se presentó una descripción del proceso de dispersión estimulada de *Brillouin* y sus parámetros fundamentales de corrimiento en frecuencia, ganancia, y ancho de banda así como el modelado de la evolución de las intensidades de las señales de bombeo y de sonda con un par de ecuaciones diferenciales acopladas. Se continuó con un repaso del efecto de la polarización en las señales de bombeo y de sonda sobre el proceso de SBS donde se mostró la necesidad de usar un factor para ajustar la ganancia en las ecuaciones que modelan la SBS. Además, se revisó con detalle los desarrollos matemáticos que llevan al cálculo de la potencia crítica del proceso de dispersión estimulada de *Brillouin* en fibra óptica para llegar finalmente a una expresión sencilla donde se toma en

cuenta los parámetros típicos de las fibras estándar monomodo. También se presentaron simulaciones con MATLAB del cálculo de la evolución de las intensidades de las señales de bombeo y de sonda así como de la saturación de la ganancia en amplificadores de *Brillouin*. Finalmente se presentó una expresión sencilla que permite el cálculo del umbral para láseres de *Brillouin*. Todo esto sirve como base teórica para el estudio del encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* que se expone en el siguiente capítulo.

Capítulo IV

Encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* en fibra óptica

La radiación emitida en el proceso de dispersión estimulada *Brillouin* tiene propiedades ópticas que serían atractivas en un láser, tales como su pureza espectral y su estabilidad en frecuencia. En este trabajo se busca transferir estas características a un láser de semiconductor por medio del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica.

IV.1 Encadenamiento con la radiación de *Stokes*

Un montaje sencillo para establecer el encadenamiento con la radiación de *Stokes* se muestra en la figura 12. Un tramo de fibra óptica es bombeada por un haz muy potente para generar una radiación en la frecuencia de *Stokes* a través del proceso de SBS. Para separar la radiación de *Stokes* y dirigirla hacia el láser esclavo se utilizan un par de circuladores. Además se coloca un aislador al final de la fibra para evitar que el bombeo óptico se refleje y siga la misma trayectoria que la radiación de *Stokes*.

El nivel de potencia de bombeo requerido para generar la radiación de *Stokes* por efecto de la SBS depende de la longitud y características de la fibra a utilizar. La potencia requerida corresponde a la potencia crítica (ecuación (57)). De la fórmula se puede ver que la potencia es proporcional al área eficaz de la fibra e inversamente proporcional a la ganancia de *Brillouin* las cuales son características intrínsecas al tipo de fibra utilizado. Para analizar el efecto de la longitud de la fibra sobre la

potencia crítica se han evaluado las ecuaciones (45) y (57) con los parámetros de una fibra SMF-28, Tabla I. Como puede observarse en la figura 13, la longitud eficaz de interacción tiene un límite máximo que hace que la potencia crítica no se reduzca de manera indefinida sino que presenta un nivel mínimo.

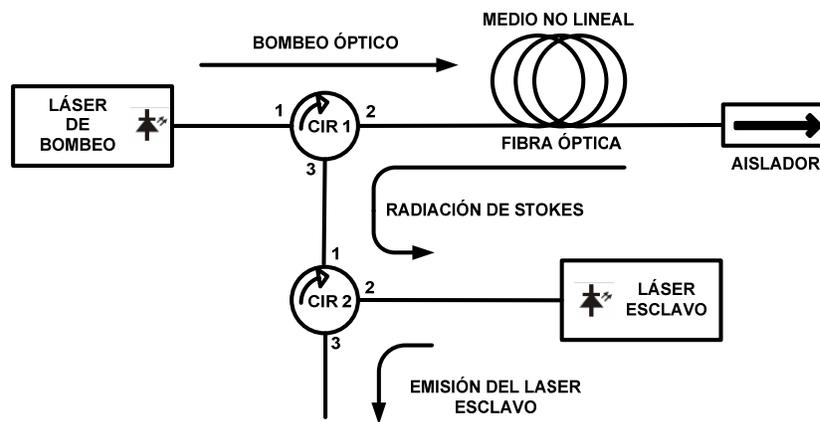


Figura 12: Esquema de encadenamiento con la radiación de *Brillouin*.

La potencia crítica se reduce significativamente al incrementar la longitud de la fibra cuando se tienen longitudes pequeñas pero conforme se aumenta la longitud de la fibra empieza a ser menos importante esta reducción. Se tiene un mínimo teórico de 1.5 mW para la potencia crítica en fibra SMF-28. Esto se debe a que la longitud eficaz tiene un máximo de 22 km. Por ejemplo, la potencia crítica teórica para longitudes de 100, 1000, 5000 y 10000 m son 421, 43, 9.4 y 5.2 mW respectivamente.

El nivel de potencia reflejada es siempre menor que la potencia inyectada contrario a lo que se supuso al determinar teóricamente la potencia crítica ya que en la deducción de las expresiones matemáticas para la potencia crítica se ha despreciado el agotamiento del bombeo. Por eso resulta conveniente hacer una caracterización de la fibra y así tener valores más precisos de la potencia crítica. Para una longitud de 10 km

de fibra SMF-28 se tiene teóricamente una potencia crítica de 5.2 mW sin embargo mediciones experimentales mostradas en la figura 14 muestran que el umbral es ligeramente superior a 20 mW.

Tabla I: Parámetros de la fibra estándar monomodo SMF-28 utilizados para la evaluación de la potencia crítica.

Parámetro	Valor
α Atenuación de la fibra	0.2 dB/km
A_{eff} Área eficaz	$50 \mu\text{m}^2$
g_B Ganancia de <i>Brillouin</i>	5×10^{-11} m/W
K_{SBS} Factor de la polarización	1.5

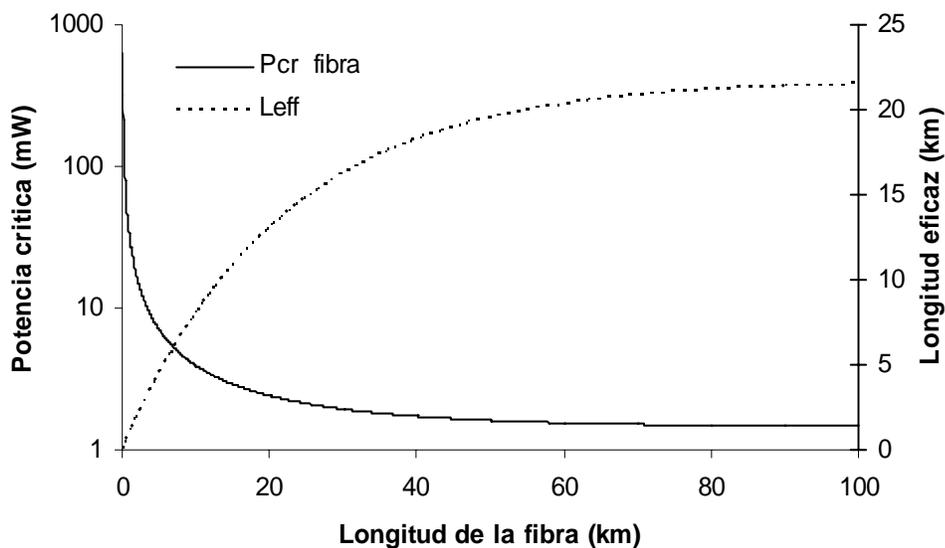


Figura 13: Longitud eficaz de la fibra óptica SMF-28 y potencia crítica para la dispersión estimulada de *Brillouin* en función de la longitud de la fibra.

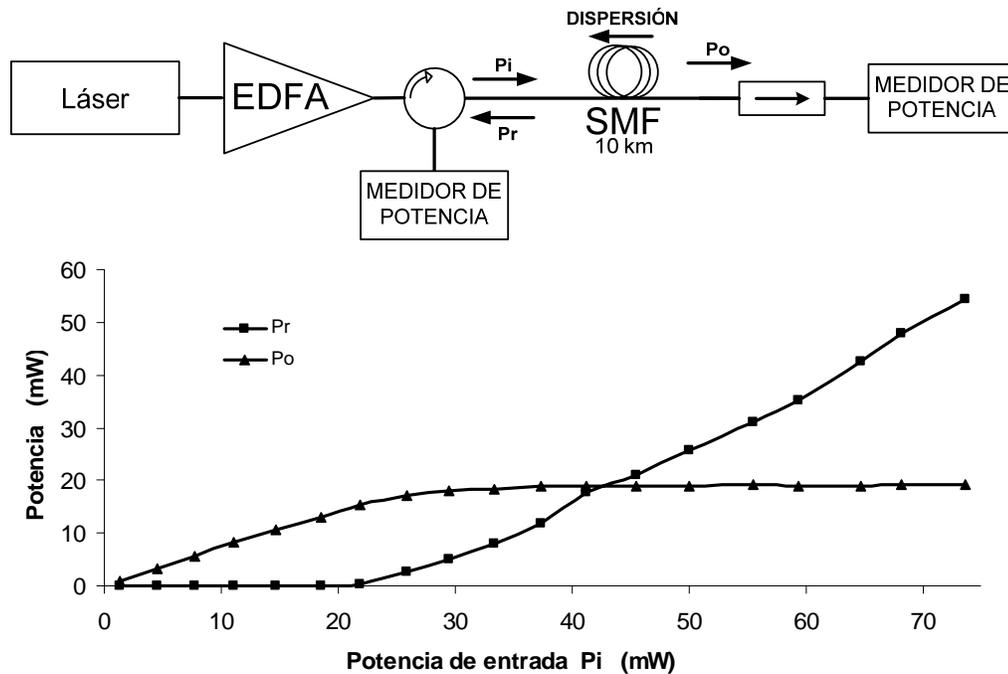


Figura 14: Medición experimental de la potencia crítica en la SBS. Arriba: Esquema de medición. Abajo: Gráfica de la potencia transmitida (P_o) y la potencia reflejada (P_r) para niveles de entrada menores a 75 mW.

Una forma de reducir la potencia crítica necesaria para obtener la radiación de *Stokes* es utilizando un láser de *Brillouin*. En el láser de *Brillouin* se coloca a la fibra dentro de una cavidad resonante para que amplifique de forma regenerativa en sentido contrario a la propagación del haz de bombeo. De esta forma se favorece la emisión de *Stokes* dando como resultado una reducción del umbral. En la figura 15 se ha graficado el umbral del láser de *Brillouin* para diferentes longitudes de fibra SMF-28 suponiendo 3 dB de pérdidas producto del efecto combinado del acoplamiento y atenuaciones dentro de la cavidad (ecuaciones (75) y (45)). Los niveles de potencia para alcanzar el punto crítico son siempre menores en el láser para longitudes hasta 100 km. Cuando se usan 10 km de fibra se tiene una reducción de 36 veces en la potencia crítica al usar un láser lo que demuestra su efectividad en la generación de la radiación de *Stokes*.

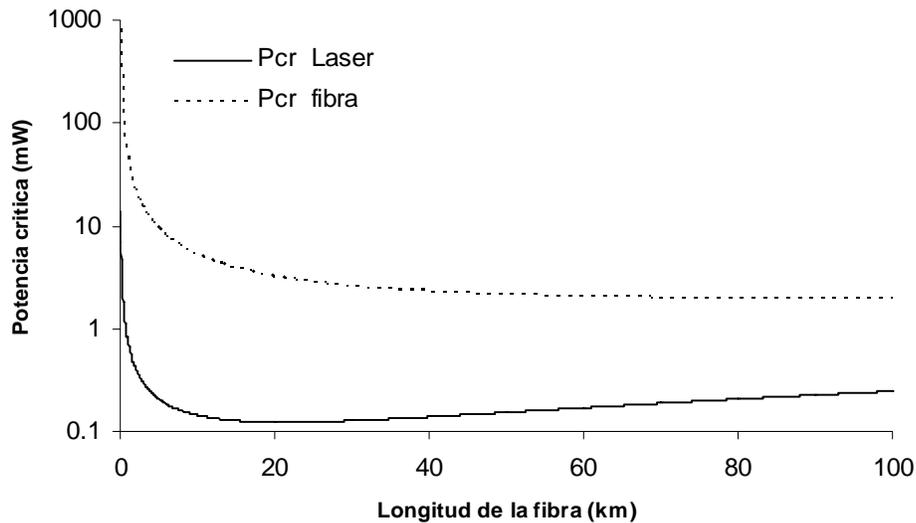


Figura 15: Cálculos de las potencias críticas en fibra y en láser para provocar la dispersión estimulada de *Brillouin* con fibra estándar SMF-28.

IV.2 Desarrollo y caracterización del láser de *Brillouin*

Se prefiere un láser de *Brillouin* en configuración de anillo (BFRL) por ser más limpia su emisión (ver sección III.4).

El esquema para el BFRL se muestra en la figura 16. El láser de bombeo DFB emitiendo a una longitud de onda de 1536.6 nm y 10 dBm de potencia se conecta al EDFA que amplifica hasta 15 dBm. El haz de salida del EDFA es introducido en la cavidad del BFRL por medio del circulador para proporcionar un bombeo óptico a la fibra de 10 km. El bombeo de la fibra circula una sola vez por la cavidad del BFRL, iniciando en el puerto 2 del circulador en el sentido de las manecillas del reloj y continuando así hasta que es bloqueado en el puerto 3 del mismo circulador. La radiación de *Stokes* que se genera en sentido contrario al del bombeo óptico encuentra una cavidad en anillo formada por la fibra óptica, el circulador, el controlador de polarización y el acoplador que favorece la emisión láser.

Después de una vuelta completa de amplificación dentro de la fibra óptica se retroalimenta un 50% y extrae otro 50% de potencia con el acoplador. Los controladores de polarización sirven para empatar las polarizaciones de la realimentación y del bombeo.

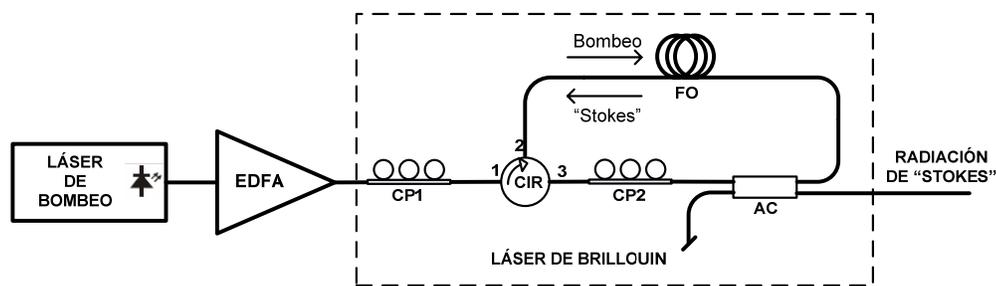


Figura 16: Láser de *Brillouin* con cavidad en anillo (BFRL). CIR: circulator. FO: Fibra óptica SMF-28 de 10 km de longitud. CP1 y CP2: Controladores de polarización. AC: Acoplador óptico.

Aunque el láser de *Brillouin* emite una radiación en la frecuencia de *Stokes* no es conveniente como señal de sonda en sensores distribuidos ni como portadora en comunicaciones ya que su potencia varía de forma estocástica.

IV.2.1 Nivel de acoplamiento

Se implementó un esquema (figura 17) donde se pudiera ajustar el nivel de acoplamiento de la cavidad para determinar el acoplamiento óptimo que nos diera la máxima potencia de salida. Para esto se usó un acoplador variable modelo F-CPL-1550-N-FA de Newport que permitía ajustar de forma continua el porcentaje de acoplamiento de la cavidad entre 1.5% y 98.5%. El controlador de polarización CP1 cambia la polarización del bombeo de forma independiente con el fin de optimizar la interacción de la radiación de *Stokes* con el haz de bombeo.

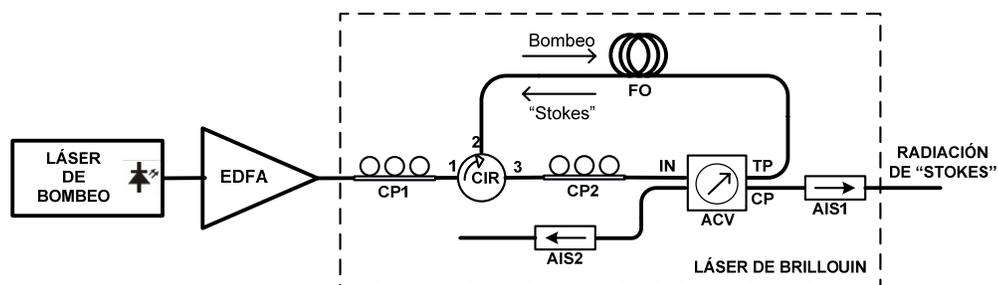


Figura 17: Esquema del láser de *Brillouin* con acoplador variable. ACV: Acoplador variable. CP: Controladores de polarización. FO: Fibra óptica SMF-28 de 10 km. CIR: Circulador. AIS: Aisladores.

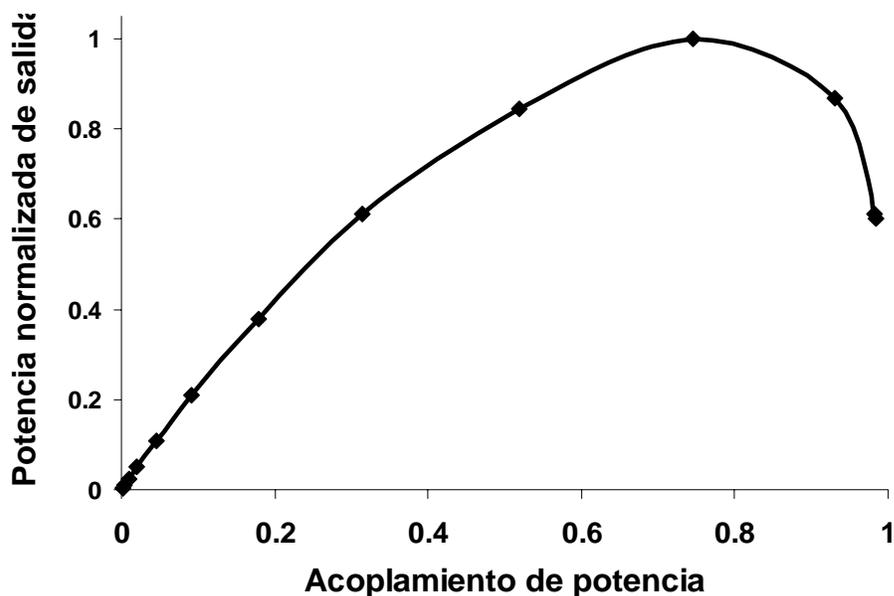


Figura 18: Potencia de salida contra nivel de acoplamiento en el BFRL.

Se tiene un nivel máximo de potencia a la salida del BFRL cuando el nivel de acoplamiento se ajusta alrededor del 75% (figura 18). Para niveles de acoplamiento pequeños se tiene una curva muy cercana a la lineal. En cambio con niveles de acoplamiento grandes se tiene una respuesta no lineal que alcanza un máximo en el 0.75 de acoplamiento. El límite del 98.5% de acoplamiento en el acoplador variable no permitió observar niveles de potencia cercanos a cero al final de la curva. La curva que se

forma coincide con la de un láser con alto nivel de ganancia en el medio activo, como lo muestra Siegman, (1986).

IV.2.2 Evolución temporal de la potencia de salida

Se sabe que los láseres de *Brillouin* son muy inestables y que inclusive pueden presentarse evoluciones de potencia pulsada y estocástica a la salida de manera consecutiva por periodos cortos de tiempo cada una (Gaeta y Boyd, 1991). Por eso si se quiere obtener un nivel constante de potencia generalmente se requiere de una cámara con control de temperatura que contenga a las componentes del BFRL para evitar que cambie mucho el índice de refracción de la fibra y la longitud de la cavidad (Nicati, *et al*, 1995), y de un control para la estabilización activa de la fase (Yong *et al* 2003).

El láser de *Brillouin* de nuestro esquema no contiene controles de temperatura ni estabilización activa por lo cual su evolución temporal de potencia de salida es inestable como se muestra en la figura 19. Para niveles de bombeo ligeramente por encima del umbral, se tiene una emisión pulsada con un período de repetición igual al tiempo de propagación dentro de la cavidad. Para niveles de bombeo mayores, la evolución de la potencia de salida cambia de forma aleatoria, entre periodos con una salida de potencia pulsada y períodos con una potencia de salida estocástica. Para niveles de bombeo superiores a 4 veces el umbral se tiene una evolución temporal estocástica. Aunque niveles de bombeo superiores a 4 veces el umbral son suficientes para que se presenten emisiones de *Stokes* de segundo orden (Alahbabi *et al.*, 2005), la configuración que presentamos para la cavidad en anillo no permite su formación por la presencia de los circuladores.

