

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Programa de posgrado en ciencias
en Electrónica y Telecomunicaciones**

**Sincronización de láseres para sensores y sistemas
de comunicaciones de fibra óptica avanzados**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

César Alberto López Mercado

Ensenada, Baja California, México
2015

Tesis defendida por
César Alberto López Mercado

y aprobada por el Comité



Dr. Vasili Spirine
Director del Comité

Dr. César Cruz Hernández
Miembro del Comité

Dr. Evgeny Kuzin
Miembro del Comité

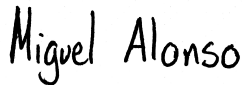
Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez
Miembro del Comité

Dr. Horacio Soto Ortiz
Miembro del Comité

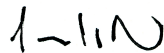
Dr. Serguei Miridonov
Miembro del Comité



Autoridades



Dr. Miguel Ángel Alonso Arévalo
Coordinador del Posgrado en
Electrónica y Telecomunicaciones



Dr. Jesús Favela Vara
Director de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **César Alberto López Mercado** como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Electrónica y Telecomunicaciones con orientación en Instrumentación y Control.

**Sincronización de láseres para sensores y
sistemas de comunicaciones de fibra óptica avanzados**

Resumen aprobado por:



Dr. Vasili Spirine

Estamos viviendo una era donde la tecnología crece a pasos agigantados y el tráfico de información se incrementa en un 30% anual, por lo que en el 2016 se espera que éste sea mayor de un ZettaByte (10^{21}), siendo la fibra óptica quien juega el rol más importante en ésta demanda de información.

La fibra óptica es un canal de comunicación por excelencia, libre de influencias electromagnéticas, y un medio excelente para implementar sensores distribuidos de decenas de kilómetros de longitud.

El objetivo de ésta tesis está enfocado en la generación de nuevas fuentes de luz más puras y confiables, para los sensores y los sistemas de comunicaciones fotónicas avanzados, empleando métodos pasivos de sincronización .

En la primera parte de este trabajo, se propone una nueva configuración de encadenamiento por inyección óptica de un láser DFB con las componentes de Stokes de Brillouin de alto orden, para la generar señales ópticas moduladas en el rango de 10 a 100 GHz.

En la parte principal, se realiza un análisis del fenómeno del auto-encadenamiento por inyección de un láser DFB a través de una cavidad de fibra en anillo en los regímenes de acoplamiento crítico, sub- y sobre-acoplado. Donde se demuestra que el acoplamiento crítico es la condición óptima para la estabilidad temporal y la reducción del ancho de línea del láser encadenado.

Para ajustar la resonancia simultánea de la emisión de Stokes y el bombeo en cavidades de anillo cortas, se propone un algoritmo simple, eficiente y robusto a las incertidumbres. En base a este algoritmo, se desarrollan nuevos láseres de fibra de Brillouin mono-modo con una cavidad en anillo, corta y larga, estabilizados pasivamente por medio del auto-encadenamiento por inyección. Estos láseres generan una emisión de Stokes con anchos de línea de 1.2 y 0.5 kHz, acompañados de una reducción del ancho de línea del láser DFB de bombeo mayor a 1000 veces.

Finalmente, se presenta una nueva configuración de un láser de fibra de Brillouin mono-modo estabilizado pasivamente con rejilla adaptativa en una cavidad compleja. La emisión de Stokes logra alcanzar un ancho de línea menor a 100 Hz.

Palabras clave: láser de Brillouin de fibra, cavidad de anillo resonante de fibra óptica, encadenamiento por inyección óptica.

Abstract of the thesis presented by **César Alberto López Mercado** as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Electronic and Telecommunications with orientation in Instrumentation and Control.

**Synchronization of lasers to sensors and systems for
advanced optical communications**

Abstract approved by:



Dr. Vasili Spirine

We are living in a world, where technology is growing by leaps and bounds. The growth of digital information increases annually by 30%, It is projected that by the year 2016, this digital traffic will reach over a Zettabyte (10^{21}).

One key component of distribution on digital information is fiber optic. It is the preferred method of sending data, free of electromagnetic interference, a great way to implement sensors across vast distances.

This thesis, will be focusing on generating new, more reliable sources of light for sensors and communications systems using passive synchronization methods.

In the first chapter we propose a new configuration of optical injection locking of a DFB laser, using Brillouin high order Stokes components to generate modulated optical signals in the range of 10 to 100 GHz.

Main section covers an analysis of the phenomenon of self-injection of a DFB Laser, through a fiber ring cavity in critical coupling, under and over-coupling regimes. The results proving that the critical coupling is the optimum condition for temporal stability and linewidth reduction of the locking laser.

To adjust the simultaneous resonance of Stokes and pump emissions at short ring cavity we propose a simple, efficient and robust to uncertainties algorithm. Based on this algorithm, we developed a new single mode Brillouin fiber lasers with short and long ring cavities, passively stabilized through self-injection locking. These lasers generate Stokes emission with linewidth of 1.2 and 0.5 KHz, respectively, accompanied with reduction of DFB pump laser linewidth more than 1000 times.

Finally we present a new configuration of single-mode Brillouin fiber laser passively stabilized with adaptive grating in a complex cavity. Developed laser radiates the Stokes component with a linewidth less than 100 Hz.

Keywords: Brillouin fiber laser, fiber optic ring resonator, self-injection locking.

Dedicatoria

Para:

Guadalupe,

Karla,

Yuridia.

Agradecimientos

A **Dios** por permitirme cumplir mis metas y poner en mi camino a las personas adecuadas que han aportado con su granito de arena en la pirámide de mi vida.

A mi **Madre**, que con su esfuerzo y dedicación forjaron hijos de bien, que hoy cosechamos lo que nos has ayudado a sembrar, por que éste también es tu fruto.

A mi **Hermana**, que me ha soportado desde que llego al mundo y me ha impulsado a ser un ejemplo a seguir, aunque estemos lejos siempre estas conmigo.

A **Yuridia**, que desde que te conocí cambiaste mi mundo y con tu paciencia, apoyo y amor te has convertido en mi adoración.

A todos los miembros de **Mi Familia** y mi nueva **Familia Mellin Barragán** por su cariño y apoyo.

Al **Dr. Vasily Spirine**, que con su conocimiento y experiencia supo guiar mis pasos para culminar esta nueva meta, de la cual fue el culpable de que la iniciara.

A mi familia de Ensenada **Martita, Martha Elva, Don Chayo y Ulises**, que me aceptaron como un miembro de su familia y me han apoyado en todo momento.

A **Ramón Muraoka**, por ser mi hermano mayor que siempre quise tener, por tus enseñanzas, consejos, protección y confianza.

A **Mony, Martín, Melanie, Mónica** y las familias, **García Romero** y **Rojas Félix** por su apoyo incondicional, confianza y brindarme ese calor familiar y por todas esas noches interminables de juegos.

A los **miembros del comité** de tesis, por sus observaciones y contribuciones que ayudaron a fortalecer mis conocimientos.

Al **personal del CICESE**, tanto catedráticos, administrativos y secretarías por su paciencia y apoyo brindado.

A mis amigos **JL, Víctor, Oliver, Eder, Jorge, Fredy...** por compartir aventuras y momentos inolvidables.

Al CICESE y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico para realizar mis estudios de Doctorado.

Tabla de Contenido

Resumen en español	iii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	viii
Lista de tablas	xiv
Lista de términos	xv
Lista de acrónimos	xviii
 Capítulo 1. Introducción	 1
1.1 Motivación	1
1.2 Antecedentes	2
1.2.1 Sincronización de láseres mediante el efecto de encadenamiento por inyección óptica	5
1.2.2 Generación de las componentes de Stokes de Brillouin en la fibra óptica	14
1.2.3 Láseres de Brillouin y sus aplicaciones para sistemas de comunicaciones y sensores avanzados	21
1.2.4 Encadenamiento por inyección óptica con la emisión de Stokes de Brillouin	27
1.3 Objetivos	29
1.3.1 Objetivo General	29
1.3.2 Objetivos Particulares	29
1.4 Organización de la Tesis	30
 Capítulo 2. Encadenamiento por inyección óptica del láser de semiconductor con componentes de Stokes de Brillouin de alto orden	 31
2.1 Configuración para la investigación del efecto del encadenamiento de un láser DFB con las componentes de Stokes de Brillouin	32
2.2 Encadenamiento y ruido en diferentes componentes de Stokes	35
2.3 Rango de encadenamiento de las componentes de Stokes de bajo y alto orden	40
2.4 Resultados	42
 Capítulo 3. Auto-Encadenamiento de láser DFB con cavidad resonante de fibra óptica en los diferentes regímenes de acoplamiento	 43
3.1 Análisis y simulación de cavidad de anillo resonante	45

3.2 Estudio experimental del auto-encadenamiento de láser DFB con cavidad resonante	59
3.2.1 Técnica de medición del ancho de línea de los láseres por detección heterodina retardada	65
3.2.2 Medición del ancho de línea del láser DFB encadenado y no encadenado ..	71
3.3 Resultados	75
Capítulo 4. Resonancia simultánea de bombeo y de Stokes en cavidad de fibra óptica	77
4.1 Modos resonantes de bombeo y Stokes en cavidad de anillo de fibra	78
4.2 Observación experimental de la resonancia simultánea	80
4.3 Medición de la velocidad del sonido en la fibra óptica.....	89
4.4 Algoritmo para la ajuste de resonancia simultánea en cavidades cortas de fibra óptica	92
4.5 Estimación de incertidumbres del algoritmo propuesto	95
4.6 Resultados	100
Capítulo 5. Láseres de Brillouin de fibra óptica con cavidad doblemente resonante	101
5.1 Resonancia doble en cavidades cortas	103
5.1.1 Ajuste experimental de la cavidad corta	103
5.1.2 Láser de Brillouin de cavidad corta	107
5.2 Resonancia doble en cavidades largas	112
5.3 Resonancia doble en cavidad compleja	120
Capítulo 6. Conclusiones	128
6.1 Conclusiones	128
6.2 Trabajo Futuro.	133
Lista de referencias bibliográficas	134
Anexos	140
Aportaciones de este trabajo de tesis	140
A. Publicaciones en revistas arbitradas derivadas de esta tesis	140
B. Participación en congresos nacionales e internacionales.....	141
C. Colaboración en publicaciones y congresos.....	142

Lista de figuras

Figura		Página
1	Láser de semiconductor con facetas de reflectancia R_1 y R_2 sujetas a retroalimentación óptica desde un espejo externo con reflectancia R_3 (Kane, Deborah M., and Shore, K. Alan, 2005).	6
2	Encadenamiento por inyección óptica de un láser maestro a un láser esclavo.	11
3	Rango de encadenamiento (Siegman, Antony E., 1986).	12
4	Representación de la relación entre los tres vectores de onda involucrados en la dispersión de Brillouin y el ángulo θ (Mitschke, Fedor. 2009).	15
5	Espectro de Brillouin de tres fibras para $\lambda_p = 1.525 \mu\text{m}$: fibra (a) con núcleo de sílice, (b) de recubrimiento disminuido, (c) de dispersión desplazada (Agrawal, G. P. 2007).	19
6	Ilustración de las técnicas: BOTDR y BOTDA.	21
7	Diagrama esquemático del sensor BOTDA, y la señal de salida detectada (Kwon, Il-Bum. <i>et al.</i> , 2002).	22
8	Esquema experimental del láser de Brillouin mono-modo, y mediciones del ruido de fase en una señal de RF de portadora óptica (Norcia, S., <i>et al.</i> , 2003).	23
9	Configuración del láser DFB-FL (izq); reducción del RIN con SIL (der).	23
10	Esquema experimental, y espectro del láser (Wang, G., <i>et al.</i> , 2013).	24
11	Esquema experimental para la generación de señales en microondas, y el espectro de salida del láser sintonizable comparado con el 5° Stokes (Liu, J., <i>et al.</i> , 2013).	24
12	Esquema experimental, y el espectro de salida del láser en el puerto 1 (Huang, C. <i>et al.</i> , 2014).	25
13	Esquema experimental del SLM-BFL, y el rango espectral (Zhao, J., <i>et al.</i> , 2014).	26
14	Configuración experimental, y el espectro del láser de Brillouin (Luo, Y., <i>et al.</i> , 2014).	26

Figura	Página
15 Diagrama esquemático para el encadenamiento por inyección para sensores de Brillouin (Thévenaz, L., <i>et al.</i> , 2004).	27
16 Configuraciones del encadenamiento por inyección para modulaciones puras de AM (izq) y FM (derecha) (Thévenaz, L., <i>et al.</i> , 2004).	27
17 Montaje experimental del encadenamiento: con la emisión del láser de Brillouin, con la amplificación de Brillouin en la retroalimentación SILBAF (Castro Muñoz, M. and V.V. Spirin, 2008).	28
18 Mediciones del RIN RMS en la señal amplificada con la fibra de prueba.	28
19 Representación del encadenamiento de un láser DFB esclavo con componentes de Stokes de alto orden.	32
20 Esquema experimental para el encadenamiento por inyección. PC - controlador de polarización, OC - circulador óptico, PD - fotodetector, C - acoplador, FOI - interferómetro de fibra, OS - interruptor óptico.	33
21 Espectro óptico del láser de Brillouin multi-longitud de onda en diferentes niveles de potencia de bombeo.	35
22 Espectro óptico del láser de Brillouin: encadenado y no encadenado.	36
23 Espectro de potencia auto-homodino retardado del láser de Stokes esclavo. En oscilación libre, encadenado con el 2º Stokes y piso del detector.	37
24 Espectro de potencia auto-homodino retardado del láser esclavo. En oscilación libre, encadenado con el 5º Stokes y fuera del rango de encadenamiento.	38
25 RIN del láser DFB esclavo en oscilación libre, y encadenado al 2º Stokes.	39
26 Ancho de línea del láser DFB esclavo contra la frecuencia de desacuerdo entre éste y la frecuencia central de la componente de Stokes. En oscilación libre, encadenado al 2º y 5º Stokes.	41
27 Cavity de anillo resonante de fibra óptica, k = coeficiente de acoplamiento, α = coeficiente de transmisión, τ = tiempo de propagación.	45
28 Interferómetro Fabry-Perot formado por dos espejos semi-reflejantes.	46
29 Esquema experimental del FORR formado por dos acopladores.	47

30	Intensidades normalizadas: a) Intensidad de la cavidad I_C , b) Intensidad de salida I_{out} , y c) Intensidad reflejada I_R ; contra la frecuencia de desacuerdo del pico de resonancia en la condición $\omega_P \tau = 2\pi q$, para diferentes valores de k_I .	51
31	Intensidades normalizadas: a) Intensidad de la cavidad I_C , b) Intensidad de salida I_{out} , y c) Intensidad reflejada I_R ; contra el coeficiente de acoplamiento k_I , para diferentes valores de α .	53
32	Simulaciones de: a) ancho de línea del modo de resonancia del FORR; b) Fineza de la cavidad resonante contra k_I para diferentes valores de α .	55
33	Picos de resonancia donde no puede ser aplicado el criterio de - 3dB para calcular el Δf .	56
34	Fase de la señal reflejada por el FORR.	57
35	Desviación en el tiempo por el cambio de fase de la señal reflejada.	58
36	Desviación en el tiempo por el cambio de fase.	59
37	Esquema experimental para el estudio del auto-encadenamiento por cavidad resonante.	61
38	Mediciones de osciloscopio en los puertos A, B y C, del esquema de la figura 37 al momento de presentarse el encadenamiento.	62
39	Mediciones de osciloscopio en los puertos A, B y C, del esquema de la figura 37 cuando No se presenta el encadenamiento.	62
40	Potencia medida experimentalmente y calculada normalizadas de: a) Reflejada por cavidad I_R en Puerto B, b) Salida de la cavidad I_{out} en Puerto C, en función de k_I del VC.	64
41	Ancho de línea del modo resonante del FORR en función de k_I .	65
42	Esquema experimental de detección auto-heterodina retardada para la medición del ancho de línea de láseres.	66
43	Mezcla auto-heterodina retardada del láser con un desplazamiento en frecuencia (Derickson, Dennis., 1998).	67
44	Espectro del Ruido de Intensidad Relativo para varios valores del producto $\Delta \nu \cdot \tau_0$ (Derickson, Dennis., 1998).	70

Figura	Página
45 Espectro auto-heterodino retrasado del láser de bombeo en oscilación libre (no encadenado, OS deshabilitado).	72
46 Espectro auto-heterodino retrasado del láser de bombeo encadenado en el régimen de acoplamiento crítico.	73
47 Espectro auto-heterodino retardado del láser de bombeo encadenado en el régimen: a) sub-acoplado, b) Sobre-acoplado.	74
48 Mediciones del ancho de línea del láser DFB encadenado en función de k_I , presentando los tres regímenes de acoplamiento.	75
49 Ilustración del Rango Espectral Libre de una cavidad resonante.	78
50 Ilustración de la resonancia simultánea de Stokes con el láser de bombeo.	79
51 Ilustración de la condición del factor m .	80
52 Esquema experimental de cavidad resonante para observar la doble resonancia; CP - controlador de polarización, CO - circulador óptico, AC1 y AC2- acoplador óptico.	81
53 Imagen de osciloscopio del barrido en longitud de onda del bombeo, $\lambda_P = 1547\text{-}1570\text{ nm}$.	82
54 Imagen de osciloscopio de la resonancia simultánea de la señal de Stokes y el bombeo.	83
55 Picos de Stokes en doble resonancia para cavidades de diferentes longitudes: a) 1.5 m, b) 4 m, c) 8 m, y d) separación de los picos de Stokes contra la longitud de la cavidad.	85
56 Envolvente de los picos de Stokes contra la frecuencia del desplazamiento de Brillouin.	86
57 Separación de los picos de Stokes en frecuencia para cavidades de diferente longitud.	86
58 Separación de los picos de Stokes para cavidades de: a) 8 m, y b) 19 m.	87
59 Umbral de Brillouin: a) contra cavidades de diferente longitud; b) Resonancia y anti-resonancia.	88
60 Esquema experimental para la medición de la velocidad del sonido en la fibra óptica.	89

Figura	Página
61 Espectro óptico las retrodispersiones de Rayleigh y Brillouin.	90
62 Espectro de la señal de batimiento entre la dispersión de Rayleigh y Brillouin.	91
63 Longitud de corte de la fibra ΔL para diferentes valores de λ_0 y diferente pico l .	94
64 Error estándar en el calculo del orden del pico de Stokes m contra la longitud de la cavidad.	97
65 Error estándar en el calculo del orden de ΔL contra la longitud de la cavidad L .	98
66 Error estándar en la localización de λ_0 por errores de corte y de medición.	98
67 Error en la estimación de la longitud de la cavidad.	99
68 Envolvente de los pico de Stokes en doble resonancia para cavidad de ~ 4 m de longitud.	103
69 Envolventes de los picos de doble resonancia, donde se plantea el desplazamiento del pico l hacia λ_0 .	104
70 Longitud de corte de la fibra ΔL contra la diferencia entre el orden de los picos $m-l$.	105
71 Envolventes de los picos de resonancia de la nueva cavidad ajustada.	106
72 Esquema experimental del láser de Brillouin con la cavidad ajustada. F -filtro óptico, OS- interruptor óptico.	108
73 Mediciones en el tiempo de los puertos: a) reflejado y b) transmitido; encadenado (sin marca) y no encadenado ($\diamond$)	109
74 Medición temporal de la señal: transmitida y de Stokes.	110
75 Espectro autohomodino retardado del láser de Stokes.	111
76 Ilustración de la resonancia simultánea en una cavidad larga.	112
77 Esquema experimental del láser de fibra de Brillouin con cavidad de 19 m. OS - interruptor óptico, F - filtro óptico, OC - circulador óptico, PC - controlador de polarización, C - acoplador, OI - aislador óptico.	113

Figura	Página
78 Espectro auto-heterodino retardado del láser de bombeo DFB; a) láser no encadenado, b) láser de bombeo auto-encadenado.	115
79 Espectro óptico del láser de Brillouin en el puerto C con 40 mW de bombeo: a) láser de bombeo no encadenado, y (b) láser auto-encadenado.	117
80 Espectro auto-heterodino retardado de la emisión de Stokes del láser de Brillouin.	118
81 Trazos típicos de osciloscopio con una potencia de bombeo de 32 mW. Las líneas solidas con marcas (o) indican que el OS está desactivado, y las líneas solidas sin marcas (-) indican que el OS está activado.	119
82 Configuración experimental del láser. WDM - multicanalizador de longitud de onda.	121
83 Espectro auto-heterodino retrasado de la emisión del bombeo.	124
84 Espectro óptico de Brillouin en el puerto B con un bombeo de 5 mW.	125
85 Espectro auto heterodino retrasado de la emisión de Stokes.	125
86 Trazos de osciloscopio: a) emisión de bombeo puerto D, b) emisión de Stokes puerto B.	126

Lista de tablas

Tabla	Página
1 Valores de los parámetros en la simulación para los cálculos de las intensidades I_C , I_{out} e I_R del FORR.	52
2 Definición de las variables utilizadas en la ecuación (63) (Derickson, Dennis., 1998).	69
3 Relaciones de anchos de línea con detección auto-heterodina (Derickson, Dennis., 1998).	71

Lista de términos

ω_0/Q_e	Ancho de banda externo
Δf	Ancho de línea eléctrico
$\Delta \nu$	Ancho de línea óptico
Φ_E	Ángulo de fase
θ	Ángulo entre direcciones de propagación
A_{eff}	Área efectiva del núcleo de la fibra
e	Carga del electrón
$\tilde{\kappa}$	Coefficiente de acoplamiento de cavidad externa
k	Coefficiente de acoplamiento
α_0	Coefficiente de atenuación de la fibra óptica
C_s	Coefficiente de elongación mecánica
α	Coefficiente de transmisión
γ_{ele}	Constante electrostática del sílice
J	Densidad de portadores por inyección eléctrica
η	Densidad de portadores
ΔP	Densidad espectral de la intensidad óptica
ρ_0	Densidad molecular del sílice
ν_B	Desplazamiento de Brillouin
δ	Desviación estándar
Δl	Elongación mecánica de la fibra
ε	Elongación relativa de la fibra
E	Envolvente de campo
d	Espesor de la región activa
g	Factor de amplificación de láser
$\mathcal{F}$	Fineza
ω_N	Frecuencia de modo longitudinal
f_M	Frecuencia de modulación
f	Frecuencia eléctrica

ω_{th}	Frecuencia en oscilación libre
ω_0	Frecuencia óptica central
Ω	Frecuencia óptica de Brillouin
ν_o	Frecuencia óptica promedio
ω	Frecuencia óptica
F	Función
g_B	Ganancia de Brillouin
G	Ganancia óptica
ρ	Índice de la potencia de inyección entre láser maestro y esclavo
n	Índice de refracción
I	Intensidad del campo eléctrico
ψ	Inverso del tiempo de vida de los portadores
ΔL	Longitud de la fibra a cortar
λ	Longitud de onda
L_{eff}	Longitud efectiva de la fibra
L	Longitud
m	Orden de pico de resonancia
l	Orden de pico de resonancia
N	Número entero
q	Número entero
Im	Parte imaginaria
Re	Parte real
ς	Pérdidas en intensidad de conectores
γ	Pérdidas en intensidad por acopladores
Γ_0	Pérdidas internas del láser
Γ	Pérdidas totales del láser
P_0	Potencia de bombeo
P_M	Potencia de señal con modulación del interferómetro
P_R	Potencia del brazo con retardo del interferómetro

P_{AVG}	Potencia óptica promedio
r_{eff}	Reflectividad efectiva
R	Reflectividad
$\Re$	Responsividad
τ_0	Retardo en interferómetro
S_M	Señal modulada en fase
S_R	Señal retardada
γ_c	Tasa de decaimiento energético de la cavidad = $1/\tau_c$
S_D	Término de detección directa
Γ_B	Tiempo de amortiguamiento de la onda acústica
τ_c	Tiempo de decaimiento de la energía en la cavidad
τ	Tiempo de transito en la cavidad
τ_B	Tiempo de vida del fonón
P_{th}	Umbral de Brillouin
$\vec{k}$	Vector de onda
v_g	Velocidad de la luz en la fibra óptica
c	Velocidad de la luz en el vacío
V_a	Velocidad del sonido en la fibra óptica

Lista de acrónimos

AC	Acoplador óptico.
AM	Amplitude Modulation.
BFL	Brillouin Fiber Laser.
BOTDR	Brillouin Optical Time Domain Reflectometry.
BOTDA	Brillouin Optical Time Domain Analysis.
C	Coupler.
CP	Controlador de Polarización.
CO	Circulador Óptico.
CW	Continuos Wave.
DC	Direct Current.
DFB	Distributed Feedback Laser.
DRC	Doubly Resonant Cavity.
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier.
FM	Frequency Modulation.
FOI	Fiber Optic Interferometer.
FORR	Fiber Optic Ring Resonator.
FSR	Free Spectral Range.
FWHM	Full Width at Half Maximum.
FWM	Four Wave Mixing.
GAWBS	Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering.
HNLF	Highly NonLinear Fiber Optic.
LM	Single-Longitudinal-Mode.
OC	Optical Circulator.
OI	Optical Isolator.
OIL	Optical Injection Locking.
OS	Optical Switch.
OSNR	Optical Signal-to-Noise Ratio.
PC	Polarization Controller.
PD	Photodiode.
PZT	Piezoelectric.
RIN	Relative Intensity Noise.
RF	Radio Frequency.
SBS	Stimulated Brillouin Scattering.
SIL	Self Injection Locking.
SMF	Single Mode Optical Fiber.
SNR	Signal-to-Noise Ratio.
VC	Variable Coupler.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Motivación

Desde la aparición del hombre y su necesidad de comunicarse, se han desarrollado diversas formas de comunicación que han evolucionando con el paso del tiempo. Con el descubrimiento de la fibra óptica como medio de transmisión en la década de los 60's, así como la invención del láser los 70's, se creó una revolución en el campo de las comunicaciones por fibra óptica y en una nueva área de los efectos no lineales en la fibra. La fibra óptica además de ser el medio de transmisión capaz de soportar una gran capacidad de datos, es utilizado como el elemento sensitivo en sensores distribuidos de decenas de kilómetros de longitud. Para éstas aplicaciones se busca que el sistema presente ciertas características básicas, libres de ruido y estables, para asegurar una recuperación de la señal de datos transmitida, así como una señal de sensado fiable.

Se han investigado diferentes formas y métodos, para la generación de fuentes de luz más limpias, con una pureza espectral reducida y menor ancho de banda. La implementación de técnicas como el encadenamiento por inyección óptica y auto encadenamiento por inyección, pueden lograr una sincronización de los láseres de semiconductor. La sincronización o encadenamiento de la fase de los láseres, genera significantes mejoras del láser encadenado, como la reducción del ancho de línea, láser mono-modo, modulación libre de “*chirp*”, la estabilización de polarización y reducción de ruido (Ohtsubo, J. 2008).

Se han desarrollado configuraciones de láseres, de un solo modo longitudinal lineal SLM (por sus siglas en ingles - *Single-Longitudinal-Mode*) y de cavidad de anillo unidireccional. La configuración en anillo unidireccional genera un menor ancho de línea, en comparación que la configuración SLM, pero ésta presenta oscilaciones multimodo y saltos de modo (“*mode hopping*”). Para evitar estas anomalías indeseables se requiere de una estabilización, por lo general activa, que implica el uso de una electrónica complicada que podría introducir ruido adicional al sistema, así como un elevado costo y la imposibilidad de ser llevado a la óptica integrada.

Por otra parte, las dispersiones no lineales en la fibra óptica, como la dispersión estimulada de Brillouin SBS (*Stimulated Brillouin Scattering*) es conocida como una forma universal para generar láser de banda angosta en la fibra óptica (Ahmad, H., S. Shahi, and S.W. Harun 2010; Fotiadi, A.A., 2010; Fotiadi, A.A., Mégret, P. and Blondel, M. 2004; Boucon, A., Fotiadi, A.A., Mégret, P., Maillotte, H., Sylvestre, T. 2008; Preda, C.E., Fotiadi, A.A. y Mégret, P. 2012). Una clase de configuración de láser de fibra de Brillouin SLM, con las llamadas cavidades de doble resonancia DRC (*Doubly Resonant Cavity*) presentan bajo umbral, gran pureza espectral y ruido de baja intensidad (Norcia, S., Tonda-Goldstein, S., Dolfi, D., Huignard, J.-P. and Frey, R. 2003; Geng, J.H., Staines, S., Wang, Z.L., Zong, J., Blake, M. and Jiang, S.B. 2006; Molin, S., Baili, G., Alouini, M., Dolfi, D. and Huignard, J.-P. 2008). La señal de Stokes en éstos láseres es generada en una cavidad de anillo de fibra, que es simultáneamente resonante en el bombeo y la emisión de Stokes.

Por lo que ésta tesis es dedicada al estudio de la sincronización de láseres, utilizando los fenómenos del encadenamiento y del auto-encadenamiento por inyección óptica, incluyendo los fenómenos no lineales en la fibra óptica, para la generación de nuevas fuentes de luz de gran pureza espectral y estabilidad temporal.

1.2 Antecedentes

En 1980 Lang y Kobayashi iniciaron con la investigación de los efectos de la retroalimentación óptica en los láseres de semiconductor. Éstos efectos, provocados por el llamado auto-encadenamiento por Inyección SIL (*Self Injection Locking*), son frecuentemente utilizados para el control de la frecuencia de oscilación, supresión de modos laterales, control y estabilización de las oscilaciones del láser, el “*chirp*” de la frecuencia de oscilación puede ser compensado por la retroalimentación óptica (Ohtsubo, J. 2008). Asimismo, se puede llevar a cabo un encadenamiento por inyección óptica OIL (*Optical Injection Locking*), de un láser maestro a un láser esclavo.