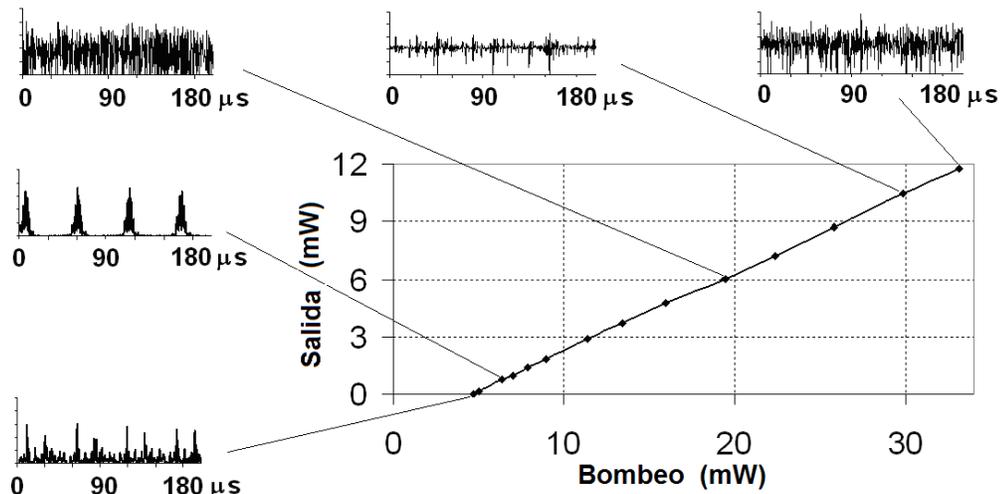


Figura 19: Conversión de potencia del BFRL y evoluciones temporales de su intensidad óptica.

IV.2.3 Análisis de la aplicación de rejillas dinámicas dentro del láser de *Brillouin*

Se le llama rejillas dinámicas a un patrón periódico de la absorción o ganancia ópticas que es formado a lo largo de un material por efecto de la saturación espacial producto de la interferencia de dos ondas (Stepanov, 2008). La saturación se produce en las partes donde se tienen los niveles máximos de intensidad óptica dando como resultado una reducción efectiva de la ganancia o la absorción. La formación activa de estas rejillas en los láseres provoca inestabilidades debido a que, al reducir la ganancia efectiva del modo longitudinal de mayor potencia, permite el crecimiento de los modos longitudinales laterales en cuyo caso se le llama, en inglés, “spatial hole burning”.

Este efecto ha sido aplicado provechosamente como filtro autoajutable (Feuer, 1998) y como una técnica para asegurar la operación en un solo modo longitudinal en láseres (Paschotta *et al.*, 1997). Esta aplicación es la

que nos interesa ya que el BFRL tiene ruido localizado en las frecuencias resonantes de su cavidad de fibra óptica.

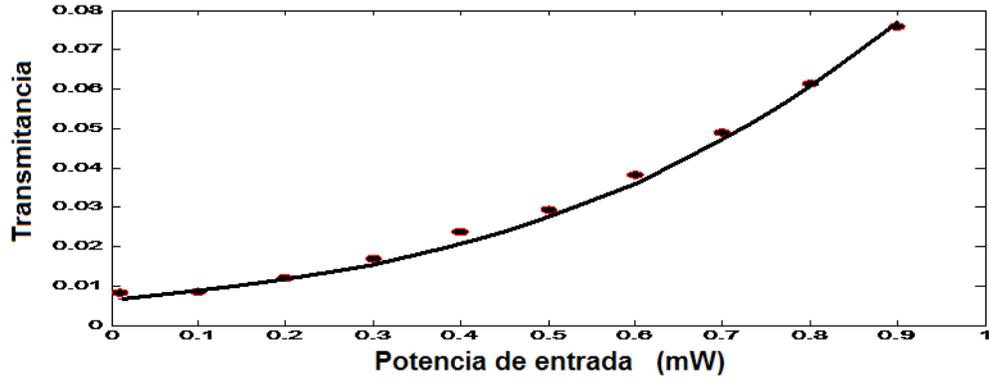


Figura 20: Caracterización del tramo de 1.95 m de fibra dopada con erbio y simulación numérica con $\alpha_o L = 5.05$ y $P_{sat} = 0.318$ mW.

Para experimentar con las rejillas dinámicas se cuenta con un tramo de 1.95 m de fibra dopada con erbio. Los parámetros que caracterizan a la absorción de una fibra dopada con erbio son el coeficiente de absorción α_o , y la potencia de saturación P_{sat} los cuales están relacionados por la siguiente ecuación diferencial (Stepanov, 2008):

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\alpha_o}{1 + P/P_{sat}} dz, \quad (76)$$

donde P y z son la potencia y la posición en la fibra respectivamente. La solución a esta ecuación diferencial es:

$$T = \frac{W(P_N \cdot e^{P_N - \alpha_o L})}{P_N}, \quad (77)$$

donde se ha usado la transmitancia T , la longitud de la fibra L y la potencia normalizada P_N en la expresión. La W representa a la función de Lambert (función inversa de $f(x) = x \cdot \exp(x)$). La potencia normalizada se obtiene de:

$$P_N = \frac{P_I}{P_{sat}}, \quad (78)$$

donde P_I es la potencia de entrada a la fibra.

Para obtener los parámetros de la fibra se tienen que hacer simulaciones con la ecuación (77) hasta ajustar a los valores obtenidos en la caracterización. En la figura 20 se muestra tanto las mediciones de transmitancia de la fibra como la simulación en MATLAB con los parámetros que dan el mejor ajuste a esos resultados. Con $\alpha_o L = 5.05 = 21.9$ dB y $P_{sat} = 0.318$ mW se tuvo la mejor aproximación. Se debe tomar en cuenta que $\alpha_o = \alpha_{dB}/4.343$.

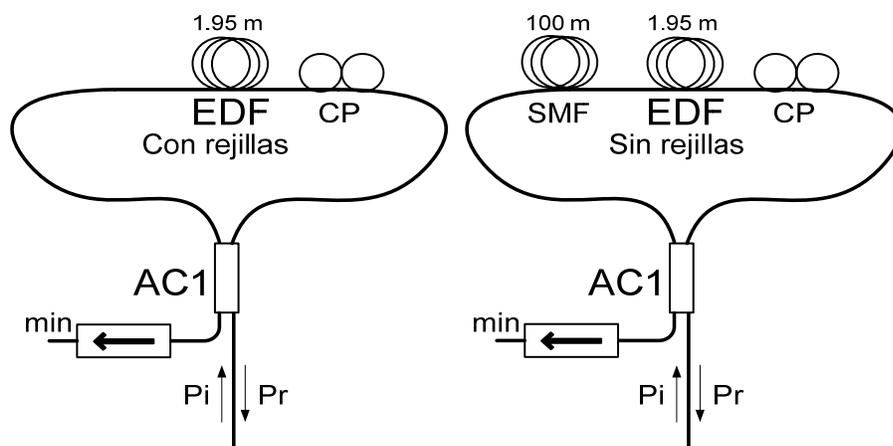


Figura 21: Esquema del interferómetro de *Sagnac* utilizado para la verificación de la formación de las rejillas. Izquierda: Interferómetro que forma las rejillas por interferencia en la fibra dopada con erbio (EDF). Derecha: Interferómetro que elimina las rejillas (no hay interferencia en la EDF).

La inclusión de la rejilla dinámica debe hacerse agregando un interferómetro de *Sagnac* (configuración conocida también como espejo de lazo óptico) para obtener las dos fuentes de luz coherente en propagación

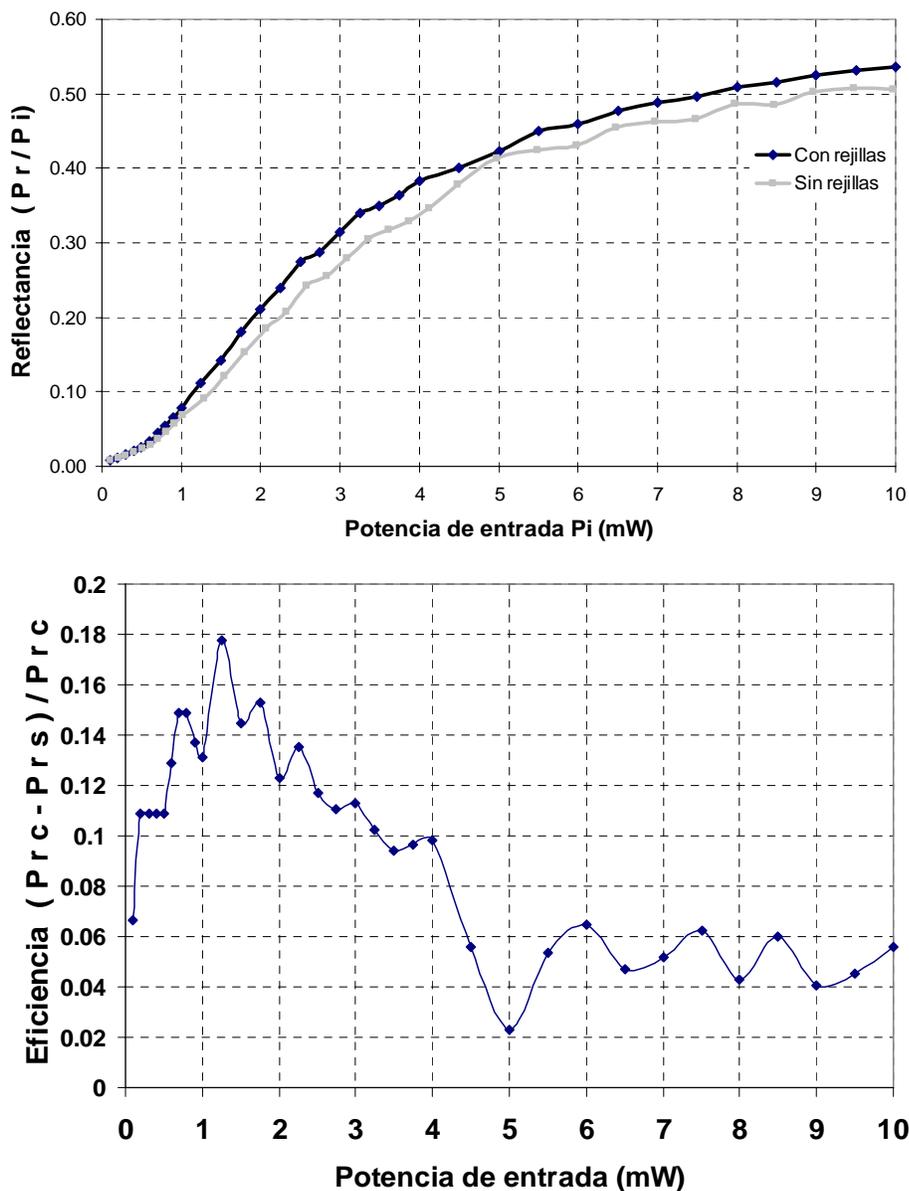


Figura 22: Gráfica de la eficiencia de la rejilla formada en el tramo de 1.95 m de fibra dopada con erbio. Arriba: Medición de la reflectancia con y sin rejilla. Abajo: Eficiencia de la rejilla. Prc: Potencia reflejada con rejilla. Prs: Potencia reflejada sin rejilla.

opuesta que son necesarios para producir la interferencia como se muestra en la figura 21. Se verificó la formación de las rejillas midiendo la variación de la reflectancia para diferentes niveles de potencia de entrada y luego calculando la eficiencia. En la figura 22 se puede observar que la máxima eficiencia de 0.18 se presentó a 1.25 mW, lo cual es un resultado muy cercano a los obtenidos previamente por Stepanov (2008) para longitudes similares de fibra dopada con erbio.

El esquema implementado para el BFRL se muestra en la figura 23. Se ha agregado al esquema original del BFRL una sección que inserta al interferómetro dentro de la cavidad por medio de un circulador. Dentro del interferómetro se encuentra un tramo de 1.95 m de fibra dopada con erbio que servirá para formar la rejilla dinámica.

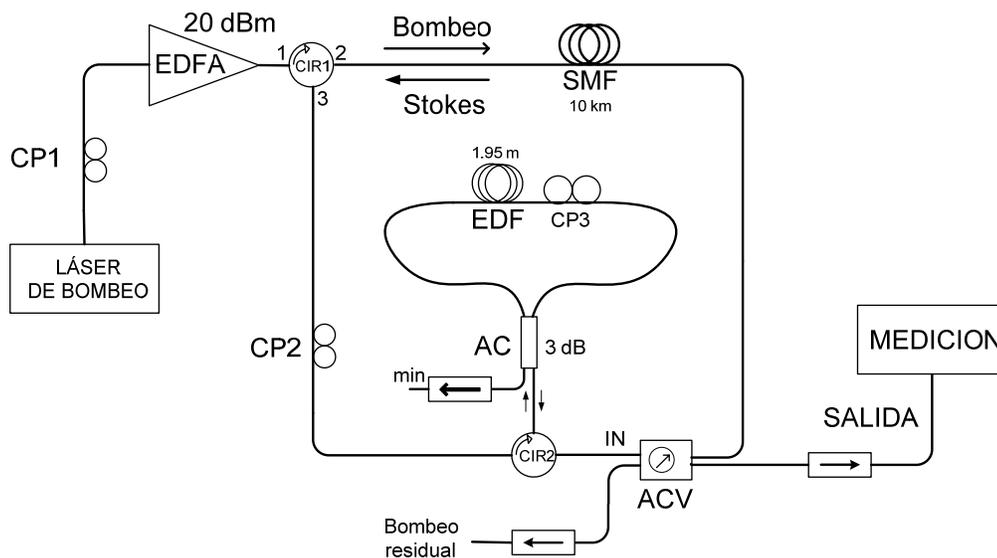


Figura 23: Aplicación de rejillas dinámicas al BFRL. CIR1, CIR2: Circuladores. CP1, CP2: Controladores de polarización. SMF: Fibra estándar monomodo. AC: Acoplador. ACV: Acoplador variable. EDF: Fibra dopada con erbio.

Manteniendo los mismos parámetros de operación en el BFRL no se observó ninguna mejoría con la rejilla dinámica. La razón de esto es que

con los parámetros de la fibra utilizada solamente se puede obtener un ancho de banda de varios cientos de megahertz (Frisken, 1992) mientras que los modos longitudinales del BFRL están espaciados por 18 kHz. La única forma de obtener una reducción significativa de los modos laterales es aumentando el espaciamiento entre estos reduciendo la longitud de la cavidad pero una reducción en la longitud de la cavidad demanda más potencia de bombeo para mantener la misma ganancia y no se tienen disponibles amplificadores que den más potencia.

IV.3 Encadenamiento por inyección con la radiación de un láser de *Brillouin*

El BFRL emite de forma natural en la frecuencia de *Stokes* con intensidad variable que incluso tiende a ser estocástica pero como se verá aquí, es suficiente para encadenar al láser esclavo el cual entonces entrega una radiación de *Stokes* estable.

El esquema para la configuración de encadenamiento con la emisión del BFRL (OIL-BFRL) se muestra en la figura 24. El láser de bombeo DFB emitiendo a una longitud de onda de 1536.6 nm y 12.5 dBm de potencia se conecta a un EDFA para elevar la potencia hasta 15 dBm para luego alimentar al BFRL. Se usa el mismo esquema para el BFRL pero en lugar del acoplador variable se usa uno 90/10 que mejora la potencia de salida en comparación del acoplador 50/50. No se tiene el nivel óptimo pero la reducción de potencia con respecto al nivel óptimo es menor al 10%. Después de una vuelta completa de amplificación dentro de la fibra óptica se realimenta un 10% y extrae un 90% de potencia con el acoplador. La inyección óptica se da a través del circulador CIR2 que separa las trayectorias de inyección y de salida del láser esclavo. El láser DFB esclavo es del mismo modelo que el láser de bombeo y emite una potencia

de -3.1 dBm. Se usa una potencia baja para tener una relación mayor entre la potencia inyectada y la potencia de oscilación y conseguir un mejor rango de control. El controlador de polarización CP3 se agrega para emparar la polarización del BFRL con la del láser esclavo. La potencia de inyección dentro de la cavidad del láser esclavo es muy pequeña ya que se trata de un láser DFB estándar de telecomunicaciones el cual lleva un aislador óptico integrado de más de 35 dB. Sin embargo con niveles de inyección de alrededor de 50 dB por debajo de la potencia de operación se alcanzan rangos de encadenamiento mayores a 500 MHz (Thévenaz *et al.* 2004). Finalmente la emisión del láser esclavo sale por el puerto 3 del circulador CIR2.

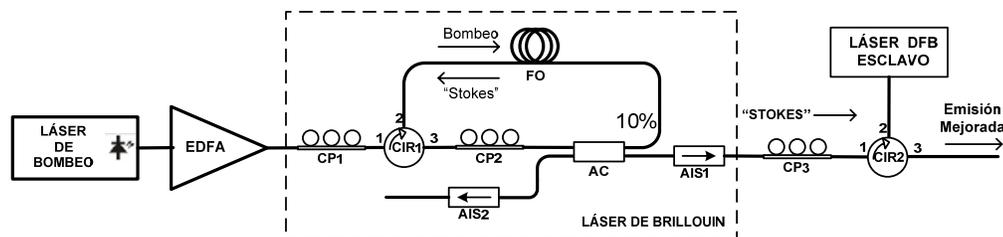


Figura 24: Montaje experimental del encadenamiento con la emisión del láser de Brillouin OIL-BFRL. AC: Acoplador 90/10. CP1, CP2 y CP3: Controladores de polarización. CIR1, CIR2: Circuladores. FO: Fibra óptica SMF-28 de 10 km; AIS: Aisladores.

IV.3.1 Caracterización del láser esclavo y láser de bombeo

Se usaron dos láseres DFB modelo FU-68DF-V520M27B marca MITSUBISHI cuya longitud de onda y potencia de operación son de 1536.6 nm y 20 mW respectivamente. Estos láseres tienen un empaquetado tipo “butterfly” que incluye enfriador termoeléctrico, termistor, aislador óptico, fotodiodo y *pigtail*. La caracterización de la potencia de trabajo contra corriente del láser maestro se realizó con un medidor de potencia óptica marca HP modelo 8153A y se muestra en la figura 25.

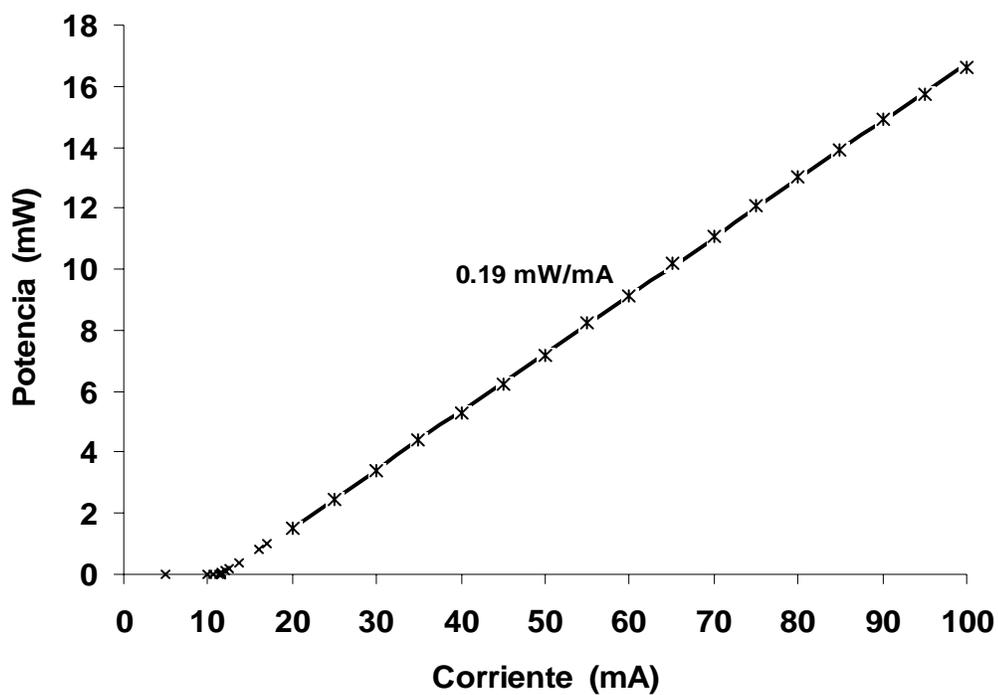


Figura 25: Gráfica de la potencia contra la corriente del láser esclavo a una temperatura de 25 °C.

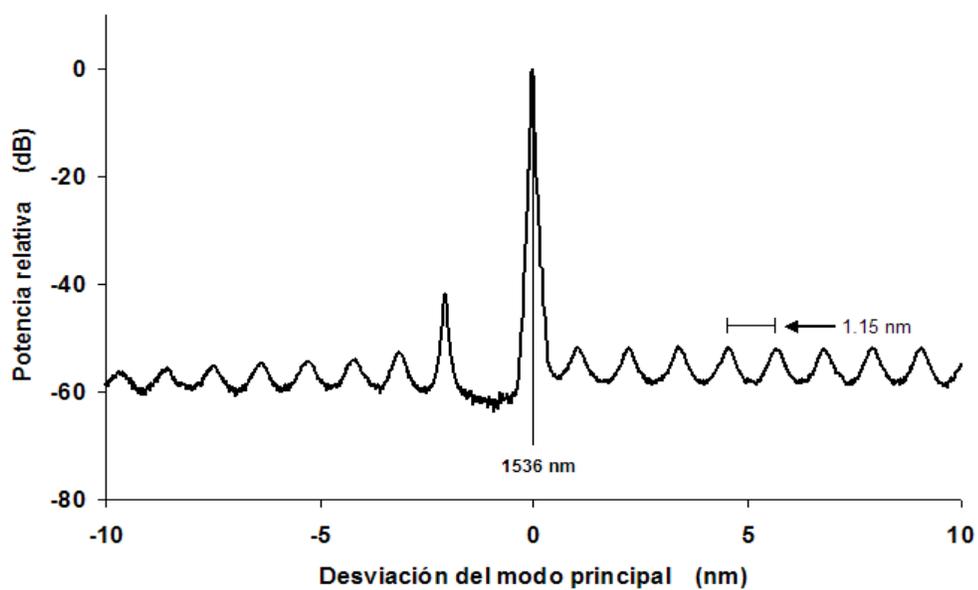


Figura 26: Espectro óptico del láser esclavo.

El espectro óptico de los láseres muestra un modo longitudinal principal y una serie de modos longitudinales laterales atenuados fuertemente los cuales deben ser observados para medir su espaciamiento.

En los láseres DFB FU-68DF-V520M27B se obtuvo un espaciamiento de 1.15 nm equivalente a 146 GHz (figura 26).

Dado que los láseres que se usaron no son sintonizables, se realizaron ajustes en la temperatura y la corriente para variar su frecuencia de emisión. Se tiene una dependencia casi lineal en el incremento de frecuencia con respecto a los incrementos de temperatura y corriente eléctrica de operación (figura 27).

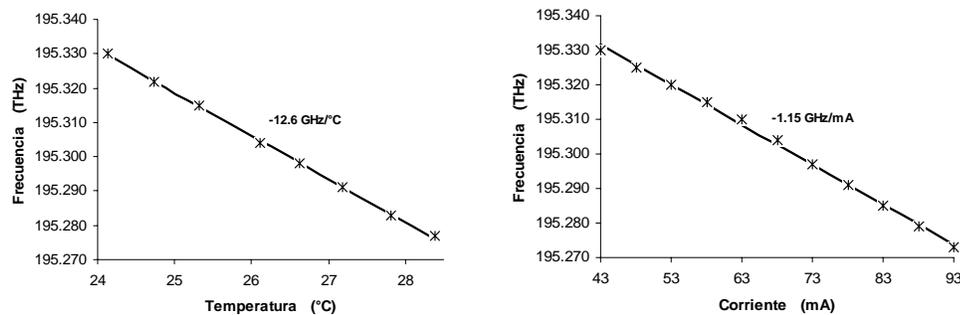


Figura 27: Caracterización del láser maestro. Dependencia de la frecuencia contra la corriente y la temperatura.

Haciendo una regresión lineal de las mediciones se obtiene una dependencia de la desviación de frecuencia contra la temperatura y contra la corriente de inyección de $-12.57 \text{ GHz}/^{\circ}\text{C}$ y $-1.15 \text{ GHz}/\text{mA}$ respectivamente.

Existen dificultades al calcular la tasa de inyección en un láser estándar de telecomunicaciones porque se necesitan los niveles de potencia de operación y de inyección dentro de la cavidad lo cual no se puede medir directamente. Lo que se conoce o se puede medir es la potencia que sale del conector del *pigtail*. Para conocer la potencia óptica justo antes de salir

de la cavidad del láser se tiene que tomar en cuenta el coeficiente de transmisión de la faceta de salida del láser, las pérdidas por el acoplamiento a la fibra óptica y las pérdidas por inserción del aislador y el conector del *pigtail* (ver figura 28). En cuanto a la potencia de inyección se tiene la misma situación pues solo se conoce la potencia que está siendo aplicada al *pigtail*. Para determinar la potencia que está siendo aplicada al interior de la cavidad se debe tener en consideración la fuerte atenuación que presenta el aislador interno a la señal inyectada además de las pérdidas por acoplamiento y el coeficiente de transmisión.

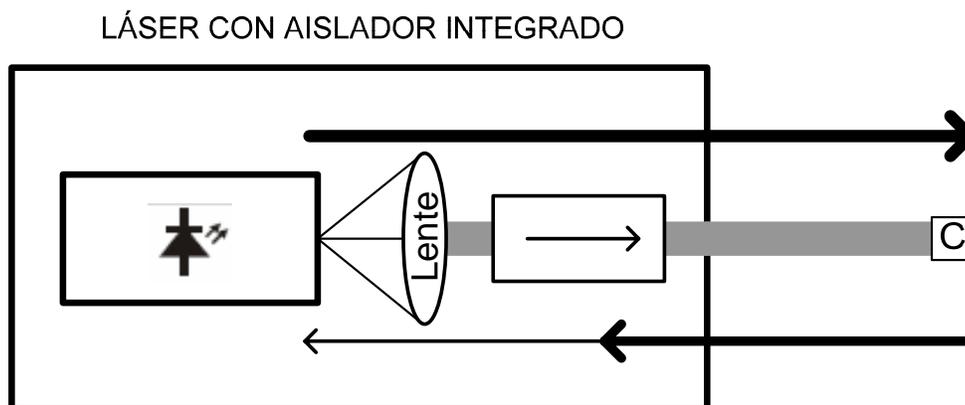


Figura 28: Esquema de un láser con *pigtail* y aislador óptico integrados. C: Conector de fibra óptica.

Tabla II: Cálculo de la atenuación total de la trayectoria de inyección.

Parámetro	Decibeles
Atenuación de la trayectoria de inyección externa (Conector y acoplamiento a la fibra)	3
Aislador óptico interno	40
Perdidas por inserción en la cavidad	3
Atenuación total de la trayectoria de inyección	46

Para nuestro láser esclavo se supondrá una pérdida por acoplamiento en la fibra de 3 dB. También se supondrá un valor de 3 dB para las pérdidas por la inserción en la cavidad del láser. En total se tomarán 6 dB de pérdidas y atenuaciones en la trayectoria interna de inyección del láser. Estos son valores cercanos a los obtenidos en mediciones de laboratorio para un acoplamiento en un láser de semiconductor (Troger *et al.*, 1999). Además se tomará un nivel de aislamiento de 40 dB para el aislador óptico integrado en el encapsulado. En la Tabla II se han resumido todas estas pérdidas.

IV.3.2 Ancho de banda de encadenamiento en esquema OIL-BFRL

Dentro de la literatura se han tomado diferentes niveles de atenuación de las espurias para determinar los límites de la región de encadenamiento, se han tomado la supresión completa de las espurias (Kobayashi y Kimura, 1980), la atenuación de tres decibeles (Mogensen *et al.*, 1985) y la atenuación de 20 dB (Hui *et al.*, 1991). Se le llama espurias a las intensidades ópticas que no se encuentran en la frecuencia del láser maestro.

En nuestros experimentos realizamos la medición del ancho de banda de encadenamiento de forma diferente por razones prácticas. En lugar del criterio de la atenuación de las espurias optamos por usar la variación de la ganancia en un amplificador de *Brillouin* que tiene el mismo tipo de fibra que nuestro esquema y que es bombeado por el mismo láser que bombea al esquema OIL-BFRL. De esta manera, la frecuencia de máxima ganancia del amplificador de *Brillouin* coincide con la frecuencia de *Stokes* del BFRL. Este montaje nos permite medir anchos de banda de encadenamiento muy superiores al ancho de banda de la ganancia de *Brillouin* ya que las

espurias se atenuarán fuertemente y cualquier reducción en la ganancia del amplificador de *Brillouin* se deberá principalmente a la reducción de la potencia en la frecuencia de *Stokes*.

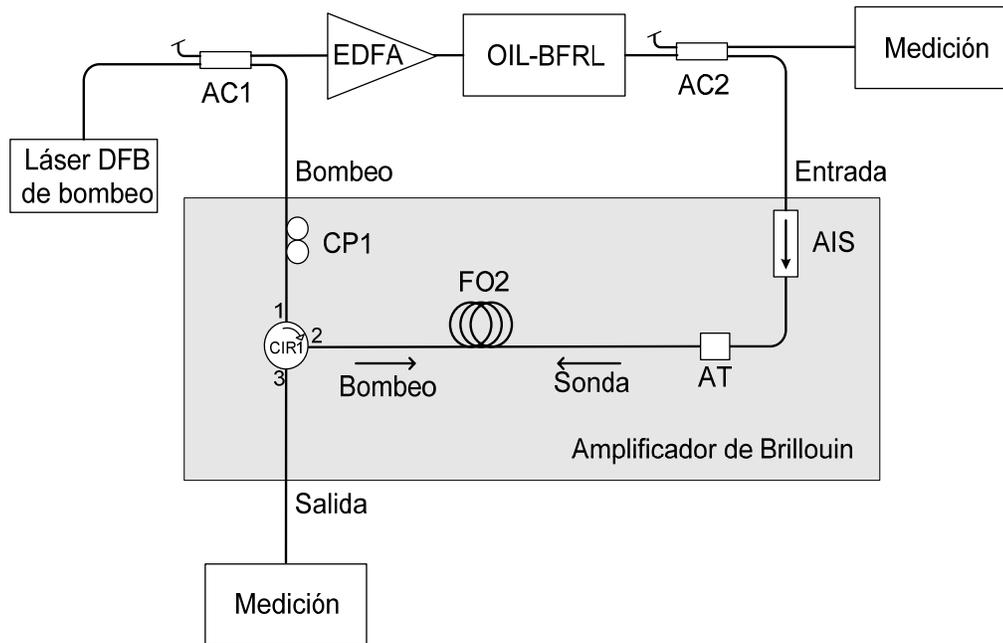


Figura 29: Esquema del amplificador de *Brillouin* para determinar el ancho de banda de encadenamiento.

El esquema del amplificador de *Brillouin* que se utiliza para medir el ancho de banda de encadenamiento se muestra en la figura 29. Se toma una parte de la potencia del láser de bombeo del esquema de encadenamiento y por medio del circulator CIR1 se introduce dentro de la fibra FO2; el mismo circulator dirige a la señal de sonda (emisión del láser esclavo amplificada) hacia el puerto 3 para su medición. Se agrega un aislador óptico para evitar que el bombeo residual del amplificador de *Brillouin* altere el funcionamiento del esquema de encadenamiento con la dispersión de *Brillouin*. Un atenuador reduce la potencia de la señal de sonda para que no se produzca un agotamiento muy fuerte en el bombeo de la fibra y obtener así una resolución mayor en la medición de ganancia.

La estabilidad en la frecuencia de *Stokes* del esquema OIL-BFRL se confirma al observar que la ganancia del amplificador de *Brillouin* es constante cuando el láser DFB esclavo es inyectado con la emisión del BFRL (figura 30). Las variaciones que se observan en la ganancia se deben a que la emisión del láser DFB ha sido perturbada y su potencia tiene variaciones ligeras las cuales aparecen amplificadas.

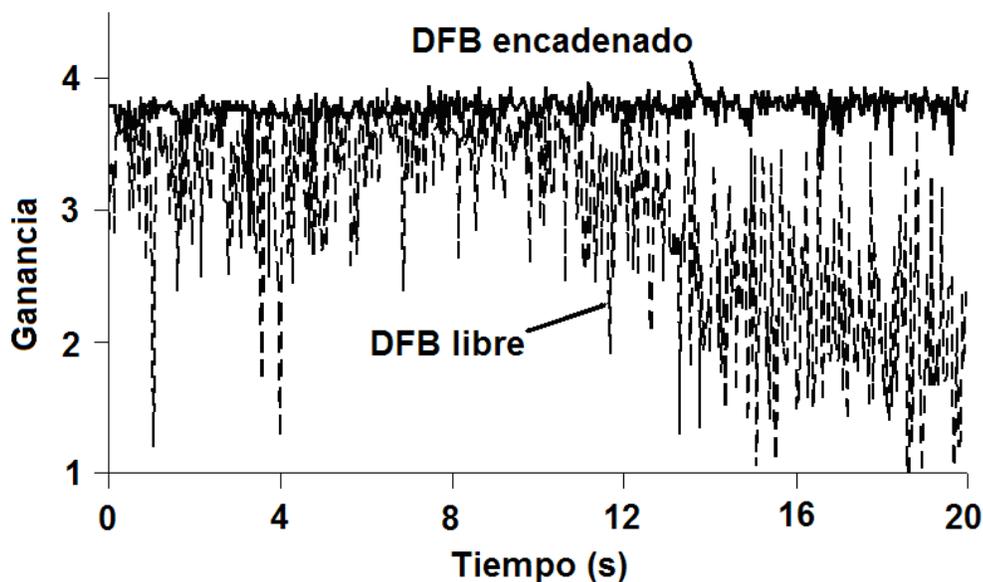


Figura 30: Evolución temporal de la ganancia en el amplificador de *Brillouin* para la emisión del láser DFB esclavo en el estado de oscilación libre y encadenado con la dispersión del BFRL que demuestran el encadenamiento en la frecuencia de *Stokes*.

Tabla III: Estabilidad de los controladores de los láseres.

Controlador LDC 3724B ILX-LIGHTWAVE	Estabilidad	Equivalencia en frecuencia
Fuente de corriente	6 μ A	\pm 7 MHz
Control de temperatura	0.004 $^{\circ}$ C	\pm 50 MHz

Cuando el láser DFB esclavo oscila libremente solo se pueden observar cortos periodos de tiempo en los que se tiene una amplificación

alta debido a que el ruido residual en los controladores de los láseres no permite mantener por mucho tiempo la misma desviación de frecuencia. Se han usado controladores de bajo ruido modelo LDC 3724B de ILX-LIGHTWAVE cuyas estabilidades de temperatura y de corriente se muestran en la Tabla III.

Basándose en las especificaciones mostradas en la Tabla III, se puede afirmar que las inestabilidades en frecuencia superan fácilmente los ± 50 MHz ya que se acumulan los efectos de dos controladores, uno para el láser de bombeo y otro para el láser esclavo.

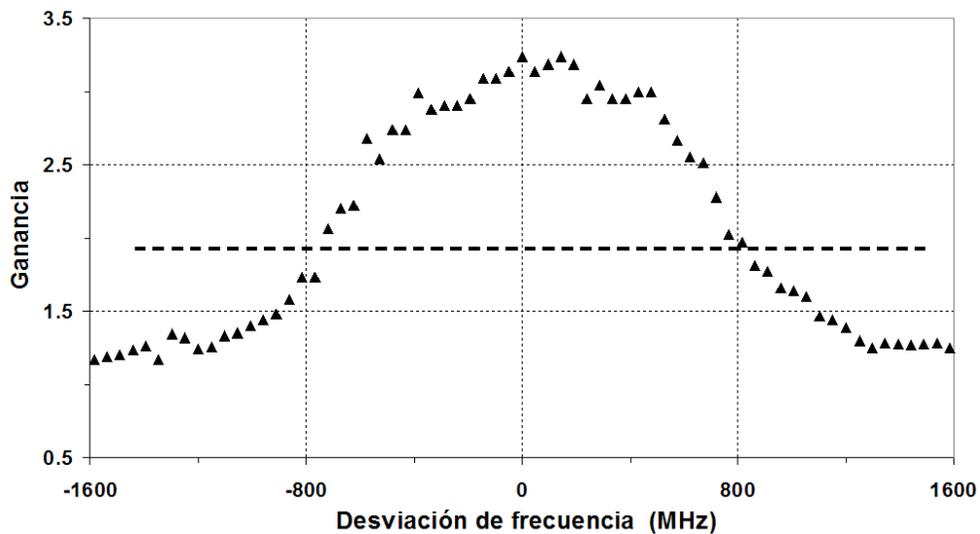


Figura 31: Medición de la ganancia en el amplificador de *Brillouin* para determinar el ancho de banda de encadenamiento del esquema OIL-BFRL.

Para medir el ancho de banda de encadenamiento se requiere cambiar la desviación de frecuencia entre la frecuencia de *Stokes* de la fibra del BFRL y la frecuencia de oscilación libre del láser DFB esclavo. Esta desviación se obtuvo ajustando ligeramente la corriente eléctrica de inyección del láser de bombeo. Una desviación de frecuencia igual a cero indica que la frecuencia de oscilación libre del láser esclavo coincide con

la frecuencia de *Stokes* y en ese caso la desviación de frecuencia entre el láser de bomba y el láser esclavo es aproximadamente igual a 10.87 GHz.

Los resultados obtenidos de la medición de la ganancia en el amplificador de *Brillouin* se muestran en la figura 31. Si tomamos como criterio la reducción de la ganancia en un 50% para determinar los límites del ancho de banda de encadenamiento obtenemos una región de encadenamiento que abarca aproximadamente 1.6 GHz.

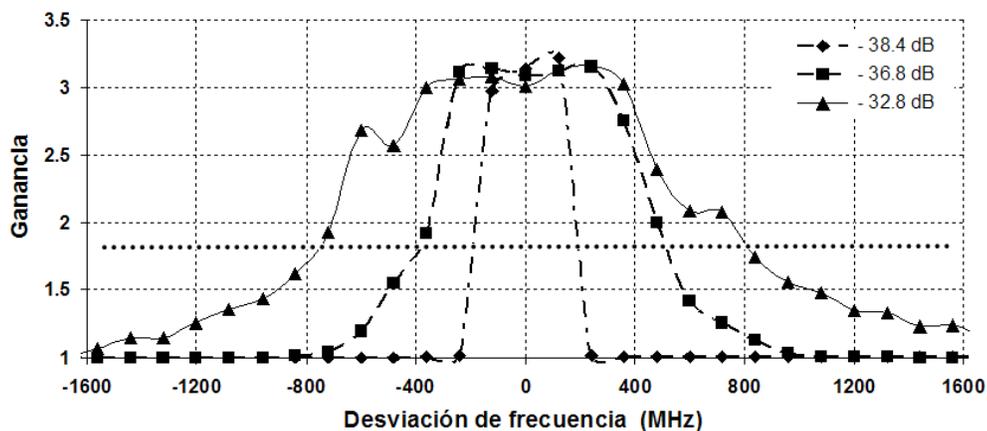


Figura 32: Ganancia en el amplificador de *Brillouin* con diferentes tasas de inyección en el esquema OIL-BFRL.

Las variaciones en la potencia de bombeo del BFRL se reflejan en una variación del ancho de banda de encadenamiento debido a que con un cambio del bombeo se produce un cambio proporcional en la potencia de salida del BFRL y con esto una variación en la tasa de inyección. Como se puede observar en la figura 32 y en la Tabla IV los incrementos o reducciones en la tasa de inyección conducen a un respectivo aumento o reducción en el ancho de banda de encadenamiento lo cual es una respuesta esperada. El ancho de banda teórico se obtuvo suponiendo un valor estimado para el factor de incremento del ancho de línea (α) de 1.5, valor

dentro del rango para láseres DFB tipo MQW (Multi Quantum Wells) (Melnik *et al.*, 2006) y que concuerda con la caracterización del láser esclavo obtenida en un trabajo previo a éste (Castro-Muñoz, 2006).

Tabla IV: Ancho de banda de encadenamiento en el OIL-BFRL.

Tasa de inyección (dB)	Ancho de banda experimental (GHz)	Ancho de banda teórico (GHz) $\alpha=1.5$
-32.8	1.6	1.9
-36.8	0.9	1.2
-38.4	0.4	1.0

IV.3.3 Ruido de intensidad en esquema OIL-BFRL

Aunque la evolución temporal de la potencia del BFRL es estocástica, en el láser esclavo se tiene una emisión relativamente estable. El nivel promedio de potencia del láser de *Brillouin* logra encadenar al láser esclavo y mantenerlo en la frecuencia de *Stokes*. Sin embargo se nota un incremento en el ruido de intensidad del láser esclavo en estado encadenado provocado por la inyección óptica. Estas ligeras variaciones en el nivel de potencia del láser esclavo son normales en el OIL y se acentúan para potencias de inyección mayores (Mogensen *et al.*, 1985). Dado que la potencia del BFRL cambia constantemente, es razonable esperar que la potencia de salida del láser DFB esclavo varíe en forma similar. Se agregaron dos acopladores al esquema OIL-BFRL para medir simultáneamente la evolución temporal de la potencia de salida del BFRL y del láser DFB. Se puede observar en la figura 33 como el láser DFB parece replicar de cierta forma las variaciones de potencia del BFRL. Esta similitud se confirma al calcular el coeficiente de correlación ρ , entre los niveles de potencia de ambos láseres usando

$$\rho = \frac{\sigma_{BD}}{\sigma_B \sigma_D} , \quad (79)$$

donde σ_B y σ_D son las desviaciones estándar de las potencias del BFRL y del láser DFB esclavo respectivamente, y σ_{BD} es la covarianza entre las mediciones de potencia. El nivel de 0.9 en la correlación confirma la dependencia señalada.

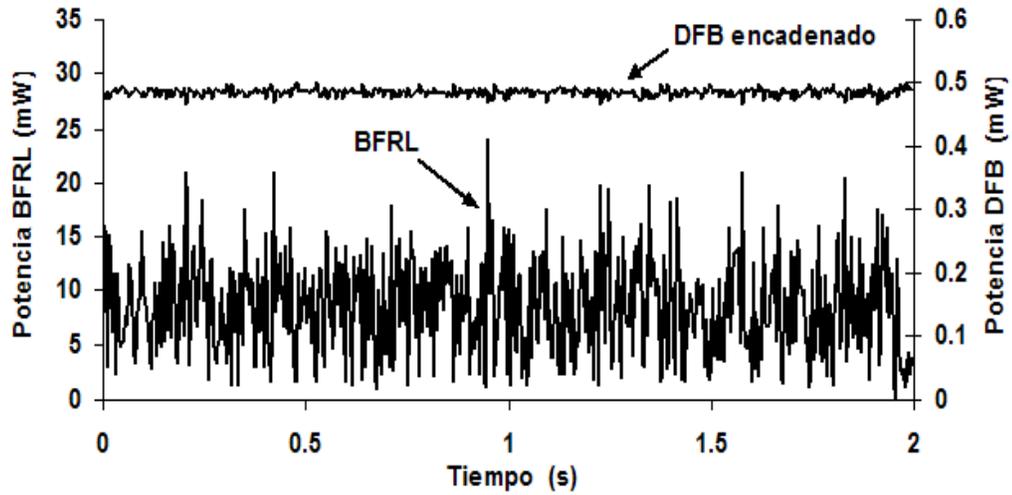


Figura 33: Fluctuaciones de potencia del BFRL y del láser DFB esclavo encadenado con el BFRL que muestran la reducción del ruido de intensidad al aplicar el OIL.