El encadenamiento por inyección óptica OIL, es una técnica completamente óptica que permite la sincronización de la fase de dos o más láseres. En ésta técnica, una porción del campo óptico de un láser maestro, es inyectada dentro de la cavidad de un láser esclavo. Si la potencia inyectada y la desviación de frecuencia son adecuadas, el láser esclavo se encadena a la fase del láser maestro (Siegman, Antony E., 1986, Thévenaz, L., S. Le Floch, D. Alasia and J. Troger, 2004). Ésta es una técnica eficiente para mejorar el espectro frecuencial y el desempeño dinámico de los láseres de semiconductor, así como también, el incremento de su ancho de banda de modulación y la reducción del ruido en el láser (Iwashita, K. and K. Nakagawa. 1982; X.H. Li, X.M. Liu, Y.K. Gong, H.B. Sun, L.R. Wang and K.Q. Lu., 2010; X. Meng, T. Chau, and M.C. Wu, 1998). Las aplicaciones del encadenamiento por inyección óptica son extensas, por ejemplo, en los sistemas de multicanalización densa por longitud de onda, en la generación de señales para sensores distribuidos de fibra óptica, y en la generación de ondas milimétricas ópticas de bajo ruido de fase para sistemas de radio sobre fibra (Kim, Y.J., B.J. Chun, Y. Kim, B.J. Chun, Y. Kim, S. Hyun, and S-W. Kim, 2010; Thévenaz, L., *et al.*, 2004; Braun, R.P., G. Grosskopf, D. Rohde, y F. Schmidt, 1998). Las fuentes ópticas moduladas en la banda de las microondas y las radio frecuencias *RF* (*Radio Frequency*), resultan atractivas por sus aplicaciones en los sistemas de antenas distribuidos, las comunicaciones inalámbricas, los radares por arreglo de fase, en la caracterización de componentes optoelectrónicos de alta velocidad, debido a la gran capacidad de transmisión de la fibra óptica para señales RF (Kitaeva, G.Kh. 2008; Capmany, J., and D. Novak. 2007; Li, J., X. Zhang, F. Tian, and L. Xi. 2011). Típicamente, la generación de señales ópticas moduladas en las microondas, se realiza mediante la mezcla óptica heterodina de dos láseres independientes, cuyas frecuencias de emisión se encuentran separadas por la frecuencia de modulación requerida. Recientemente, se han presentado varias metodologías para la generación de éstas señales, por ejemplo, la dispersión estimulada de Brillouin en fibras ópticas, láseres de fibra de Brillouin de doble frecuencia bombeado por dos láseres independientes de fibra dopada de Erblio (Wu, Zhijing., Qishun Shen, Li Zhan, Jinmei Liu, Wen Yuan, and Yuxing Wang. 2010), o láseres de anillo de fibra dopada de Erblio de doble longitud de onda con filtro de rejillas de Bragg y absorbedor saturable (Spirine, V., C.A. López Mercado, D. Kinet, P. Mégret, I.O. Zolotovskiy and A.A. Fotiadi. 2012).

Los láseres de fibra SLM con ancho de línea angosto, han atraído el interés para su investigación debido a sus potenciales aplicaciones en los sistemas de comunicaciones fotónicas y en los sensores de fibras ópticas (Meng Z., Stewart G. and Whitenett G., 2006; Dai, Z., Li J., Zhang, X., Ou, Z. and Liu, Y. 2009; Huang S., Feng Y., Dong J., Shirakawa A., Musha M. and Ueda K., 2005; Fu Z.H., Wang Y. X., Yang D.Z. and Shen, Y. H. 2009; Babin, S. A., Churkin, D. V., Ismagulov A. E., Kablukov, S. I. and Nikulin M. A., 2007). Se han reportado varios láseres SLM, en diferentes configuraciones lineales y con cavidad de anillo. Potencialmente, la configuración de láser en anillo unidireccional genera un ancho de línea menor en comparación con los láseres de cavidades lineales (Meng Z., Stewart G. and Whitenett G. 2006; Cheng, Y., *et. al.*, 1995). Por otra parte, la operación de los láseres de fibra de anillo se encuentra sujeta a oscilaciones multimodo y al salto de modo, asociados relativamente a la longitud de la cavidad (Cheng Y., *et. al.* 1995). Para lograr una operación de frecuencia única estable, se requiere una estabilización de la cavidad, por lo general activa mediante el método Pound-Drever (Black, E. D., 2001). Sin embargo, el control activo de las cavidades láseres es proporcionado por una electrónica complicada que podría además introducir ruido adicional al sistema del láser (Meng Z., Stewart G., and Whitenett G., 2006).

La dispersión estimulada de Brillouin (SBS), es uno de los procesos no lineales dominantes que se presenta en las fibras ópticas y cavidades de fibra (Agrawal, G.P. 2007). La SBS es utilizada ampliamente para láseres de banda angosta en configuraciones de fibra, incluyendo láseres aleatorios (Fotiadi, A.A., 2010). En particular, la SBS en anillos no lineales de fibra mono-modo son la forma preferente más simple, completamente pasiva y universal para la generación de pulsos gigantes en un láser de fibra. Se han reportadas varias configuraciones de láseres de Brillouin, que presentan una gran variedad en su funcionamiento (Cowle, G.J. and Stepanov, D.Yu. 1996; Fotiadi, A.A. and P. Mégret. 2006; Spirin, V.V., J. Kellerman, P.L. Swart, A.A. Fotiadi. 2006).

Los láseres de fibra de Brillouin reportados recientemente con cavidad de doble resonancia (DRC) presentan bajo umbral, gran pureza espectral y baja intensidad de ruido (Norcia, S., *et. al.* 2003; Cowle, G.J. and Stepanov, D.Yu. 1996; Fotiadi, A.A. and P. Mégret. 2006; Spirin, V.V., *et. al.* 2006). Éstos son muy prometedores para una gran

variedad de aplicaciones, por ejemplo, en comunicaciones ópticas coherentes, sensores interferométricos, radares de detección coherente, microondas fotónicas, y análisis espectral de ultra alta resolución. En los láseres de DRC, se genera una emisión de Stokes de frecuencia única en la cavidad de anillo, dicha cavidad, es resonante simultáneamente en las señales de bombeo y de Stokes.

Tomando en cuenta las mejoras del encadenamiento por inyección óptica y las propiedades de los láseres de Brillouin de fibra, se puede pensar en la fusión de estas dos técnicas para la generación de nuevas fuentes de luz más puras y de bajo ruido, para generar importantes aportaciones en esta área de investigación.

1.2.1 Sincronización de láseres mediante el efecto de encadenamiento por inyección óptica

En el año de 1865 Christiaan Huygens, mientras reposaba en la cama por una enfermedad, notó que los péndulos de dos relojes en su habitación se encadenaban invariablemente en un sincronismo, si los relojes estaban colgados cerca uno del otro, pero estaban en oscilación libre cuando se alejaban. Él eventualmente adjudicó el mecanismo de acoplamiento a las vibraciones transmitidas por medio de la pared, y así, se produjo una de las primeras observaciones del acoplamiento de dos osciladores por encadenamiento por inyección.

El inyectar una señal débil dentro de un oscilador mas potente en oscilación libre puede producir un interesante y útil efecto de encadenamiento por inyección, no solo de relojes, si no también en láseres y casi cualquier otro tipo de oscilador periódico auto-sostenido (Siegman, Antony E., 1986).

Si una señal débil monocromática es inyectada dentro de un circuito resonador, en una frecuencia dentro de un rango angosto de encadenamiento alrededor de la frecuencia de oscilación libre del ese oscilador; entonces la señal inyectada puede capturar o encadenar el comportamiento de oscilación subsecuente, tal que el oscilador es más o menos controlado por la señal inyectada. Este comportamiento de encadenamiento por

inyección puede ser producido en la mayoría de osciladores coherentes, como los láseres de semiconductor por ejemplo.

La configuración experimental más simple del encadenamiento por inyección, es mostrada en la figura 1, en la cual un láser de semiconductor está sujeto a una retroalimentación óptica. Aquí la retroalimentación óptica es derivada de un espejo plano, el cual refleja una parte de la salida del láser de regreso hacia él mismo, ésta técnica es conocida como Encadenamiento por Auto-Inyección SIL (*Self-Injection Locking*).

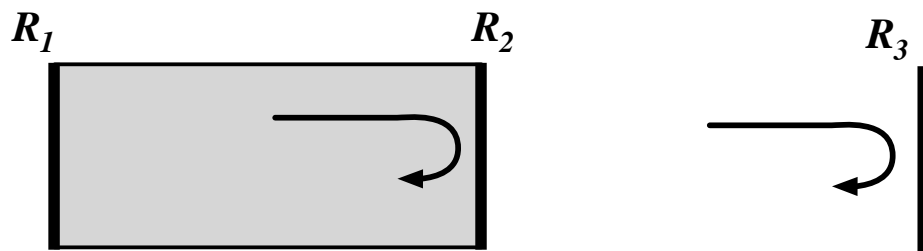


Figura 1. Láser de semiconductor con facetas de reflectancia R_1 y R_2 sujetas a retroalimentación óptica desde un espejo externo con reflectancia R_3 (Kane, Deborah M., and Shore, K. Alan, 2005).

El primer intento por explicar el efecto de una débil retroalimentación óptica en los diodos láser, fue hecho por Roy Lang y Kohroh Kobayashi en 1980. Su modelo describe la evolución del campo eléctrico, en un láser mono-modo en el límite de las ecuaciones propias e incluye la influencia de la retroalimentación óptica a través de un término de campo retardado en el tiempo, con un factor de acoplamiento κ . Su modelo fue completamente determinístico y aplicado a cavidades externas cortas (en el orden de centímetros).

El campo eléctrico de la cavidad compuesta se asume que es de la forma del producto de una función de envolvente $E(t)$ modulada por las oscilaciones rápidas del campo óptico $e^{j\omega_0 t}$, con una frecuencia central ω_0 . Las ecuaciones del campo eléctrico complejo en la cavidad compuesta está dado por (Kane, Deborah M., and Shore, K. Alan. 2005):

$$\frac{d}{dt}E(t)e^{j\omega_0 t} = \left[j\omega_N(\eta) + \frac{1}{2}(G(\eta) - \Gamma_0) \right] E(t)e^{j\omega_0 t} + \tilde{\kappa}E(t-\tau)e^{j\omega_0(t-\tau)}, \quad (1)$$

donde $\omega_N(\eta)$ es la frecuencia de modo longitudinal, dada por, $\omega_N = N\pi c/nl$. y $\tilde{\kappa}$ es el coeficiente de acoplamiento de la cavidad externa.

La dependencia de la frecuencia de modo longitudinal, en la densidad de portadores η , está incluida al tomar en cuenta la variación del índice de refracción del láser n . En la expresión para la frecuencia de modo longitudinal, l es la longitud del láser, c es la velocidad de la luz y N es un número entero. Por lo tanto el primer término del lado derecho en la ecuación (1) toma en cuenta una posible diferencia entre la frecuencia óptica central ω_0 y la frecuencia instantánea de la luz dentro de la cavidad. En una densidad de portadores fija, este término genera un simple cambio de fase $e^{j\omega_N t}$ a la envolvente del campo $E(t)$, el cual, en el dominio de la frecuencia corresponde a un desplazamiento en frecuencia ω_N . Con una densidad de portadores variante en el tiempo, el primer término conduce al llamado acoplamiento de amplitud de fase, donde los cambios en la amplitud del campo cansan cambios en la densidad de portadores que a su vez provocan cambios en la frecuencia instantánea del láser.

El segundo término del lado derecho de la ecuación (1) toma en cuenta una amplificación del campo a través del mecanismo de la emisión estimulada, gobernada por el parámetro de ganancia óptica $G(n)$, y por el de atenuación Γ_0 , por las pérdidas en la cavidad.

El último término del lado derecho en la ecuación (1) es una adición hecha por Lang y Kobayashi, y representa el efecto de la retroalimentación de una porción de un campo óptico retrasado en el tiempo, donde el coeficiente de acoplamiento $\tilde{\kappa}$ está dado por:

$$\tilde{\kappa} = \frac{c(1-R_2)\sqrt{R_3/R_2}}{2nl} = \frac{\kappa}{\tau_{in}}, \quad (2)$$

donde el tiempo de transito de la luz a través de la cavidad externa está dado por

$\tau_{in} = 2nl/c$ y $\kappa = (1 - R_2)\sqrt{R_3/R_2}$. Dado que la ecuación (1) solo incluye el efecto de un viaje sencillo a través de la cavidad externa, este modelo está inherentemente limitado al caso de una retroalimentación óptica débil.

Para obtener el coeficiente de retroalimentación que aparece en la ecuación (2), primero se debe determinar la reflectividad efectiva de la faceta del láser sujeta a la retroalimentación óptica. En la figura 1 se muestra la configuración de la cavidad externa a considerar. Si el campo incidente en la faceta derecha del láser (con reflectividad R_2) está dado por $E_i e^{j\omega_0 t}$ y con la consideración de una sola reflexión del campo en la cavidad externa (con reflectividad R_3), entonces el campo total reflejado por esa faceta esta dado por:

$$E_r e^{j\omega_0 t} = \left[\sqrt{R_2} + (1 - R_2)\sqrt{R_3} e^{j\omega_0 \tau} \right] E_i e^{j\omega_0 t}. \quad (3)$$

Esta configuración de la cavidad externa puede ser presentada como un diodo láser con una faceta de reflectividad efectiva, dada por:

$$\frac{E_r}{E_i} = r_{eff} = \sqrt{R_2} (1 + a e^{-j\omega_0 \tau}), \quad (4)$$

donde $a = (1 - R_2)\sqrt{R_3/R_2}$, y está definido por las reflectividades de la faceta derecha del láser y la del espejo externo, siendo éste parámetro una medición de la fuerza de acoplamiento entre la cavidad del láser y la cavidad externa.

Las pérdidas totales Γ de la cavidad del láser con una cavidad externa están dadas por:

$$\Gamma = \Gamma_\omega - \frac{c}{nl} \ln(r_{eff} \sqrt{R_1}) = \Gamma_0 - \frac{c}{nl} \ln(1 + a e^{-j\omega_0 \tau}), \quad (5)$$

donde Γ_0 son las pérdida de la cavidad del láser sin retroalimentación (Γ_ω son las pérdidas de la guía de onda de la cavidad). Si se compara este término con el de las pérdidas en la ecuación (1), entonces se puede llegar a la igualdad siguiente:

$$\frac{1}{2}\Gamma E e^{j\omega_0 t} = \frac{1}{2}\Gamma_0 E e^{j\omega_0 t} + \tilde{\kappa} E(t - \tau) e^{j\omega_0(t-\tau)}. \quad (6)$$

Sustituyendo la ecuación (5) en (6) podemos obtener:

$$\frac{c}{2nl} \ln(1 + a e^{-j\omega_0 \tau}) = \tilde{\kappa} e^{-j\omega_0 \tau}. \quad (7)$$

La cual, para valores de $a \ll 1$ puede escribirse como:

$$\tilde{\kappa} = \frac{ac}{2nl}. \quad (8)$$

Por otra parte, la ecuación propia del campo E está acoplada con la ecuación de la densidad de portadores η :

$$\frac{d}{dt}\eta = -\psi\eta - G(\eta)|E|^2 + \frac{J}{ed}. \quad (9)$$

El primer término del lado derecho, describe la perdida de portadores debido a la emisión espontánea y otros procesos de perdidas, donde ψ es el inverso del tiempo de vida de los portadores. El segundo término del lado derecho, describe la reducción de los portadores a través de la emisión estimulada, donde $G(\eta)$ es la ganancia óptica. El tercer término, describe el incremento en la densidad de portadores por la inyección eléctrica, donde J es la densidad de portadores por la inyección de corriente, e es la carga del electrón y d es el espesor de la región activa. Con este análisis, se demuestra como los cambios en la densidad de portadores modifican el índice de refracción del semiconductor, que a su vez, modifican la frecuencia de resonancia del láser.

Para incluir el efecto del cambio de la densidad de portadores en la frecuencia de resonancia, se utiliza una aproximación lineal para la ganancia y el índice de refracción del láser. Si se consideran pequeñas variaciones $\Delta\eta$ alrededor del valor de la densidad de portadores en el umbral del láser en oscilación libre η_{th} , entonces:

$$n(\eta) = n_{th} + \Delta\eta \frac{\partial n}{\partial \eta}, \quad (10)$$

usando esta aproximación, la frecuencia resonante puede ser expresada como:

$$\omega_N = \omega_{th} - \frac{\omega_{th}}{n_{th}} \left(\Delta\eta \frac{\partial n}{\partial \eta} \right), \quad (11)$$

y la ganancia $G(\eta)$ puede ser aproximada similarmente, como:

$$G(\eta) = G_{th} + \Delta\eta \frac{\partial G}{\partial \eta}. \quad (12)$$

En el umbral, la ganancia del láser en oscilación libre es igual a las perdidas en la cavidad, permitiendo obtener una expresión para $\Delta\eta$:

$$\Delta\eta = (G(\eta) - \Gamma_0) / \frac{\partial G}{\partial \eta} \quad (13)$$

Sustituyendo la expresión (13) en (11), podemos obtener:

$$\omega_N = \omega_{th} + \frac{1}{2} \alpha_{LK} (G(\eta) - \Gamma_0), \quad (14)$$

donde:

$$\alpha_{LK} = - \frac{2\omega_{th}}{n_{th}} \left(\frac{\partial n}{\partial \eta} / \frac{\partial G}{\partial \eta} \right), \quad (15)$$

y realizando una sustitución relativa de ω_N a la frecuencia en oscilación libre del láser en el umbral ($\omega_N - \omega_{th}$) en la ecuación (1), se obtiene:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} (1 + j\alpha_{LK}) G_\eta (\eta(t) - \eta_{th}) E(t) + \frac{\kappa}{\tau_{in}} E(t - \tau) e^{-j\omega_0(\tau)} \quad (16)$$

De esta manera, el factor α_{LK} es una manera fenomenológica de describir el fuerte acoplamiento de la amplitud y la fase que ocurre en los láseres de semiconductor.

Sin embargo, este análisis realizado por Lang y Kobayashi es enfocado a la retroalimentación óptica por reflexión de una cavidad externa hacia el mismo láser emisor.

El encadenamiento por inyección óptica, de un láser de semiconductor maestro con un láser esclavo, es una técnica, en la cual una pequeña porción de la potencia del láser maestro es inyectada dentro de la cavidad de un láser esclavo en oscilación libre. Donde el láser esclavo presenta un mayor ancho de línea y mayor potencia. Si la potencia inyectada y la desviación de frecuencia son las adecuadas, el láser esclavo se encadena a la fase del láser maestro, emitiendo con gran potencia y con las características espectrales del láser maestro (ver figura 2) (Siegman, Antony E., 1986).

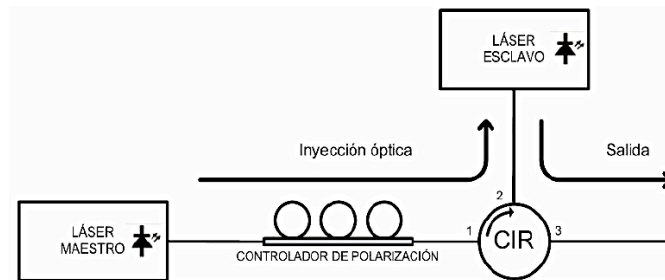


Figura 2. Encadenamiento por inyección óptica de un láser maestro a un láser esclavo.

Suponga que un diodo láser esclavo se encuentra en oscilación libre en una frecuencia ω_0 y produce una intensidad de salida coherente I_0 . Y que una señal externa, de muy baja potencia (I_1) del láser maestro es inyectada dentro del láser esclavo mediante un método de acoplamiento en una frecuencia ω_1 , la cual es variada para aproximarse a la frecuencia de oscilación libre ω_0 del láser esclavo. Cuando la frecuencia ω_1 del láser maestro se encuentra lo suficientemente cerca de ω_0 , tal que la intensidad amplificada del láser esclavo $|\tilde{g}(\omega_1)|^2 I_1$ llega a acercarse a la intensidad de oscilación libre I_0 , ésta alcanza a saturar la ganancia del láser, lo suficiente para que la intensidad de la oscilación libre del láser en ω_0 sea reducida o apagada, amplificando solo la señal inyectada en ω_1 .

En la figura 3, se observa como la señal del láser maestro en la frecuencia ω_I , es amplificada al aproximarse a la frecuencia de oscilación libre ω_0 del láser esclavo, logrando la supresión de la intensidad I_0 al localizarse dentro del “rango de encadenamiento” y aprovecha la ganancia de amplificación del láser esclavo para sí mismo.

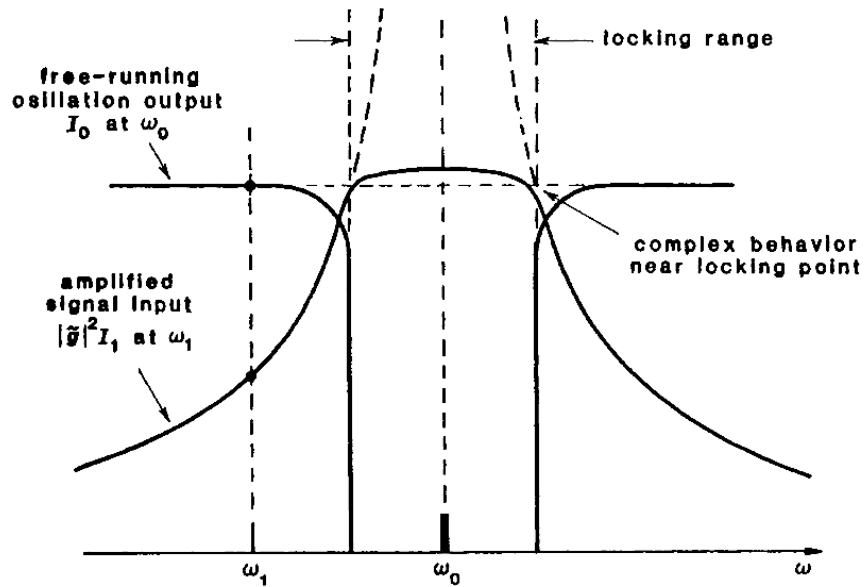


Figura 3. Rango de encadenamiento (Siegman, Antony E., 1986).

La señal en la frecuencia de inyección ω_I , será amplificada a medida que se acerca a la frecuencia central de oscilación libre del láser esclavo ω_0 . Cuando ésta señal se encuentre fuera del rango de encadenamiento, la salida del láser consistirá de una oscilación libre fuerte con una intensidad I_0 , más la amplificación débil de la señal en ω_I . El rango de encadenamiento indica la separación en frecuencia entre el láser maestro y el esclavo para lograr un encadenamiento por inyección óptica.

Para el cálculo del rango de encadenamiento, o sea, que tan cerca de ω_0 es posible aproximar ω_I antes de que la salida amplificada $|\tilde{g}(\omega_1)|^2 I_1$ sea igual a la oscilación libre de salida, llamada I_0 , se utiliza la siguiente expresión (Siegman, Antony E., 1986):

$$\left| \tilde{g}(\omega_1) \right|^2 I_1 = \frac{\gamma_e^2}{(\omega_1 - \omega_0)^2} I_1 \approx I_0, \quad (17)$$

donde γ_e , es la tasa de decaimiento de energía de la cavidad láser debida al acoplamiento externo.

La señal inyectada amplificada, reemplazará a la oscilación libre cuando ésta se encuentre dentro de los valores obtenidos mediante la siguiente expresión:

$$|\omega_1 - \omega_0| \approx \gamma_e \frac{E_1}{E_0} \approx \frac{\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}}, \quad (18)$$

donde ω_0/Q_e es el ancho de banda externo, llamado “ancho de banda de la cavidad fría”.

El rango de encadenamiento total para el oscilador, esta dado por el doble de la expresión (18):

$$\Delta\omega_{enc} \approx 2\gamma_e \frac{E_1}{E_0} \approx \frac{2\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} \quad (19)$$

Éstas expresiones fueron validadas por resultados experimentales mediante el encadenamiento de dos láseres de He-Ne, realizado por Stover, H. L. y W. H. Steier en “Bell Telephone Laboratories” en 1966.

Note que este resultado no contiene parámetros específicos del dispositivo oscilador, excepto por γ_e o por el ancho de banda externo del oscilador, y el índice de la potencia de entrada inyectada sobre la potencia de salida en oscilación libre. Por lo que esta simple ecuación aplica universal a virtualmente para cualquier tipo de oscilador encadenado por inyección, sea láser, mecánico, electrónico, o cualquiera.

El fenómeno del encadenamiento por inyección óptica, se puede llevar a cabo por la auto inyección (SIL), por la inyección de un láser maestro en un láser esclavo en

oscilación libre (OIL), o por una señal de algún proceso no lineal en la fibra, como la emisión de Stokes de Brillouin, entre otras posibilidades.

1.2.2 Generación de las componentes de Stokes de Brillouin en la fibra óptica

La dispersión de Brillouin fue descubierta en 1922 por Louis Brillouin. Ésta es uno de una serie de fenómenos de dispersión característicos que se producen cuando la luz interactúa con medios sólidos, líquidos o gaseosos. La dispersión de Brillouin, es originada por la interacción de la luz con la propagación de ondas acústicas (fonones acústicos) generadas mediante el proceso de electrostricción. Los fotones incidentes son aniquilados, los cuales en conjunto con la creación o aniquilación de un fonón generan los fotones dispersados (emisión) en las frecuencias llamadas Stokes o anti-Stokes, respectivamente. Las componentes de Stokes son desplazadas a frecuencias menores y las anti-Stokes son desplazadas a frecuencias mayores (Damzen, M.J., V. Vlad, A. Mocofanescu, and V. Babin. 2003).

Iniciaremos considerando la generación de una onda acústica mediante la dispersión de Brillouin:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_a, \quad (20)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_a, \quad (21)$$

donde los subíndices p , s y a representan a las señales de bombeo, Stokes y acústica, respectivamente.

Las señales de Stokes y de bombeo oscilan en una frecuencia óptica, mientras que la onda acústica, lo hace en una frecuencia considerablemente menor. Por lo tanto, los vectores de onda de las señales de Stokes y de bombeo serán similares, y mucho más grandes que el acústico. Por lo tanto, se pueden proponer las siguientes aproximaciones $|\vec{k}_p| \approx |\vec{k}_s|$ y $\omega_a \ll \omega_p, \omega_s$, además, al observar la figura 4 se puede

deducir que:

$$|\vec{k}_a| = 2|\vec{k}_p| \sin \frac{\theta}{2}, \quad (22)$$

donde θ es el ángulo formado por las direcciones de propagación de las señales de Stokes y de bombeo.

El bombeo se propaga a lo largo de la fibra, entonces θ es también el ángulo de la señal de Stokes con el eje de la fibra. Como un vector de onda es igual a la frecuencia angular dividido por la velocidad, entonces (Mitschke, Fedor., 2009):

$$\omega_a = V_a |\vec{k}_a| = 2V_a |\vec{k}_p| \sin \frac{\theta}{2}, \quad (23)$$

donde V_a es la velocidad del sonido en la fibra óptica.

El triángulo formado en la figura 4 es muy semejante a un triángulo isósceles, por la aproximación de $|\vec{k}_p| \approx |\vec{k}_s|$, por lo tanto la línea perpendicular divide al vector $|\vec{k}_a|$ y al ángulo θ en dos.

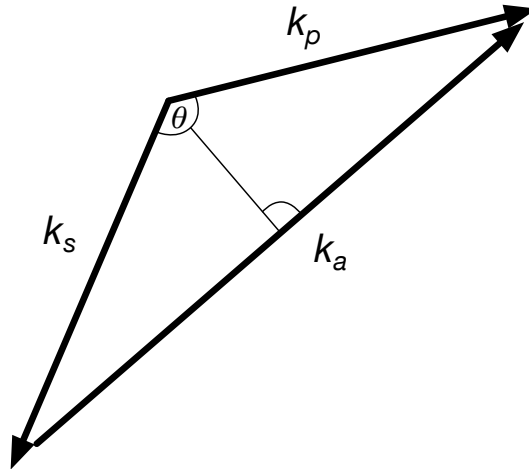


Figura 4. Representación para la relación entre los vectores de onda involucrados en la dispersión de Brillouin y el ángulo θ (Mitschke, Fedor., 2009).

Mediante la expresión (23), se puede observar que el desplazamiento de la señal de Stokes ω_a depende del ángulo θ . El cual desaparece en la dirección de propagación de la bomba ($\theta = 0$) y en contrapropagación es cuando adquiere su máxima amplitud ($\theta = 180$). En el caso de las fibras ópticas monomodales, la propagación de la señal de bombeo es solo en una dirección, por lo que, la señal de Stokes estará presente solamente en contrapropagación al bombeo.

Reescribiendo la ecuación (23), en términos de frecuencia angular y usando el subíndice B para Brillouin, se puede deducir que el desplazamiento de Brillouin está dada por:

$$\nu_B = \frac{\omega_a}{2\pi} = \frac{2V_a |\vec{k}_p|}{2\pi} = \frac{2nV_a}{\lambda_p}, \quad (24)$$

donde n es el índice de refracción de la fibra, V_a es la velocidad acústica, λ_p es la longitud de onda de la luz incidente y el vector de onda $|\vec{k}_p| = 2\pi n / \lambda_p$.

Hablando estrictamente, la SBS no es nula en la dirección de propagación del bombeo, hay una mínima dispersión en ésta dirección conocida como GAWBS (*Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering*), la cual es varios ordenes de magnitud más débil que en retrodispersión (Mitschke, Fedor., 2009).

Como se mencionó, la SBS, puede ser generada en distintos materiales. La potencia necesaria para generar SBS en materiales a granel es del orden de 10^5 W. Esta potencia puede ser reducida incrementando la longitud de interacción y reduciendo el área de la sección transversal del haz de luz. Las guías de onda, cumplen con éstos requerimientos, de las cuales la fibra óptica es la mas atractiva (Damzen, M. J., V. Vlad, A. Mocofanescu, V. Babin, 2003).

La emisión estimulada de Brillouin se caracteriza por el espectro de ganancia de Brillouin $g_B(\Omega)$ con frecuencia central en $\Omega = \Omega_B$. El cual está relacionado con el tiempo de amortiguamiento de las ondas acústicas en función del tiempo de vida de los

fonones. La ganancia de Brillouin tiene un espectro Lorentziano de la forma :

$$g_B(\Omega) = \frac{g_p(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2}, \quad (25)$$

donde Γ_B es el tiempo de amortiguamiento de la onda acústica, y el valor del pico de la ganancia de Brillouin en $\Omega = \Omega_B$ está dado por:

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{8\pi^2 \gamma_{ele}^2}{n_p \lambda_p^2 \rho_0 c v_A \Gamma_B}, \quad (26)$$

donde $\gamma_{ele} \approx 0.902$ es la constante electrostiva y $\rho_0 \approx 2210 \text{ kg/m}^3$ la densidad del sílice.

En el sílice, el ancho de banda para un bombeo de onda continua CW (*Continuous Wave*), se encuentra en el orden de los 30 MHz y está directamente relacionado a Γ_B como:

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi}, \quad (27)$$

donde el tiempo de vida del fonón es $\tau_B = \Gamma_B^{-1}$. (Damzen, M., *et al.*, 2003; Boyd, Robert W., 2008).