Para poder analizar cuantitativamente el nivel de ruido en la emisión de cualquier láser se utiliza el ruido relativo de intensidad (RIN por sus siglas en inglés) que se define como el ruido de la intensidad óptica normalizado con respecto a su nivel promedio (Paschotta, 2008). La potencia óptica P se puede separar en dos componentes,

$$P(t) = \bar{P} + \delta P(t) . \quad (80)$$

El valor constante representa al valor promedio y la componente variable a las variaciones en potencia. Para poder expresar el ruido de intensidad con una sola cifra se utiliza el valor cuadrático medio (RMS por sus siglas en inglés) del RIN, es decir,

$$RIN_{RMS} = \frac{\delta P(t)}{P} \Big|_{RMS} \quad (81)$$

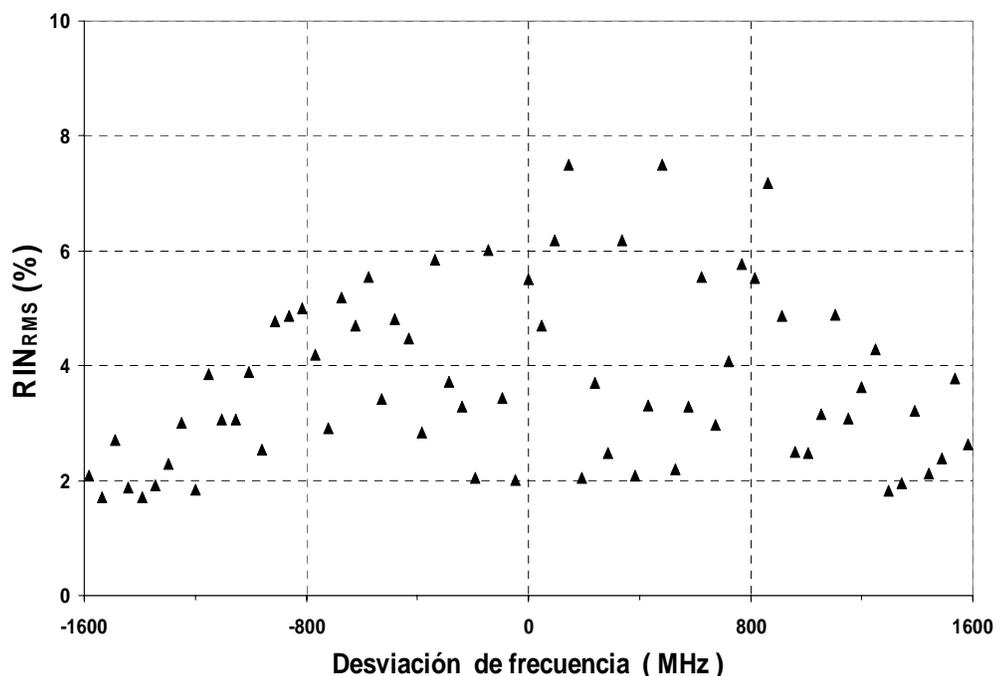


Figura 34: RIN_{RMS} del OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser DFB esclavo.

Se podría pensar que la desviación de frecuencia del láser esclavo tendría que afectar la magnitud del ruido de intensidad en el OIL-BFRL incrementándolo al aumentar la separación en frecuencia del láser DFB esclavo. Para analizar este aspecto se midió el RIN_{RMS} para diferentes desviaciones de frecuencia. El RIN_{RMS} se obtuvo calculando el valor RMS de las variaciones en potencia óptica normalizadas con respecto a la

potencia promedio de la misma señal aplicando un barrido de $20 \mu\text{s}$ con un osciloscopio de 400 MHz de ancho de banda. En la figura 34 se muestran los resultados.

El ruido en el láser esclavo sigue diferentes comportamientos según la región de frecuencia donde nos situemos. Si nos limitamos a analizar el ruido dentro de la región de encadenamiento (-800 a 800 MHz de desviación de frecuencia) podemos concluir que el ruido en el OIL-BFRL no depende de la desviación de frecuencia. También se nota que el ruido no se mantiene constante sino que cambia entre niveles del 2% y 8% dentro de la región de encadenamiento. Fuera de la región de encadenamiento se tiene una tendencia a reducir el ruido cuando se aumenta la desviación de frecuencia debido a que al alejarse de la región de encadenamiento se tiene cada vez menos influencia sobre el láser esclavo.

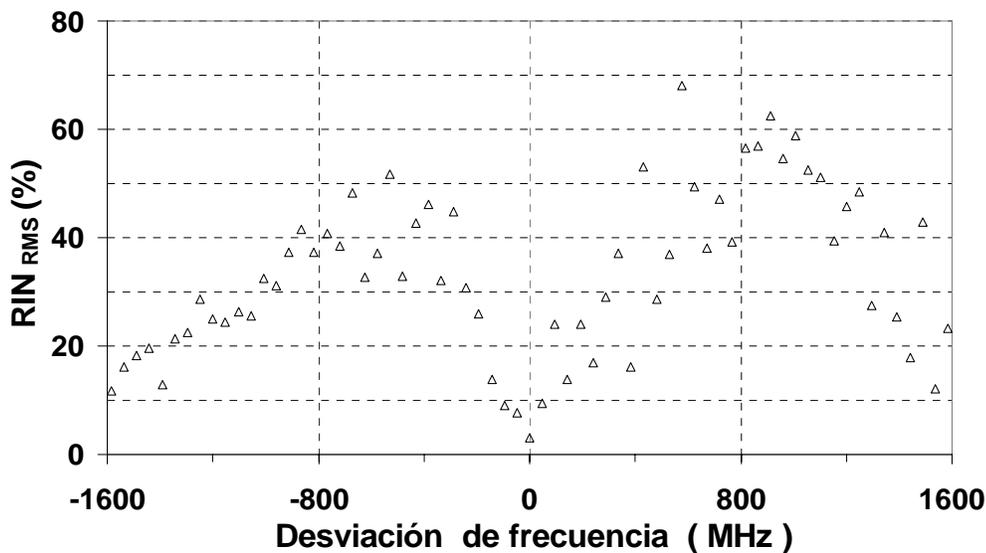


Figura 35: RIN_{RMS} de la señal de salida del amplificador de *Brillouin* en el esquema de medición del ancho de banda del OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser DFB esclavo.

El mismo análisis de ruido se puede hacer para la señal de salida del amplificador de *Brillouin* que usamos para determinar el ancho de banda de

encadenamiento. El resultado se muestra en la figura 35. En este caso el ruido aumenta de forma proporcional con la desviación de frecuencia dentro de la región de encadenamiento. Si se usara un amplificador óptico diferente al de *Brillouin* que no fuera de banda estrecha se debería obtener una gráfica muy parecida a la del RIN_{RMS} en el láser esclavo ya que solamente lo replicaría con una cierta ganancia. Entonces el aumento en el RIN_{RMS} de la señal entregada por el amplificador de *Brillouin* solamente puede atribuirse a cambios repentinos en la frecuencia del láser esclavo. Esto quiere decir que aunque el láser esclavo está encadenado a la frecuencia de *Stokes* tiene ligeras modulaciones de fase y por lo tanto de frecuencia debido a los cambios instantáneos en la tasa de inyección. Los cambios en la fase de un láser esclavo en el OIL han sido demostrados por Mogensen (1985).

IV.3.4 Análisis espectral del RIN en esquema OIL-BFRL

Otra forma de expresar el ruido relativo de intensidad es utilizando un análisis espectral donde se visualiza la concentración del ruido en diferentes frecuencias. En este caso el RIN se presenta con una gráfica de magnitud contra frecuencia. La densidad espectral del RIN a una determinada frecuencia equivale a

$$RIN = \frac{\langle (\delta P)^2 \rangle}{\bar{P}}, \quad (82)$$

donde $\langle \dots \rangle$ denota la función promedio, δP las fluctuaciones de la potencia a la frecuencia especificada en un ancho de banda de 1 Hz y \bar{P} la potencia promedio.

Trasladado al dominio eléctrico después de la fotodetección y si el ruido térmico, el ruido cuántico y el ruido agregado por los instrumentos son despreciables, el RIN se puede obtener con (Agilent-Technologies, 2000),

$$RIN = \frac{N_{elec}}{P_{AVG}} , \quad (83)$$

donde N_{elec} es la densidad espectral del ruido eléctrico y P_{AVG} la potencia eléctrica promedio de la señal fotodetectada. Pero para poder hacer uso de está expresión se tiene que comparar N_{elec} con los ruidos que limitan la medición.

La densidad espectral de ruido térmico N_{Th} se obtiene de

$$N_{Th} = kT , \quad (84)$$

donde k es la constante de Boltzmann ($1.38065 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) y T la temperatura en Kelvin. A temperatura ambiente (25°C) $N_{Th} \approx -173.8 \text{ dBm/Hz}$.

Por otro lado la densidad espectral de potencia del ruido *shot* debido a la naturaleza cuántica de la luz se obtiene de

$$N_q = 2e r P_{op} R_L , \quad (85)$$

donde e es la carga del electrón ($1.602564 \times 10^{-19} \text{ C}$), r la resposividad del fotodetector, P_{op} la potencia óptica y R_L la resistencia de carga. Por ejemplo, considerando $r=1$, $R_L = 50 \Omega$ se tendría un $N_q \approx -168 \text{ dBm/Hz}$ con 1 mW de potencia óptica. Un incremento de 10 dB en la potencia óptica

correspondería a un incremento de 10 dB en la densidad de ruido; si $P_{op} = 10$ mW entonces $N_q \approx -158$ dBm/Hz.

Otro factor que se tiene que tomar en cuenta al medir la densidad espectral de potencia de cualquier señal es el ruido de piso del analizador de espectros. Es imposible medir señales que estén por debajo del ruido del instrumento usado para la medición. Sin embargo se puede emplear un amplificador eléctrico de bajo ruido para elevar la potencia de las señales y dejarlas en un nivel de potencia que supere al ruido de piso. Sin embargo con el amplificador se agrega a la señal una pequeña cantidad de ruido. Con esta técnica se tendría como límite un nivel muy cercano a los ruidos fundamentales mencionados al principio de esta sección.

El esquema de medición implementado se muestra en la figura 36. Se utilizó un analizador de espectros Agilent modelo 4395A con ruido de piso de -145 dBm/Hz y un osciloscopio digital para medir la potencia promedio en una carga de 50Ω . Se usa una te de polarización con frecuencia de corte de 10 kHz para separar las componentes de corriente directa y corriente alterna del fotodetector, y luego enviarlas al osciloscopio y al analizador de espectros respectivamente. Se agregó un amplificador de 60 dB con rango de frecuencia de 10 kHz a 500 MHz y con una figura de ruido de 1.5 dB.

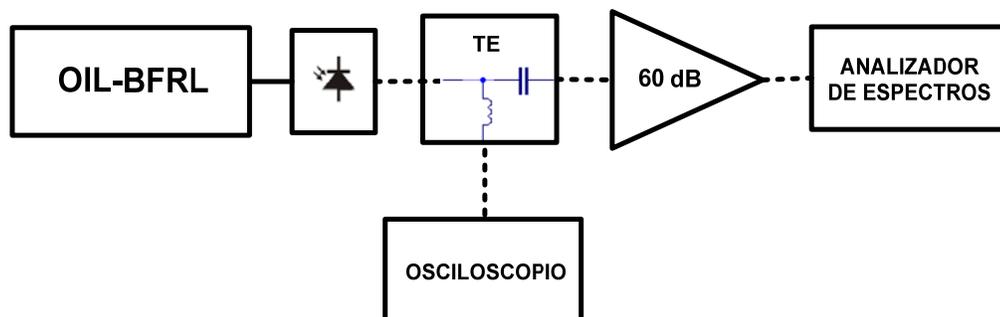


Figura 36: Esquema de medición de la densidad espectral del RIN en el OIL-BFRL.

La densidad espectral del RIN (Figura 37) nos muestra que hay una concentración fuerte en las frecuencias que caen entre 1 y 3 MHz. Esto se relaciona con el espaciamiento de los pulsos del BFRL los cuales están separados por fracciones de microsegundo. Con esto se confirma nuevamente que el ruido inducido en el láser DFB esclavo se produce por una transferencia de las variaciones de potencia del BFRL hacia éste.

En la gráfica de la figura 37 se muestran también el RIN inducido por el ruido eléctrico y el ruido cuántico. La potencia óptica en medición fue de -6 dBm (menor a la que entrega el láser esclavo debido a que se tomó después de pasar por un circulador y un acoplador). La potencia eléctrica promedio que llega al osciloscopio fue de -25.5 dBm. Con esto se tiene un RIN agregado por efecto del ruido térmico de -148.5 dB/Hz (-174 dBm/Hz - (-25.5 dBm) = -148.5 dB/Hz) pero como puede verse en la gráfica el ruido eléctrico es mayor debido al ruido agregado por el amplificador y el analizador. Para esta medición se colocó una resistencia de 50Ω en la entrada de la te de polarización para medir la densidad espectral de ruido y luego se calculó el RIN con la potencia de -25.5 dBm correspondiente a la potencia eléctrica promedio de la señal. La contribución del ruido *shot* se estimó en -148.7 dB/Hz para lo cual se usó la ecuación (85) con una potencia óptica de -6 dBm y una responsividad de 0.95 (-174.2 dBm/Hz - (-25.5 dBm) = 148.7 dB/Hz).

El efecto que tienen el ruido eléctrico y el ruido cuántico sobre la exactitud de la medición de la densidad espectral de potencia del RIN es mínimo. Como puede verse en la Tabla V, el ruido eléctrico es tan solo un 3% de la potencia de la señal alrededor de la frecuencia de 10 MHz donde se tienen niveles de potencias más próximos entre sí mientras que el ruido *shot* represente únicamente el 1%.

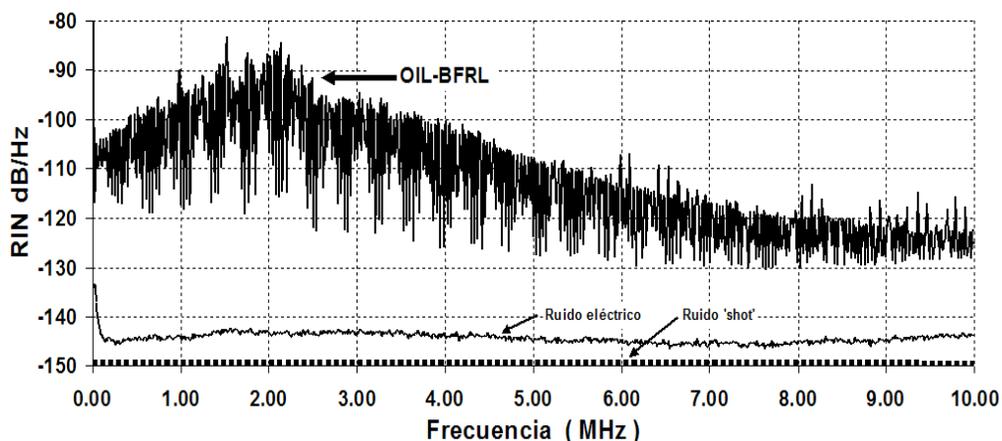


Figura 37: Densidad espectral de potencia del RIN en el esquema OIL-BFRL en un rango de 0-10 MHz

Tabla V: Efectos del ruido eléctrico y ruido cuántico sobre la medición del RIN del OIL-BFRL en la region de 10 MHz.

Señal	PSD (dBm/Hz)	PSD (mW/Hz)	% del OIL-BFRL	Efecto sobre el RIN (dB)
OIL-BFRL + Ruido agregado	-153.5	4.47E-16	104	X
Ruido agregado	-167.5	1.77.E-17	4	0.18
OIL-BFRL	-153.7	4.29E-16	100	X
Ruido eléctrico	-168.5	1.41E-17	3	0.14
Ruido cuántico	-174.5	3.55E-18	1	0.04

Para validar el esquema de medición del RIN se usó una fuente óptica con RIN conocido como lo hacen Obarski y Splett (2001). La fuente óptica que se usa es la emisión de un EDFA filtrada. Partiendo del espectro óptico de la fuente se puede obtener matemáticamente la densidad espectral del RIN mediante una autocorrelación del espectro óptico. En la figura 38 se muestra la medición del RIN de la fuente óptica de prueba y el cálculo del RIN por medio de la autocorrelación del espectro óptico utilizando MATLAB. Se observan variaciones en el RIN medido dentro de un rango

de 2.5 dB/Hz las cuales son atribuibles a la respuesta en frecuencia de los instrumentos ópticos y eléctricos utilizados en el banco de medición.

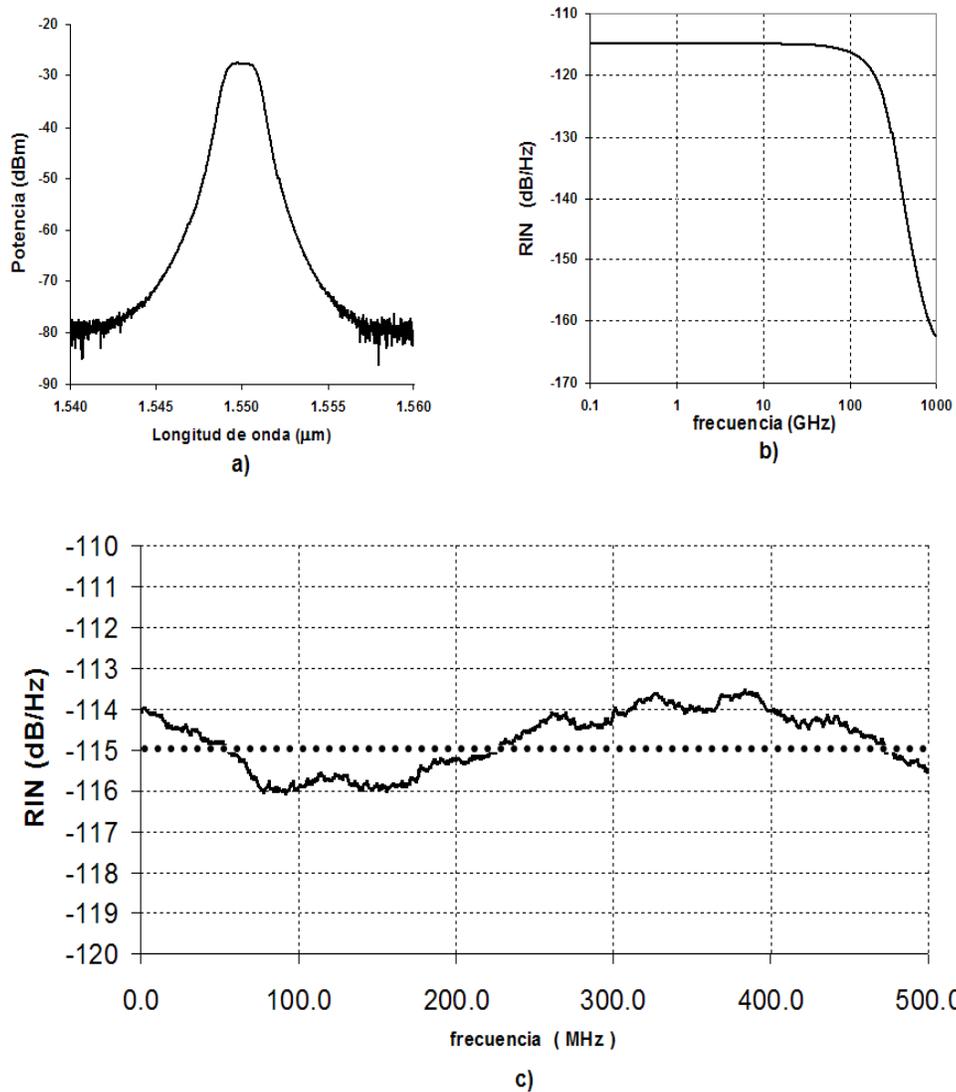


Figura 38: RIN de la fuente de prueba. a) Espectro óptico. b) RIN teórico. c) RIN experimental.

IV.4 Auto-encadenamiento por inyección con la amplificación de *Brillouin* (SILBAF)

Buscando modificaciones a la configuración OIL-BFRL que nos pudieran dar mejores resultados encontramos que es posible usar la amplificación de *Brillouin* dentro de la trayectoria de retroalimentación en un esquema de autoencadenamiento para lo cual solamente hay que llevar al láser esclavo dentro de la cavidad del BFRL (Castro-Muñoz y Spirin, 2008). De esta forma tenemos otra configuración novedosa que utiliza los mismos componentes que la OIL-BFRL.

Esta segunda configuración novedosa que se presenta es la denominada por nosotros SILBAF (Self-Injection Locking with Brillouin Amplification Feedback). En este esquema, la amplificación de *Brillouin* se usa como un amplificador óptico de banda estrecha en la trayectoria de realimentación, para amarrar la frecuencia del láser esclavo con la frecuencia de *Stokes*. Dentro de un rango que excede el ancho de banda de la ganancia de *Brillouin*, cualquier cambio en la longitud de onda de *Stokes* por efecto de la variación de la temperatura y/o la tensión en la fibra o por una desviación en la longitud de onda del bombeo óptico es seguido por el láser DFB autoencadenado y que en adelante también denominaremos láser de *Stokes*. Así que en este esquema se exhiben dos propiedades: el autoencadenamiento y el encadenamiento simultáneamente (Castro y Spirin, 2007).

El diagrama esquemático del montaje experimental para el SILBAF se muestra en la figura 39. El bombeo óptico se obtiene de la misma forma que en la configuración anterior pero ahora el tramo de 10 km de fibra forma parte del lazo de realimentación del láser esclavo. El bombeo aplicado a la fibra circula una sola vez por una parte de la trayectoria de autoencadenamiento; iniciando en el puerto 2 del circulador 1 en el sentido de las manecillas del reloj, continuando por el tramo de 10 km de fibra y el

acoplador hasta que finalmente es bloqueado en el puerto 3 del circulador 2. La emisión del láser esclavo sale por el puerto 3 del circulador 2 hacia el acoplador 10/90 AC2 donde se retroalimenta una proporción de 0.1 de potencia. Los controladores de polarización CP1 y CP2 sirven para empatar la polarización del bombeo y la realimentación con polarización del láser esclavo.

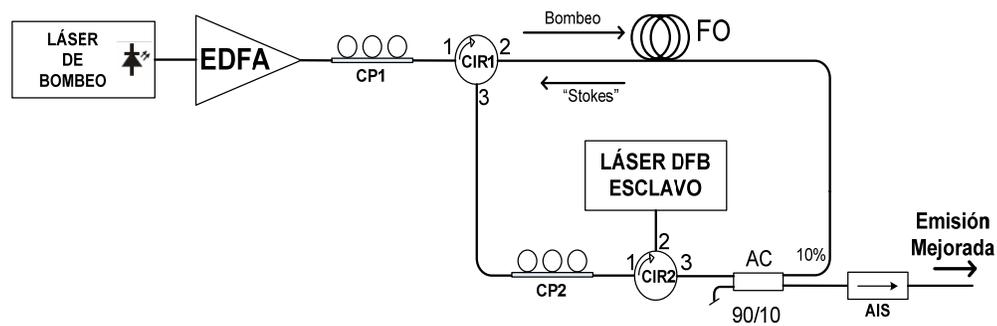


Figura 39: Montaje experimental del autoencadenamiento con la amplificación de *Brillouin* en la realimentación SILBAF. AC: Acoplador óptico. CP1, CP2: Controladores de polarización. CIR1 y CIR2: Circuladores. FO: Fibra óptica de 10 km. AIS: Aislador.

Nosotros presumimos que la estabilidad de la radiación de salida del SILBAF es mejor que la del encadenamiento con el BFRL por simple observación de las evoluciones temporales de la intensidad óptica de salida. Por eso, nos enfocamos en medir el RIN_{RMS} de la radiación de salida de *Stokes* en ambas configuraciones bajo los mismos parámetros de operación del láser esclavo; la misma longitud de fibra para la amplificación de *Brillouin* dentro de la trayectoria de realimentación y la misma potencia de bombeo óptico. Para completar la evaluación de ambas configuraciones mediremos también el ancho de banda de encadenamiento bajo las mismas condiciones de operación.

IV.4.1 Ancho de banda de encadenamiento en esquema SILBAF

Los resultados de las mediciones de la ganancia en el amplificador de *Brillouin* para determinar el ancho de banda de encadenamiento en la configuración SILBAF son muy parecidos a los de la configuración OIL-BFRL y arrojan un ancho de banda de encadenamiento muy cercano

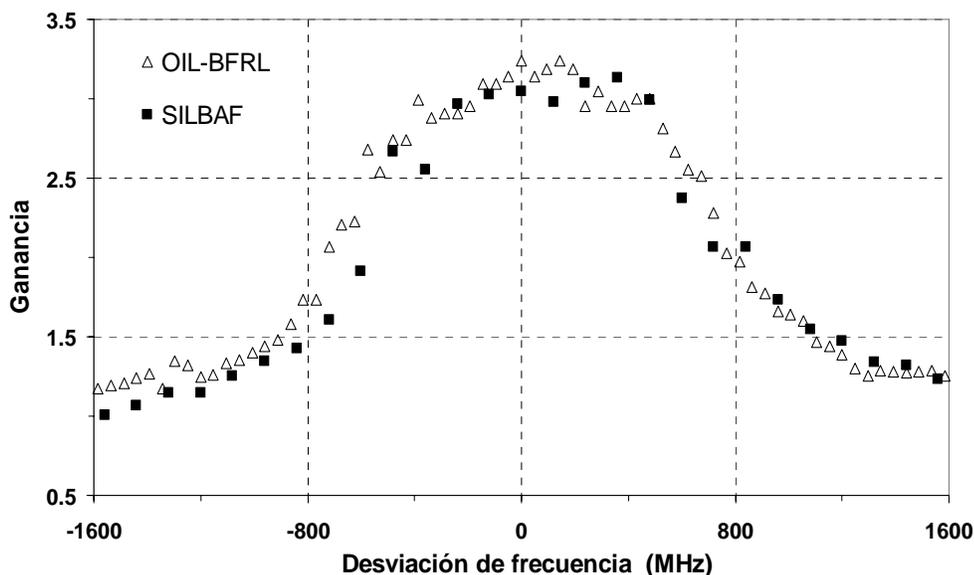


Figura 40: Medición de la ganancia del amplificador de *Brillouin* en los esquemas OIL-BFRL y SILBAF.

(ver figura 40). Es importante reconocer que aunque la configuración tiene cambios significativos los resultados coinciden. Este hecho nos permite hacer una estimación del ancho de banda de encadenamiento del esquema SILBAF haciendo los cálculos para el esquema OIL-BFRL.

IV.4.2 Ruido de intensidad en esquema SILBAF

Con las mediciones del RIN_{RMS} se confirmó la notable reducción del ruido en el esquema SILBAF. Como se puede apreciar en la figura 41, el ruido es de menor intensidad en el esquema SILBAF. La emisión se

mantiene alrededor de un 3% de RIN_{RMS} dentro de aproximadamente tres cuartas partes del rango de encadenamiento. En cambio el ruido del esquema OIL-BFRL tiene en algunos puntos de medición niveles semejantes al del SILBAF pero generalmente son mayores.

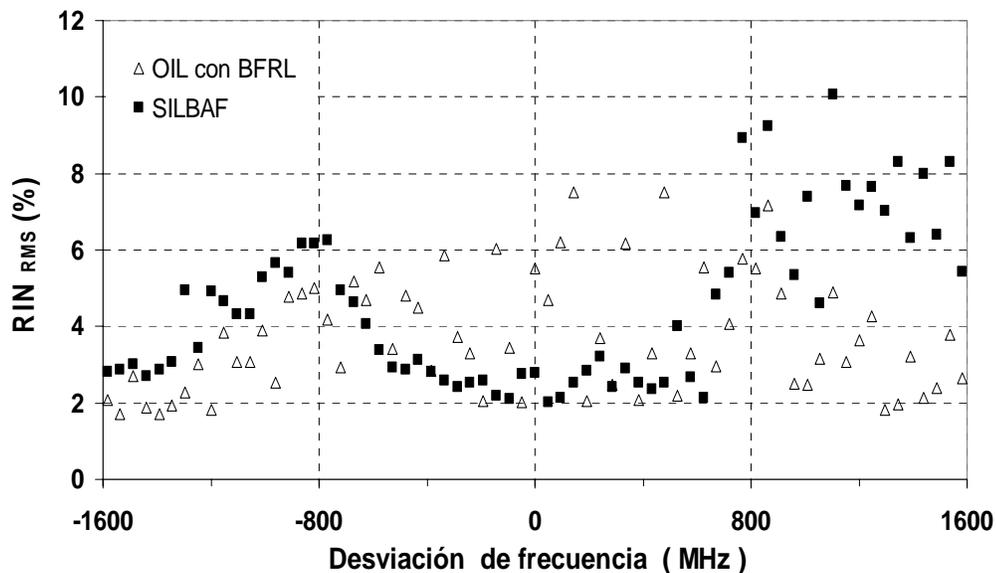


Figura 41: RIN_{RMS} de los esquemas SILBAF y OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser de Stokes.

El ruido en la señal de salida del amplificador de Brillouin con el esquema SILBAF fue también mucho menor que en el OIL-BFRL (ver figura 42). Estos resultados nos muestran que esta configuración además de tener mejor estabilidad en intensidad también tiene mejor estabilidad en frecuencia.

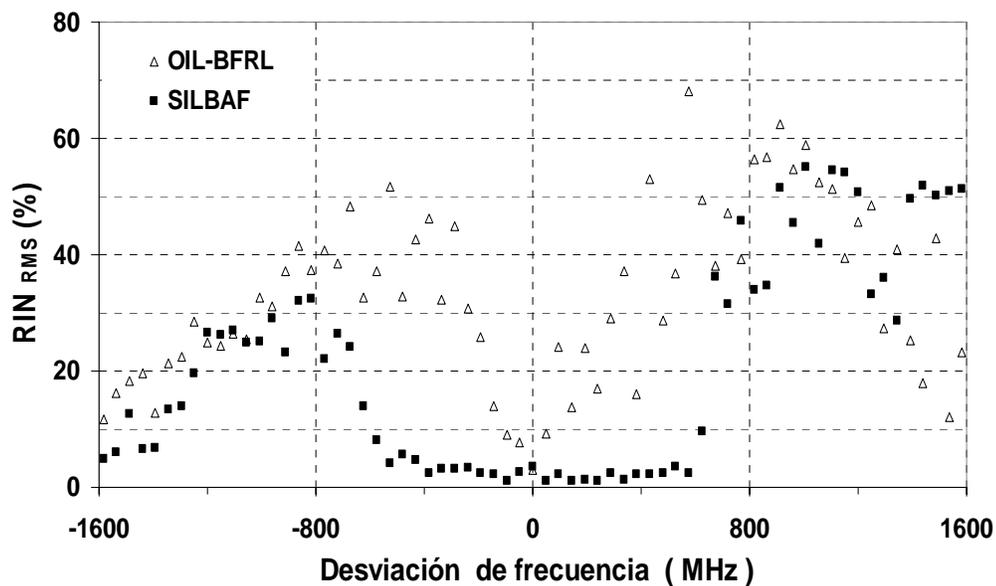


Figura 42: RIN_{RMS} de la señal de salida del amplificador de *Brillouin* en los esquemas SILBAF y OIL-BFRL para diferentes desviaciones de frecuencia del láser de *Stokes*.

IV.4.3 Análisis espectral del RIN en esquema SILBAF

Se puede ver en la figura 43 que la reducción en la potencia de ruido del esquema SILBAF, comparándolo con el OIL-BFRL, se tiene principalmente en los primeros 10 MHz siendo más sobresaliente alrededor de los 2 MHz. Las fuertes variaciones en la curva del RIN de ambos esquemas se deben a que hay una serie de picos espaciados uniformemente en frecuencia que no se alcanzan a ver en detalle.

Una medición del RIN dentro de un rango de frecuencias más pequeño, ver figura 44, nos permite observar que se trata de picos de frecuencia espaciados a 18 kHz. Estos picos caen en la frecuencia de resonancia de la cavidad de 10 km de longitud de ambos esquemas.

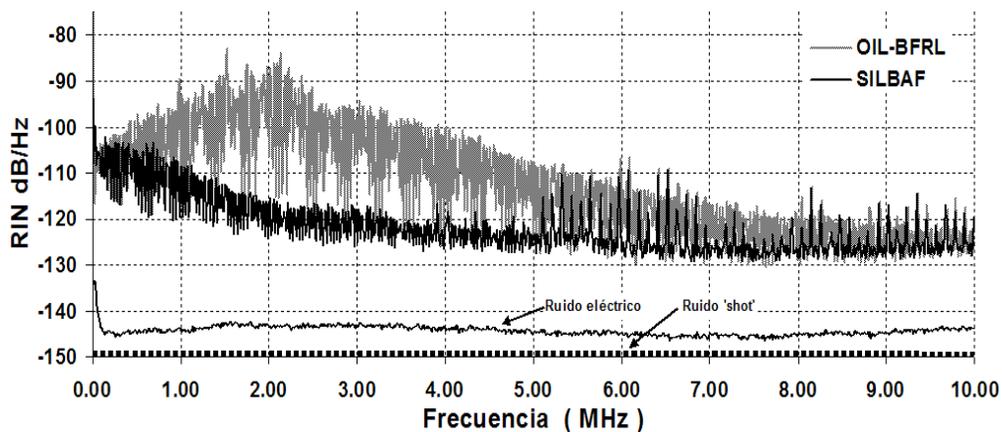


Figura 43: Densidad espectral de potencia del RIN en los esquemas SILBAF y OIL-BFRL en un rango de 0-10 MHz.

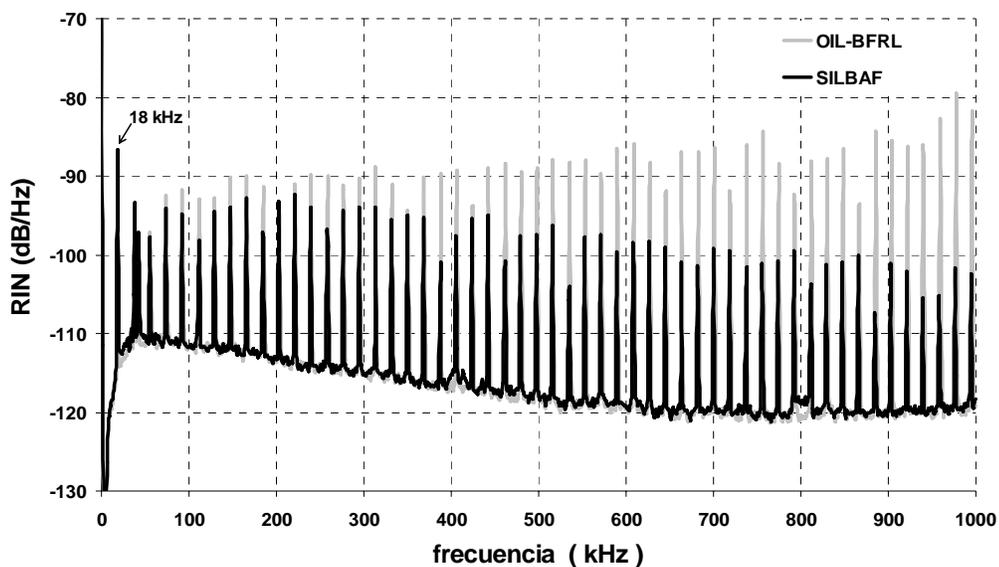


Figura 44: Densidad espectral de potencia del RIN en los esquemas SILBAF y OIL-BFRL en un rango de 0-1000 kHz.

IV.4.4 Pruebas con bombeo despolarizado

La amplificación en una fibra estándar como la que se ha usado en nuestros esquemas es inestable en el sentido de que su magnitud cambia

constantemente si no se ajusta continuamente los estados de polarización correctos para que se obtenga la máxima ganancia. Por eso recomendamos aplicar luz despolarizada en el bombeo de las fibras. Los cambios en la ganancia de la fibra también pueden influir en el ruido de la emisión del láser de *Stokes* en estado auto-encadenados ya que al variar la ganancia se varía también la tasa de inyección.

Se pueden utilizar varias técnicas para reducir el grado de polarización de un haz polarizado como el que emite un láser pero las más importantes son dos. La primera consiste en un sistema activo construido con varios elementos piezo-eléctricos que comprimen varias secciones de una fibra óptica de forma repetida e independientemente para provocar birrefringencia no correlacionada en cada sección de la fibra y con esto producir cambios aleatorios en el estado de la polarización. La otra técnica para reducir la polarización utiliza solamente elementos pasivos. Se trata de una configuración similar a la de un interferómetro *Mach-Zehnder* donde los acopladores son especiales ya que separan la luz en dos estados de polarización ortogonal. Este tipo de sistemas para reducir la polarización han sido desarrollados y comercializados por la compañía estadounidense General Photonics (2003).

Usamos un sistema pasivo para reducir la polarización del bombeo. En la figura 45 se muestra el esquema de la construcción del despolarizador modelo Pola-Zero de General Photonics que se usó en nuestro montaje experimental. El estado de la polarización de entrada se debe ajustar a 45° para que al pasar por un separador de estados de polarización ortogonales (PBS, Polarizing Beam Splitter) se obtengan dos haces con niveles de potencia iguales pero con estados de polarización ortogonales. A uno de los haces se le aplica un retardo para que al reunirlo con el componente ortogonal se tengan diferencias de fase totalmente aleatorias. A la salida del segundo PBS, donde se reúne a los dos haces, se obtiene un estado de

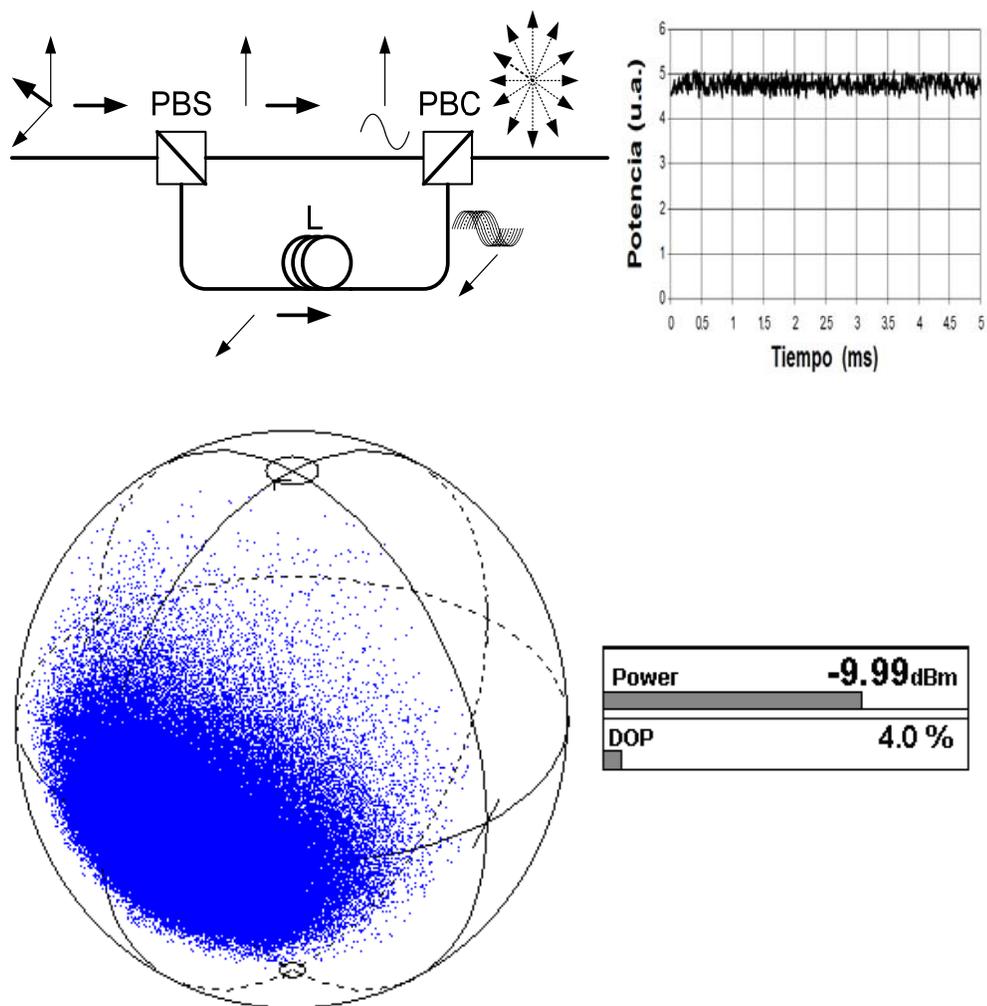


Figura 45: Despolarizador pasivo Pola-Zero de General Photonics. Arriba: Esquema de la construcción del equipo y potencia de salida. Abajo: Mediciones del estado de la polarización al aplicarlo a una muestra de la emisión del láser de bombeo.

polarización que cambia de forma aleatoria. Como resultado de este proceso el despolarizador induce variaciones de potencia en un 10% y conserva un grado de polarización residual del 4%.

Al incluir el despolarizador a nuestro esquema SILBAF para despolarizar el bombeo obtuvimos una reducción de alrededor de 4 dB en el ruido localizado entre las frecuencias de 0.3 a 2.3 MHz pero se tuvo un aumento considerable a mas bajas frecuencias (ver figura 46). Sin embargo

en este experimento se observó que ya no eran necesarios los ajustes continuos en los controladores de polarización para mantener un encadenamiento óptimo. Es necesario hacer un estudio detallado sobre el efecto del despolarizador sobre el ruido de salida del esquema SILBAF lo cual se aleja de las objetivos planteados en esta tesis.