En estado estacionario, aplicable para señales CW, con las simplificaciones de $\omega_p \approx \omega_s$ y $\alpha_p \approx \alpha_s \equiv \alpha_z$, la SBS es gobernada por dos ecuaciones acopladas:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha_z I_p, \quad (28)$$

$$-\frac{dI_s}{dz} = g_B I_p I_s - \alpha_z I_s, \quad (29)$$

donde I_p es la dirección de propagación, I_p , I_s son las intensidades, $\alpha_p \approx \alpha_s$ son las perdidas en la fibra en la frecuencia del bombeo y Stokes, respectivamente.

Para la estimación del umbral de Brillouin, la reducción del bombeo en la fibra es despreciada. Usando $I_p(z) = I_p(0)e^{-\alpha_z z}$ en la ecuación 29, e integrando sobre la longitud de la fibra L , se puede encontrar que la intensidad de Stokes crece exponencialmente en dirección de contrapropagación al bombeo como:

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(g_B P_0 L_{eff} / A_{eff} - \alpha_z L\right), \quad (30)$$

donde $P_0 = I_p(0)A_{eff}$ es la potencia de entrada del bombeo, A_{eff} es el área efectiva del núcleo de la fibra y L_{eff} es la longitud efectiva de la fibra y está dada por:

$$L_{eff} = \int_0^L e^{-\alpha_z z} dz = \frac{1 - \exp(-\alpha_z L)}{\alpha_z}. \quad (31)$$

La intensidad de la señal de Stokes crece exponencialmente una vez que la potencia del bombeo rebasa el valor del umbral de Brillouin. Para señales de onda continua CW de banda angosta, el umbral de Brillouin P_{th} , puede ser estimado utilizando la siguiente expresión:

$$\frac{g_B P_{th} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 21, \quad (32)$$

Para fibras de gran longitud tal que $\alpha_z L \gg 1$, se puede utilizar $L_{eff} \approx 1/\alpha_z \approx 21.74$ km, cuando $\alpha_z = 0.2$ dB/km. Usando como valores típicos una $g_B \approx 5 \times 10^{-11}$ m/W y $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$, por lo que P_{th} puede llegar a ser alrededor de 1 mW para señales CW en la región de los 1550 nm. Además, el umbral de Brillouin se incrementa para señales CW cuyo ancho espectral $\Delta\nu_P$, es mayor al ancho de línea del espectro de ganancia de Brillouin (Mitschke, Fedor., 2009).

El espectro de ganancia de Brillouin para fibras de sílice puede diferir significativamente del sílice a granel debido al guiado natural de los modos ópticos y la presencia de dopantes en el núcleo de la fibra. La figura 5 muestra los espectros de ganancia medidos para tres diferentes fibras que tienen diferentes estructuras y diferentes niveles

de dopantes de germanio (GeO_2) en sus núcleos. La medición fue realizada con un láser de semiconductor de cavidad externa operando en $1.525 \mu\text{m}$ y empleando una técnica de detección heterodina con una resolución de 3 MHz. La fibra (a) de la figura 5 tiene un núcleo de sílice casi puro (concentración de Ge_2O_2 cerca a 0.3% por mol). El desplazamiento de Brillouin $\nu_B = 11.25 \text{ GHz}$ en acuerdo a la ecuación (24). El desplazamiento de Brillouin es reducido por las fibras (b) y (c) con una dependencia casi inversa en la concentración de GeO_2 . La fibra (b) cuenta con una estructura de doble pico resultante de la distribución inhomogénea de GeO_2 dentro del núcleo.

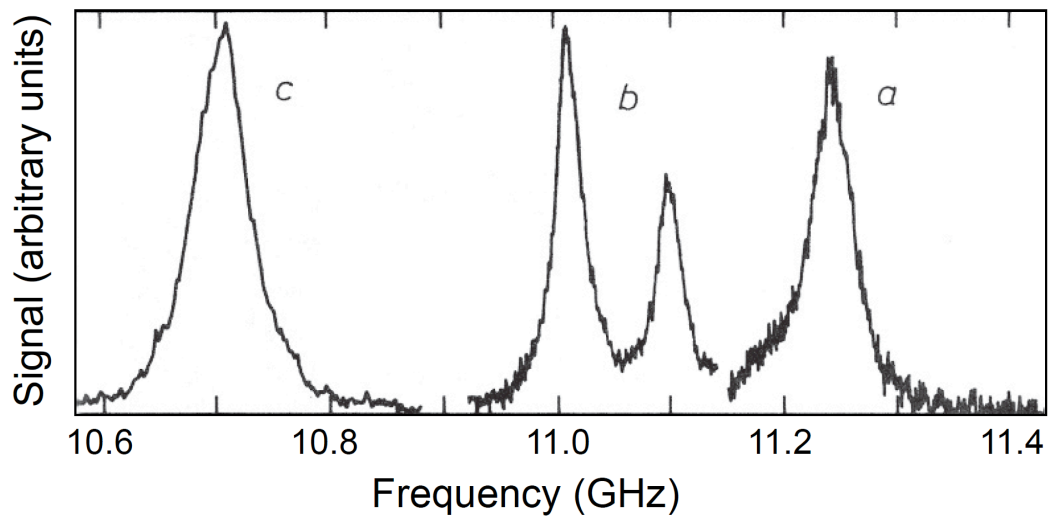


Figura 5. Espectro de Brillouin de tres fibras para $\lambda_p = 1.525 \mu\text{m}$: fibra (a) con núcleo de sílice, (b) de recubrimiento disminuido, (c) de dispersión desplazada (Agrawal, G.P., 2007).

Como se ha presentado anteriormente en la ecuación 24, el desplazamiento en frecuencia por la dispersión Brillouin ν_B , depende del índice de refracción n , y de la velocidad acústica V_A , de los fonones dentro de la fibra. Consecuentemente las variables (físicas o químicas) que afecten a éstos parámetros producen una desviación en ν_B a razón de:

$$\frac{d\nu_B}{dT} = \frac{2}{\lambda} \left[V_A \frac{dn}{dT} + n \frac{dV_A}{dT} \right]. \quad (33)$$

Así, la temperatura (T) como el estrés mecánico influyen en n y en V_A , por lo que variaciones de éstas provocan modificaciones del desplazamiento de frecuencia de Brillouin. En el caso de la temperatura las influencias surgen de los coeficientes termo-ópticos y termo-mecánicos de la fibra. Se ha demostrado que la variación de la velocidad acústica es $\approx 7\%$ en el rango de temperaturas de 20 - 160 °C.

En cuanto al efecto de la elongación mecánica (Δl) en la fibra, se define el coeficiente como:

$$C_s = \frac{1}{v_B} \frac{dv_B}{d\varepsilon} = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\varepsilon} + \frac{1}{V_A} \frac{dV_A}{d\varepsilon}, \quad (34)$$

donde ε es la elongación relativa.

Horiguchi, T., T. Kurashima, y M. Tateda, (1989) demostraron que la relación entre el desplazamiento en frecuencia y en elongación es lineal, y es ser expresado como:

$$C_s(\varepsilon) = v_B(0)[1 + C_s\varepsilon]. \quad (35)$$

Experimentalmente se ha encontrado un valor de 4.6 para C_s , y se ha observado que varía muy poco con diferente tipo de fibra, a pesar de que el desplazamiento característico en frecuencia (bajo condiciones normales) es muy distinto de una a otra.

En general, tanto la dependencia en temperatura como la elongación se deben, fundamentalmente, a un cambio en la velocidad acústica, más que a la modificación del índice de refracción.

Debido a la dependencia existen del desplazamiento de Brillouin en frecuencia de la velocidad acústica en función de la temperatura y la presión, ha sido objeto de una intensa investigación. Se han propuesto diferentes técnicas para el análisis del desplazamiento en frecuencia de Brillouin en la fibra, debido a los cambios de temperatura y de presión. Para efectuar la medición distribuida, se combina la dispersión de Brillouin con técnicas de reflectometría para situar la posición de medida a lo largo de la fibra. Así, utilizando un bombeo pulsado, mediante el tiempo de

propagación se puede medir la dispersión de Brillouin de cada posición de la fibra, y por lo tanto deducir el estado de la variable en observación, lo que se conoce como técnica de Reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo BOTDR (*“Brillouin Optical Time Domain Reflectometry”*). Si se inyecta una señal semilla en contrapropagación de la de bombeo, se genera en la fibra la dispersión estimulada de Brillouin y su análisis da lugar a la técnica conocida como Análisis óptico en el dominio del tiempo BOTDA (*“Brillouin Optical Time Domain Analysis”*). En la figura 6, se muestran los diagramas a bloques de éstas dos técnicas.

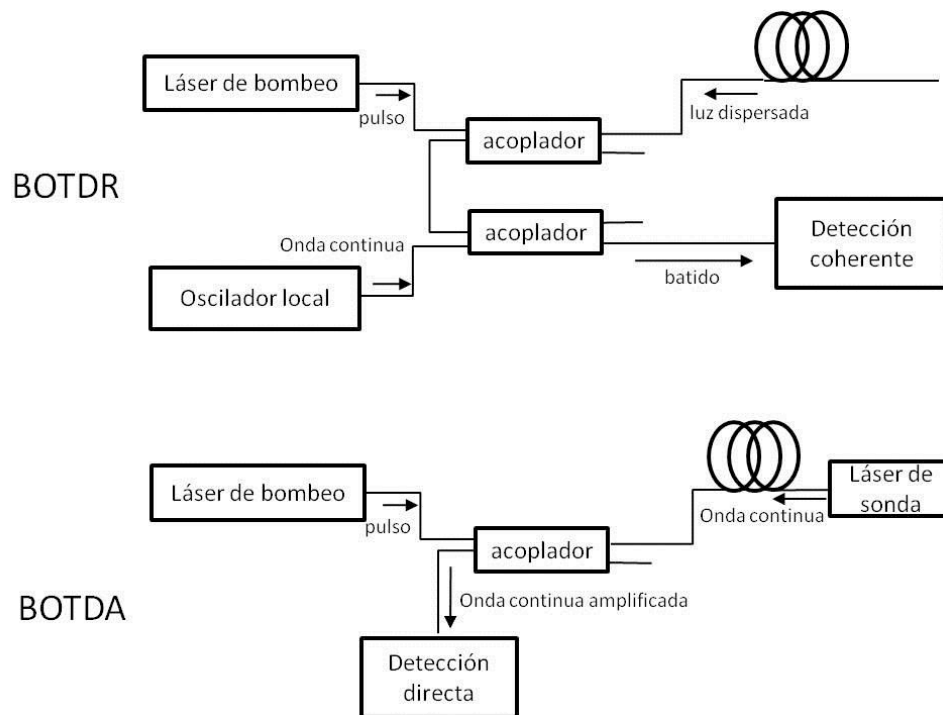


Figura 6. Ilustración de las técnicas: BOTDR y BOTDA.

1.2.3 Láseres de Brillouin y sus aplicaciones para sistemas de comunicaciones y sensores avanzados

Con el descubrimiento de la dispersión de Brillouin y sus importantes aportaciones en las fibras ópticas, se ha demostrado que es un fenómeno que puede tener diversas aplicaciones como láser de banda ultra angosta, amplificación de banda angosta,

sensores distribuidos, conjugación de fase, generación de luz lenta, lásero de alta potencia, lásero multilongitud de onda, generación de señales ópticas en RF, entre otros.

Se han reportado varias configuraciones de sensores distribuidos y de láseres de Brillouin, que presentan una gran variedad en sus características de funcionamiento.

Kwon, Il-Bum., Se-Jong Baik, Kiegon Im, Jae-Wang Yu, (2002) presentaron un sensor compacto de análisis óptico en el dominio del tiempo de Brillouin (BOTDA), que tiene la capacidad de detección y localización de intrusos sobre varios cientos de kilómetros. Alcanzando una resolución espacial de 3 m para una fibra de 4.81 km en un tiempo de 1.5 s de detección.

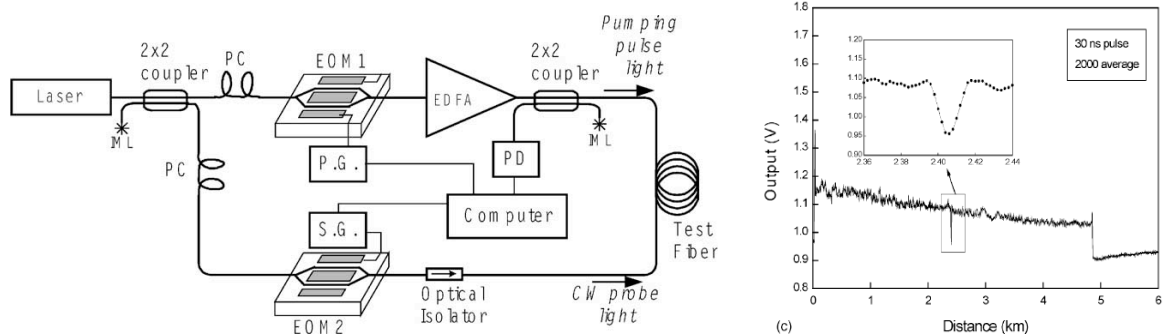


Figura 7. Diagrama esquemático del sensor BOTDA, y la señal de salida detectada (Kwon, Il-Bum. et al., 2002).

En ésta publicación se presenta el uso de la señal de Stokes de Brillouin para ser utilizado en sensores BOTDA, por su dependencia en temperatura y presión de la frecuencia de desplazamiento, como se mencionó anteriormente.

Norcia, S., Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. Huignard, R. Frey (2003) presentaron un láser de fibra de Brillouin mono-modo, eficiente para reducción de portadora óptica de bajo ruido de señales de microondas. Este láser es generado con una potencia de bombeo de bajo nivel en un láser SBS de doble resonancia, donde las señales de bombeo y Stokes son simultáneamente resonantes. En el esquema experimental se emplea un actuador piezoeléctrico (PZT) para el control de la longitud de la cavidad y la fase dentro del anillo.

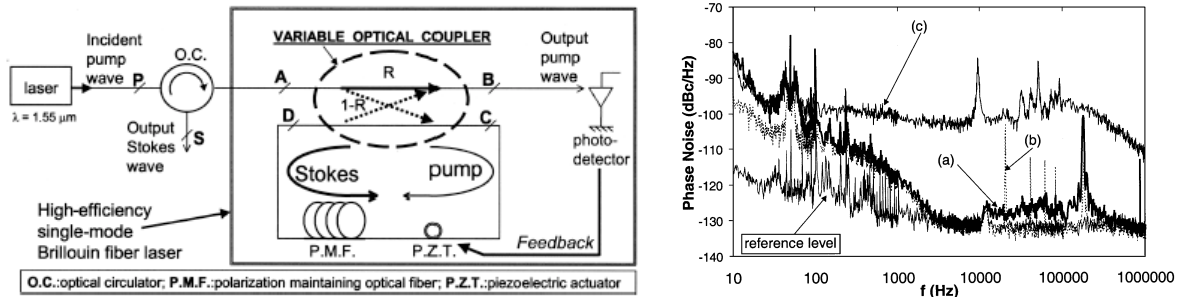


Figura 8. Esquema experimental del láser de Brillouin mono-modo, y mediciones del ruido de fase en una señal de RF de portadora óptica (Norcia, S., et al., 2003).

En la cavidad resonante de este láser se requiere de una estabilización activa mediante el piezoeléctrico, que lo hace complicado y costoso.

Zhao, Y.J., Q.P. Wang, J. Chang, J.S. Ni, C. Wang, Z.H. Sun, P.P. Wang, G.P. Lv, y G.D. Peng (2012) presentaron la supresión del ruido de intensidad relativo RIN (*Relative Intensity Noise*) de un láser de fibra de retroalimentación distribuida dopado con Erblio (DFB-FL), mediante el auto-encadenamiento por inyección. Logrando una supresión del RIN de 16 dB/Hz con una potencia de bombeo de 25 mW.

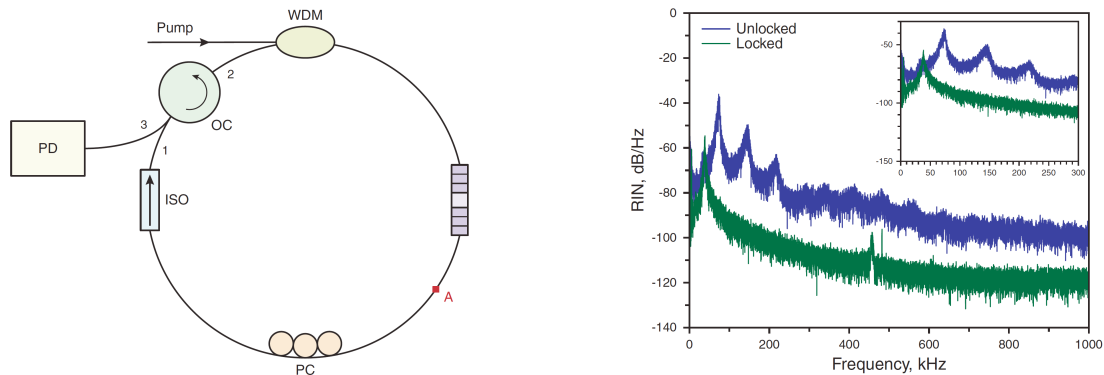


Figura 9. Configuración del láser DFB-FL (izq); reducción del RIN con SIL (der).

Wang, Gaomeng., Li Zhan, Jinmei Liu, Tao Zhang, Jun Li, Liang Zhang, Junsong Peng, y Lilin Yi., (2013) reportaron un láser de fibra de Brillouin mono-modo sintonizable al nivel de un watt con alta relación señal a ruido óptica. El cual alcanzó como máximo una potencia de 1.04 W con una señal de bombeo de 2.24 W, y un ancho de línea de 0.6 kHz.

Huang, C., Dong, X., Zhang, N., Zhang, S., y Shum, P. P., (2014), reportaron un láser aleatorio de fibra de Brillouin-Erbio multilongitud de onda que incorpora una rejilla de Bragg en fibra “*chirped*”, el cual incluye una cavidad medio-abierta para combinar la dispersión de Rayleigh con las reflexiones de las rejillas de Bragg en la fibra. Como resultado, presenta la generación de hasta 5 canales de salida con una separación de 0.88 nm y un ancho de línea de 0.02 nm. La relación señal a ruido de la salida es mayor a 15dB y el espectro se mantiene estable hasta 30 minutos.

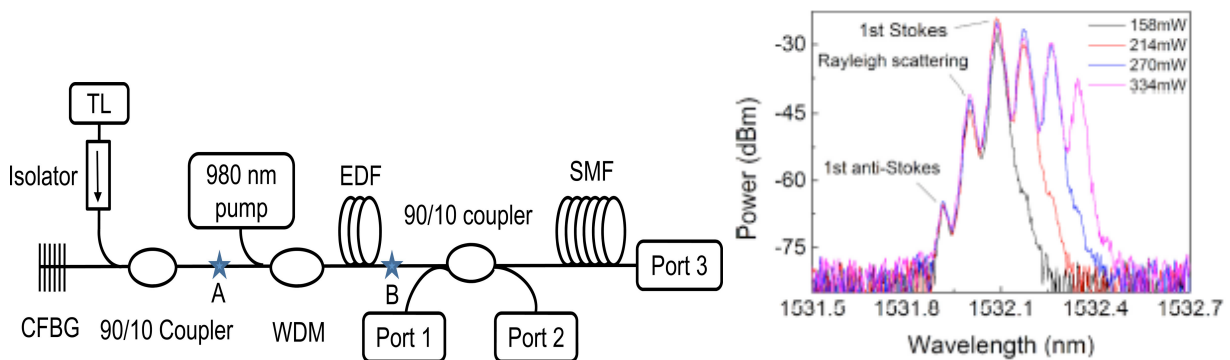


Figura 12. Esquema experimental, y el espectro de salida del láser en el puerto 1 (Huang, C., et al., 2014).

En este láser multilongitud de onda se presenta la generación de Stokes de alto orden en una fibra mono-modo de 40 km, imposible reducir o llevar a óptica integrada ésta configuración.

Zhao, Junfa., C. Zhang, Z. Ji, C.Y. Miao, H. Gu, Z. Tong, X. S. y J. Bai., (2014), demostraron un láser de fibra de Brillouin mono-modo (SLM-BFL) sintonizable de ancho de línea ultra angosto, usando 205 m de fibra de alta no-linealidad (HNLF). La operación monomodal es garantizada por los filtros en cascada de un anillo Fabry-Perot y un filtro auto-inducido en 4 m de fibra dopada de Erbio no bombeada. Obteniendo como resultado un láser de Brillouin de 0.29 kHz de ancho de línea con una relación señal a ruido mayor a 70 dB en los 45 nm del rango sintonizable.

1.2.4 Encadenamiento por inyección óptica con la emisión de Stokes de Brillouin

Thévenaz, L., S. Le Floch, D. Alasia and J. Troger,, (2004), presentaron las grandes potencialidades del encadenamiento por inyección, aplicado a dos láseres DFB para la generación de señales de alta calidad, para aplicaciones en sensores. Las señales obtenidas superan a las generadas con moduladores externos, reduciendo el costo. Demostrando la generación de señales puras en AM, FM, desplazadas en frecuencia, y de barrido en frecuencia, mediante la técnica del encadenamiento por inyección.

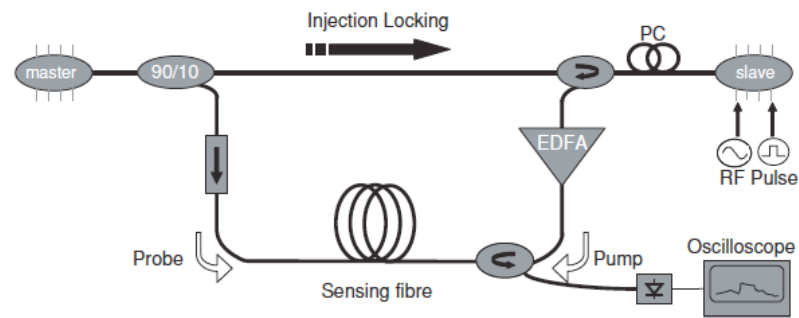


Figura 15. Diagrama esquemático para el encadenamiento por inyección para sensores de Brillouin (Thévenaz, L., *et al.*, 2004).

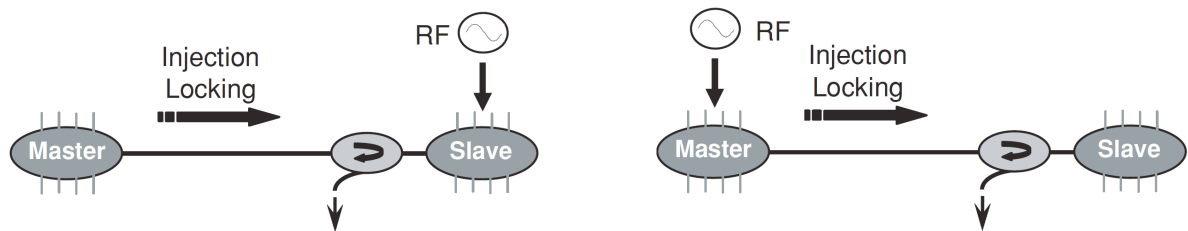


Figura 16. Configuraciones del encadenamiento por inyección para modulaciones puras de AM (izq) y FM (derecha) (Thévenaz, L., *et al.*, 2004).

En las configuraciones propuestas, incluyen modulación externa en RF en el láser maestro o esclavo, el cual puede introducir ruido eléctrico adicional al sistema.

Castro Muñoz, M. y V.V. Spirin, (2008), reportaron dos nuevas configuraciones de encadenamiento por inyección óptica (OIL), para la generación de una señal en la frecuencia de Stokes, estable en frecuencia e intensidad, sin generadores de microondas ni moduladores electro-ópticos.

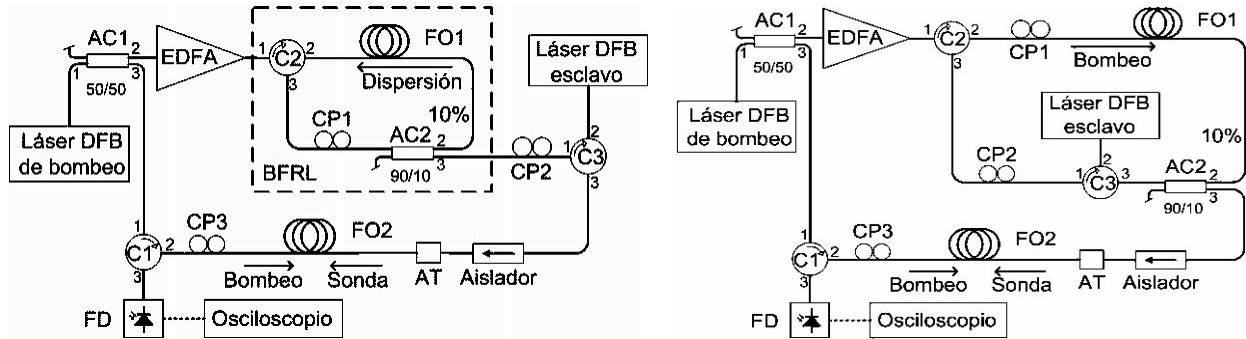


Figura 17. Montaje experimental del encadenamiento: con la emisión del láser de Brillouin, con la amplificación de Brillouin en la retroalimentación SILBAF (Castro Muñoz, M. y V.V. Spirin, 2008).

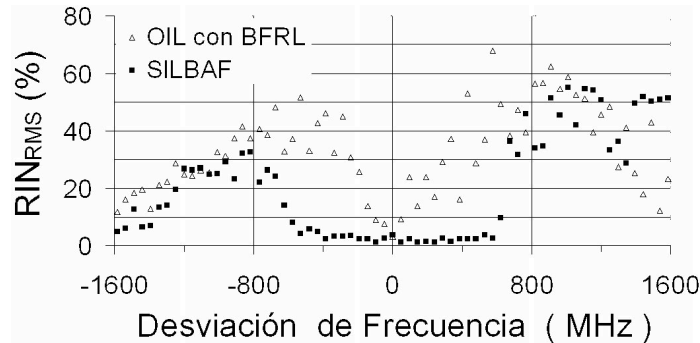


Figura 18. Mediciones del RIN RMS en la señal amplificada con la fibra de prueba.

En este trabajo presentado por Castro-Muñoz (2008) se usa el encadenamiento por inyección óptica de láseres de semiconductor para el primer Stokes (frecuencia de 11GHz) con dos métodos diferentes, presentando resultados similares.

Analizando las posibles aplicaciones, los beneficios de la dispersión de Brillouin, el encadenamiento por inyección óptica y auto encadenamiento, se propone realizar un estudio de éstos fenómenos y generar nuevas fuentes de luz de alta pureza espectral, con angosto ancho de línea y bajo ruido, para sistemas de comunicaciones ópticos y sensores distribuidos de fibra. Como se ha presentado, se pueden generar múltiples componentes de Stokes para diversas aplicaciones, en este trabajo se plantea una sincronización de láseres DFB con componentes de Stokes de bajo y alto orden, para generar frecuencias ópticas moduladas en el espectro de las microondas.

1.3 Objetivos

1.3.1 Objetivo General

Estudio teórico-experimental de la sincronización de láseres para sistemas de comunicación y sensores de fibra óptica avanzados.

1.3.2 Objetivos Particulares

Estudio de la sincronización de láseres de semiconductor DBF, mediante el encadenamiento y auto-encadenamiento por inyección óptica, y sus aplicaciones en sensores y sistemas de comunicaciones de fibra óptica avanzados.

Desarrollo e investigación de nuevas fuentes de luz, para sensores y sistemas de comunicación avanzados, incluyendo nuevos esquemas de láseres de Brillouin de cavidad de anillo resonante con el fenómeno de auto-encadenamiento por inyección óptica.

Estudio teórico y experimental de la sincronización por el encadenamiento por inyección óptica con las componentes de Stokes de alto orden en fibra óptica de la radiación de Brillouin. Así, como el estudio de la generación de las componentes de Stokes del alto orden con esquemas especiales de láseres.

Estudio teórico y experimental de la sincronización con auto-encadenamiento por inyección con cavidades de fibra en anillo doblemente resonante para sistemas de comunicación y sensores de fibra óptica avanzados.

Estudio de la estabilidad en nuevos esquemas de láseres de fibra de Brillouin estabilizados pasivamente con la cavidad doblemente resonante en la frecuencia del bombeo y en la emisión de Stokes, como en nuevos esquemas con configuraciones especiales.

1.4 Organización de la Tesis

El presente manuscrito se encuentra organizado de la siguiente manera: en el capítulo 2, se describe el encadenamiento por inyección del láser de semiconductor con componentes de Stokes de Brillouin alto orden, demostrando el rango de encadenamiento del láser DFB con diferente componente de Stokes.

En el capítulo 3, presenta el análisis y la simulación de una cavidad resonante en sus diferentes regímenes de acoplamiento, la cual será utilizada como filtro para lograr el auto-encadenamiento de un láser DFB, registrando el ancho de línea del láser encadenado en los diferentes regímenes.

En el capítulo 4, se presenta una nueva técnica de ajuste de la longitud de la cavidad resonante, para generar resonancia simultánea en el bombeo y la emisión de Stokes; así como la observación experimental de este fenómeno; además, se incluye un estudio de la estimación de incertidumbres por mediciones indirectas.

El capítulo 5, comprende configuraciones de láseres encadenados con cavidades resonantes de diferente longitud, corta y larga, y un láser con una cavidad compleja. Siendo éstas nuevas fuentes de luz para sistemas de comunicaciones coherentes y sensores distribuidos.

Para culminar con las conclusiones en el capítulo 6, así como las líneas futuras de investigación y las publicaciones derivadas de ésta tesis.

Capítulo 2

Encadenamiento por inyección óptica del láser de semiconductor con componentes de Stokes de Brillouin de alto orden

En este capítulo, se aborda la investigación del encadenamiento por inyección óptica de láseres de semiconductor con componentes de Stokes de bajo y alto orden; donde la configuración propuesta ofrece la posibilidad de la generación de señales microondas en múltiplos de la frecuencia de Brillouin en el rango de 10 a 100 GHz sin moduladores externos.

La generación de la emisión de Stokes de Brillouin se produce cuando la potencia de la señal inyectada alcanza el umbral de Brillouin dentro de la fibra. Por otra parte, la generación de las componentes de Stokes de mayor orden son generadas cuando el primer Stokes alcanza la potencia suficiente para llegar a ser el bombeo para generar el Stokes del siguiente orden, y así sucesivamente. Las señales de Stokes de números pares se generan en copropagación con la señal de bombeo original que genera el primer Stokes; mientras que las señales de Stokes impares se propagan en contrapropagación de la señal de bombeo original (Boschung, L.J., Thèvenaz and P. A. Robert., 1994; Nicati, Pierre-Alain, K. Toyama, and H. J. Shaw., 1995).

Una representación gráfica del fenómeno del encadenamiento por inyección óptica en configuración esclavo maestro con las componentes de Stokes se presenta en la figura 19. En la cual, se utiliza un láser de Brillouin multi-Stokes como láser maestro para realizar la inyección de todas las componentes de Stokes generadas usadas como señal semilla; la longitud de onda del láser DFB esclavo debe ser sintonizada para coincidir con la longitud de onda central de una de las componentes de Stokes inyectadas, y así poder generar el fenómeno del encadenamiento por inyección en configuración maestro-esclavo.

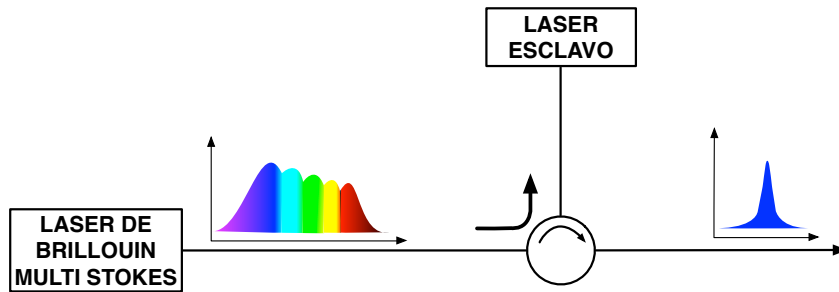


Figura 19. Representación del encadenamiento de un láser DFB esclavo con componentes de Stokes de alto orden.

2.1 Configuración para la investigación del efecto del encadenamiento de un láser DFB con las componentes de Stokes de Brillouin

La generación de las componentes de Stokes de Brillouin es el primer paso para poder llevar a cabo el encadenamiento del láser DFB esclavo con éstas. El esquema experimental completo para la investigación del encadenamiento por inyección óptica con las componentes de Stokes de Brillouin de alto orden, es mostrado en la figura 20. En esta configuración se presenta una cavidad de láser de Brillouin, que consta de dos espejos de Sagnac conectados entre si (líneas en color azul en figura 20). La prima cavidad de Sagnac cuenta con 5 km de fibra dentro del anillo y el otro espejo de Sagnac solo cuenta con 3 m de fibra estándar mono-modo SMF-28, en ambos casos.

La configuración propuesta crea una cavidad láser compleja, con una cavidad lineal principal basada en los espejos de Sagnac y una retroalimentación especial adicional (líneas en color rojo en la figura 20).

La potencia de salida del láser DFB de bombeo que opera en una longitud de onda cercana a los 1535.7 nm, es amplificada por un amplificador de fibra dopada de Erbio EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) hasta 100 mW y es inyectada a la cavidad principal del láser de Brillouin hacia el primer espejo de Sagnac mediante el circulator óptico OC1 y el acoplador C1 de 3 dB. El controlador de polarización PC1 dentro del primer anillo es ajustado para maximizar la reflexión del bombeo y por lo tanto la

reflexión de las componentes de Stokes generadas dentro de la cavidad principal del láser de Brillouin. Este ajuste es monitoreado por el fotodetector PD-3.

La retroalimentación especial consiste del láser DFB de Stokes esclavo, el cual es encadenado con alguna componente de Stokes del láser de Brillouin, el circulador OC2, el controlador de polarización PC3 y los acopladores C2 - C5. El interruptor óptico OS es utilizado para activar/desactivar la retroalimentación óptica para obtener el régimen de encadenamiento por inyección del láser esclavo.

El encadenamiento directo del láser DBF esclavo con la emisión de Stokes de salida del láser de Brillouin, obviamente puede llevar a un régimen inestable, debido a la inestabilidad en intensidad de las componentes de Stokes en láseres de fibra óptica de Brillouin de múltiples longitudes de onda (Shahi, S., S.W. Harun, and H. Ahmad, 2009; Lim, D.S., H.K. Lee, K.H. Kim, S.B. Kang, J.T. Ahn, y M.-Y. Jeon. 1998; Fotiadi, A.A., 2010). Por esta razón, en lugar de realizar un encadenamiento directo ordinario del láser DFB con la radiación del láser de Brillouin independiente, se incluye la emisión del láser DFB esclavo dentro de la cavidad principal del láser de Brillouin, a través del C3.

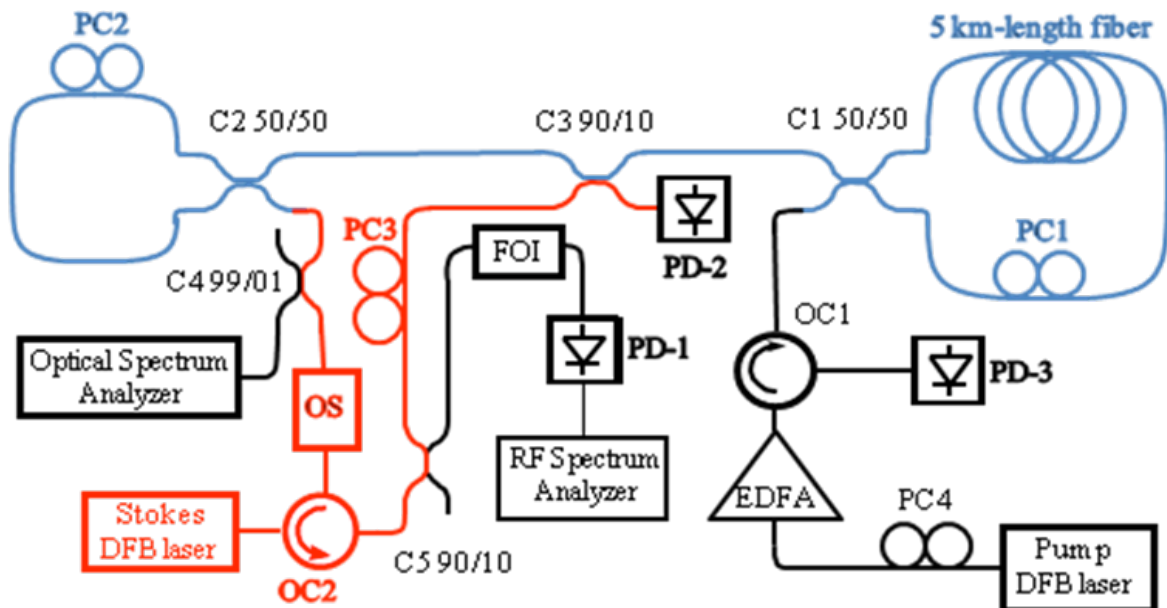


Figura 20. Esquema experimental para el encadenamiento por inyección. PC - controlador de polarización, OC - circulador óptico, PD - fotodetector, C - acoplador, FOI - interferómetro de fibra, OS - interruptor óptico.

Esta configuración propuesta proporciona un encadenamiento por inyección en régimen estable, debido a que se usa la estabilidad en intensidad de la emisión del láser esclavo DFB como una señal “semilla” para la creación de las componentes de Stokes en el láser de Brillouin, y así se utilizan estas componentes de Stokes amplificadas para el auto-encadenamiento del láser esclavo. La proporción de las potencias entre las señales reflejada y de encadenamiento es ajustada por el controlador de polarización PC2. Ambos láseres DFB utilizados en este esquema experimental cuentan con un aislador óptico de 30 dB, pero incluso una pequeña parte de la emisión que pasa a través del aislador es suficiente para encadenar al láser DFB esclavo. La emisión de salida del láser DFB esclavo fue capturada por el fotodetector PD-1 de 1 GHz y almacenada por un analizador de espectro de RF con un ancho de banda de 3 GHz. La emisión que circula dentro de la cavidad principal del láser de Brillouin fue analizada por el fotodetector PD-2 de 1 GHz y por un analizador de espectro óptico.

El espectro óptico de la emisión del láser de Brillouin, se presenta en la figura 21. El láser de Brillouin proporciona la generación simultánea de varias componentes de Stokes, que dependen de la potencia de la bomba y la reflectividad del segundo espejo de lazo de Sagnac. La reflectividad es modificada ajustando el controlador de polarización PC2. Los umbrales medidos para la generación del 1, 2, 3, 4 y 5^{to} componente de Stokes, en la potencia del láser de bombeo fueron iguales a 7.2, 13.1, 22, 33 y 50 mW, correspondientemente.

El funcionamiento multi-longitud de onda del láser de Brillouin generalmente resulta de la cascada de la dispersión de Brillouin estimulada para la generación de componentes mayores por los Stokes de menor orden. La mezcla de cuatro ondas FWM (*Four Wave Mixing*) afecta principalmente la generación de los anti-Stokes y las componentes de Stokes de alto orden (Parvizia, R., N.M. Ali, S.W. Haruna, M. Moghavvemi, H. Arof, and H. Ahmada, 2011).

La configuración del láser de Brillouin con 5 km de fibra óptica SMF-28 dentro del lazo de Sagnac de reflexión total, proporciona una eficiente transformación de la potencia de la bomba a emisión de Stokes. La eficiencia de la conversión de la potencia de la

bomba a la emisión de Stokes incrementa del 30% para la componente de 2º orden hasta el 50% para el 5º componente de Stokes.

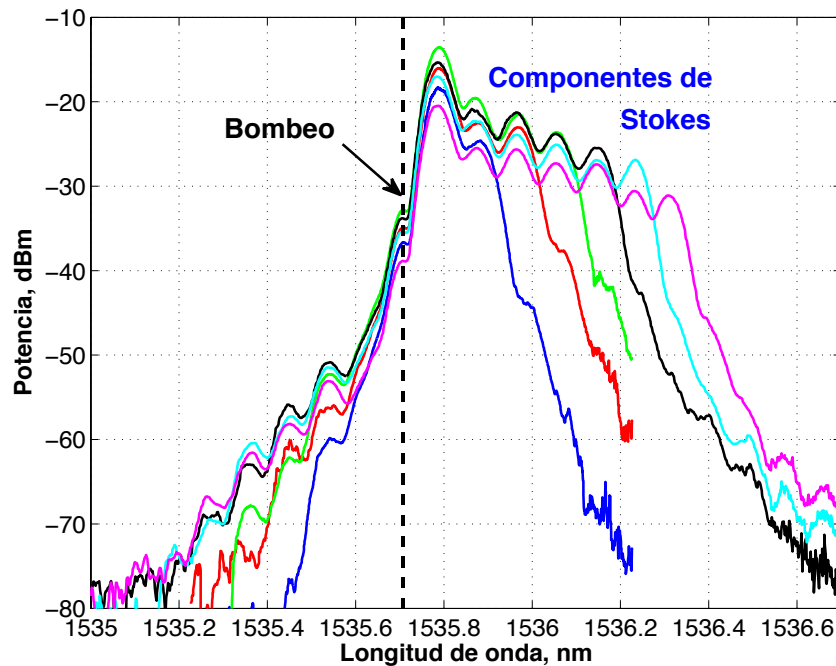


Figura 21. Espectro óptico del láser de Brillouin multi-longitud de onda en diferentes niveles de potencia de bombeo.

2.2 Encadenamiento y ruido en diferentes componentes de Stokes

La influencia de la retroalimentación especial sobre el espectro del láser de fibra de Brillouin es mostrado en la figura 22. Las mediciones fueron tomadas ligeramente debajo del umbral de la componente del segundo Stokes <13.1 mW. Inicialmente el láser DFB esclavo fue sintonizado para operar en la longitud de onda del segundo Stokes para la fibra SMF-28 por medio del ajuste de su temperatura y corriente de inyección. El interruptor óptico OS controla los regímenes de encadenamiento/desencadenamiento del láser esclavo mediante la interrupción de la emisión proveniente de la cavidad del láser DFB de Stokes. Mientras tanto, la emisión de salida del láser de Stokes siempre está presente en la cavidad principal del láser de Brillouin (ver figura 20).

En ausencia de la emisión de encadenamiento (OS deshabilitado), la longitud de onda del láser DFB esclavo en oscilación libre se aleja rápidamente del angosto intervalo de amplificación de Brillouin (Boyd, Robert W. 2008) en la fibra de 5 km. En este caso la emisión de salida del láser esclavo prácticamente no produce distorsión en la emisión que es generada dentro de la cavidad principal del láser de Brillouin del ruido de Brillouin (Fotiadi, A.A., Kiyan, R., Deparis, O., Mégret, P. and Blondel, M., 2002), como se observa en la figura 22 (trazo en color azul). En contraste al láser en oscilación libre, el láser DFB esclavo encadenado proporciona una retroalimentación especial que cambia el espectro de la emisión del láser de Brillouin (figura 22, trazo en color rojo).

La configuración propuesta presenta propiedades inherentes al mismo tiempo en dos fenómenos: en el auto-encadenamiento y encadenamiento por inyección en configuración maestro-esclavo. El láser DFB de bombeo controla la longitud de onda del láser DFB de Stokes a través de la dispersión de Brillouin, demostrando así el fenómeno de encadenamiento por inyección maestro-esclavo. Por otra parte, la emisión del láser DFB de Stokes es amplificada por la ganancia de Brillouin en el láser de Brillouin y es retroalimentado a la misma cavidad a través del circulador óptico OC2, llevando a cabo el auto-encadenamiento del láser de Stokes.

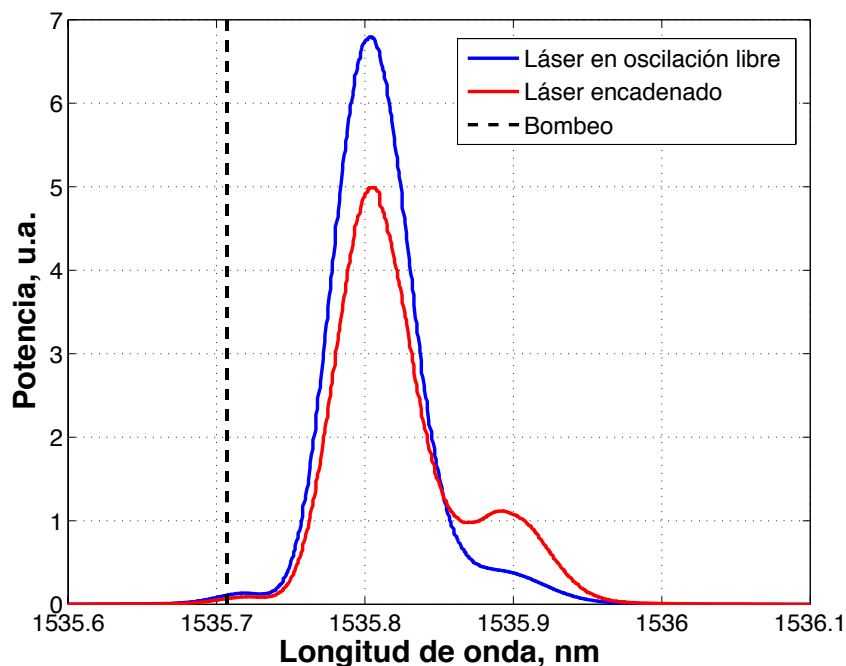


Figura 22. Espectro óptico del láser de Brillouin: encadenado y no encadenado.

El encadenamiento por inyección modifica significativamente el ancho de línea del láser DFB esclavo. El ancho de línea del láser esclavo fue medido con un interferómetro de fibra óptica auto-homodino FOI (*Fiber Optic Interferometer*) con un tiempo de retardo de $3.5 \mu\text{s}$, que permite mediciones hasta de 250 KHz (ver figura 20), y monitoreado por un analizador de espectros de RF modelo HP1198OA.

El espectro de potencia de la mezcla auto-homodina retardada del láser esclavo operando cerca de la componente del segundo Stokes, se muestra en la figura 23. Se registró el espectro de potencia del láser en oscilación libre sin emisión de encadenamiento (trazo en color azul en la figura 23) y el nivel de ruido sin ninguna señal óptica de entrada (trazo en color negro). Habilitando el interruptor OS, bajo la condición de encadenamiento, se observó una modificación considerable en el espectro de potencia, que corresponde a una reducción significativa en el ancho de línea del láser DFB esclavo encadenado al 2º componente de Stokes (trazo en color rojo).

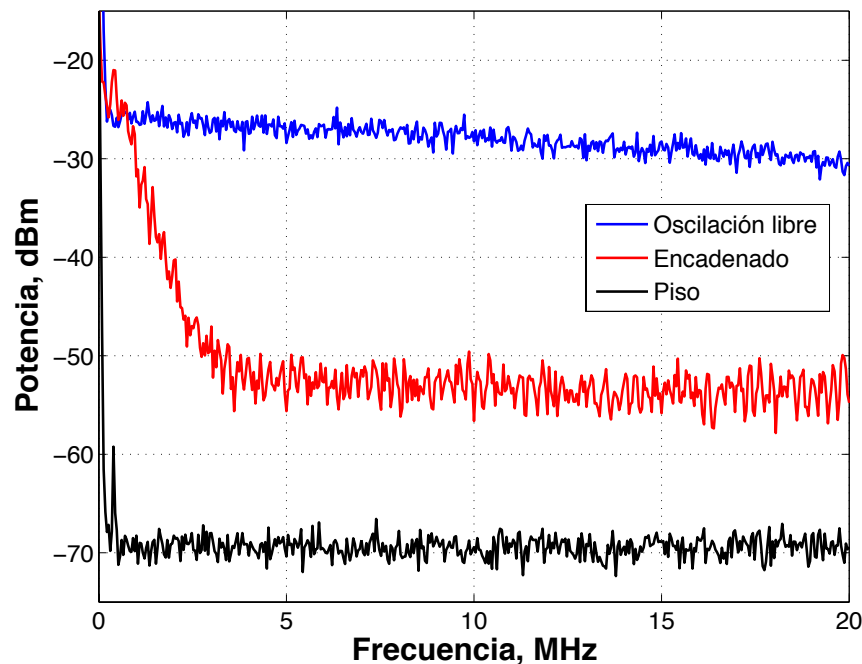


Figura 23. Espectro de potencia auto-homodino retardado del láser de Stokes esclavo. En oscilación libre, encadenado con el 2do Stokes y piso del medidor.

Cualitativamente el mismo resultado fue registrado para el láser de Stokes encadenado con el 5^{to} componente de Stokes. Para este caso, el láser DFB esclavo fue sintonizado para operar en la longitud de onda correspondiente al 5^o componente de Stokes, mediante el ajuste de la temperatura y el nivel de corriente de inyección de dicho láser.

La figura 24 muestra el espectro de potencia de la mezcla auto-homodina retardada del láser esclavo en oscilación libre (trazo en color azul) y encadenado en la componente del 5^{to} Stokes (trazo en color rojo). En este caso, también se registró una reducción significativa en el ancho de línea del láser DFB encadenado. Además, se presenta la potencia del espectro del láser DFB fuera del intervalo de encadenamiento, la cual es muy similar al espectro del láser registrado en oscilación libre (trazo en color negro).

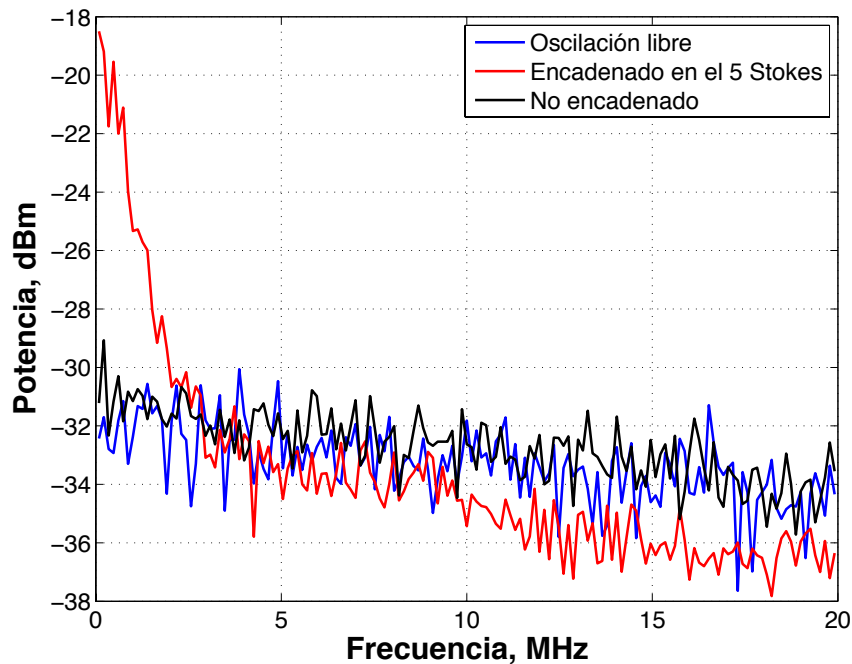


Figura 24. Espectro de potencia auto-homodino retardado del láser de esclavo. En oscilación libre, encadenado con el 5^o Stokes y fuera del rango de encadenamiento.

El Ruido de Intensidad Relativa RIN (*Relative Intensity Noise*) es una medida importante relativa a la relación señal a ruido SNR (*Signal-to-Noise Ratio*) en los sistemas de comunicaciones ópticas, es deseable un valor muy bajo del RIN. El RIN está dado por la siguiente expresión (Derickson, Dennis, 1998):

$$RIN = \frac{(\Delta P)^2}{(P_{AVG})^2}, \quad (36)$$

donde $(\Delta P)^2$ es la media cuadrática de la densidad espectral de la fluctuación de intensidad de la señal óptica y P_{AVG} es la potencia óptica promedio.

La figura 25 muestra el RIN del láser DFB esclavo en bajas frecuencias, donde la diferencia espectral entre la oscilación libre y el encadenamiento del láser fue más obvia. Para la medición del RIN se retiró el FOI (figura 20), la señal fue registrada con el PD1 y el analizador de espectros de RF. El RIN para el encadenamiento con el 2° Stokes del láser esclavo es casi idéntica al RIN del láser en oscilación libre excepto por picos que corresponden a la oscilación con la frecuencia de resonancia de la cavidad principal del láser de Brillouin. Sin embargo los picos del láser esclavo encadenado con el 5° componente de Stokes fue más grande de 10 a 20 dB. El efecto similar fue reportado anteriormente para láseres Raman en cascada por Babin, S.A., D.V. Churkin, A.A. Fotiadi, S.I. Kablukov, O.I. Medvedkov, and E.V. Podivilov, (2005). Probablemente podría ser mitigado por el uso de la retroalimentación de Rayleigh distribuida en lugar de una cavidad de espejo (Fotiadi, A. A., and R. V. Kiyan, 1998).

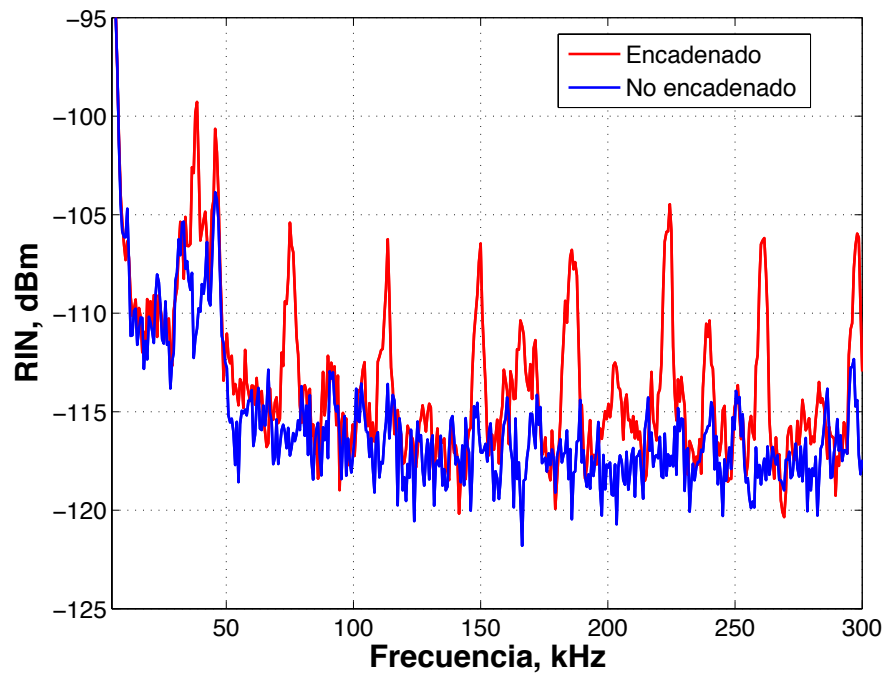


Figura 25. RIN del láser DFB esclavo en oscilación libre, y encadenado al 2° Stokes.

La óptica heterodina de la señal del bombeo y las señales del láser de Stokes encadenado potencialmente, pueden generar de señales ópticas moduladas en el espectro de las microondas en múltiplos de la frecuencia del desplazamiento de Brillouin. Sin embargo, un análisis mas detallado de la estabilidad y el ruido de las señales ópticas moduladas en microondas obtenidas con el método propuesto es requerido.

2.3 Rango de encadenamiento de las componentes de Stokes de bajo y alto orden

El intervalo de encadenamiento del láser DFB de Stokes esclavo fue registrado por la medición de su ancho de línea en función de la frecuencia de desacuerdo entre el láser DFB esclavo en oscilación libre y las frecuencias exactas de las componentes de Stokes. La frecuencia de las componentes de Stokes depende de la frecuencia del láser de bombeo y el desplazamiento de Brillouin en la fibra de referencia. Durante la medición se mantuvieron constantes todos éstos parámetros y únicamente se modificó la longitud de onda del láser esclavo en oscilación libre. Experimentalmente, la frecuencia de desacuerdo fue modificada a través del cambio de la corriente de inyección del láser DFB esclavo. Con una variación del 1% de la corriente del láser su frecuencia se desplazaba más de 2 GHz. El ancho de línea del láser fue estimado por la medición de la anchura a media altura FWHM (*Full width at half maximum*) del espectro de potencia de esta mezcla , utilizando la estimación de los -3 o -10 dB en puntos de medición del ancho completo (Derickson, Dennis., 1998).

La figura 26 muestra las dependencias del ancho de línea del láser DFB esclavo contra la frecuencia de desacuerdo entre éste y la frecuencia central del 2° y 5° componente de Stokes. El cero el eje de las abscisas corresponde a la diferencia en frecuencia entre el bombeo en oscilación libre y la emisión de Stokes que corresponden exactamente al doble y quinto múltiplo del desplazamiento de Brillouin en la fibra de referencia, ≈ 21.74 GHz (trazo en color azul) y ≈ 54.35 GHz (trazo en color verde), respectivamente.

Fuera del intervalo de encadenamiento, el ancho de línea del láser DFB esclavo es aproximadamente igual a 20 MHz, que corresponden al ancho de línea del láser en oscilación libre. Cuando el valor absoluto de la frecuencia de desacuerdo es cercana a cero, el láser DFB de Stokes es encadenado con la componente de Stokes correspondiente. Se registró una reducción en el ancho de línea mayor a 20 veces, cuando la frecuencia del láser DFB esclavo se encuentra dentro del intervalo de encadenamiento.

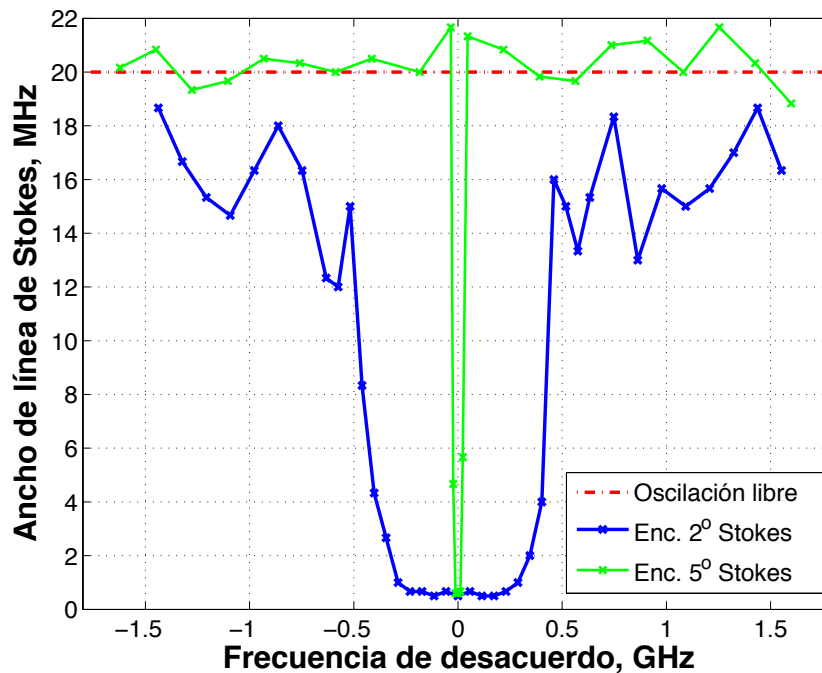


Figura 26. Ancho de línea del láser DFB esclavo contra la frecuencia de desacuerdo entre éste y la frecuencia central de la componente de Stokes. En oscilación libre, encadenado al 2º y 5º Stokes.

El intervalo de encadenamiento para la longitud de onda de la componente de Stokes de 2º orden fue aproximadamente de 1 GHz. La relación entre las potencias del láser maestro y esclavo, que es inyectada dentro de la cavidad del esclavo, esta dada por ρ . En este caso en particular, $\rho \approx 10^{-5}$, demostrando que el intervalo de encadenamiento registrado es común para los láseres DFB con $\rho = 10^{-5}$ (Thévenaz, L., *et al.*, 2004). Sin embargo, el intervalo de encadenamiento para la longitud de onda del 5º Stokes fue

significativamente menor para un valor similar del índice p , probablemente debido a la inestabilidad de la intensidad más significativa de la componente del 5° Stokes que se encuentra circulando dentro de la cavidad del láser de Brillouin.

2.4 Resultados

Las aportaciones de este capítulo son la demostración experimental de una nueva configuración de encadenamiento por inyección óptica donde el láser DFB fue encadenado con las componentes de Stokes de Brillouin de alto orden generadas por un láser de Brillouin multi-longitud de onda de fibra óptica. La configuración propuesta presenta propiedades inherentes en los fenómenos del encadenamiento por auto inyección y encadenamiento por inyección en configuración maestro-esclavo al mismo tiempo. Se registró un significativo estrechamiento en el ancho de línea del láser DFB encadenado. La técnica puede proporcionar la generación de señales ópticas moduladas en microondas estables con frecuencias en el rango de 10 a 100 GHz. El resultado tiene importantes consecuencias para la generación de señales ópticas moduladas en microondas, nuevos sensores de fibra óptica distribuidos basados en Brillouin y láseres de Brillouin multi-cascada.