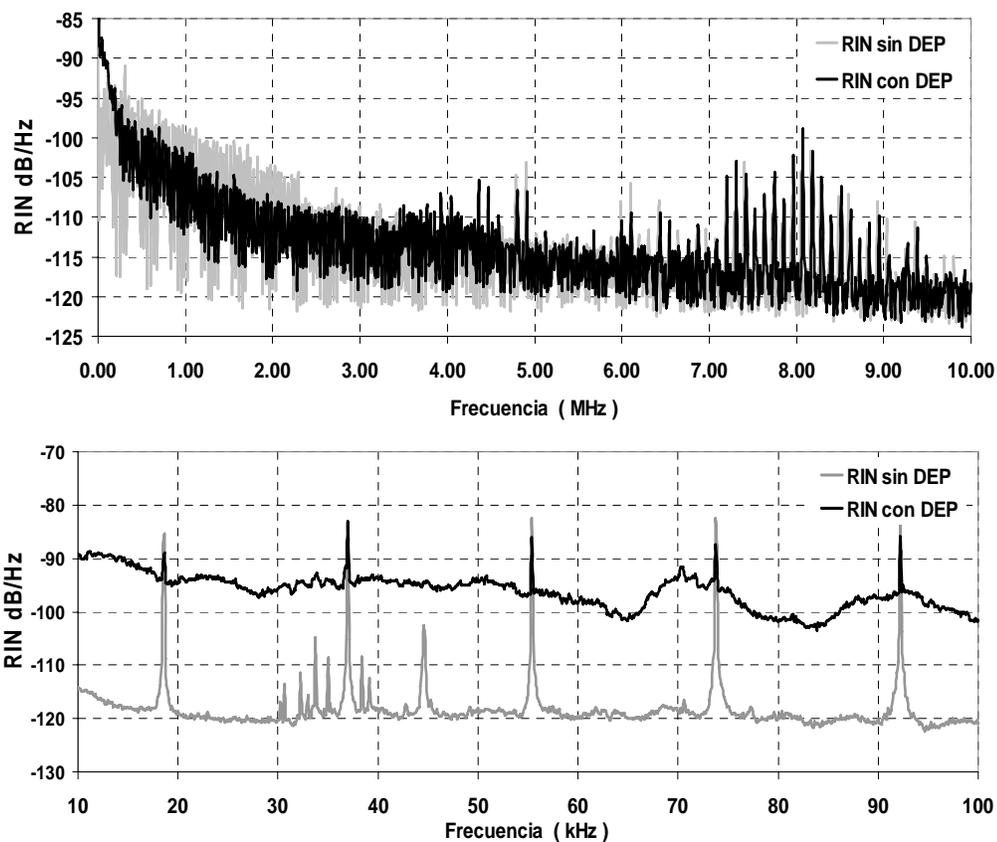


Figura 46: Densidad espectral de potencia del RIN en el esquema SILBAF aplicando bombeo despolarizado.

IV.5 Resumen

En este capítulo se realizó un estudio teórico y experimental del encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* usando dos esquemas principales, el del encadenamiento con la emisión de un láser de *Brillouin*

(OIL-BFRL) y el del auto-encadenamiento a través de la amplificación de *Brillouin* (SILBAF); la diferencia entre los dos esquemas es la posición del láser esclavo, en el esquema SILBAF se encuentra dentro de la cavidad de fibra óptica y en el esquema OIL-BFRL se encuentra fuera de la cavidad. Se mostró que al introducir la fibra dentro de una cavidad formando un láser de *Brillouin* se reduce significativamente la potencia de bombeo necesaria para alcanzar el umbral de la emisión estimulada de *Brillouin*. Se corroboraron experimentalmente los resultados teóricos del ancho de banda de encadenamiento en el esquema OIL-BFRL y se encontró que bajo los mismos parámetros de operación, el esquema SILBAF presenta un ancho de banda muy cercano al del primero. Se mostró experimentalmente una mejor estabilidad en intensidad y en frecuencia en el esquema SILBAF el cual funciona con un doble encadenamiento: el auto-encadenamiento y el encadenamiento con el láser de bombeo.

Se planteó el uso de rejillas dinámicas formadas con fibra dopada con erbio para mejorar la estabilidad de los láseres de *Brillouin* y se encontró que se requiere usar cavidades mucho más pequeñas en el láser para que el filtrado con las rejillas sea efectivo.

Se mostró que el uso de bombeo despolarizado mejora el desempeño del esquema SILBAF al no requerir de ajustes continuos en la polarización. Además, utilizando un despolarizador pasivo para el bombeo observamos una reducción de 4 dB en la densidad del ruido localizado entre 0.3 y 2.3 MHz sin embargo aumenta hasta 25 dB el ruido de baja frecuencia.

Capítulo V

Aplicaciones del encadenamiento por inyección óptica con la radiación de *Brillouin*

Los dos fenómenos estudiados en esta tesis, el encadenamiento por inyección óptica (OIL) y la dispersión estimulada de *Brillouin* (SBS), tienen importantes aplicaciones por si mismos pero complementados pueden dar resultados mejorados. Con el OIL se tiene la posibilidad de sincronizar al láser esclavo con el láser maestro y trasferirle su pureza espectral. Por su parte la SBS en fibra óptica tiene un espectro muy angosto si se usa como amplificador y responde a las variaciones de temperatura y tensión con un corrimiento en la frecuencia de emisión pero la evolución temporal de la intensidad óptica es muy compleja. Aplicando la radiación de *Stokes* producida por la SBS a un láser esclavo se transfiere la pureza espectral y se sincroniza con la frecuencia de *Stokes* eliminando fuertemente las variaciones en intensidad. Estos efectos de transferencia de la pureza espectral y sincronización con la radiación de *Stokes* son los que se explotan en las aplicaciones a comunicaciones e instrumentación.

V.1 Aplicaciones a telecomunicaciones

Son variadas las aplicaciones del OIL y de la SBS en telecomunicaciones. El OIL se ha usado para reducir el *chirp* inducido en la modulación directa de intensidad (Okajima *et al.*, 2003), en la generación de señales de microondas (Waen *et al.*, 2000), en esquemas de comunicaciones coherentes para encadenar al oscilador local con la portadora óptica

(Walton *et al.*, 1998) y en la sincronización del caos en láseres (Takiguchi *et al.* 2003), por citar algunas de sus aplicaciones. Por otro lado la SBS se ha usado para desarrollar láseres de gran pureza espectral (Hill *et al.*, 1976) y para la amplificación selectiva en dominio óptico (Chraplyvy y Tkach, 1986). Con la aplicación conjunta del OIL y de la SBS se abren nuevas posibilidades para otro tipo de aplicaciones y para dar características especiales a las que ya existen.

V.1.1 Reducción del ancho de línea

El ancho de línea del láser fue estudiado incluso antes de que se construyera. Fueron Schawlow y Townes (1958) quienes encontraron una expresión para el cálculo del ancho de línea en el límite cuántico. Esta fórmula es conocida como la ecuación de Schawlow y Townes. Según su análisis, el ancho de línea se obtiene con

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}}, \quad (86)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón, $\Delta\nu_c$ el ancho de banda del resonador y P_{out} la potencia de salida. En esta fórmula se supone que no existen pérdidas parásitas en la cavidad.

La influencia del ruido agregado por la emisión espontánea (ruido cuántico) a la emisión del láser es menor cuando se tienen potencias elevadas y longitudes grandes en la cavidad del resonador. Así que se puede minimizar su efecto haciendo una optimización en el diseño del láser.

El ancho de línea de un buen número de láseres de estado sólido ha coincidido con las aproximaciones de la ecuación de Schawlow y Townes

pero no con los láseres de semiconductor. La explicación a esta discrepancia se debe a que existe un acoplamiento entre la intensidad y la fase del campo óptico causado por la dependencia que tiene el índice de refracción a la variación de la densidad de portadores en el semiconductor (Henry, 1982). Debido a esto el ancho de línea en los láseres de semiconductor se incrementa por un factor de $(1+\alpha^2)$, donde α es el factor de incremento del ancho de línea introducido por Henry. Entonces el ancho de línea de un láser de semiconductor se obtiene con

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}}(1+\alpha) . \quad (87)$$

Sin embargo solo se puede llegar a este límite en el ancho de línea si se elimina por completo el ruido inducido por cuestiones técnicas como son las vibraciones mecánicas, las variaciones de la temperatura y las variaciones en la ganancia del medio amplificador por efectos de inestabilidades en el bombeo. Sin embargo una eliminación completa del ruido técnico es imposible.

Es posible entonces reducir el ancho de línea del láser si se elimina al máximo el ruido técnico pero se tiene como tope el límite cuántico; una reducción mayor solamente se logra si se rediseña la cavidad del láser. La forma de reducirlo es construyendo un resonador largo pero esto hace que el láser tienda a dar saltos entre modos longitudinales cambiando su frecuencia repetidamente e incluso se pueden presentar varios modos simultáneamente dando lugar a variaciones fuertes en la intensidad de salida.

La dispersión de *Brillouin* se ha usado para desarrollar láseres de gran pureza espectral lo que equivale a un ancho de línea pequeño, pero para mantener estable su intensidad requieren de un sistema complejo para la

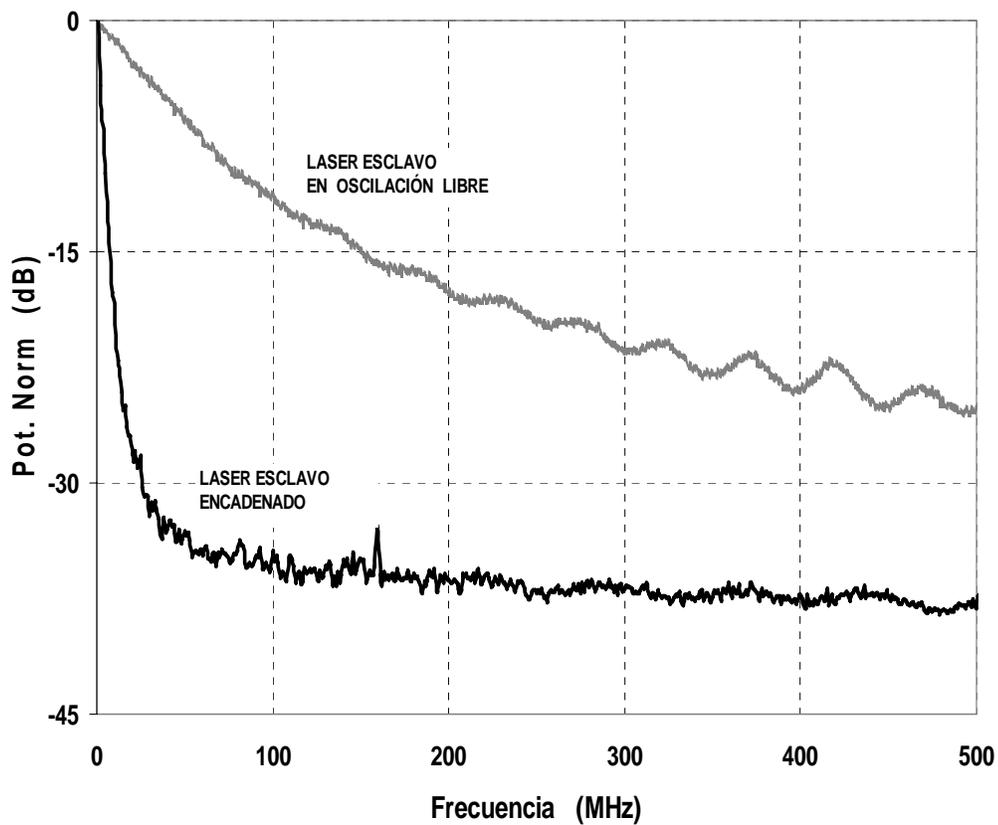
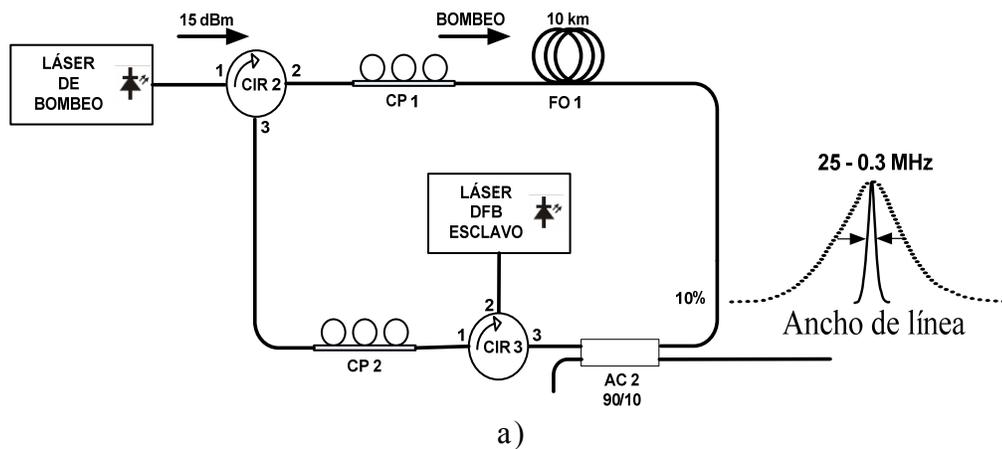


Figura 47: Reducción del ancho de línea con la configuración SILBAF. a) Esquema. b) Medición por la técnica Auto-homodina con retardo del ancho de línea del láser de Stokes en oscilación libre y encadenado con la dispersión de Brillouin. El analizador de espectros se ajustó a 3 KHz y se usó promediación de 10 trazos.

cavidad resonante que compense las variaciones de fase que se suceden de forma aleatoria dentro de la cavidad de fibra óptica.

Usando el encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* se elimina la complejidad de la cavidad de un láser de *Brillouin* ya que el láser esclavo suprime fuertemente las variaciones de la intensidad y conserva la pureza espectral. Esto equivale a una reducción del ancho de línea del láser esclavo. De esta forma se supera el límite dado por la ecuación 87 para el ancho de línea del láser de semiconductor.

Un punto importante de señalar es que la pureza espectral inducida al láser esclavo no proviene del láser maestro sino de la radiación de *Stokes* emitida por el tramo de fibra óptica por efecto de la SBS.

Con nuestro esquema SILBAF logramos reducir el ancho de línea del láser esclavo de 25 MHz a 0.31 MHz (ver figura 47). Para medir el ancho de línea se aplicó la técnica auto-homodina con retardo usando un interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica marca Agilent modelo 11980A, un fotodetector de Thorlabs modelo SIR-5 y un analizador de espectros, redes e impedancias de Agilent modelo 4395A. Se midió con una resolución de 3 kHz y se aplicó promedio sobre 10 trazos.

El efecto de reducción del ancho de línea se mantiene dentro de todo el rango de encadenamiento como lo muestra la figura 48. La reducción es mayor al centro de la región de encadenamiento y aumenta conforme se acerca a los límites de la región de encadenamiento. Fuera de la región de encadenamiento se tienen incrementos fuertes en la medición del ancho de línea debido a que la frecuencia del láser no es estable y cambia entre la frecuencia de oscilación libre y la de *Stokes*.

V.1.2 Generación de señales de microondas

La generación de señales de microondas por medios ópticos reduce considerablemente la complejidad del equipo electrónico ya que solo

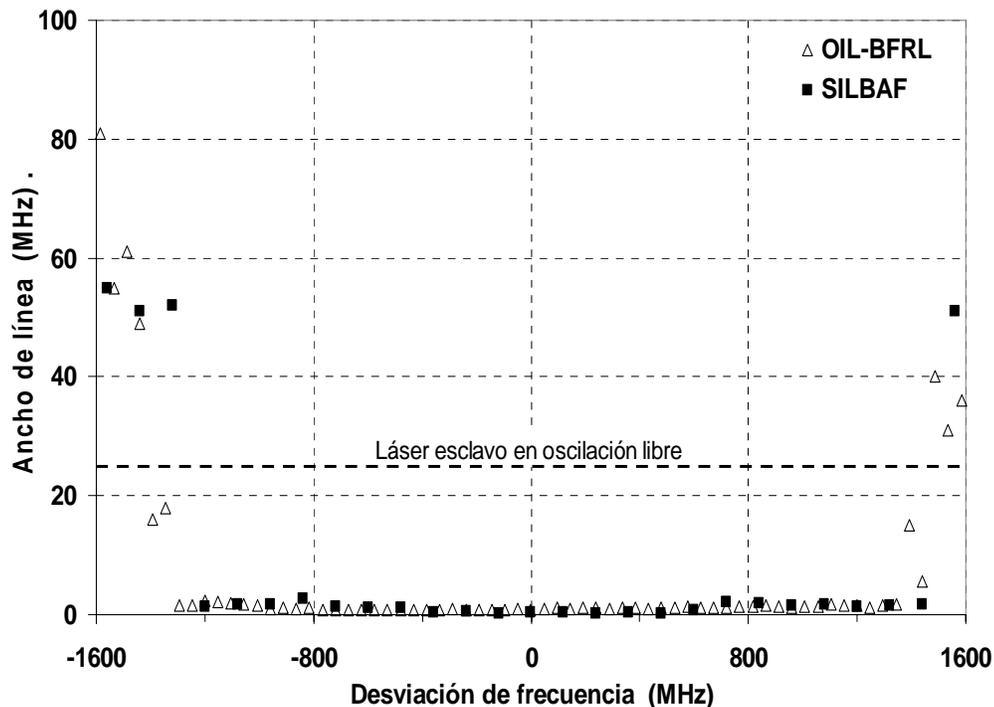


Figura 48: Variación del ancho de línea del láser esclavo alrededor de la región de encadenamiento en los esquemas OIL-BFRL y SILBAF.

requiere de un detector de alta frecuencia y amplificadores de RF (Ng'oma, 2005). Esta es la principal idea de los sistemas de radio sobre fibra óptica (RoF, Radio over Fibre) donde se busca concentrar la complejidad en el emisor de la señal RoF y disminuir al mínimo el equipamiento del receptor.

Los esquemas de encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* se pueden usar para generar una señal de microondas en la frecuencia de 10.8 GHz. Como se puede observar en la figura 49a basta con mezclar la salida de uno de estos esquemas con la señal del bombeo para que al detectar se obtenga por batimiento de las dos señales ópticas una señal de microondas con una frecuencia igual a la frecuencia de *Brillouin*. En este caso, la exactitud de la frecuencia de microondas dependería de la estabilidad de la radiación de *Stokes* y del ancho de línea del láser de bombeo. El corrimiento en la frecuencia de *Brillouin* debido a la temperatura depende

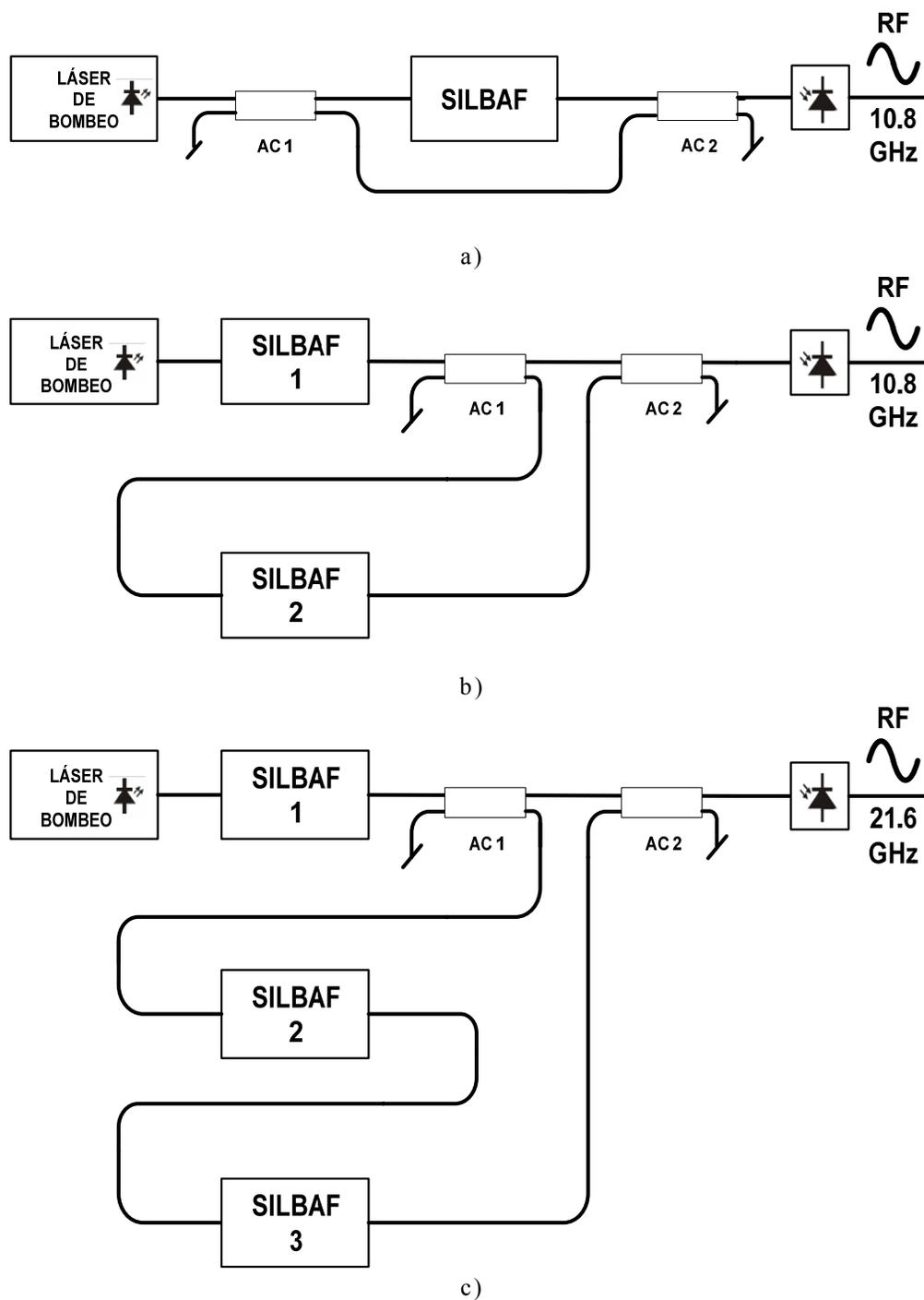


Figura 49: Aplicación a la generación de señales de microondas. a) Usando el batimiento del bombeo con la emisión del esquema SILBAF. b) Usando dos esquemas SILBAF en cascada para mejorar la estabilidad en frecuencia de salida. c) Usando tres esquemas SILBAF para generar un segundo armónico.

del tipo de fibra y de las características de su recubrimiento pero son cercanas a $2 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ y el ancho de línea del láser de bombeo se puede suponer de 20 MHz para un láser estándar de telecomunicaciones. Se puede generar la señal de microondas con el batimiento de dos esquemas SILBAF para mejorar la exactitud en frecuencia ya que el ancho de línea de las dos señales que se batan son inferiores a 1 MHz (ver figura 49b). Si se usan las señales de varios esquemas SILBAF para bombear en cascada a otros se puede obtener frecuencias múltiplos de 10.8 GHz como lo muestra la figura 49c.