Capítulo 3

Auto-Encadenamiento de láser DFB con cavidad resonante de fibra óptica en los diferentes regímenes de acoplamiento

Los láseres de frecuencia única con anchos de línea angosto han llamado la atención para su investigación debido a sus potenciales aplicaciones en sistemas de comunicaciones y sensores de fibra óptica (Babin, S.A., *et al.*, 2007; Meng, Z., G. Stewart, and G. Whitenett, 2006; Song, Y.W., S.A. Havstad, D. Starodubov, Y. Xie, A.E. Willner, and J. Feinberg, 2001). Como se mencionó en el capítulo anterior, el encadenamiento por inyección óptica y el auto-encadenamiento por inyección de láseres DFB ha sido tema de nuestro estudio por las aplicaciones en las comunicaciones ópticas, como una técnica eficiente para mejorar el desempeño espectral y la polarización de los láseres de semiconductor (Othsubo, J. 2008; Li, X.H., X.M. Liu, Y.K. Gong, H.B. Sun, L.R. Wang, and K.Q. Lu, 2010). El fenómeno físico observado en los láseres de semiconductor con retroalimentación óptica varía desde la reducción en el ancho de línea a oscilaciones caóticas irregulares (Cardoza-Avendaño, L., V. Spirin, R.M. López-Gutiérrez, C.A. López-Mercado, and C. Cruz-Hernández, 2011). La configuración tradicional del auto-encadenamiento incluye algunos filtros ópticos en la retroalimentación inducida para mejorar la polarización o las propiedades espectrales del láser encadenado.

Los anillos resonantes de fibra óptica FORR (*Fiber Optic Ring Resonator*) de bajas pérdidas de fibra ordinaria de comunicaciones y acopladores direccionales o otras estructuras de guías de onda pueden ser usados como filtros de alta fineza (Stokes, L.F., M. Chodorow, and H.J. Shaw, 1982; Seraji, Faramarz E., 2009). Estos FORR han sido investigados por sus aplicaciones en las comunicaciones por fibra, incluyendo modulación, filtrado óptico, compensación de la dispersión en la fibra, láseres de fibra y cambiadores de longitud de onda, entre otros (Spirin, V.V., C.A. Lopez-Mercado, D. Kinet, P. Megret, I.O. Zolotovskiy, A.A. Fotiadi., 2013; Spirin, Vasily V., Cesar A. Lopez-Mercado, Sergey I. Kablukov, Ekaterina A. Zlobina, Igor O. Zolotovskiy, Patrice Megret, Andrei A. Fotiadi., 2013).

Los anillos resonadores de fibra óptica son dispositivos de fabricación muy sencilla, pueden ser contruidos por la conexión de un puerto de salida a uno de entrada de un acoplador de fibra bidireccional, como se muestra en la figura 27. Estos FORR comenzaron a aparecer a principios de 1982 (Agrawal, Govind P., 2008), a diferencia de los resonadores Fabry-Perot, en los anillos resonadores que son unidireccionales no se presenta el fenómeno de la modulación cruzada de la fase XPM (*Cross-Phase Modulation*) inducida por el acoplamiento entre los haces que se propagan en ambas direcciones.

Las características ópticas de transferencia del anillo resonador dependen fuertemente del coeficiente de acoplamiento. Generalmente, existen tres regímenes diferentes de acoplamiento: Sub-acoplado (*Under-coupling*), Sobre-acoplado (*Over-coupling*) y el de acoplamiento crítico (*critical coupling*) (Choi, John M., Reginald K. Lee, and Amnon Yariv, 2001; Heebner, John E., Vincent Wong, Aaron Schweinsberg, Robert W. Boyd, and Deborah J. Jackson, 2004). El valor optimo o crítico de acoplamiento depende de las pérdidas que se generan dentro de la cavidad y del coeficiente de acoplamiento del acoplador, si las perdidas y la propagación a través de la cavidad sobre el campo de salida que es reinducido a la cavidad es tal que puede generar una interferencia destructiva con el campo de salida de la cavidad y como resultado, toda la energía de entrada es completamente guiada dentro de la cavidad.

En este capítulo se estudia una cavidad resonante en los diferentes regímenes de acoplamiento y el desempeño de un láser DFB encadenado a través de ésta cavidad resonante. Experimentalmente se demuestra que el auto-encadenamiento genera una reducción en el ancho de línea del láser de bombeo en los tres regímenes, pero en el régimen de acoplamiento crítico se presenta una mayor reducción y estabilidad temporal.

3.1 Análisis y simulación de cavidad de anillo resonante

La configuración mas básica de un anillo resonador de fibra consta solo de un acoplador óptico bidireccional como se muestra en la figura 27, en la que una de las salidas del acoplador es conectorizada con una de las entradas para crear un lazo cerrado entre éstas. Esta configuración de FORR presenta un comportamiento similar a un interferómetro Fabry-Perot básico formado por dos espejos uno semi-reflejante y otro completamente reflejante (Rao, Wei., Siliang Niu, Nan Zhang, Chunyan Cao, Yongmin Hu., 2011; Urquhart, Paul., 1988).

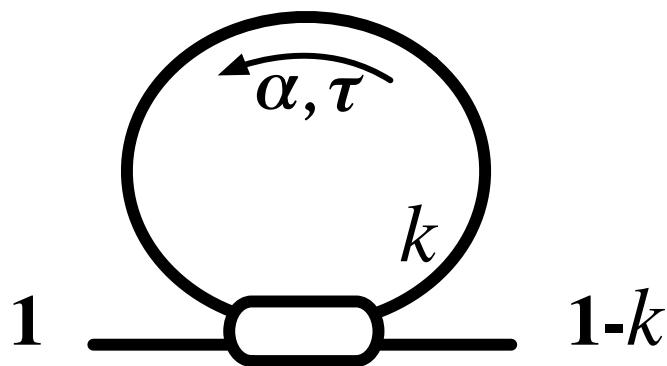


Figura 27. Cavidad de anillo resonante de fibra óptica, k = coeficiente de acoplamiento, α = coeficiente de transmisión, τ = tiempo de propagación.

Esta configuración básica no permite el monitoreo del campo óptico que se encuentra oscilando en la parte interior de la cavidad, por lo que para un estudio más completo y el aprovechamiento del campo dentro de la cavidad, se propone la inclusión de un acoplador adicional dentro de la cavidad.

Una cavidad FORR formada por dos acopladores ópticos se comportará como un interferómetro Fabry-Perot formado por dos espejos semi-reflejantes con un campo de entrada, una parte reflejada, el campo que es inducido a la cavidad, y el campo de salida de la cavidad, como se puede apreciar en la figura 28.

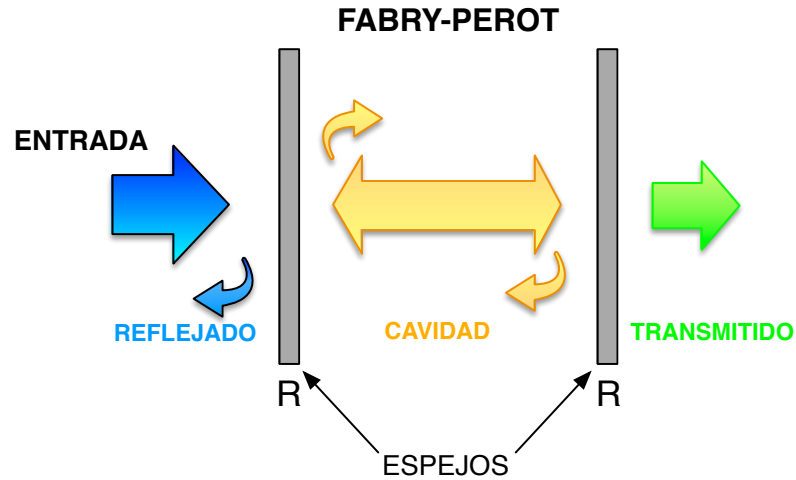


Figura 28. Interferómetro Fabry-Perot formado por dos espejos semi-reflejantes.

La función de transferencia de una cavidad resonante en función de la frecuencia, es lo que se conoce como el Rango Espectral Libre FSR (*Free Spectral Range*). El cual representa a la separación frecuencial de los modos de resonancia y está dado por la siguiente expresión:

$$FSR = \frac{c}{nL}, \quad (37)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, L es la longitud de la cavidad y n es el índice de refracción de la fibra SMF-28 de Corning igual a 1.4682 en los 1550 nm (Corning Incorporated, 2002).

El diagrama esquemático del FORR que se propone para su estudio en este trabajo es presentado en la figura 29. El cual está conformado por un acoplador variable (VC) y un acoplador permanente C_2 . En ésta configuración los acopladores ópticos semejan a los espejos reflejantes de la cavidad, y los campos E_{in} , E_R , E_{out} y E_C , representan a los campos de entrada, reflejado, de salida y de la cavidad, respectivamente como en el interferómetro Fabry-Perot convencional.

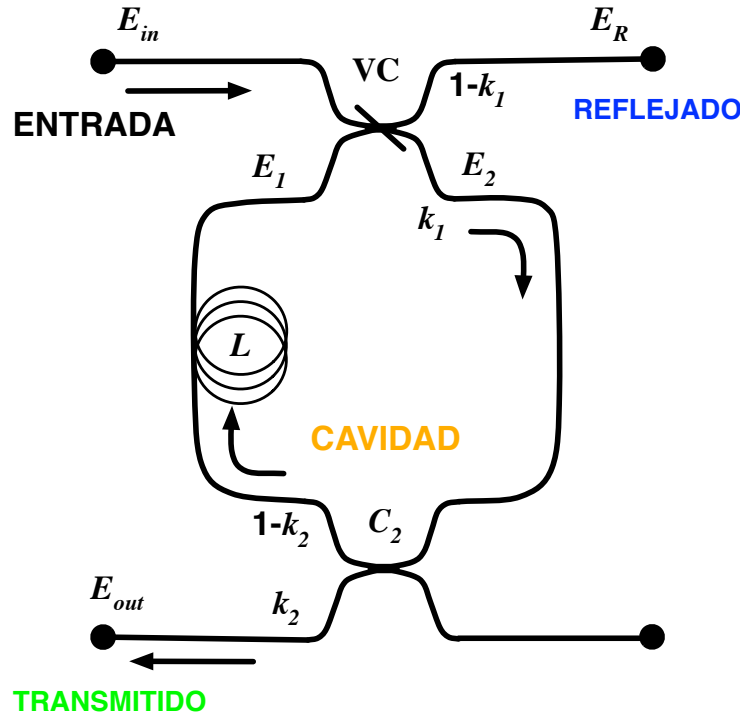


Figura 29. Esquema experimental del FORR formado por dos acopladores.

En base a la configuración de la figura 29 se realiza un análisis de la interacción de los campos involucrados, como el realizado por Stokes L.F., M. Chodorow, and H.J. Shaw, (1982); y Seraji, Faramarz E., (2009). Éste con el fin de utilizar la cavidad de anillo como elemento selectivo de frecuencia para la retroalimentación del láser DFB de bombeo y generar el auto-encadenamiento por inyección.

Asumiendo que las fibras y los acopladores dentro del FORR son ideales, sin dependencia a la polarización y birrefringencia. Las amplitudes de los campos complejos E_R y E_2 en operación en estado estacionario, pueden ser expresadas como (Stokes L.F., *et. al.*, 1982; Seraji, Faramarz E., 2009):

$$E_R = \sqrt{1-\gamma_1} \left(\sqrt{1-k_1} E_{in} - j\sqrt{k_1} E_1 \right), \quad (38)$$

$$E_2 = \sqrt{1-\gamma_1} \left(\sqrt{1-k_1} E_1 - j\sqrt{k_1} E_{in} \right), \quad (39)$$

donde k_1 y γ_1 son el coeficiente de acoplamiento y de pérdidas en intensidad del acoplador variable VC, respectivamente.

Desde el punto de vista de la conservación de la energía, los campos eléctricos E_1 y E_2 están relacionados por:

$$E_1 = \sqrt{\alpha} E_2 \exp(-j\omega_P \tau), \quad (40)$$

$$|E_1|^2 = \alpha |E_2|^2, \quad (41)$$

donde ω_P es la frecuencia del láser, τ es el tiempo de propagación del anillo, y α es el coeficiente de transmisión de intensidad del anillo. El coeficiente de transmisión α incluye todas las pérdidas generadas dentro del anillo de fibra:

$$\alpha = (1 - k_2) 10^{-(\alpha_o L + \zeta + \gamma_2)/10}, \quad (42)$$

donde α_o es el coeficiente de atenuación de la fibra (en dB/m), L es la longitud de la cavidad, ζ son las pérdidas en los conectores dentro de la cavidad, γ_2 y k_2 son las pérdidas de intensidad y coeficiente de acoplamiento del acoplador C_2 , respectivamente.

Después de algunas manipulaciones algebraicas de las ecuaciones (38) - (41) es posible obtener las amplitudes complejas de los campos eléctricos E_1 , E_2 y E_R (ver figura 29):

$$E_1 = \left\{ \frac{j\sqrt{\alpha k_1 (1 - \gamma_1)}}{\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1) (1 - k_1)} - \exp(j\omega_P \tau)} \right\} E_{in}, \quad (43)$$

$$E_R = \left\{ \frac{\sqrt{\alpha} (1 - \gamma_1) - \sqrt{(1 - \gamma_1) (1 - k_1)} \exp(j\omega_P \tau)}{\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1) (1 - k_1)} - \exp(j\omega_P \tau)} \right\} E_{in}, \quad (44)$$

$$E_2 = \left\{ \frac{j\sqrt{k_1 (1 - \gamma_1)} \exp(j\omega_P \tau)}{\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1) (1 - k_1)} - \exp(j\omega_P \tau)} \right\} E_{in}. \quad (45)$$

La amplitud del campo complejo de salida E_{out} está definida por:

$$E_{out} = -j\sqrt{k_2}E_2. \quad (46)$$

De las ecuaciones (33) a (36) se obtiene la intensidad dentro de la cavidad I_C , la intensidad de salida I_{out} , y la intensidad reflejada I_R normalizadas a la intensidad del campo de entrada E_{in} como:

$$I_C = \left| \frac{E_1}{E_{in}} \right|^2 = \frac{\alpha k_1 (1 - \gamma_1)}{1 + \alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1) - 2\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)} \cos(\omega_p \tau)}, \quad (47)$$

$$I_{out} = \left| \frac{E_{out}}{E_{in}} \right|^2 = \frac{k_1 k_2 (1 - \gamma_1)}{1 + \alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1) - 2\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)} \cos(\omega_p \tau)}, \quad (48)$$

$$I_R = \left| \frac{E_R}{E_{in}} \right|^2 = (1 - \gamma_1) \left\{ \frac{\alpha (1 - \gamma_1) + (1 - k_1) - 2\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)} \cos(\omega_p \tau)}{1 + \alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1) - 2\sqrt{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)} \cos(\omega_p \tau)} \right\}. \quad (49)$$

Cuando se cumple la condición de resonancia $\omega_p \tau = 2\pi q$, donde q es un entero, la intensidad que oscila dentro de la cavidad y la intensidad de salida alcanzan su máximo nivel, dado por:

$$I_{C_{\max}} = \frac{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)}{\left(1 - \sqrt{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)}\right)^2}, \quad (50)$$

$$I_{out_{\max}} = \frac{k_1 k_2 (1 - \gamma_1)}{\left(1 - \sqrt{\alpha (1 - \gamma_1)(1 - k_1)}\right)^2}, \quad (51)$$

acompañadas por el mínimo valor de la intensidad reflejada I_R :

$$I_{R_{\min}} = \frac{\left(\sqrt{\alpha}(1-\gamma_1) - \sqrt{(1-\gamma_1)(1-k_1)}\right)^2}{\left(1 - \sqrt{\alpha}(1-\gamma_1)(1-k_1)\right)^2}. \quad (52)$$

Los regímenes de acoplamiento de la cavidad resonante están sujetos a la relación entre el coeficiente de acoplamiento y las pérdidas dentro de la cavidad. Cuando el coeficiente de acoplamiento $k_I = 1 - \alpha(1 - \gamma_I)$, es llamado el régimen de acoplamiento crítico (*critical coupling*), cuando $k_I < 1 - \alpha(1 - \gamma_I)$ se consigue el régimen sub-acoplado (*under-coupling*), y cuando $k_I > 1 - \alpha(1 - \gamma_I)$ el sobre-acoplado (*over coupling*) (Choi, John M., *et. al.*, 2001; Heebner, J.E. *et. al.*, 2004).

Con la condición de acoplamiento crítico o acoplamiento óptimo:

$$k_I = 1 - \alpha(1 - \gamma_I), \quad (53)$$

la potencia reflejada I_R llega a ser cero, por la interferencia destructiva mencionada anteriormente y toda la energía de entrada es enviada a la cavidad.

En la figura 30 se presenta a simulación de las intensidades de la cavidad I_C , I_{out} e I_R normalizadas a la intensidad de la entrada para varios valores de k_I al hacer un barrido en frecuencia, la referencia de 0 Hz es el punto cuando se cumple que $\omega_{PT}=2\pi q$. En la tabla 1 se resumen los valores utilizados para la simulación.

Se puede observar que las intensidades I_C , I_{out} e I_R son dependientes del coeficiente de acoplamiento del acoplador variable. La máxima potencia de las intensidades I_C e I_{out} se presentan para un valor de $k_I = 0.1$ (figura 30-a y -b) que corresponde a un acoplamiento del 10% del VC hacia la cavidad; en cambio la potencia reflejada llega a cero (figura 30 -c), demostrando que toda la energía de entrada al acoplador es guiada dentro de la cavidad y la salida reflejada es nula para los valores de $k_I = 0.1$, $\alpha = 0.9238$ y $\gamma_I = 0.023$, cumpliendo con la condición de acoplamiento crítico.

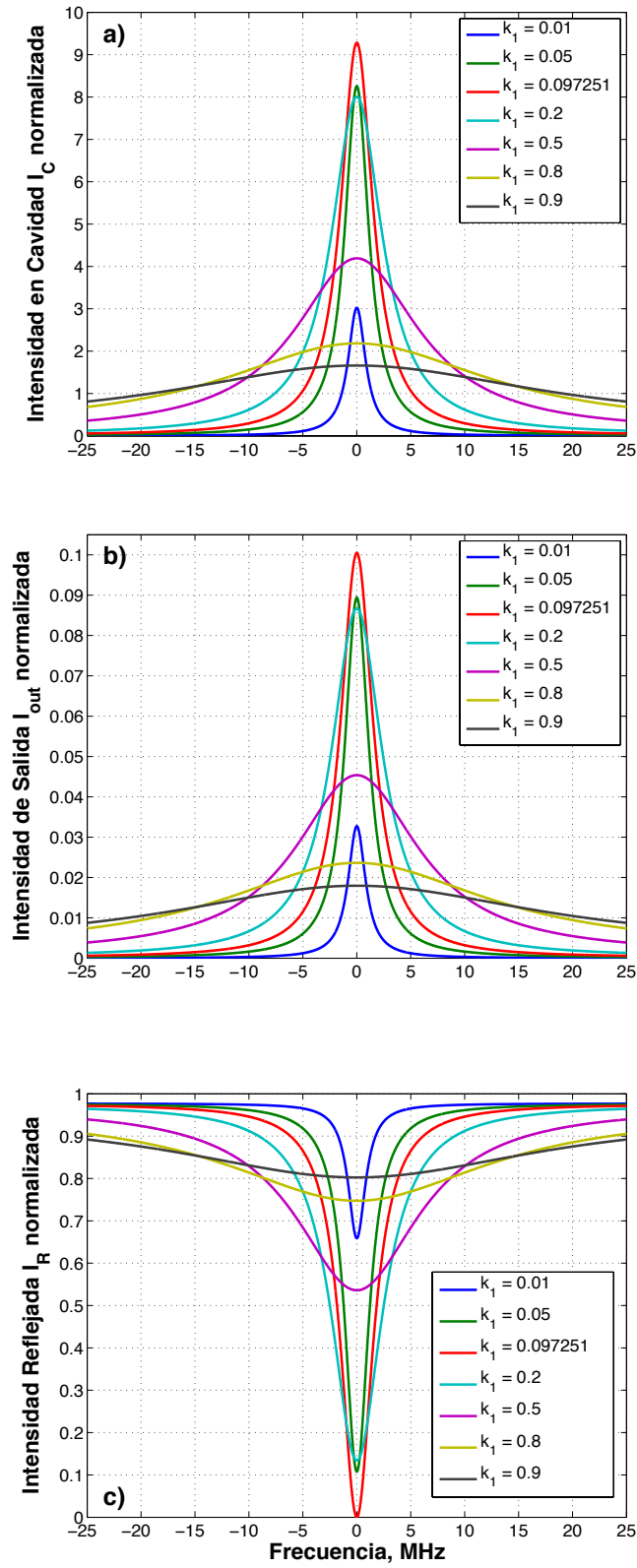


Figura 30. Intensidades normalizadas: a) Intensidad de la cavidad I_C , b) Intensidad de salida I_{out} , y c) Intensidad reflejada I_R ; contra la frecuencia de desacuerdo del pico de resonancia en la condición $\omega_{PT}=2\pi q$, para diferentes valores de k_1 .

Para diferentes valores de $k_I = 0.1$ la potencia reflejada no alcanza el nivel de 0 y la potencia del pico de resonancia de I_C e I_{out} disminuyen, además de un aumento en el ancho de línea del pico de resonancia de la cavidad, como se observa en la figura 30.

Tabla 1. Valores de los parámetros en la simulación para los cálculos de las intensidades I_C , I_{out} e I_R del FORR.

Parámetro	Valor
α_o	0.17 dB/km
L	4 m
ζ	0.2 dB
γ_1, γ_2	0.1 dB
k_2	0.01
α	0.9238

En la figura 31 se presentan las intensidades de la cavidad I_C , I_{out} e I_R normalizadas a la intensidad de la entrada en a), b) y c), respectivamente, al hacer un barrido del coeficiente de acoplamiento k_I , que corresponde a variar el acoplador variable VC, para diferentes valores del coeficiente de transmisión α de la cavidad. Se observa que el la máxima potencia dentro de la cavidad y de salida son dependientes tanto del coeficiente de acoplamiento k_I como del coeficiente de transmisión de la cavidad α , como se puede presenta en la ecuación (53), éstos coeficientes son claves para llegar a un acoplamiento crítico. Se aprecia que las intensidades I_C e I_{out} , son mayores para grandes valores de α , y decrecen rápidamente para otros valores. Para I_R , la potencia cae a su mínimo nivel en diferentes niveles de k_I , caso contrario a I_C e I_{out} .

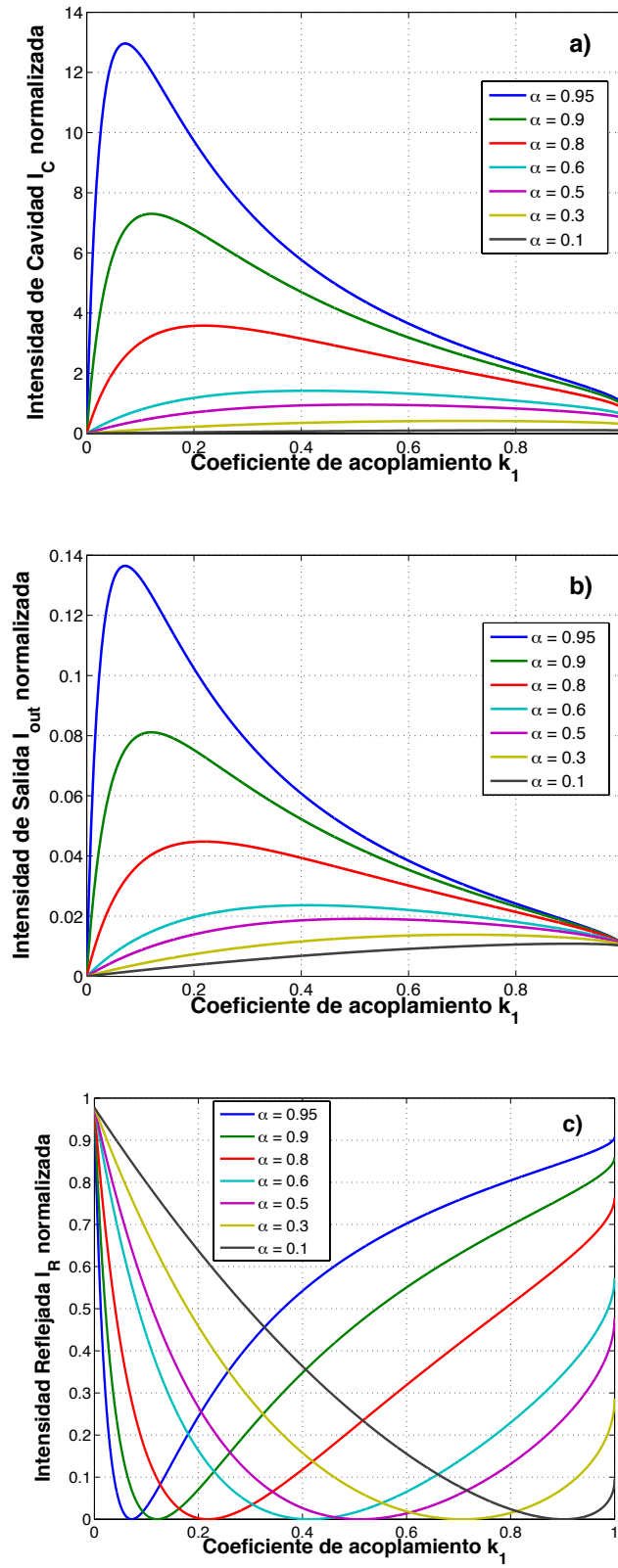


Figura 31. Intensidades normalizadas: a) Intensidad de la cavidad I_C , b) Intensidad de salida I_{out} , y c) Intensidad reflejada I_R ; contra el coeficiente de acoplamiento k_1 , para diferentes valores de α .

Por otra parte, la fineza del pico de resonancia del FORR es definida como el coeficiente entre el espaciamiento de los picos de resonancia FSR y el ancho de banda:

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{\Delta f}, \quad (54)$$

donde $FSR = c/nL = 1/\tau \approx 51$ MHz que es el rango espectral libre del *FORR* y Δf es el ancho a media altura (FWHM) del modo de resonancia de la cavidad, usando el criterio de -3 dB.

Para la configuración de acoplamiento directo del FORR con el acoplador adicional C_2 , es posible encontrar el Δf a partir de la ecuación (47) de la misma forma como Seraji, Faramarz, 2009 para un anillo resonador en acoplamiento cruzado. Para el FORR empleado el FWHM del modo de la cavidad es estimado como:

$$FWHM = 2f_{-3dB} = \Delta f = \frac{1}{\pi\tau} \left\{ \cos^{-1} \left[2 - \frac{1 + \alpha(1 - \gamma_1)(1 - k_1)}{2\sqrt{\alpha(1 - \gamma_1)(1 - k_1)}} \right] \right\}. \quad (55)$$

En la figura 32 -a) y -b) se muestran los anchos de línea a media altura y la fineza de la cavidad resonante en función del coeficiente de acoplamiento k_I para diferentes valores de α , respectivamente. Observando que el mínimo ancho de banda ocurre para valores pequeños de k_I y grandes valores de α , dependiendo de la combinación de éstos mediante en la condición de acoplamiento crítico de presentado en la ecuación (53). El mínimo Δf se presenta cuando la potencia de la cavidad se encuentra al máximo $I_{C_{MAX}}$ y la potencia reflejada es mínima $I_{R_{MIN}}$, como se observa en la figura 29-a) y -c). En la figura 32 b) se presenta la fineza de la cavidad, obtenida mediante la ecuación (54), donde se pueden alcanzar valores mayores que 120 cuando el coeficiente de acoplamiento es pequeño.

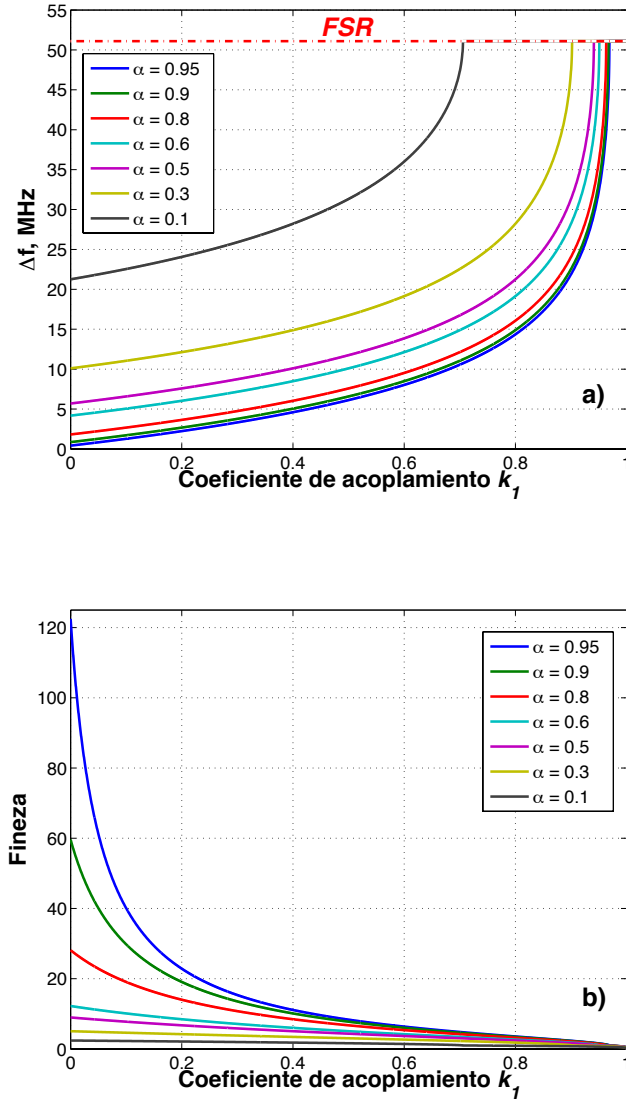


Figura 32. Simulaciones de: a) ancho de línea del modo de resonancia del FORR; b) Fineza de la cavidad resonante contra k_1 para diferentes valores de α .

Se puede observar en la figura 32 a) que la máxima anchura que se puede alcanzar por los picos de resonancia del FORR corresponde al FSR de la cavidad. Esto se debe a que la potencia de la cavidad no permite aplicar el criterio de la anchura a media altura FWHM de -3 dB (Derickson, Dennis., 1998):

$$\frac{I_{C_{MAX}}}{2} \leq I_{C_{MIN}} . \quad (56)$$

Manipulando algebraicamente la ecuación (44) de la amplitud compleja del campo E_R es posible obtener la fase de éste mediante la siguiente expresión:

$$\phi_{E_R} = \arctan \left[\frac{-\sqrt{\alpha}(1-\gamma_1)k_1 \sin(\omega_p \tau)}{\sqrt{(1-\gamma_1)(1-k_1)}(1+\alpha(1-\gamma_1)) - \sqrt{\alpha}(1-\gamma_1)(2-k_1)\cos(\omega_p \tau)} \right]. \quad (59)$$

En la figura 34 se presenta la fase del campo complejo de la señal reflejada por el FORR contra la frecuencia de desacuerdo de la condición $\omega_p \tau = 2\pi q$, donde se observa diferente cambio de fase para cada valor de k_1 .

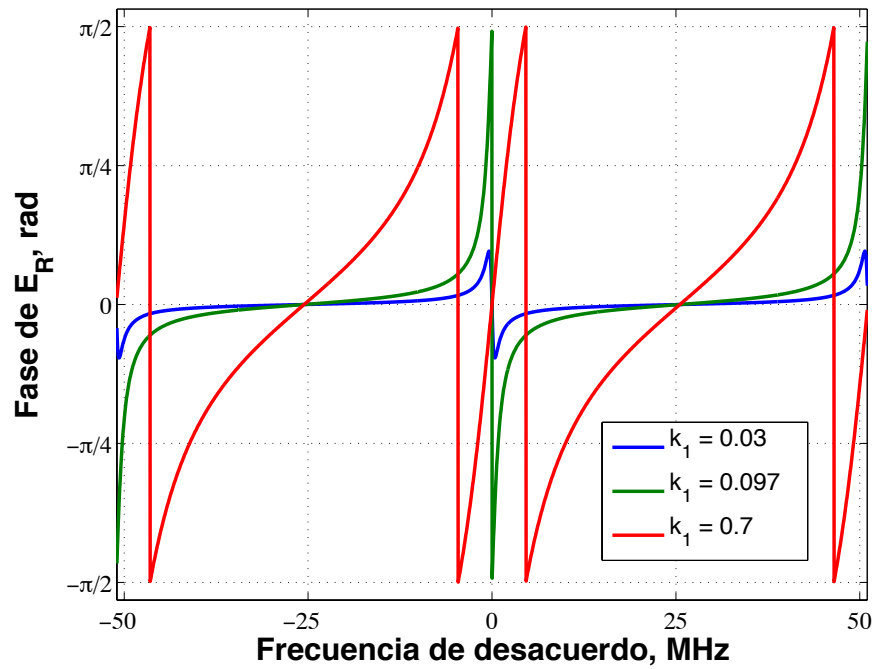


Figura 34. Fase de la señal reflejada por el FORR.

El cambio de fase puede representar una variación en el tiempo de la señal transmitida, y se puede representar mediante:

$$\Delta\tau = \frac{d\phi}{d\omega}. \quad (60)$$

En la figura 35, se muestra el retraso en el tiempo generado por el cambio de fase de FORR en el puerto reflejado. Donde se observa que se pueden tener condiciones de atraso o adelanto dependiendo del coeficiente de acoplamiento k_I .

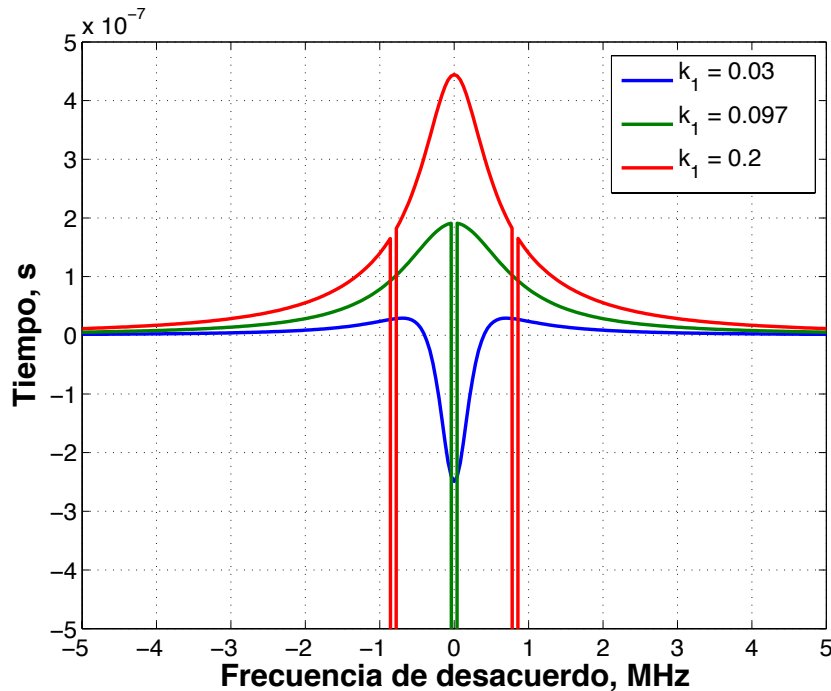


Figura 35. Desviación en el tiempo por el cambio de fase de la señal reflejada.

En la figura 36 se muestra el tiempo de retraso-adelanto de la señal reflejada en la frecuencia de resonancia para diferentes valores de k_I . Se observa que cuando k_I se acerca al valor del acoplamiento crítico, tiene un tiempo negativo de “retraso”; cuando k_I es ligeramente mayor el tiempo es positivo de “adelanto”; y justo en el valor de $k_I = 0.097$ en el acoplamiento crítico se presenta un tiempo negativo hasta de $-82 \mu\text{seg}$. Se presentan tres curvas para cavidades de diferentes longitudes de 2, 4 y 8 m, y se observa la dependencia de la posición del pico del tiempo de atraso/adelanto en la longitud de la cavidad.

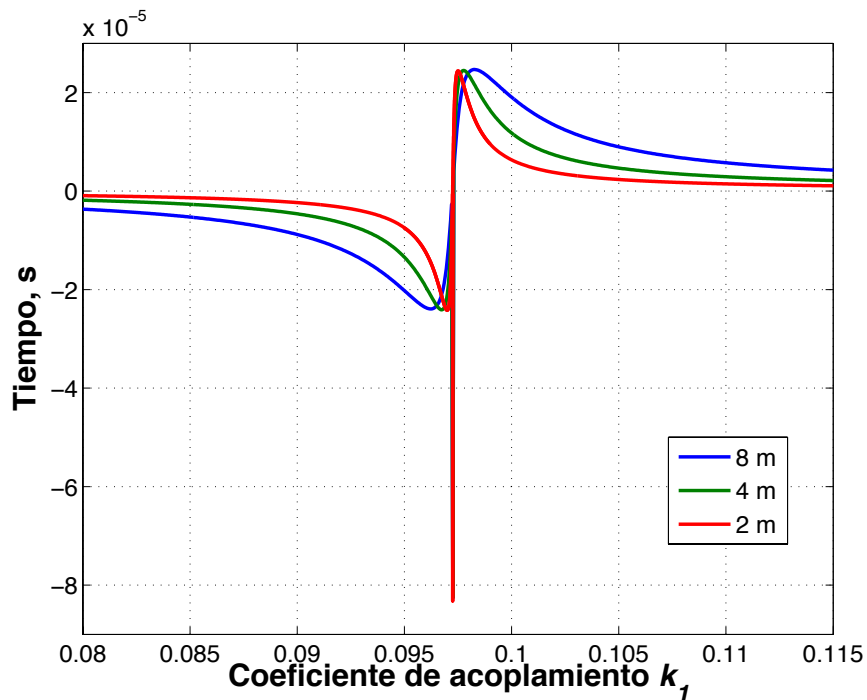


Figura 36. Desviación en el tiempo por el cambio de fase.

Tomando en cuenta los resultados de la simulación de la cavidad resonante, se procede a realizar el estudio experimental del FORR, así como de la sincronización de un láser DFB, utilizando las propiedades de la cavidad resonante en sus diferentes regímenes para fingir como filtro en la retroalimentación para el auto-encadenamiento por inyección.

3.2 Estudio experimental del auto-encadenamiento de láser DFB con cavidad resonante

La configuración experimental para el estudio del auto-encadenamiento por inyección a través de un anillo resonador de fibra óptica se presenta en la figura 37. El láser DFB Mitsubishi FU-68PDF-V520M27B fabricado con un aislador óptico de entrada, opera en una longitud de onda cercana a los 1534.85 nm. La emisión de salida pasa por el

circulador óptico OC1, el acoplador C1, el controlador de polarización PC1 y es introducida al anillo resonador de fibra óptica por el acoplador variable.

El FORR consiste de un acoplador variable (VC), un acoplador constante C2 y contiene L metros de fibra estándar SMF-28. Los puertos de salida A, B y C, son utilizados para el monitoreo de la potencia de salida del láser DFB, la potencia reflejada y de salida del FORR con detectores de 5 GHz, respectivamente. Los aisladores ópticos previenen la influencia de reflexiones ópticas por las terminales de la fibra en el desempeño de la cavidad y el láser.

El interruptor óptico OS es encargado de controlar la retroalimentación óptica, el cual reinduce la señal de salida del FORR dentro de la cavidad del láser DFB. La salida del FORR es enviada al láser DFB de bombeo a través del OC cuando el interruptor óptico proporciona la conexión de retroalimentación. El acoplador C1 es utilizado para monitorear la potencia de salida, estabilidad y cambios de polarización del láser DFB.

Cuando la frecuencia de la luz de entrada al FORR, la potencia en el puerto reflejado B presenta una serie de mínimos cada vez que la frecuencia óptica del láser se entrada en coincidencia con la condición de resonancia. Cada mínimo en la potencia reflejada es acompañada por un pico correspondiente a la potencia que circula dentro de la cavidad. Generalmente, el comportamiento del FORR es muy similar a un resonador Fabry-Perot, donde el puerto B es igual al puerto reflejado y el puerto C al puerto de transmisión, consecuentemente.

En ésta configuración experimental el FORR es utilizado como un elemento selectivo de frecuencia en la retroalimentación para el auto-encadenamiento por inyección. La longitud total de la cavidad de anillo de fibra estándar de telecomunicaciones SMF-28 es de aproximadamente 4 m, que corresponde a un FSR de alrededor de 50 MHz.

Una vez que la frecuencia del láser DFB es resonante con el FORR, el láser DFB es encadenado con un modo de resonancia del FORR, mejorando drásticamente la estabilidad temporal en potencia en los puertos B y C.

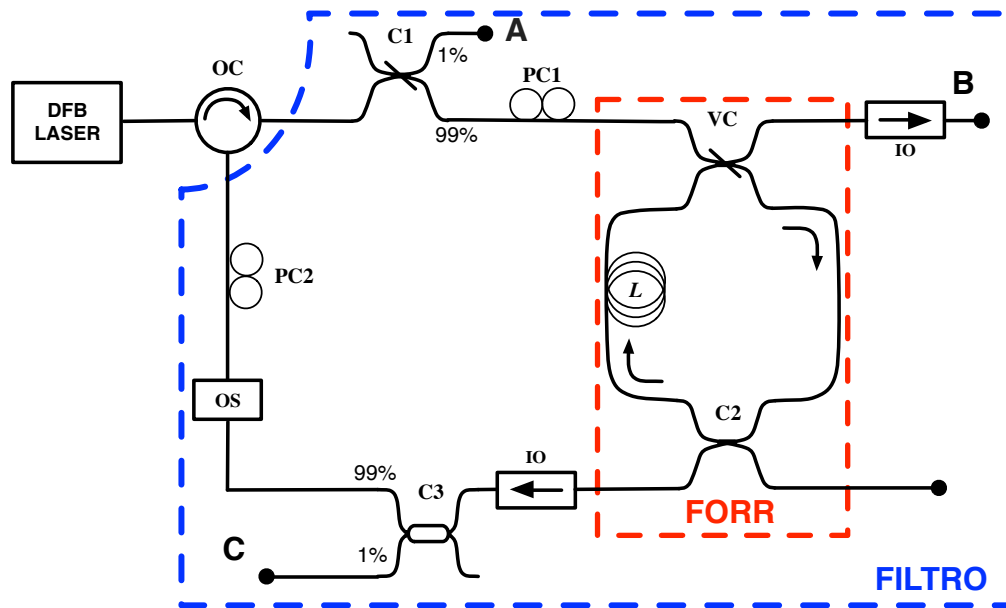


Figura 37. Esquema experimental para el estudio del auto-encadenamiento por cavidad resonante.

La estabilidad en potencia en los puertos B y C es observada durante periodos de tiempo relativamente largos, los cuales son interrumpidos por brincos de corto tiempo asociados al salto de modo (“*mode hopping*”). Los intervalos de estabilidad temporal fueron de 5 a 20 segundos, que son típicos para un FORR sin protección ambiental en laboratorios comunes, dando tiempo para realizar las mediciones.

En la figura 38 se presentan los trazos de osciloscopio registrados en los puertos A, B y C, del esquema experimental de la figura 37. En el puerto A, se monitorea la estabilidad del láser DFB de bombeo, en el puerto B se monitorea la señal reflejada por la cavidad, y en el puerto C la señal de salida del FORR. Se observa que el momento del encadenamiento cuando la potencia de la salida (verde) de la cavidad se aproxima a 1, caso contrario en la potencia de la señal reflejada (azul) cae hacia cero, no obstante, la potencia del láser de bombeo (rojo) se mantiene estable.

En la figura 39 se presenta una medición de los puertos A, B y C; cuando no hay encadenamiento de la cavidad y el láser. Donde las intensidades de la señal transmitida es máxima cuando hay encadenamiento y mínima cuando en el caso contrario, y es inversa para la señal reflejada.

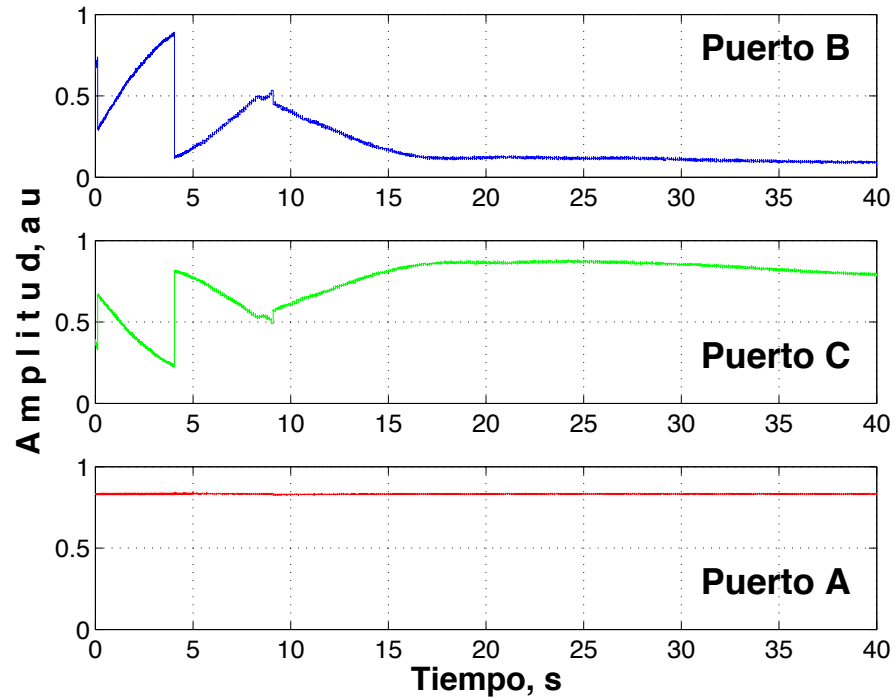


Figura 38. Mediciones de osciloscopio en los puertos A, B y C, del esquema de la figura 37 al momento de presentarse el encadenamiento.

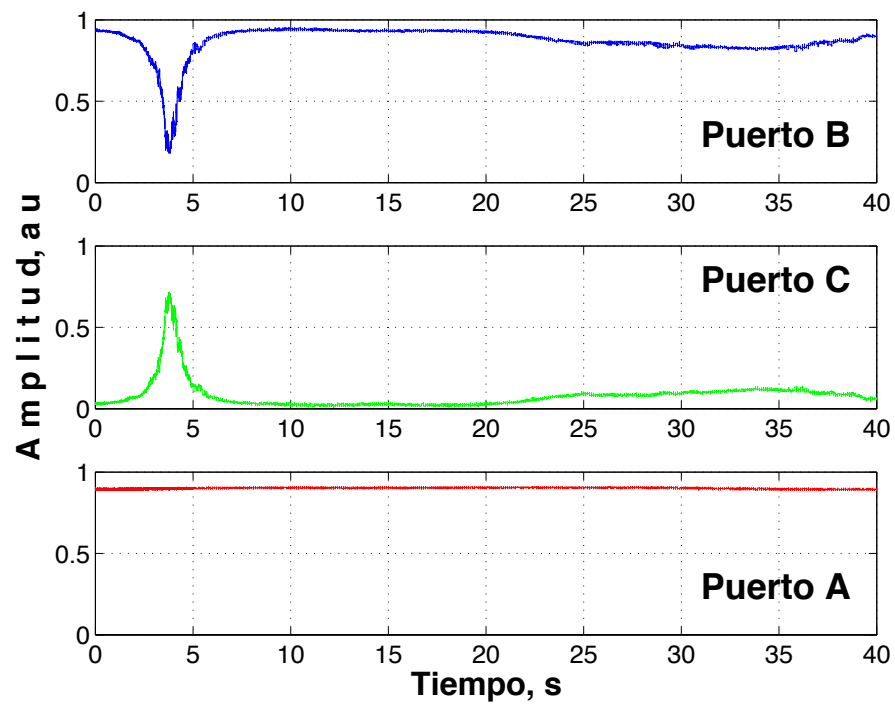


Figura 39. Mediciones de osciloscopio en los puertos A, B y C, del esquema de la figura 37 cuando No se presenta el encadenamiento.

En la configuración experimental de la figura 37 se utiliza un acoplador variable VC, dicho acoplador puede variar su coeficiente de acoplamiento de 0 a 1, donde 0 significa que toda la potencia de entrada será reflejada al puerto B; y 1 que toda la potencia de entrada será guiada hacia la cavidad del FORR. Esta cualidad del VC nos permite alcanzar los tres regímenes de acoplamiento: sub-acoplado, sobre-acoplado y acoplamiento crítico.

En la figura 40 a) y b) se presentan mediciones experimentales de la potencia normalizada en los puertos B y C, y las teóricas de I_R e I_{out} (de las ecuaciones 48 y 49) al realizar un barrido en el coeficiente de acoplamiento k_I . En ambas dependencias de la potencia reflejada se presenta un mínimo cuando el valor de $k_I = 0.085$. Experimentalmente nunca se alcanzó el valor de cero en la potencia reflejada para poder estar en el acoplamiento crítico del FORR, ni ajustando la polarización de entrada. Lo más probable es que se deba a una pequeña birefringencia indeseable de la fibra o los acopladores dentro del FORR que no generan una interferencia destructible perfecta en el coeficiente de acoplamiento variable. A causa de esto, todas las mediciones experimentales caen por encima de la curva de los valores calculados para el régimen sobre-acoplado (figura 40-a). Sin embargo, la potencia de salida del FORR experimental y calculada normalizadas coinciden casi perfectamente, como se observa en la figura 40-b), donde la máxima potencia de la salida del FORR corresponde al régimen de acoplamiento crítico.

En la figura 41 se muestra el ancho de línea del modo de resonancia Δf del FORR contra el coeficiente de acoplamiento k_I , donde se aprecia su dependencia para el acoplamiento crítico cuando $k_I = 0.085$, el $\Delta f = 1.55$ MHz y la Fineza $\mathcal{F} = 33$.

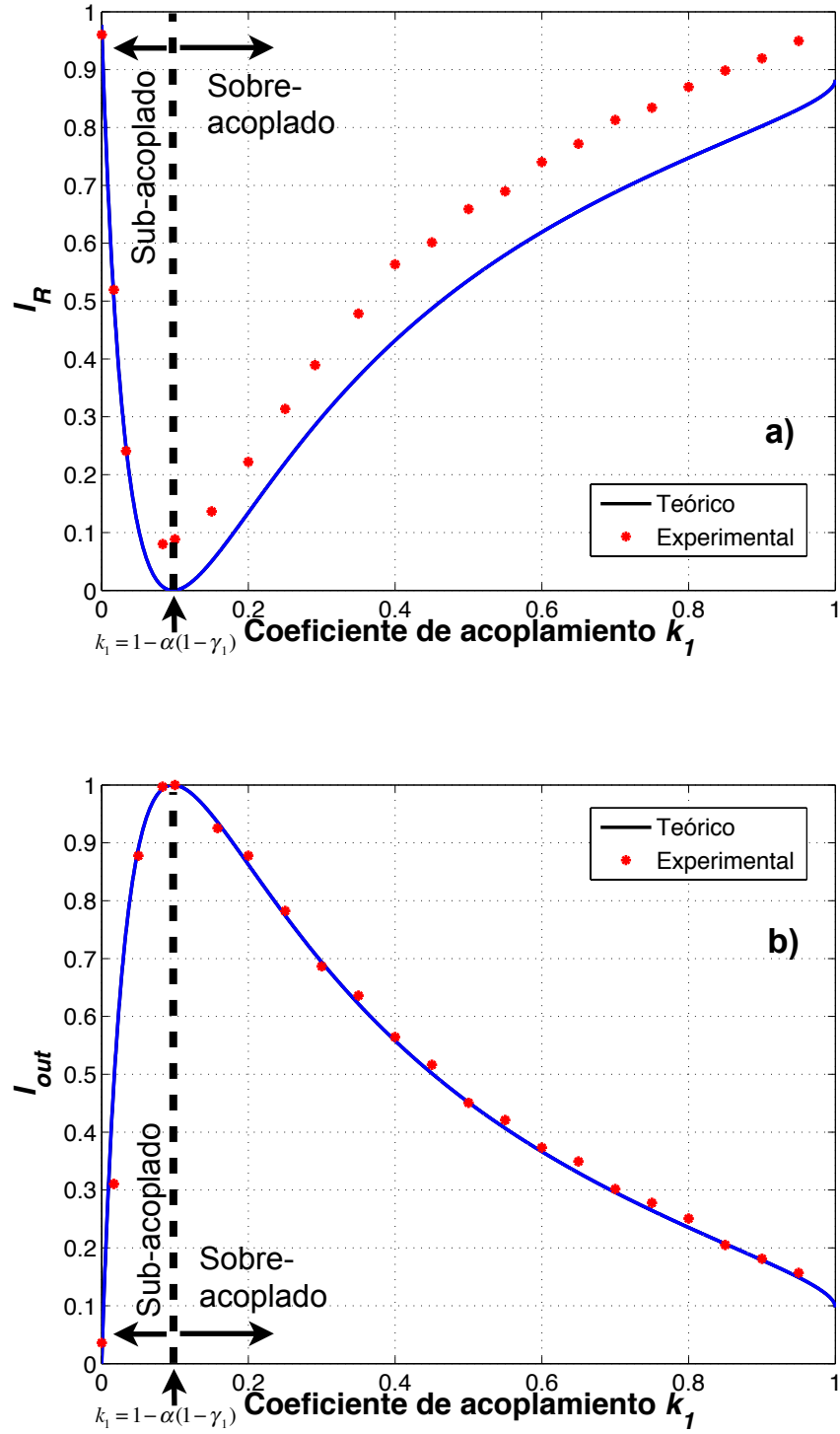


Figura 40. Potencia medida experimentalmente y calculada normalizadas de: a) Reflejada por cavidad I_R en Puerto B, b) Salida de la cavidad I_{out} en Puerto C, en función de k_1 del VC.

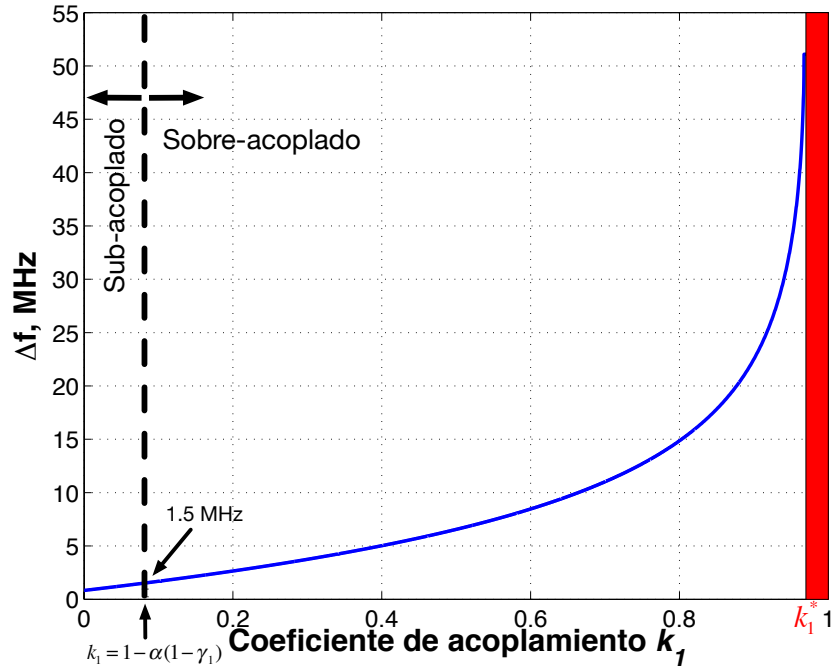


Figura 41. Ancho de línea del modo resonante del FORR en función de k_I .

Basado en los resultados de la simulación y su semejanza con las mediciones experimentales se usará este resonador de fibra como filtro en la retroalimentación para el encadenamiento del láser DFB en los diferentes regímenes de acoplamiento; registrando el ancho de línea del láser encadenado.

3.2.1 Técnica de medición del ancho de línea de los láseres por detección heterodina retardada

El ancho de línea de un láser usualmente es definido en términos de ancho completo a medio máximo FWHM del espectro de potencia del campo óptico. Debido a que los analizadores de espectros ópticos basados en rejillas, no pueden realizar ésta medición, se utilizan otros métodos; como: detección heterodina usando un oscilador local, auto-heterodino retardado, auto-homodino retardado, y discriminado de

coherencia (Derickson, Dennis., 1998). En este trabajo de investigación se utiliza el método de la detección auto-heterodina retardada por su simplicidad de implementación.

En la figura 42, se muestra el esquema experimental para la medición del ancho de línea de los láseres por medio del método de la detección auto-heterodina retardada. El cual es un interferómetro Match-Zender desbalanceado, compuesto por dos acopladores de 3 dB, 15 km de fibra estándar mono-modo, un controlador de polarización, un modulador de fase, y el fotodetector, la salida de este interferómetro es convertida a señal eléctrica y registrada en un analizador de espectros RF Agilent N9320A con un ancho de banda de 9 a 3000 kHz.

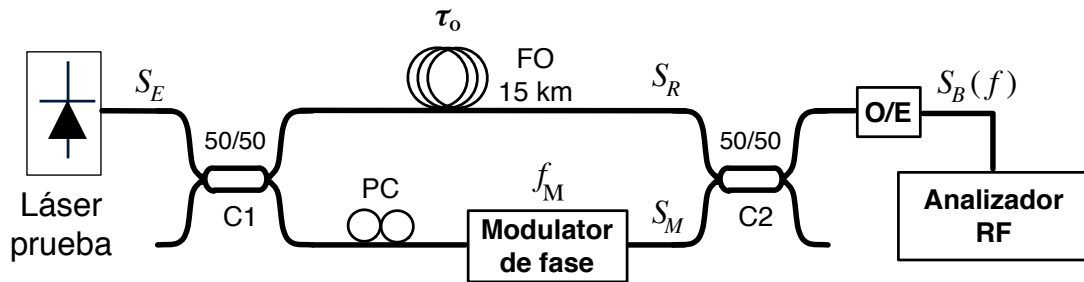


Figura 42. Esquema experimental de detección auto-heterodina retardada para la medición del ancho de línea de láseres.

La señal del láser del que se desea conocer su ancho de línea es dividida por el acoplador C1, la fase de uno de los brazos es modificada por un modulador de fase, y el otro brazo con 15 Km de fibra estándar genera el retardo, si el tiempo de retardo τ_o de este brazo excede el tiempo de coherencia τ_c del láser, los dos haces interferirán combinándose como si fueran de láseres independientes en el acoplador C2 con una separación en frecuencia dada por f_M . Y así la señal de batimiento S_B producida será desplazada de 0 Hz hacia la frecuencia del modulador f_M .

Similarmente como el caso de la óptica heterodina, el espectro de la fotocorriente de la auto-heterodina retardada consiste de la detección directa, así como del producto de la mezcla:

$$S_B(f) \approx \Re^2 \left\{ S_D(f) + 2 \left[S_M(v - f_M) \otimes S_R(-v) \right] \right\}, \quad (61)$$

donde $\Re$ es la responsividad del fotodetector, S_D es el término de detección directa, S_M es la señal del interferómetro con el modulador de fase, y S_R es la señal con el retardo.

Puesto que el termino de la mezcla es esencialmente el espectro del láser a prueba convolucionado con si mismo (figura 43) y desplazado en frecuencia por f_M , la forma de línea representada será siempre simétrica, incluso si la forma de línea original presenta asimetrías. La figura 43, muestra la traslación de la información del ancho de línea de frecuencias ópticas a bajas frecuencias donde opera la instrumentación electrónica.

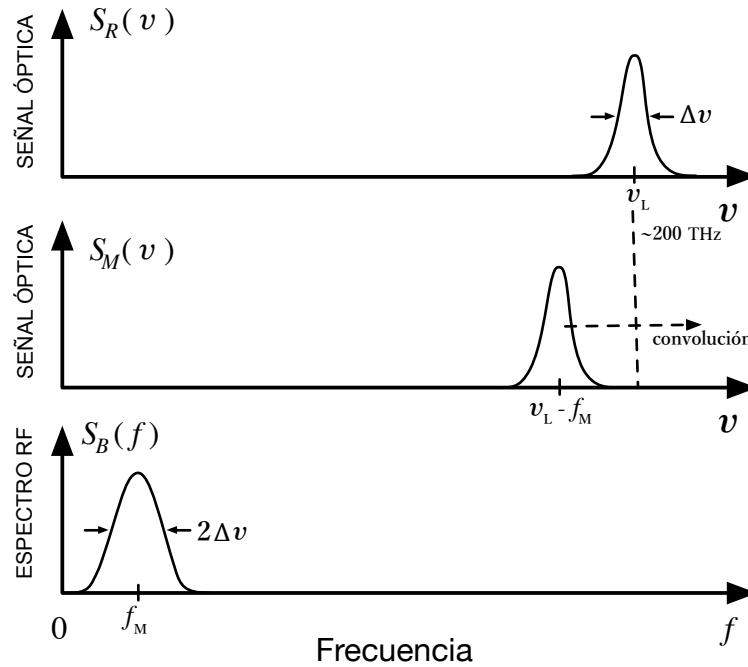


Figura 43. Mezcla auto-heterodina retardada del láser con un desplazamiento en frecuencia (Derickson, Dennis., 1998).