V.2 Aplicación a instrumentación

Aplicando la dispersión de *Brillouin* es posible desarrollar sensores distribuidos de temperatura o de tensión para grandes distancias (decenas de kilometros) con una resolución espacial menor a 10 metros (Horiguchi *et al.*, 1995). Se ha mostrado experimentalmente que existe una dependencia lineal entre el corrimiento en la frecuencia de *Brillouin* y la temperatura en el rango de -25° a 90°C (Floch *et al.*, 2001). Así que es posible determinar la temperatura midiendo dicho corrimiento, sin embargo para este tipo de mediciones se requiere de fuentes ópticas muy estables.

El OIL se ha usado en algunos esquemas de sensores distribuidos de temperatura y tensión basados en SBS para generar un par de señales ópticas con una diferencia de frecuencia igual a la frecuencia de *Brillouin*. Se modula la radiación de un láser maestro con un modulador externo para generar una banda lateral en la frecuencia de *Stokes* que sirve para encadenar a un láser esclavo. Las emisiones de ambos láseres estarán espaciadas exactamente a la frecuencia deseada la cual se puede ajustar dentro de un rango de varios cientos de megahertz con solo cambiar la frecuencia a la que se modula la señal del primer láser.

El uso combinado del OIL y la SBS nos permite generar las señales necesarias en los sistemas de medición de temperatura y tensión distribuida conocidos como reflectometría óptica de *Brillouin* en el dominio del tiempo (BOTDR, Brillouin Optical Time Domain Reflectometry) y análisis óptico de *Brillouin* en el dominio del tiempo (BOTDA, Brillouin Optical Time Domain Analysis) sin necesidad de generadores de microondas ni moduladores opto-electrónicos de alta frecuencia.

V.2.1 Oscilador local en la técnica BOTDR

En el método BOTDR se mide el corrimiento en frecuencia de la emisión espontánea de *Brillouin* para determinar la temperatura a lo largo de la fibra. En la figura 50 se ha mostrado el corrimiento en frecuencia de la emisión espontánea de *Brillouin* sufrido por el calentamiento en una sección de la fibra. Un potente pulso de luz es introducido a la fibra para producir la dispersión de *Brillouin* en contrapropagación. La frecuencia de la radiación de *Stokes* tiene un corrimiento idéntico en toda la fibra con excepción del tramo caliente de fibra el tiene una frecuencia mayor. La magnitud de la temperatura se determina entonces por una medición precisa del corrimiento en frecuencia el cual es mayor para el tramo caliente. La posición del punto caliente (d) se determina con:

$$d = \frac{c}{2n} t , \quad (88)$$

donde c es la velocidad de la luz, t el tiempo de retardo de la radiación de *Stokes* y n el índice de refracción.

La radiación de *Stokes* emitida en un proceso espontáneo de *Brillouin* es muy pequeña por lo que se requiere de una detección heterodina para mejorar la sensibilidad en la fotodetección. Para esto se necesita de un

oscilador óptico extremadamente estable que permita una buena exactitud en la medición (Horiguchi *et al.*, 1995). Normalmente esta señal se obtiene con láseres muy estables o con una de las bandas laterales del haz de bombeo generadas con moduladores opto-electrónicos.

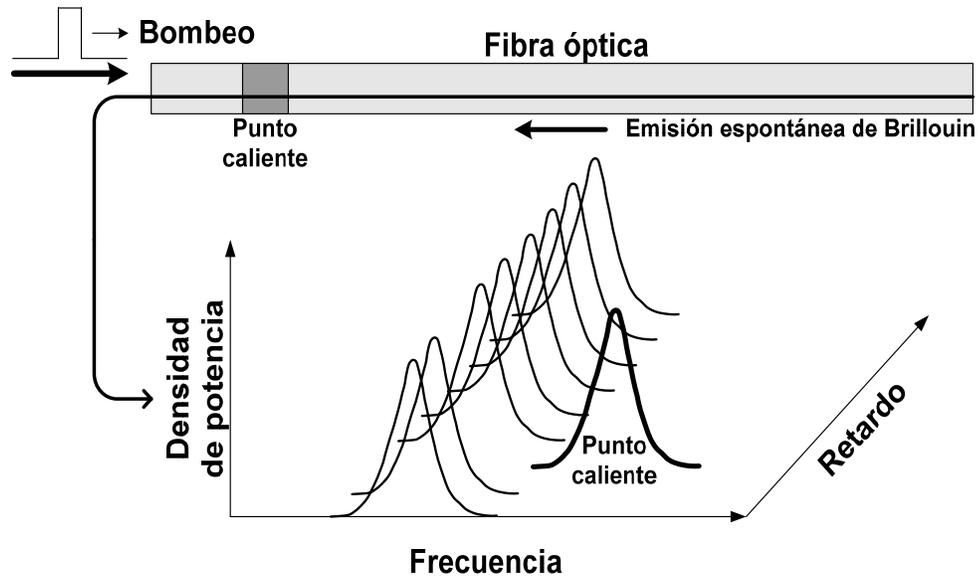


Figura 50: Principio de medición distribuida de la temperatura con la método BOTDR.

Nuestro esquema puede entregar una señal de referencia altamente estable que puede servir como un oscilador local en el método BOTDR. En la figura 51 se muestra la configuración sugerida para la introducción del esquema SILBAF al sistema de medición de temperatura. Los pulsos se obtienen a partir de una muestra del haz de bombeo por medio de un modulador electro-óptico. Antes de introducirse a la fibra de prueba son amplificados para obtener una mayor dispersión en la fibra. La señal de salida del esquema SILBAF es introducida al final de la fibra para que produzca un batimiento con la dispersión de *Brillouin*. Un cambio en la temperatura de la fibra de prueba producirá un cambio proporcional en la frecuencia de batimiento.

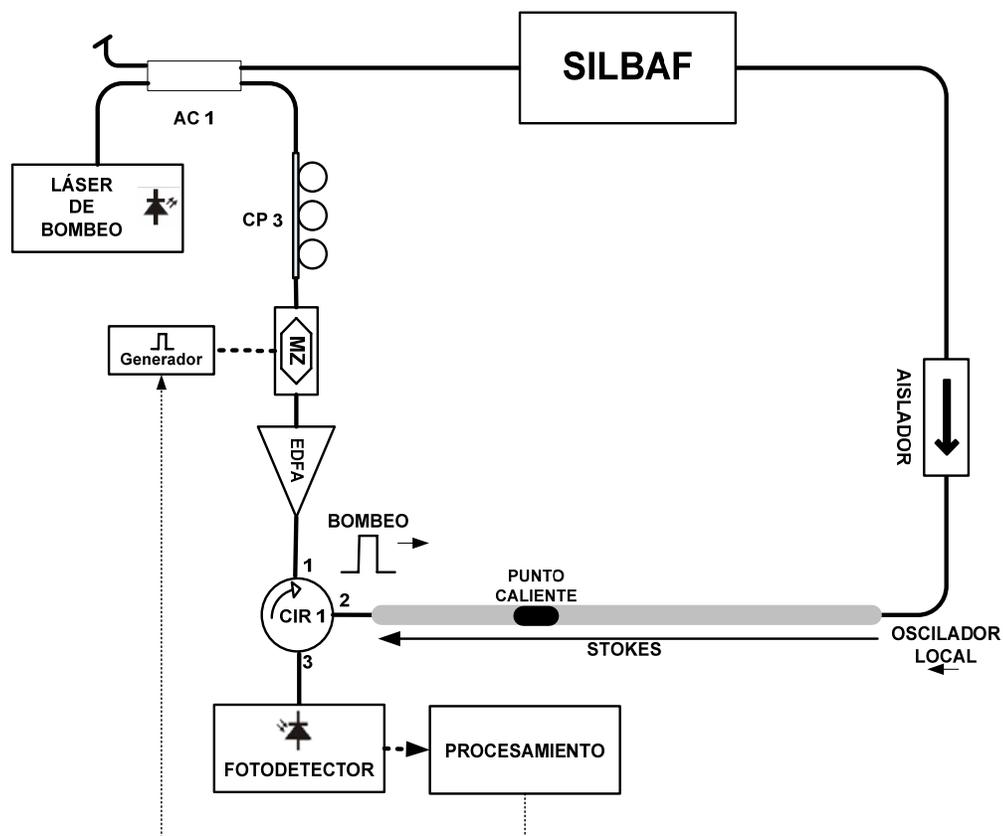


Figura 51: Esquema de medición de temperatura que incorpora la configuración SILBAF como oscilador local en la técnica BOTDR.

Para determinar la posición del punto caliente o frío a lo largo de la fibra se tiene que hacer un análisis de tiempo y frecuencia al mismo tiempo. La medición de la frecuencia de batimiento nos da la información de la temperatura a lo largo de la fibra y la resolución la da el ancho del pulso. Después de que la dispersión de *Brillouin* que regresa es detectada y medida en el tiempo se puede elaborar un espectrograma que muestre los cambios de frecuencia contra el tiempo. Finalmente se hace una transformación de variables para que se muestre la temperatura contra la posición en la fibra.

Se realizó un experimento para mostrar la aplicación del esquema SILBAF como oscilador local en el método BOTDR. Se midió el corrimiento

en frecuencia de la radiación de *Stokes* en un tramo de 2 km de fibra SMF-28 sometido a calentamiento dentro de un horno industrial marca BlueM. Se monta un esquema similar al mostrado en la figura 51 pero sin el modulador ópto-electrónico. Los resultados se muestran en la figura 52. Se obtuvo una variación de 9.9 MHz en la frecuencia de *Stokes* al cambiar de 27 a 43 °C lo que representa una variación de 0.618 MHz/°C.

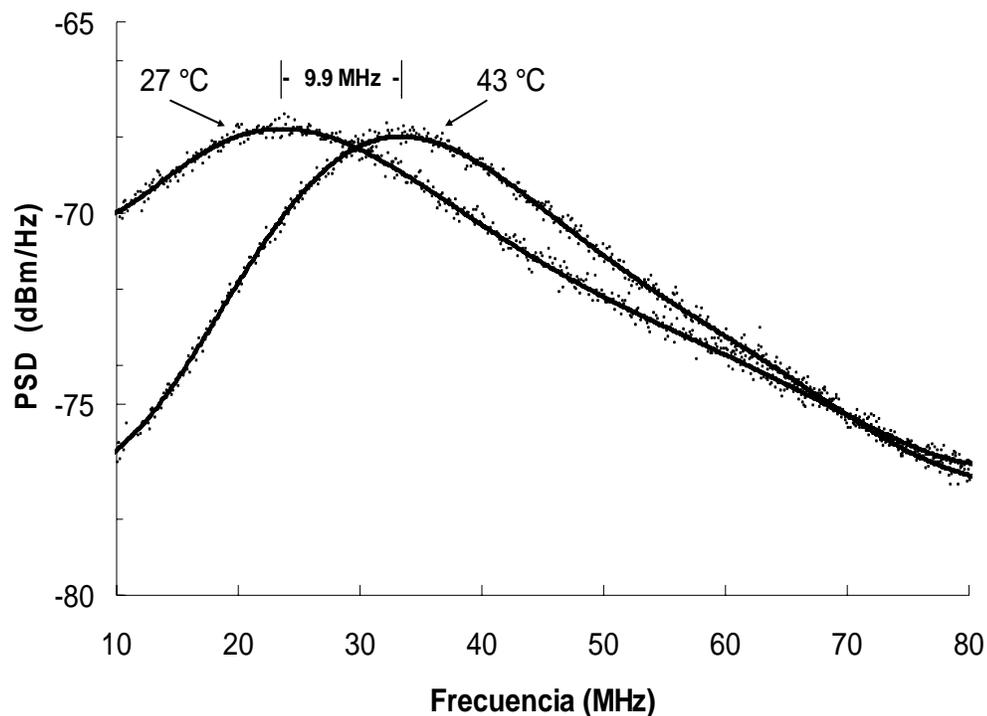


Figura 52: Resultados de la medición de temperatura utilizando el esquema SILBAF como oscilador local en la técnica BOTDR.

Con este trabajo se han demostrado los principios básicos para la aplicación del encadenamiento con la SBS en la medición distribuida aplicando la técnica BOTDR. Para verificar y determinar experimentalmente diferentes parámetros de sensor como la exactitud y resolución se necesita montar un esquema más completo con cámaras de control de temperatura y sistema de adquisición de datos sincronizados por

computadora para que sea práctico hacer múltiples pruebas. El análisis y la evaluación de un sistema de medición distribuida que empleó el esquema SILBAF como oscilador local en técnica BOTDR se deja como un posible trabajo a futuro.

V.2.2 Señal de bombeo en la técnica BOTDA

En el método BOTDA se mide la amplificación por efecto de la SBS en una señal de sonda aplicada al final de la fibra. La frecuencia de la señal de sonda se varía para obtener una gráfica de ganancia contra frecuencia. Cuando la frecuencia de la señal de sonda coincide con la frecuencia de *Stokes* se tiene la máxima ganancia. De este modo se puede obtener el corrimiento en la frecuencia *Brillouin* y con esto la temperatura. Para hacer la medición distribuida se debe analizar la amplificación en función del tiempo.

El esquema propuesto para la aplicación del esquema SILBAF como fuente de la señal de sonda en el método BOTDA se muestra en la figura 53. Para hacer el barrido en frecuencia se sugiere usar un elemento piezoeléctrico que tense la fibra de referencia dentro del esquema SILBAF para cambiar la frecuencia de la señal de sonda. De la misma manera que en el esquema propuesto para la técnica BOTDR se utiliza un pulso de alta potencia como bombeo.

Para demostrar la posibilidad de aplicar el esquema SILBAF como fuente de la señal de prueba en el método BOTDA se montó la configuración mostrada en la Figura 53 pero sin el modulador óptico-electrónico ni el elemento piezoeléctrico. Se utilizó nuevamente un tramo de 2 km como sensor y se midió la ganancia a temperatura ambiente (20°C), a 32 y 40 °C. A cada temperatura se tomaron 17 mediciones de la ganancia a intervalos de 5 minutos con un sistema automático

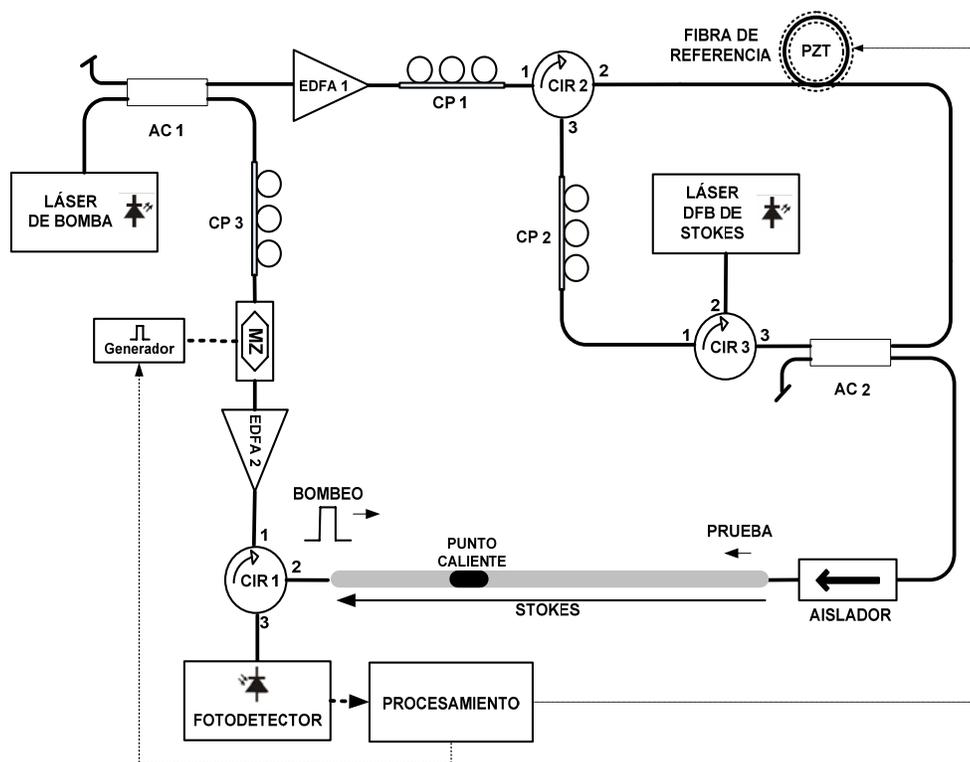


Figura 53: Esquema de medición de temperatura que incorpora la configuración SILBAF como fuente de la señal de prueba en la técnica BOTDA.

implementado con LabVIEW por Candela (2008). Los resultados de estas mediciones se muestran en la figura 54. Se observa que la ganancia tiene variaciones fuertes las cuales son debidas a los cambios erráticos en la polarización debido a que se usa fibra estándar (baja birrefringencia) en el elemento sensor. Sin embargo, se tiene una reducción de la ganancia al aumentar la temperatura como lo marca la teoría.

Para evitar las variaciones en la medición de la ganancia se tendría que ajustar la polarización hasta obtener un máximo pero solo sería práctico si se realizara con un sistema de control automático de la polarización. Otra solución a este problema es utilizar luz despolarizada en el bombeo o en la sonda. Para eso se pueden utilizar despolarizadores activos o pasivos.

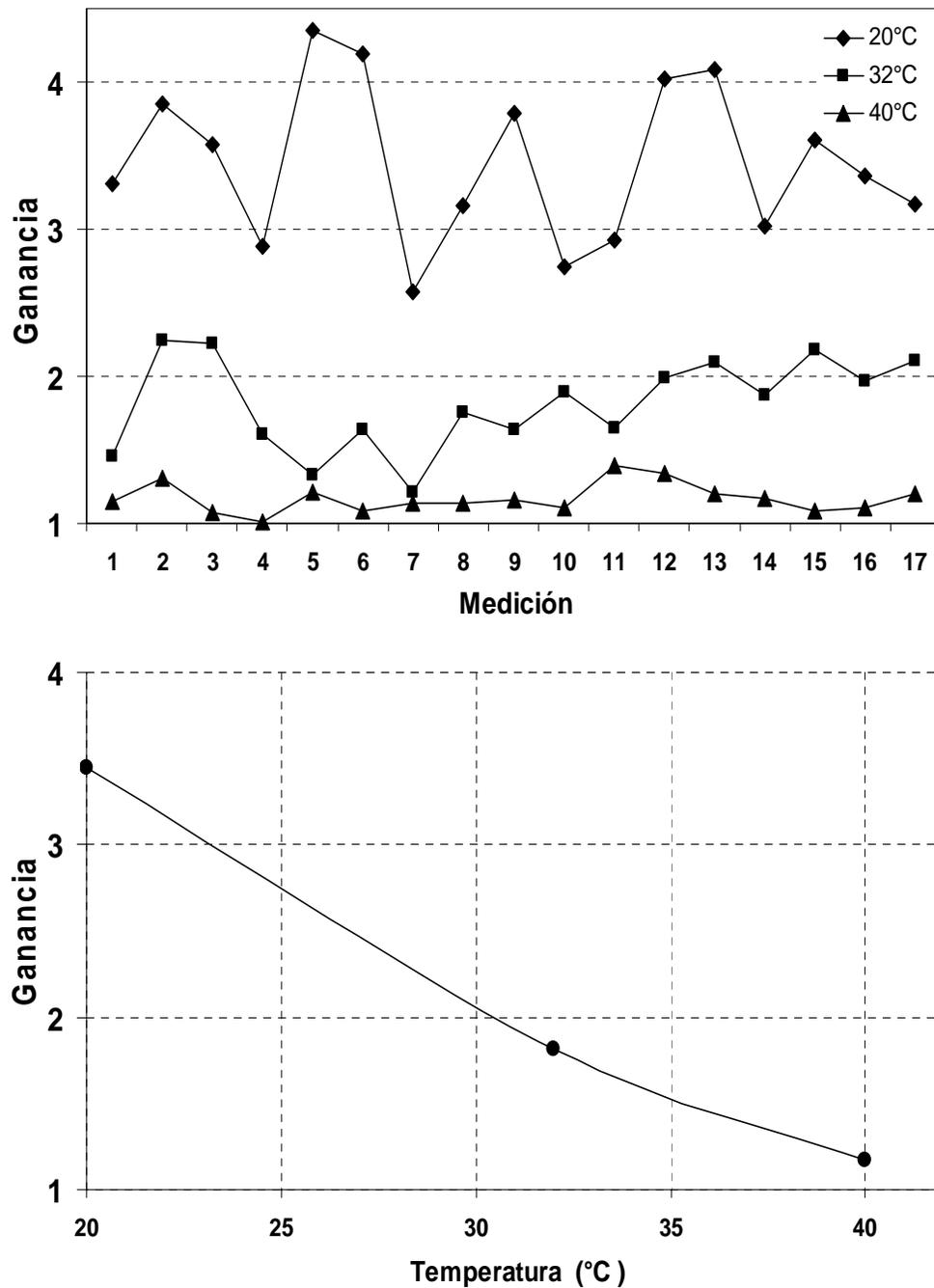


Figura 54: Resultados de la medición de la ganancia utilizando el esquema SILBAF como fuente de la señal de sonda en el método BOTDA. Arriba: Mediciones a intervalos de 5 minutos con un sistema automático implementado con LabVIEW. Abajo: Gráfica del promedio de las mediciones. Temperatura ambiente 20°C.

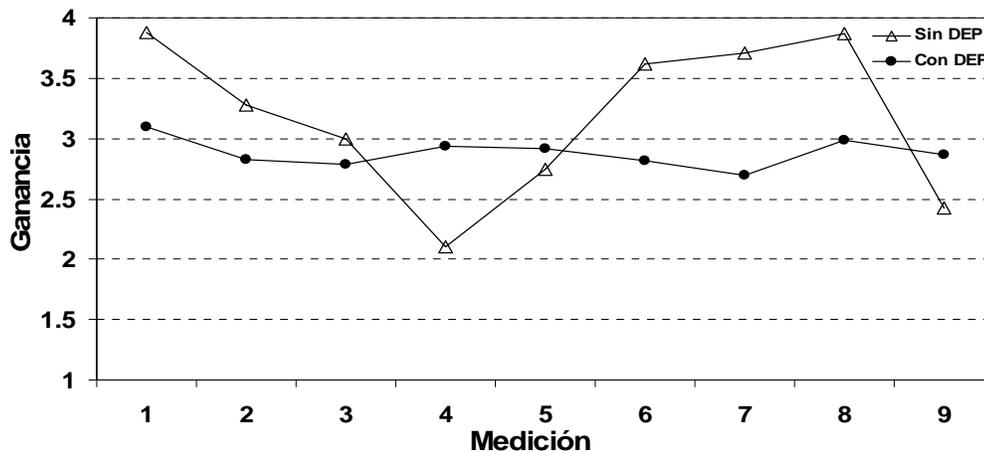


Figura 55: Resultados de la medición, a temperatura ambiente, de la ganancia utilizando el esquema SILBAF como fuente de la señal de sonda en el método BOTDA y luz despolarizada en el bombeo del elemento sensor de fibra óptica.

Usando luz despolarizada en el bombeo de la fibra se reduce la ganancia en un 50% con relación a la máxima ganancia que se tiene cuando las orientaciones de los campos eléctricos del bombeo y la señal de sonda coinciden a lo largo de toda la fibra. La única manera de mantener estable la ganancia y en un nivel máximo es colocando fibra de polarización preservada e introduciendo los haces del bombeo y de sonda en el mismo eje de la fibra (ejes lento o rápido) pero al hacerlo se encarece muchísimo el montaje.

Se repitió el experimento de la aplicación del esquema SILBAF a la generación de la señal de sonda en la técnica BOTDA pero con luz despolarizada en el bombeo del elemento sensor de fibra. Se utilizó un despolarizador pasivo marca Pola-Zero de General Photonics que tiene un DOP residual de 4% y variaciones inducidas en intensidad de salida del 10%. Este mismo despolarizador se utilizó en la sección IV.4.4 donde se analizó el efecto del bombeo despolarizado en el esquema SILBAF. Los resultados mostrados en la figura 55 muestran que efectivamente el uso de bombeo despolarizado reduce las variaciones en la ganancia pero también

su magnitud. Esto da como resultado que el tiempo necesario para resolver la temperatura sea menor ya que no es necesario esperar mucho tiempo para promediar las fuertes variaciones que se tienen si no se usa luz despolarizada en el bombeo del elemento sensor de fibra óptica.

Se deja como trabajo a futuro el análisis y la evaluación del sistema completo donde se verifiquen y determinen los parámetros del sensor como exactitud y resolución al aplicar el encadenamiento con la dispersión de *Brillouin* como señal de prueba en la técnica BOTDA por las mismas razones planteadas en la sección V.2.1.

V.3 Resumen

Es este capítulo se exploraron varias aplicaciones a telecomunicaciones e instrumentación del encadenamiento con la dispersión de *Brillouin*. Se demostró la aplicación a la reducción del ancho de línea y se planteó la posibilidad de generar de señales de microondas a través de la detección heterodina. También se mostró la posibilidad de incluir el esquema como fuente de la señal de prueba en la técnica BOTDA y como oscilador local en la técnica BOTDR, ambas dedicadas a la medición distribuida de la temperatura.

Capítulo VI

Conclusiones

- Propusimos y demostramos por primera vez el encadenamiento por inyección óptica de dos láseres de semiconductor a través de la dispersión de *Brillouin* en fibra óptica en donde los parámetros del láser maestro (bombeo óptico) y de la dispersión afecta a los parámetros de emisión del láser esclavo.
- Desarrollamos dos configuraciones nuevas para el encadenamiento con la dispersión estimulada de *Brillouin*, una a través de la emisión de un láser de *Brillouin* con cavidad en anillo (OIL-BFRL) y otra a través del filtrado de la realimentación de la emisión del láser esclavo por medio de la amplificación de *Brillouin* (SILBAF). En el segundo esquema se presenta un doble encadenamiento, el encadenamiento maestro-esclavo y el autoencadenamiento producto de la realimentación amplificada de su emisión.
- Se evaluaron y compararon las configuraciones de encadenamiento con la SBS (OIL-BFRL) y de autoencadenamiento (SILBAF) encontrándose como resultado de este trabajo que la emisión de salida del segundo esquema tiene una mejor calidad en cuanto al ruido de intensidad y estabilidad en frecuencia.
 - Comparando con el esquema OIL-BFRL, se observó que con el de autoencadenamiento SILBAF se reduce el RIN_{RMS} en un 4% producto de la supresión de 30 dB del ruido alrededor de los 2 MHz.

- Se demostró, a través de la observación de la amplificación de *Brillouin* en una fibra de prueba, que la estabilidad en frecuencia del esquema SILBAF fue mejor dentro de todo el rango de encadenamiento
- Se planteó la posibilidad de mejorar la estabilidad del BFRL con el uso de rejillas dinámicas de absorción en fibra dopada con erbio pero eso requiere recortar la cavidad para que los modos longitudinales se encuentren espaciados alrededor de 100 MHz.
- Se mostró que el uso del despolarizador pasivo mejora el desempeño del esquema SILBAF al no requerir de ajustes continuos en la polarización y reduce en 4 dB la densidad del ruido localizado entre 0.3 y 2.3 MHz sin embargo aumenta hasta 25 dB el ruido de baja frecuencia.
- Se mostraron diferentes aplicaciones del encadenamiento con la SBS a comunicaciones e instrumentación.
 - Logramos reducir el ancho de línea del láser esclavo sin necesidad de una fuente altamente coherente como se hace en el encadenamiento tradicional y mantuvimos estable la frecuencia de manera que fuera posible su aplicación a sensores distribuidos basados en la dispersión de *Brillouin* sin la necesidad de moduladores ópto-electrónicos ni generadores de RF.
 - Planteamos la posibilidad de usar nuestro esquema en la generación de señales de microondas múltiples de la frecuencia de *Brillouin* (10.8 GHz para fibra SMF-28).
 - Se hizo un montaje sencillo de medición de temperatura para mostrar la aplicación del esquema SILBAF como oscilador local óptico y como generador de señal de prueba en las técnicas de medición distribuida basada en dispersión de *Brillouin* conocidas como BOTDR (Brillouin Optical Time-domain Reflectometer) y BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis).

VI.1 Aportaciones

Las principales aportaciones de esta tesis se enlistan enseguida:

- Se propuso por primera vez la aplicación del encadenamiento por inyección óptica de dos láseres de semiconductor a través de la dispersión de *Brillouin* en fibra óptica para mejorar los parámetros del láser esclavo.
- Se desarrollaron dos configuraciones nuevas para obtener el encadenamiento por inyección óptica con la dispersión estimulada de *Brillouin* las cuales denominamos OIL-BFRL y SILBAF (por sus siglas en inglés).
- Se encontró como resultado de este trabajo que de los dos esquemas desarrollados y analizados aquí, el SILBAF tiene una mejor estabilidad en frecuencia y menor ruido de intensidad.

Los resultados de la investigación realizada en esta tesis han sido llevados ante la comunidad científica a través de dos publicaciones en revistas arbitradas y de varias presentaciones en congresos nacionales e internacionales los cuales se citan enseguida.

Revista arbitrada

Castro-Muñoz, M. y Spirin, V. (2008). Encadenamiento por inyección óptica de un láser DFB con la dispersión de Brillouin. *Revista Mexicana de Física*. 54(5): 400-406 p.

Castro, M. y Spirin, V. (2007). Self-injection locking of DFB laser diode with Brillouin amplification in optical fiber feedback. *Electronics Letters*. 43(15): 802-804 p.

Participación en congreso

Spirine , V. y Castro-Muñoz, M. (2009). DFB Laser injection locking on Brillouin radiation in optical fiber. En *Progress in Electromagnetics Research Symposium, PIERS 2009* Del 18 al 21 de agosto. Moscu. Vol. CD, pp 884-885.

Spirine , V. y Castro-Muñoz, M. (2008). DFB laser injection locking on Brillouin radiation for probe Stokes generation in distributed fiber optical sensing. En *19th International Conference of Optical Fibre Sensors* Del 14 al 18 de abril. Perth. Vol. 7009, pp 1-9.

Castro-Muñoz, M. y Spirine, V. (2008). Encadenamiento y autoencadenamiento por inyección óptica con la dispersión de Brillouin. En *Congreso de Instrumentación SOMI XXIII* Del 01 al 03 de octubre. Xalapa, Veracruz. pp 1-7.

Spirine , V. y Castro-Muñoz, M. (2007). Self-injection locking on Brillouin-amplified radiation in long optical fiber feedback. En *CLEO/QELS/07 Conference on Photonic Applications, Systems and Technologies* Del 06 al 11 de mayo. Baltimore, Maryland.

VI.2 Trabajo futuro

Como trabajo futuro se sugiere:

- Estudiar detalladamente la aplicación del encadenamiento por inyección óptica con la dispersión de Brillouin al desarrollo de sensores distribuidos de temperatura o de tensión.
- Verificar y estudiar profundamente la aplicación de las rejillas dinámicas de absorción a la estabilización de los láseres de Brillouin.
- Continuar la experimentación y análisis del efecto del bombeo despolarizado sobre la estabilidad de los esquemas de encadenamiento con la dispersión de Brillouin

VII Referencias

Adler R. (1973). A study of locking phenomena in oscillators. *Proceedings of the IEEE*, 61(10): 1380-1385 p.

Agilent-Technologies (2000). Lightwave Signal Analyzers Measure Relative Intensity Noise, Product Note 71400-1, 24 pp.

Agilent-Technologies (2002). Polarization measurements of signals and components, Product Note 8509-1, 24 pp.

Agrawal G.P. (2001). Nonlinear fibre optics, 3rd ed., Academic Press/AT&T, Boston, 342 pp.

Agrawal G.P. (2002). Fiber-Optic Communication Systems, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 546 pp.

Alahbabi M.N., Cho Y.T., y Newson T.P. (2005). 150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification. *Journal of the Optical Society of America B*, 22(6): 1321-1324 p.

Arvizu-Mondragón A. (2005). Notas de Curso: Redes Fotónicas II. Centro de Investigación Científica y de Estudios Superiores de Ensenada, Ensenada, B.C. No publicado. 55 pp.

Bar-Joseph I., Friesem A.A. Lichtman E. y Waarts R.G. (1985). Steady and relaxation oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 2(10): 1606-1611 p.

Bayvel P. y Radmore P.M. (1990). Solutions of the SBS Equations in Single Mode Optical Fibres and Implications for Fibre Transmission Systems. *Electronics Letters*, 26: 434-436 p.

Boyd R.W. (1992). Nonlinear optics, Academic Press. San Diego, 576 pp.

Brillouin L. (1922). Diffusion de la Lumière et des Rayonnes X par un Corps Transparent Homogène; Influence del'Agitation Thermique. *Annales des Physique*, 17: 88 pp.

Buczek C.J., Freiberg R.J. y Skolnick M.L. (1973). Laser injection locking. *Proceedings of the IEEE*, 61(10): 1386-1410 p.

Castro-Muñoz M. (2006). Encadenamiento por Inyección Óptica: Aplicación a Comunicaciones y Sensores. Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada, B.C., 159 pp.

Castro M. y Spirin V. (2007). Self-injection locking of DFB laser diode with Brillouin amplification in optical fiber feedback. *Electronics Letters*, 43(15): 802-804 p.

Castro-Muñoz M. y Spirin V.V. (2008). Encadenamiento por inyección óptica de un láser DFB con la dispersión de Brillouin. *Revista Mexicana de Física*, 54(5): 400-406 p.

Chiao R.Y., Townes C.H. y Stoicheff B.P. (1964). Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Physical Review Letters*, 12(21): 592-595 p.

Chen L. y Bao X. (1998). Analytical and numerical solutions for steady state stimulated Brillouin scattering in a single-mode fiber. *Optics Communications*, 152(1-3): 65-70 p.

Chraplyvy A.R. y Tkach R.W. (1986). Narrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed WDM Systems. *Electronics Letters*, 22(20): 1084-1085 p.

Chraplyvy A.R. (1990). Limitations of lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities. *IEEE Journal Lightwave Technology Letters*, (8): 1548-1557 p.

Cimini L.J. y Habbab M.I. (1987). Preservation of polarization orthogonality through a linear optical system. *Electronics Letters*, 23(11): 1439-1456 p.

Cotter D. (1983). Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber. *Optics Communications*, 4(1): 10-19 p.

Dutton H.J.R. (1998). Understanding Optical Communications. 1a ed. Prentice Hall PTR, North Carolina, 800 pp

Einstein A. (1917). Zur Quantentheorie der Strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18: 121-128 p.

Feuer M.D. (1998). Length and power dependence of self-adjusting optical fiber filters. *Photonics Technology Letters*, 10(11): 1587-1589 p.

- Floch S.L., Riou F. y Cambon P. (2001). Experimental and theoretical study of the Brillouin linewidth and frequency at low temperature in standard single-mode optical fibres. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 3(3): 102-105 p.
- Foschini G.J. y Poole C.D. (1991). Statistical theory of polarization in single mode fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 9(11): 1439-1456 p.
- Frede M., Wilhelm R., Brendel M., Fallnich C. y Seifert F. (2004). High power fundamental mode Nd:YAG laser with efficient birefringence compensation. *Optics Express*, 12(15): 3581-3589 p.
- Friskén S.J. (1992). Transient Bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Optics Letters*, 17(24): 1776-1778 p.
- Gaeta A.L. y Boyd R. (1991). Stimulated Brillouin scattering in the presence of external feedback. *International Journal of Nonlinear Optical Physics*, 1(3): 581-594 p.
- Gallion P. (1986). Pureté spectrale d'un laser semiconducteur synchronisé. Applications a la detection optique coherente. Tesis de Doctorado. Université des Sciences et Techniques du Languedoc. 181 pp.
- Gardner W.B. (1996). Appendix on nonlinearities for G.650. ITU-Document COM 15-273-E, ITU.
- General-Photonics (2003). Application Note Abril 2003. Scrambling to Reduce Polarization Related Impairment <http://www.generalphotonics.com/Articles.aspx?a=1005>
- Henry C.H. (1982). Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2): 259-264 p.
- Hill K.O., Kawasaki B.S. y Johnson D.C. (1976). CW Brillouin laser. *Applied Physics Letters*, 28: 608-609 p.
- Horiguchi T., Shimizu K., Kurashima T., Tateda M. y Koyamada Y. (1995). Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering. *Journal of Lightwave Technology*, 13(7): 1296-1302 p.
- Hui R., D'Ottavi A., Mecozzi A. y Spano P. (1991). Injection Locking in Distributed Feedback Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 21(6): 1688-1695 p.

Ippen E.P. y Stolen R.H. (1972) Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Applied Physics Letters*, 21(11): 539-541 p.

Kobayashi S. (1991). Injection-Locked Semiconductor Laser Amplifiers. En: Yamamoto, Y. (ed.). *Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Laser*. John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 646 pp.

Kobayashi S., Kimura T. (1980). Injection locking characteristics of an AlGaAs semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(9): 915-917 p.

Kobayashi S. y Kimura T. (1981). Injection locking in AlGaAs semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(5): 681-689 p.

Lang R. (1982). Injection locking properties of a semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(6): 976-983 p.

Lucent-Technologies. (1998). Why Lasers Are Important Today. http://www.bell-labs.com/about/history/laser/laser_uses.html. Consulta. Mayo-2007

Maiman T.H. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187: 493-494 p.

Mao X.P., Tkach R.W., Chraplyvy A.R., Jopson R.M. y Derosier R.M. (1991). Stimulated Brillouin Threshold Dependence on Fibre Type and Uniformity. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4: 66-69 p.

Melnik S., Huyet G. y Uskov A. (2006). The linewidth enhancement factor α of quantum dot semiconductor lasers. *Optics Express*, 14(7): 2950-2955 p.

Mogensen F., Olesen H. y Jacobsen G. (1985). Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 21(7): 784-793 p.

Ng'oma A. (2005). Radio-over-Fibre Technology for Broadband Wireless Communication Systems. Tesis de Doctorado. Technische Universiteit Eindhoven. 158 pp.

- Nicati P.A., Toyama K. y Shaw H.J. (1995). Frequency stability of a Brillouin fiber ring laser. *Journal of Lightwave Technology*, 13: 1445-1451 p.
- Numai T. (2004). Fundamentals of semiconductor lasers. 1a ed. Springer-Verlag New York, 259 pp.
- Obarski G.E. y Splett J.D. (2001). Transfer Standard for the Spectral Density of Relative Intensity Noise of Optical Fiber Sources Near 1550 nm. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(6): 650-761 p
- Okajima Y., Hwang S.K. y Liu J.M. (2003). Experimental observation of chirp reduction in bandwidth-enhanced semiconductor lasers subject to strong optical injection. *Optics Communications*, 219: 357-364 p.
- Oppenheim A.V., Willsky A.S. y Nawab S.H. (1997). Señales y sistemas. Pearson Education. Segunda edición. Naucalpan de Juárez. 956 pp.
- Paschotta R. (2008). Encyclopedia of Laser Physics and Technology. Springer, Berlin. 856 pp.
- Paschotta R., Nilsson J., Reekie L., Trooper A.C. y Hanna D.C. (1997). Singlefrequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning. *Optics Letters*, 22(1): 41-43 p.
- Petitbon I., Gallion P., Debarge G. y Chabran C. (1988). Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injection-locked semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2): 148-154 p.
- Schawlow A.L. y Townes C.H. (1958). Infrared and optical masers. *Physics Review*, 112 (6): 1940-1949 p.
- Siegman A.E. (1986). Lasers. University Science. Primera edición. Mill Valley, 1283 pp.
- Smith R.G. (1972). Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering. *Applied Optics*, 11: 2489-2494 p.
- Spano P., Piazzolla S. y Tamburrini M. (1986). Frequency and intensity noise in injection-locked semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(3): 427-435 p.

Stolen R.H. (1979). Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 15(10): 1157- 1160 p.

Stepanov S. (2008). Dynamic population gratings in rare-earth doped optical fibres. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(22): 405-409 p.

Sutherland R.L., (2003). Handbook of nonlinear optics. Segunda edición. Marcel Dekker, New York. 685 pp.

Takiguchi Y., Ohyagi K. y Ohtsubo J. (2003). Bandwidth-enhanced chaos synchronization in strongly injection-locked semiconductor lasers with optical feedback. *Optics Letters*, 28(5): 319-321 p.

Tang C.L. (1966). Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process. *Journal of Applied Physics*, 37: 2945-2955 p.

Thévenaz L., Floch S. L, Alasia D. y Troger J. (2004). Novel schemes for optical signal generation using laser injection locking with application to Brillouin sensing. *Measurement Science and Technology*, 15: 1519-1524 p.

Townes Ch.H. (2003). The first laser. En: L. Garwin and T. Lincoln (eds.). A Century of Nature: Twenty-One Discoveries that Changed Science and the World. University of Chicago Press, Chicago, IL 60637 USA, 107-112 p.

Troger J., Nicati P., Thévenaz L. y Robert P.A. (1999). Novel measurement scheme for injection-locking experiments. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(1): 32-38 p.

van Deventer M.O. y Boot A.J. (1994). Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 12(3): 585-590 p.

Walton C., Bordonalli A.C. y Seeds A.J. (1998). High-Performance Heterodyne Optical Injection Phase-Lock Loop Using Wide Linewidth Semiconductor Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(3): 427-429 p.

Waen Y.J., Liu H.F., Novak D. y Ogawa Y. (2000). Millimeter-Wave Signal Generation from a Monolithic Semiconductor Laser via Subharmonic Optical Injection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(8): 1058-1060 p.

Yeniay A., Delavaux M.M. y Toulouse J. (2002). Spontaneous and stimulated brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 20(8): 1425-1432 p.

Yong J.CH, Thévenaz L, y Kim B. (2003). Brillouin Fiber Laser Pumped by a DFB Laser Diode, *Journal of Lightwave Technology*, 21(2): 546-554 p.