La condición para una mezcla incoherente requiere de un mínimo de retardo del interferómetro con respecto al ancho de línea del láser:

$$\tau_o \geq \frac{1}{\Delta v} \quad (62)$$

Cuando ésta condición es satisfecha, la mezcla llega a ser independiente de las fases de las señales interferentes, permitiendo una medición estable. El resultado del producto $\Delta\nu \cdot \tau_0$ derivado de la condición de incoherencia puede llevarnos a dos regímenes: el de incoherencia y el de coherencia parcial.

En el régimen de incoherencia $\Delta\nu \cdot \tau_0 \geq 1$, la mezcla de los dos campos tiende a una función Lorentziana centrada en la frecuencia f_M con un FWHM del doble que el ancho de línea original. En este régimen el espectro eléctrico es una versión escalada del espectro real del láser:

$$S_B(f) \approx \Re^2[P_M + P_R]^2 \delta(f_M) + \Re^2 P_M P_R \frac{4/\pi \Delta\nu}{1 + (f_M/\Delta\nu)^2}, \quad (63)$$

las variables de esta ecuación son descritas en la tabla 2.

En el régimen de coherencia parcial $\Delta\nu \cdot \tau_0 \leq 1$, que es cuando presenta una insuficiencia en el retardo τ_0 , llevando a una medición del ancho de línea sobreestimada, ya que el límite inferior para el rango de incoherencia está definido por $\Delta\nu \cdot \tau_0 = 1$, esto corresponde a un error en el ancho de línea para la peor condición de fase de aproximadamente 3%. La insuficiencia del retardo, es debida a la longitud de la fibra óptica en el interferómetro; para calcular la longitud de coherencia L_C necesaria para cumplir la condición de la ecuación 62 se tiene que:

$$L_C = \tau_c v_g = \frac{c}{\pi n \Delta\nu}, \quad (64)$$

donde v_g es la velocidad de la luz en la fibra óptica, n el índice de refracción de la fibra, y c la velocidad de la luz.

Tabla 2. Definición de las variables utilizadas en la ecuación (63) (Derickson, Dennis., 1998).

Símbolo	Definición
$\delta(f)$	Función Δ -Dirac, $\delta(f=0)=1$, $\delta(f \neq 0)=0$
$\Re$	Responsividad del detector [A/W]
P_M	Potencia de señal con modulación del interferómetro [W]
P_R	Potencia del brazo con retardo del interferómetro [W]
$\Delta\nu$	Ancho de línea del láser [Hz]
ν_o	Frecuencia óptica promedio [Hz]
τ_o	Retardo del interferómetro [s]
f	Frecuencia eléctrica [Hz]

En la figura 44, se muestra el RIN para diferentes valores del producto $\Delta\nu \cdot \tau_o$, el cual es proporcional al índice del tiempo de retardo por el interferómetro τ_o al tiempo de coherencia τ_c . Cuando el producto de $\Delta\nu \cdot \tau_o$ es la unidad, la forma del espectro es aproximadamente la de la forma del láser original Lorentziana pero con el doble del ancho espectral. Cuando el producto es menor que la unidad, los efectos de la fase entre las ondas interferentes llegan a ser mas significantes y aparecen rizados en el espectro. Note que el primer nulo en el espectro aparece en la frecuencia de $1/\tau_o$. En términos de resolución en frecuencia, éstos resultados pueden ser interpretados como: para grandes valores de $\Delta\nu \cdot \tau_o$ la resolución es determinada por el ancho de línea del láser a prueba. Por el contrario, cuando el producto $\Delta\nu \cdot \tau_o$ es pequeño comparado con la unidad, la resolución es limitado por el diferencial del tiempo de retardo del interferómetro.

La forma de línea del espectro óptico de los láseres de semiconductor típicamente es de forma Lorentziana. Para la interpretación del ancho de línea de éstos láseres, la forma de línea desplegada será el doble que el ancho de línea real, como se muestra en la figura 43.

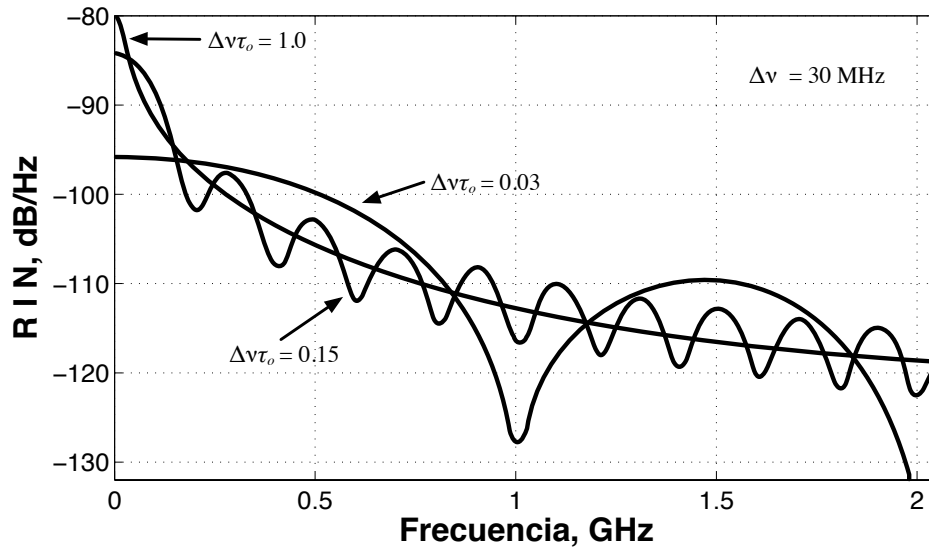


Figura 44. Espectro del Ruido de Intensidad Relativo para varios valores del producto $\Delta\nu \cdot \tau_0$ (Derickson, Dennis., 1998).

El desplazamiento de DC a la frecuencia de batimiento es común para contrarrestar las limitaciones de los instrumentos de medición, como la respuesta en DC, el ruido de baja frecuencia y el generador del oscilador local en analizadores de espectros eléctricos. Afortunadamente las formas de línea Lorentziana y Gaussiana mantienen su forma durante la conversión del espectro óptico al dominio eléctrico a través del proceso de la detección auto-heterodina retardada. La forma de línea Gaussiana tiene un espectro FWHM mayor por un factor de $\sqrt{2}$ que la forma de línea original. La forma de línea más común Lorentziana tiene un FWHM mayor por un factor de 2.

Los láseres presentan “*Jitter*” en frecuencia o ruido $1/f$ que lleva a una medición errónea del ancho de línea. En este caso, la medición del ancho de línea variará con el retardo del interferómetro; un gran retardo lleva a un ancho de línea mayor. Para la forma Lorentziana, el ancho de línea del láser a prueba puede ser inferido por la medición de 3 dB. En la tabla 3 se indica la correspondencia entre la anchura máxima en un nivel de potencia específico y el ancho de línea FWHM asumiendo un perfil Lorentziano.

Tabla 3. Relaciones de anchos de línea con detección auto-heterodina (Derickson, Dennis., 1998).

Punto de medición	Ancho de línea capturado
-3 dB	$2\Delta\nu$
-10 dB	$2\sqrt{9}\Delta\nu$
-20 dB	$2\sqrt{99}\Delta\nu$
-30 dB	$2\sqrt{999}\Delta\nu$

El desplazamiento en frecuencia en las mediciones del ancho de línea por medio de la detección auto-heterodina retardada puede obtenerse con una variedad de dispositivos incluyendo desplazadores de frecuencia acusto-ópticos, moduladores de fase, y moduladores de intensidad; en nuestro caso en particular se utiliza un modulador de fase, para futuras mediciones experimentales.

3.2.2 Medición del ancho de línea del láser DFB encadenado y no encadenado

Se ha empleado la técnica de detección auto-heterodina retardada para la medición del ancho de línea de la emisión del láser DFB por medio del puerto A (figura 37). Se empleó un interferómetro Mach-Zehnder desbalanceado completamente de fibra con un retardo de fibra de 15 Km en uno de los brazos y un modulador de fase en 25 MHz asistido por un controlador de polarización en el segundo brazo. La señal de batimiento del interferómetro es detectada por un fotodiodo de 1 GHz de ancho de banda y un analizador de espectros eléctricos. Con la suposición de que la forma de línea es Lorentziana, el ancho del espectro auto-heterodino retardado es el doble del ancho de línea del láser registrado (Derickson, Dennis., 1998).

En la figura 45 se muestra el espectro eléctrico auto-heterodino retardado del láser DFB no encadenado. El ancho de línea a medio máximo del láser DFB en oscilación libre fue estimado en 2.55 MHz; utilizando el criterio de los 3 dB.

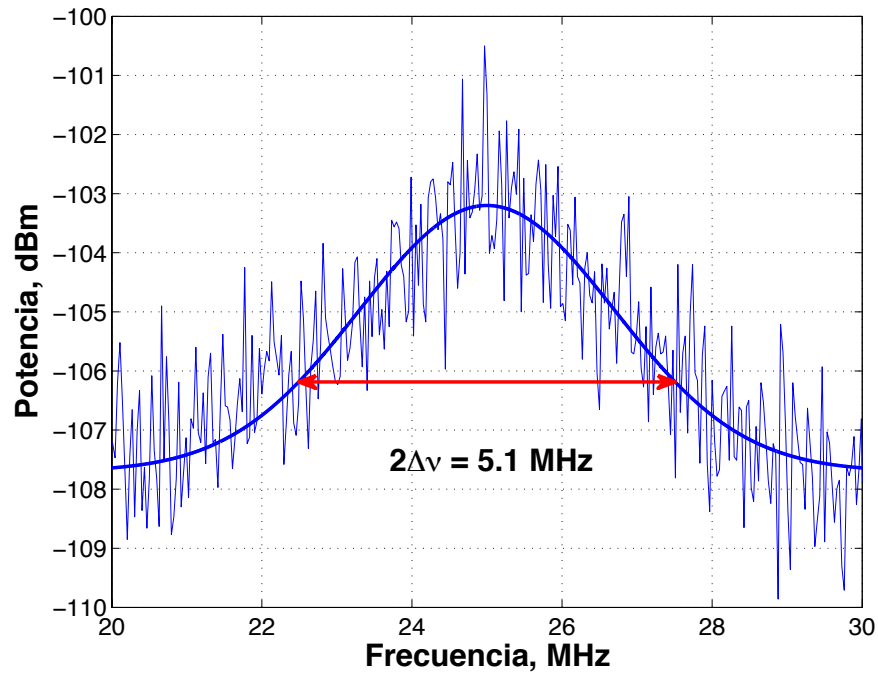


Figura 45. Espectro auto-heterodino retrasado del láser de bombeo en oscilación libre (no encadenado, OS deshabilitado).

Cuando se habilita el OS en el esquema experimental de la figura 37, la emisión de salida de la cavidad resonante es inyectada al láser de bombeo DFB mediante el OC1, generando el auto-encadenamiento por inyección. Como resultado del encadenamiento se colapsa el ancho de línea del láser DFB cuando el FORR se encuentra en el régimen de acoplamiento crítico $k_I = 0.085$.

En la figura 46 se presenta el espectro auto-heterodino retardado del láser DFB encadenado en el régimen de acoplamiento crítico, observando una reducción de hasta 2.5 KHz en el ancho de línea del láser DFB.

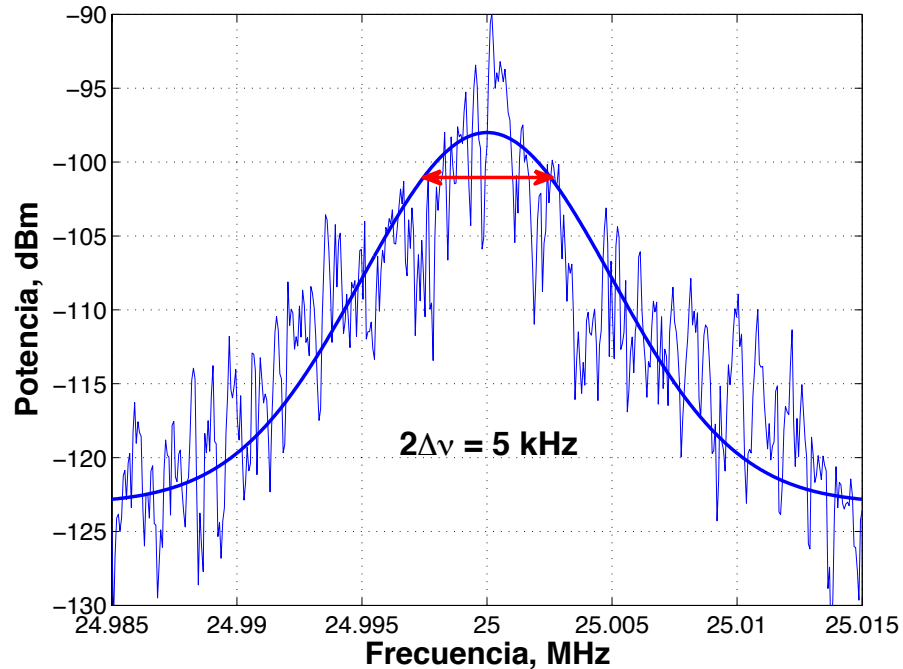


Figura 46. Espectro auto-heterodino retrasado del láser de bombeo encadenado en el régimen de acoplamiento crítico.

En la figura 47 a) y b), se muestran los espectros auto-heterodinos retardados del láser DFB encadenado cuando la cavidad resonante se encontraba en los regímenes sub-acoplado y sobre-acoplado, ocasionando una reducción del ancho de línea del láser de 2.47 y 8.5 KHz respectivamente. Como ya se mencionó, es posible alcanzar éstos diferentes regímenes al modificar el coeficiente de acoplamiento del acoplador variable VC.

La figura 48 representa los anchos de línea del láser encadenado en función del coeficiente de acoplamiento k_I . El ancho de línea del láser encadenado depende fuertemente de las condiciones de acoplamiento, éste se reduce por más de 1000 veces en los regímenes de acoplamiento crítico y sub-acoplado, y es menor para el régimen sobre-acoplado. Remarcando que el ancho de línea del láser DFB de bombeo encadenado es significativamente menor que al del modo de la cavidad del FORR (ver figura 41). Por lo que no se puede concluir que la etapa de filtrado en la retroalimentación define el ancho de línea del láser encadenado. Sin embargo, la

tendencia experimental de la dependencia del ancho de línea del láser sobre el coeficiente de acoplamiento k_I es muy semejante a la generada en la simulación para el modo de la cavidad, como se observa en las figuras 41 y 48. Donde la tendencia es muy similar, por lo que se demuestra una relación entre el ancho de línea del modo del FORR y el ancho de línea del láser DFB encadenado, en función del coeficiente de acoplamiento k_I .

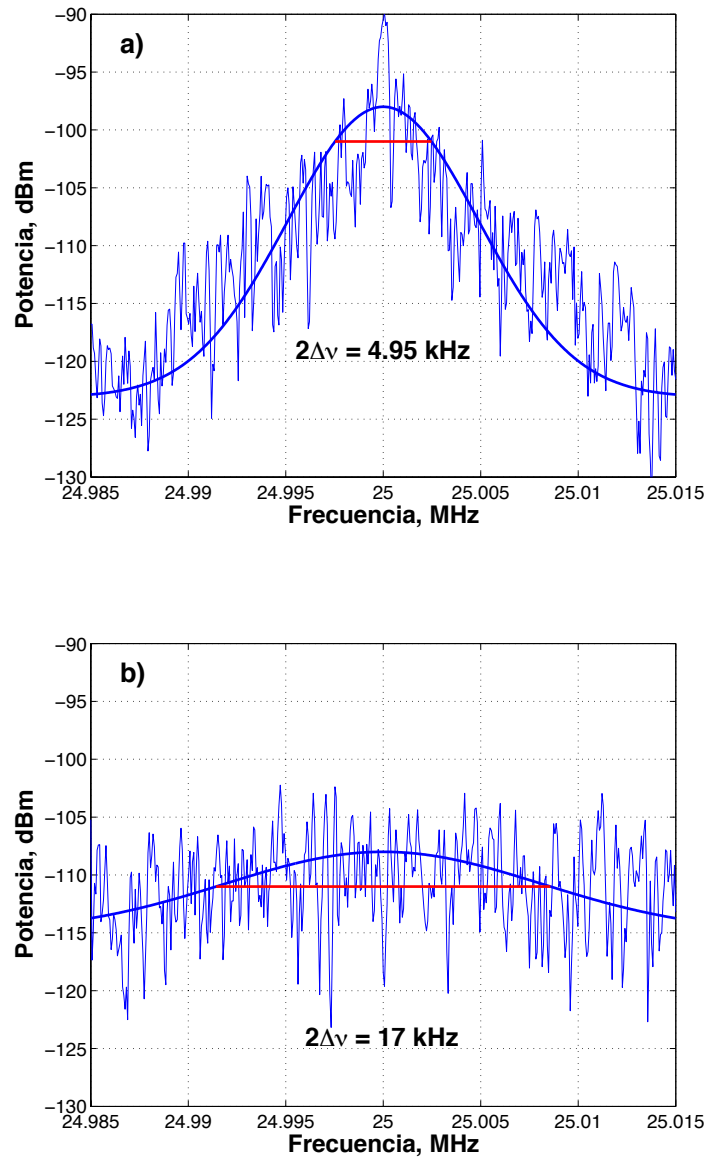


Figura 47. Espectro auto-heterodino retardado del láser de bombeo encadenado en el régimen:
a) sub-acoplado, b) Sobre-acoplado.

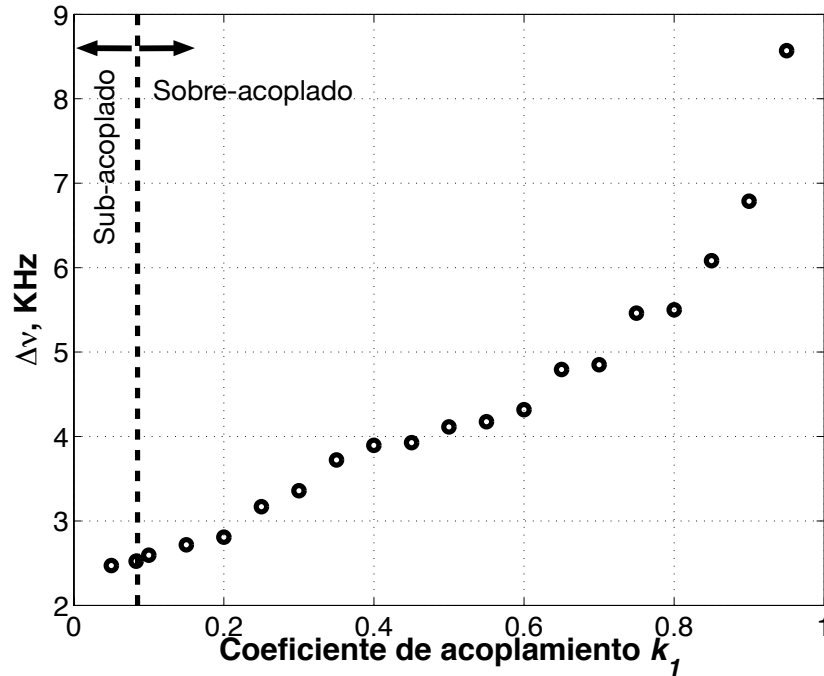


Figura 48. Mediciones del ancho de línea del láser DFB encadenado en función de k_1 , presentando los tres regímenes de acoplamiento.

Experimentalmente no se encontró diferencia alguna en la estabilidad del encadenamiento para diferentes regímenes de acoplamiento para la misma potencia de retroalimentación. Más sin embargo, el acoplamiento crítico proporciona mayor estabilidad de encadenamiento por su mayor nivel de potencia.

Se cree que la estabilidad de encadenamiento puede ser mejorada si se utilizara una configuración experimental formada completamente de componentes y fibra de polarización preservada, así como una estabilización de temperatura en la cavidad resonante.

3.3 Resultados

Se han utilizado un anillo resonador de fibra óptica de bajas pérdidas con fibra ordinaria de telecomunicaciones SMF-28 y acopladores direccionales como filtro de alta fineza

para el auto-encadenamiento por inyección del láser DFB de bombeo. Se ha comparado el encadenamiento con el FORR en los regímenes de sub-acoplado, sobre-acoplado y críticamente acoplado, variando el coeficiente de acoplamiento del VC.

Las potencias de salida y reflejada del FORR presentan buena coincidencia con la simulación numérica cuando el láser se encuentra encadenado. Experimentalmente se encontró que la estabilidad temporal del láser DFB encadenado es casi semejante para los diferentes regímenes de acoplamiento con la misma potencia de retroalimentación. Sin embargo, el acoplamiento crítico proporciona una mayor fuerza de retroalimentación que potencialmente genera un mejor encadenamiento.

Así como también se descubrió que el acoplamiento crítico y sub acoplado generan una reducción del ancho de línea del láser encadenado. Experimentalmente se demostró que en comparación de el ancho de línea del láser DFB en oscilación libre con el ancho de línea cuando está encadenado, se reduce más de 3 ordenes de magnitud en éstos regímenes. El láser DFB encadenado genera una emisión de frecuencia única con un ancho de línea menor a 2.5 KHz en los regímenes de acoplamiento crítico y sub-acoplado; y hasta de 8.5 KHz en el régimen sobre-acoplado con una cavidad de aproximadamente 4 m de longitud.

Capítulo 4

Resonancia simultánea de bombeo y de Stokes en cavidad de fibra óptica

Los láseres de fibra de Brillouin reportados recientemente con cavidad de doble resonancia DRC (*Doubly Resonant Cavity*) presentan bajo umbral, gran pureza espectral y baja intensidad de ruido (Norcia, S., *et al.*, 2003; Geng, J.H., *et al.*, 2006; Spirin, V.V., C.A. López-Mercado, P. Mégret and A.A. Fotiadi., 2012); son muy prometedores para una gran variedad de aplicaciones, como en comunicaciones ópticas coherentes, sensores interferométricos, radares de detección coherente, microondas fotónicas, y análisis espectral de ultra alta resolución. En los láseres DRC, se genera una emisión de Stokes de frecuencia única en una cavidad de anillo corta, ésta cavidad es simultáneamente resonante para la señal de bombeo y de Stokes.

Generalmente, para obtener una operación de frecuencia única se han utilizado varias formas de sistemas de control activos (Norcia, S., *et al.*, 2003; Geng, J.H., *et al.*, 2006; Molin, S., *et al.*, 2008) como el método Pound-Drever (Black, E. D., 2001), o pasivos (Spirin, V.V., *et al.*, 2012; Spirin, V.V., C.A. López-Mercado, D. Kinet, P. Mègret, I.O. Zolotovskiy and A.A. Fotiadi, 2013). Sin embargo, dichos sistemas son diseñados generalmente para el control del salto de modo (*mode hopping*), y no pueden proporcionar el ajuste para las condiciones de la doble resonancia por si mismos.

Una solución natural para mejorar la estabilidad es el uso de cavidades de corta longitud de fibra, ya que tienen menor interacción con el medio ambiente. Pero para cavidades cortas, la doble resonancia no se genera automáticamente, debido a que los modos resonantes propios tienen una separación mayor que el ancho de banda de ganancia de Brillouin. Lo que puede ocasionar que el espectro de ganancia de Brillouin no coincida con un modo de la cavidad y no se genere la doble resonancia. Por lo que se debe de buscar la coincidencia de la resonancia con el bombeo y la emisión de Stokes mediante un ajuste de la longitud de la cavidad (López-Mercado, C. A., V. V. Spirin, A. Nava-Vega, Patrice Mégret and A. A. Fotiadi., 2014).

Debido a la necesidad de una herramienta que ayude con la generación de la doble resonancia en cavidades cortas, en este capítulo se propone un algoritmo para generar la resonancia simultánea del bombeo y el Stokes en cualquier longitud de onda.

4.1 Modos resonantes de bombeo y Stokes en cavidad de anillo de fibra

Las cavidades de anillo pueden formadas por diferentes longitudes de fibra óptica desde centímetros hasta cientos de metros. La longitud de la fibra dentro de la cavidad es la que define su rango espectral libre, por medio de la siguiente expresión:

$$FSR = \frac{c}{nL}, \quad (65)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, n es el índice de refracción de la fibra SMF-28 de Corning igual a 1.468 en 1550 nm (Corning Incorporated, 2002).

En la figura 49 se ilustra el FSR de una cavidad, el cual indica la separación entre los modos de resonancia de la cavidad. Mientras mayor sea la fineza de la cavidad, el ancho de línea del modo resonante es menor, que es obtenido mediante la relación de la expresión (54).

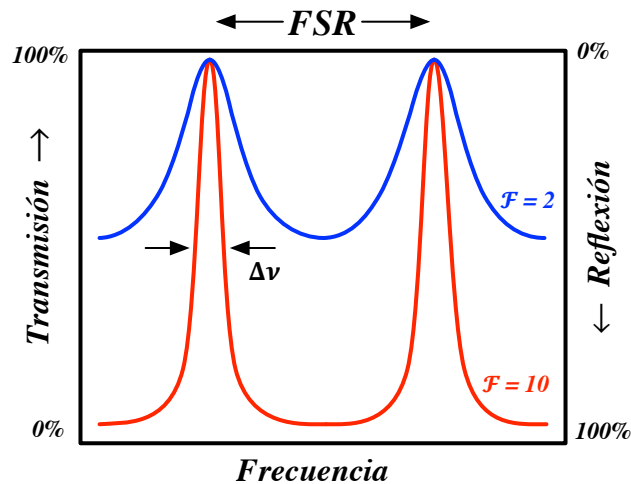


Figura 49. Ilustración del Rango Espectral Libre de una cavidad resonante.

Cuando se realiza un barrido en la frecuencia del láser de bombeo de la cavidad, ésta concurre con los modos de resonancia de la cavidad de anillo, como se observa en la figura 50. Cuando el láser está en resonancia con la cavidad se obtiene el máximo acoplamiento de la potencia del bombeo hacia dentro de la cavidad, resultando en un incremento radical de la potencia que se encuentra circulando dentro. Esta potencia induce la emisión de Stokes de Brillouin dentro de la cavidad con un espectro de ganancia desplazada de la frecuencia de resonancia del bombeo por la frecuencia de desplazamiento de Brillouin ν_B . Si el espectro de ganancia coincide con un modo de resonancia de la cavidad y el bombeo, el umbral de Brillouin será reducido, generando una mayor eficiencia de conversión en la cavidad.

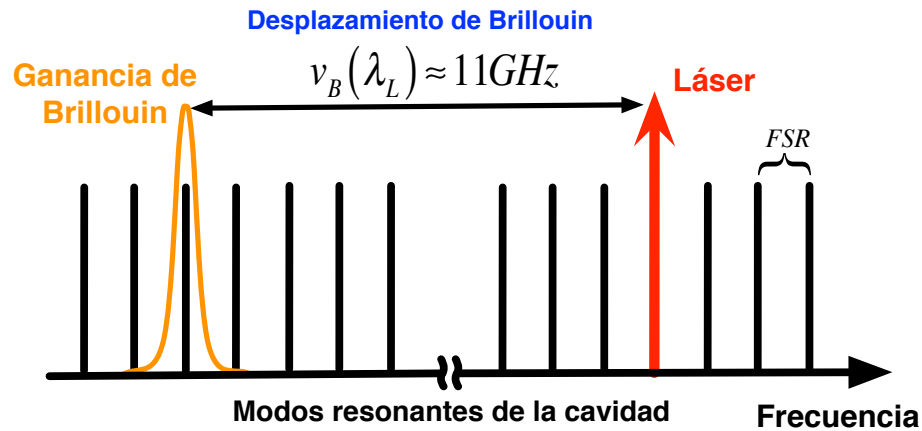


Figura 50. Ilustración de la resonancia simultánea de Stokes con el láser de bombeo.

Sin embargo, el espectro de ganancia de Brillouin no se encuentra en resonancia con el mismo modo que el láser de bombeo, ya que la frecuencia de la componente de Stokes es reducida por el desplazamiento de Brillouin ν_B , como se observa en la figura 50. La condición para que se genere la doble resonancia dentro de la cavidad, es que la frecuencia del desplazamiento de Brillouin debe ser igual a un número entero del FSR, de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\nu_B^m = m \cdot \text{FSR}, \quad (66)$$

donde m es un número entero.

La figura 51 muestra una ilustración de la doble resonancia de la cavidad con el bombeo y Stokes. Donde al realizar un barrido en la frecuencia del bombeo, se encuentran los modos resonantes de la cavidad, además de generar un cambio en el desplazamiento de Brillouin ν_B ; al momento de que el ν_B coincide con un modo de resonancia del bombeo se genera la resonancia simultánea.

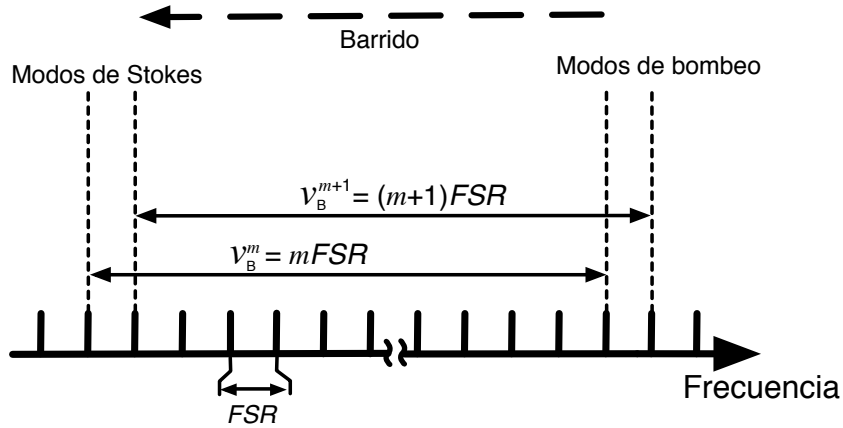


Figura 51. Ilustración de la condición del factor m .

Para clarificar el estado de doble resonancia, si se varía la longitud de onda de láser de bombeo, se modifica el desplazamiento de Brillouin ν_B a razón de:

$$\nu_B = \frac{2nV_A}{\lambda_P}, \quad (67)$$

donde λ_P es la longitud de onda del bombeo, $V_A = 5800$ m/s (Thevenaz, L., 2010) es la velocidad acústica en la fibra óptica, y n es el índice de refracción de la fibra.

4.2 Observación experimental de la resonancia simultánea

El esquema experimental para investigar la resonancia simultánea es mostrado en la figura 52. En ésta configuración, la cavidad de anillo resonador de fibra óptica FORR es

bombada por un láser sintonizable ANDO 4321D con un ancho de línea de 200 KHz y una potencia máxima de salida de 5 mW. La señal de bombeo es amplificada por un amplificador de fibra dopada de Erbio *EDFA* hasta 45 mW; pasa por el circulador óptico CO, el cual protege al *EDFA* de reflexiones y al mismo tiempo funciona como la salida de la señal de Stokes (puerto D); y finalmente es inyectada en la cavidad por el acoplador AC1 de radio 90/10. La cavidad de anillo está formada por los acopladores AC1 y AC2, con una longitud $L \approx 4$ m de fibra estándar mono-modo SMF-28. El controlador de polarización CP1 es utilizado para maximizar el acoplamiento de energía dentro de la cavidad resonante y el CP2 ajusta el estado de polarización de la luz dentro de la cavidad para eficientar la generación de la emisión de Stokes. Como ya se mencionó en el capítulo anterior, la configuración de la FORR presenta un funcionamiento análogo a un interferómetro Fabry-Perot de fibra óptica (Urquhart, Paul, 1988; Rao, Wei., *et al.*, 2011). Las señales transmitida, reflejada y de Stokes en los puertos B, C y D, respectivamente, son monitoreadas y registradas por un osciloscopio digital en sincronía con el láser sintonizable.

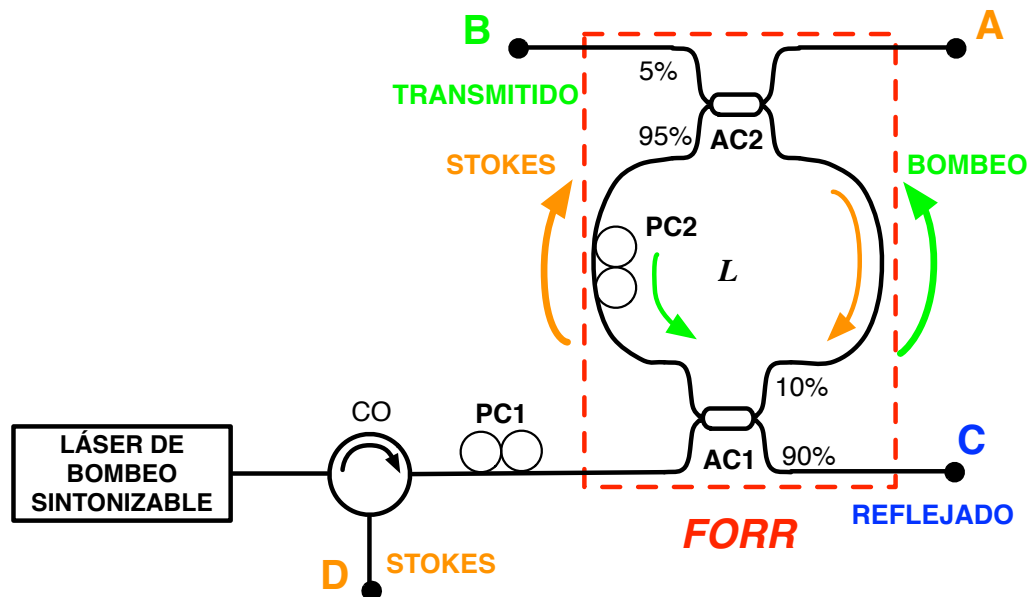


Figura 52. Esquema experimental de cavidad resonante para observar la doble resonancia; CP - controlador de polarización, CO - circulador óptico, AC1 y AC2- acoplador óptico.

El desplazamiento de Brillouin de acuerdo a la expresión (67) es dependiente de la longitud de onda del bombeo; por lo que un incremento de la longitud de onda del láser

de bombeo genera un decremento de la frecuencia de desplazamiento de Brillouin. Teniendo en cuenta esto, se realizó un barrido de la longitud de onda del bombeo λ_P , y se monitorearon las señales en los puertos B, C y D del esquema experimental (figura 52). Cuando se cumple la condición de doble resonancia de la expresión (66), se genera la resonancia simultánea y se observa la señal de Stokes en espigas, que conforme se acerca al modo de resonancia presentan mayor amplitud.

En la figura 53 se presenta una captura del osciloscopio, mostrando las señales de los puertos reflejado, transmitido y de Stokes, al realizar un barrido de la longitud de la onda del bombeo λ_P desde 1547 hasta 1570 nm con una duración de 20 segundos. Se observan cuatro picos en la señal de Stokes para ciertos valores de λ_P , los cuales están formados por espigas en los instantes que se genera la doble resonancia. En cambio, la señal de bombeo transmitido presenta espigas de resonancia de la misma amplitud para todos los valores de λ_P y de forma contraria en el puerto reflejado se observan valles.

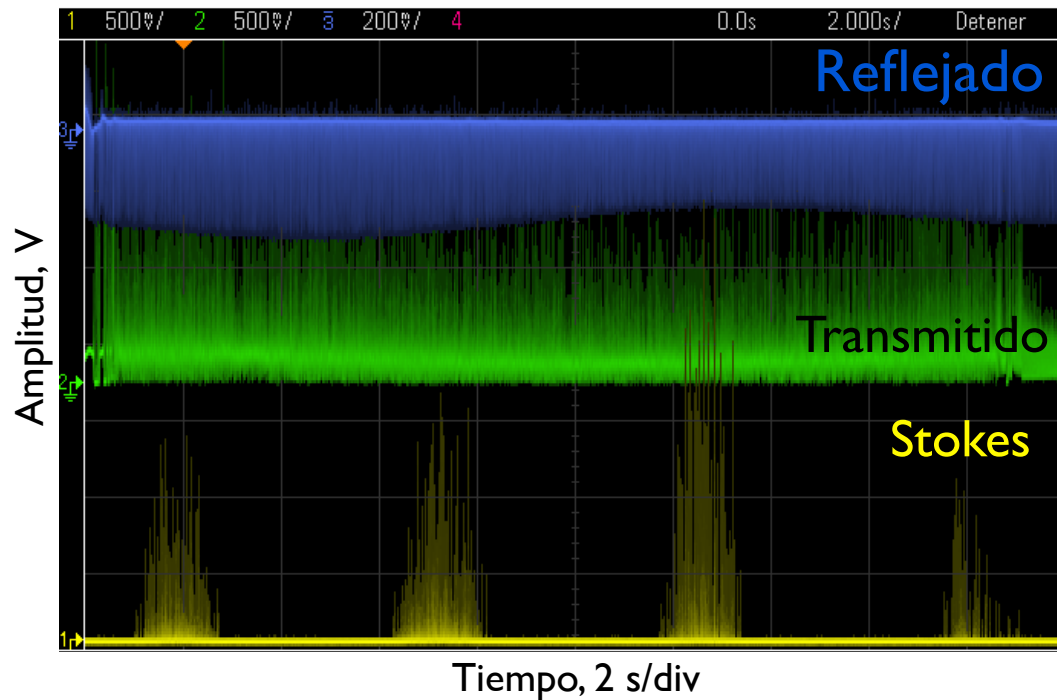


Figura 53. Imagen de osciloscopio del barrido en longitud de onda del bombeo, $\lambda_P = 1547\text{-}1570$ nm.

Para una observación más detallada del fenómeno de la resonancia simultánea, se ajustó la longitud de onda del bombeo en 1550 nm, que corresponde a la parte central del primer pico de Stokes y se modificó la escala de tiempo del osciloscopio de 2 seg a 1 mseg/división. En la figura 54 se muestran los trazos de osciloscopio de los puertos B, C y D para éstas condiciones.

Experimentalmente el máximo acoplamiento del bombeo dentro de la cavidad es observado en instantes de corto tiempo como espigas en la señal transmitida en el puerto B (figura 54 trazo en color verde). En el instante que se presenta un incremento en la potencia de la señal transmitida, se genera una cresta en la potencia de la señal reflejada en el puerto C (figura 54, color azul), presentando el mismo funcionamiento del interferómetro Fabry-Perot clásico. En el instante en que la señal dentro de la cavidad alcanza el umbral de Brillouin se genera una espiga en la señal de Stokes en el puerto D (figura 54, amarillo). Donde se observa claramente que no para todas las crestas de la señal transmitida se generan las espigas en la emisión de Stokes, y que a demás éstas no son de la misma amplitud por la naturaleza no lineal de la dispersión de Brillouin.

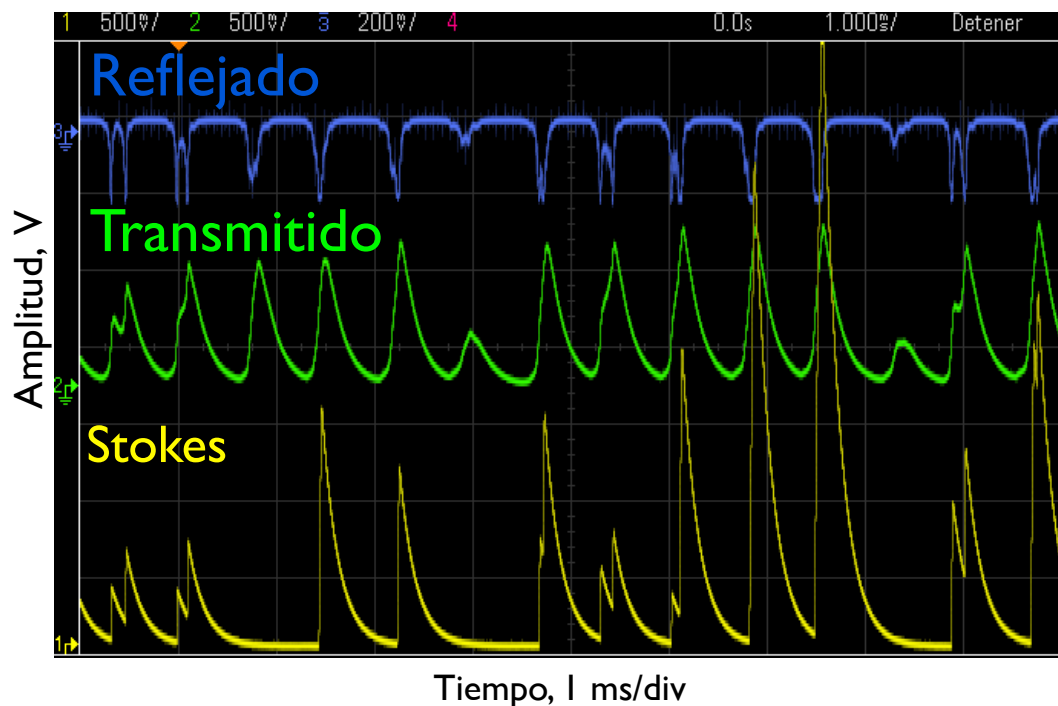


Figura 54. Imagen de osciloscopio de la resonancia simultánea de la señal de Stokes y el bombeo.

El corto tiempo de acoplamiento (cresta en la señal transmitida) es observado porque la frecuencia del láser sintonizable coincide con un modo de resonancia de la cavidad por pequeños instantes de tiempo. El desacoplamiento es principalmente por la variación de la frecuencia de los modos de resonancia con la temperatura, ya que en nuestra configuración experimental no se utilizó ningún dispositivo para la protección de la cavidad contra las variaciones ambientales.

De igual forma ésta técnica propuesta fue aplicada para varias cavidades de diferente longitud en el rango de 1.5 - 8 m. En la figura 55 a), b), y c), se presentan las envolventes de las espigas de señal de Stokes al hacer un barrido de λ_P para cavidades de 1.5, 4 y 8 m, respectivamente. Observando claramente la dependencia que existe entre la longitud de la cavidad y la separación de las envolventes de Stokes, que serán referidos como picos de Stokes, de ahora en adelante.

Además, en la figura 55-d), se muestra la dependencia resultante de la separación entre los picos de Stokes para diferentes longitudes de cavidad, experimentalmente con marcas ($\diamond$) y teóricamente con línea continua. El cálculo para obtener la separación entre los picos de doble resonancia se realizó por medio de la expresión desarrollada a partir de las ecuaciones (65)-(67), dada por:

$$\Delta\lambda = \frac{c\lambda_m^2}{2n^2LV_A}, \quad (68)$$

donde λ_m es la longitud de onda central del pico m . Asignando el número de pico m , al primer pico que aparece del lado izquierdo, continuando con $m-1$, para el segundo, y así sucesivamente.

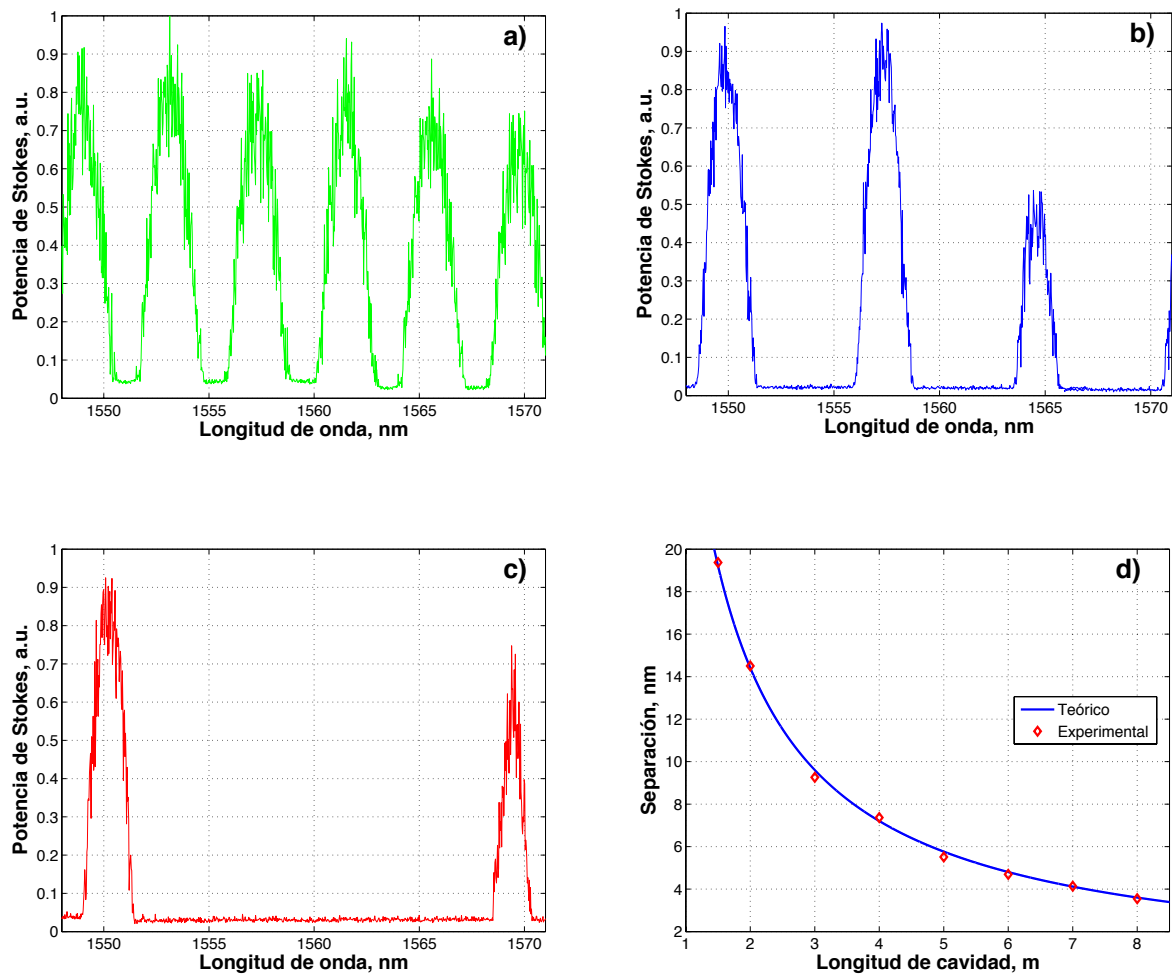


Figura 55. Picos de Stokes en doble resonancia para cavidades de diferentes longitudes: a) 1.5m, b) 4m, c) 8m, y d) separación de los picos de Stokes contra la longitud de la cavidad.

En la figura 56 se muestran dos picos de Stokes con sus correspondientes aproximaciones Gaussianas en términos de la frecuencia del desplazamiento de Brillouin ν_B determinada a partir de la ecuación (67). Se puede determinar que el ancho de banda del pico de Brillouin es ≈ 15 MHz para la cavidad y fibra utilizadas; y se observa que la separación del punto central de las envolventes es de ≈ 25 MHz, que corresponde a la separación de los modos de la cavidad determinada por el *FSR* para una cavidad de aproximadamente 8 m.

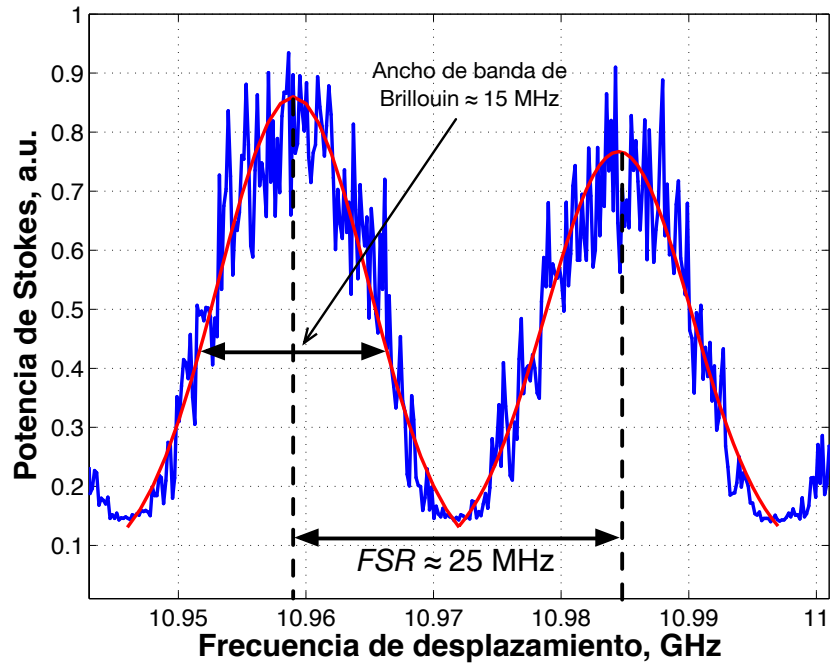


Figura 56. Envolvente de los picos de Stokes contra la frecuencia del desplazamiento de Brillouin.

En la figura 57 se muestra la dependencia de la longitud de la cavidad contra la separación de las envolventes de los picos de Stokes en frecuencia. Donde se observa que la separación entre los picos de Stokes corresponde al FSR de cada cavidad.

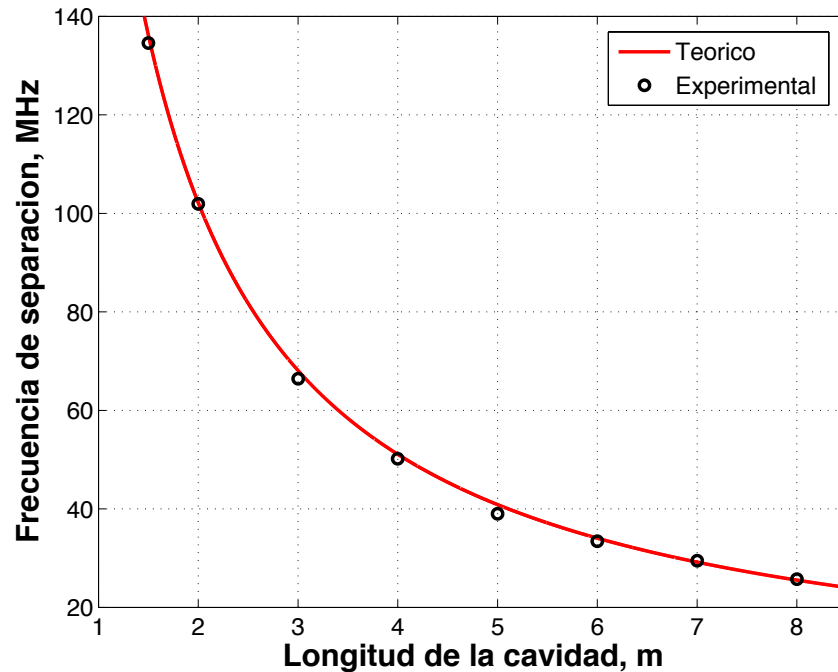


Figura 57. Separación de los picos de Stokes en frecuencia para cavidades de diferente longitud.

Para las cavidades llamadas “largas” mayores de ~ 15 m, la separación de los modos de resonancia determinada por la longitud de la cavidad será menor al ancho de banda de la ganancia de Brillouin. Al generarse la resonancia simultánea, el pico de Stokes correspondiente a un modo del bombeo se traslapará con el modo contiguo o adyacente. Por ésta razón en las cavidades largas la resonancia de el bombeo y Stokes estará presente en todo momento, como se observa en la figura 58, donde se muestran los picos de resonancia simultánea para cavidades de fibra de 8 y 19 metros.

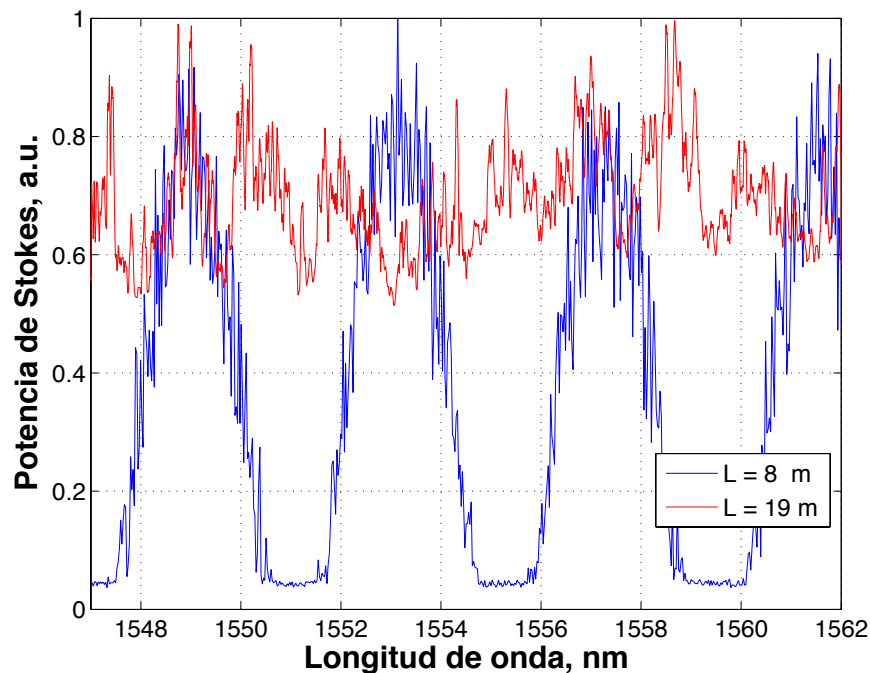


Figura 58. Separación de los picos de Stokes para cavidades de: a) 8 m, y b) 19m.

El método para la observación de la resonancia simultánea, como el presentado en la figura 52, fue realizado para cavidades de diferente longitud. En la figura 59 a), se presentan los umbrales de Brillouin en la cavidad en resonancia simultánea para diferentes longitudes de la cavidad. Cuando se presenta la doble resonancia en la cavidad, el umbral de Brillouin disminuye drásticamente, en comparación de cuando no se cumple la condición de la doble resonancia.

En la anti-resonancia, o sea, cuando la longitud de onda del bombeo no coincide con el modo de resonancia de la cavidad y de Stokes al mismo tiempo, la potencia del bombeo se aumentó 5 veces, pero no se logró alcanzar el umbral de Brillouin. Como se observa en la figura 59 b) con línea en color azul, nunca se observó la emisión de Stokes, incluso cuando la potencia del bombeo se aumentó hasta 25 mW, para una longitud de la cavidad de 8 m. Por lo que para longitudes de onda en anti-resonancia el umbral de Brillouin se incrementa por lo menos 5 veces.

La potencia del bombeo medida en el umbral para la generación de la emisión de Stokes varía desde ~ 5 mW para una cavidad de 8 m hasta ~ 15 mW para una cavidad de 1.5 m.

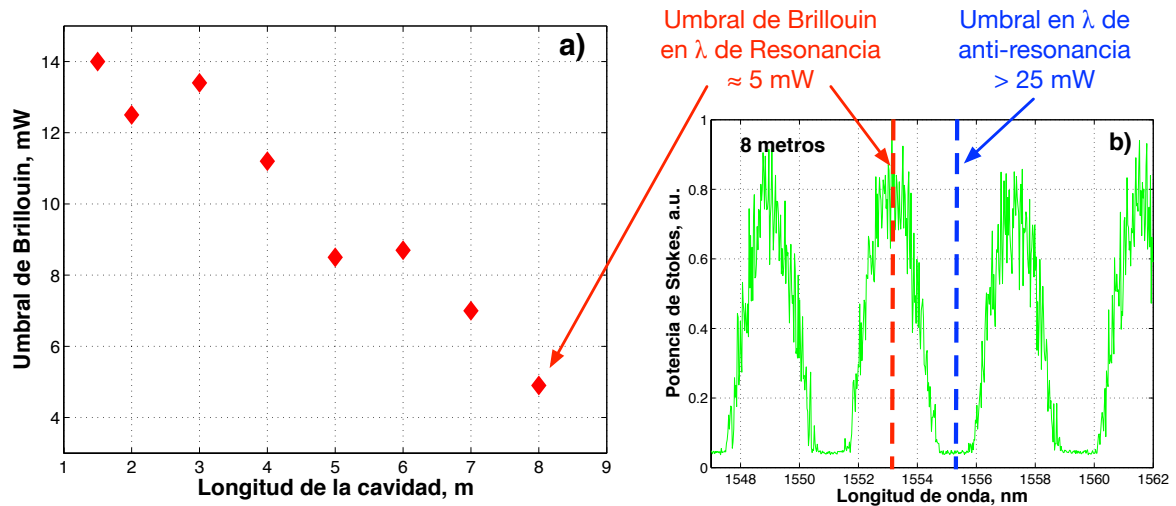


Figura 59. Umbral de Brillouin: a) contra cavidades de diferente longitud; b) Resonancia y anti-resonancia.

Mediante la configuración propuesta se comprobó que el funcionamiento del FORR se asemeja a un interferómetro Fabry-Perot clásico; que cuando se tiene un máximo en el puerto transmitido, en el reflejado es mínimo, y viceversa. Así como también, se observó la resonancia simultánea y anti-resonancia, registrando el nivel de potencia del umbral de Brillouin para cavidades de diferente longitud. Utilizando esta metodología es posible realizar la medición de la velocidad del sonido en la fibra óptica, como se presenta a continuación.

4.3 Medición de la velocidad del sonido en la fibra óptica

El desplazamiento de Brillouin se debe a la generación de una onda acústica que viaja en la fibra o modula el medio, por lo que existe una dependencia de la velocidad del sonido en la fibra óptica (ecuación 67). Para obtener la frecuencia de desplazamiento de Brillouin, así como la resonancia doble en cavidades de fibra, es necesario conocer la velocidad del sonido en la fibra a prueba.

Para medir la velocidad del sonido de la fibra empleada bajo nuestras condiciones experimentales, se usó la configuración experimental mostrada en la figura 60, donde el láser sintonizable con una longitud de onda central de 1549.7 nm es inyectado hacia la cavidad de anillo por el circulador OC1 y el acoplador C1, el PC1 es ajustado para el mayor acoplamiento de la señal de bombeo hacia la cavidad. La señal de bombeo al entrar en resonancia con la cavidad alcanza el umbral de Brillouin y se genera la componente de Stokes de Brillouin. Además se genera la retrodispersión de Rayleigh, ambas en contrapropagación a la dirección de propagación del bombeo. El acoplador C1 genera un batimiento entre estas señales retrodispersadas, y es registrado en la salida del CO en el puerto A

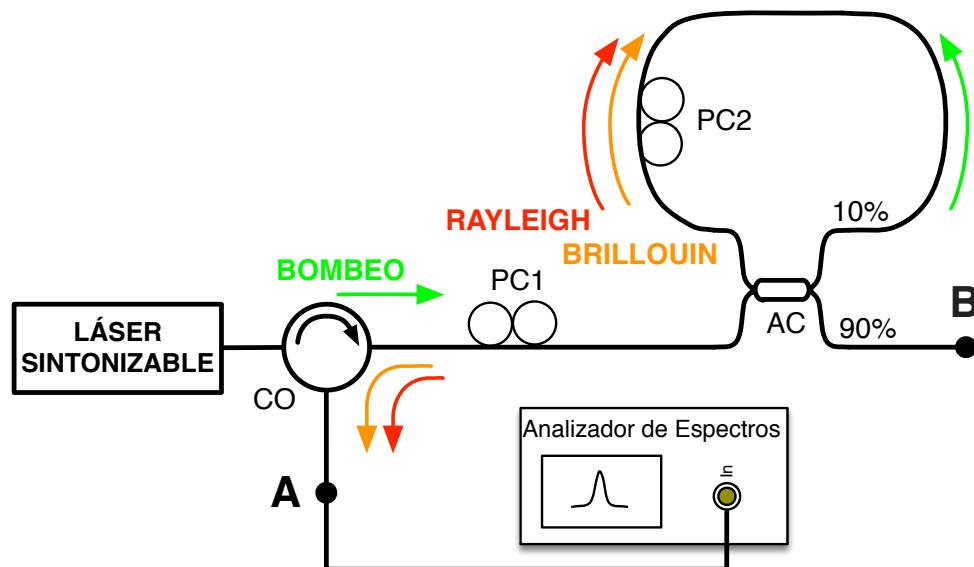


Figura 60. Esquema experimental para la medición de la velocidad del sonido en la fibra óptica.

En la figura 61 se muestra el espectro óptico de las retrodispersiones de Brillouin y Rayleigh, donde la longitud de onda de la señal Rayleigh corresponde a la del bombeo en 1549.7 nm, y la longitud de onda de la señal de Stokes se encuentra desplazada ~ 0.09 nm de la longitud de onda del bombeo.

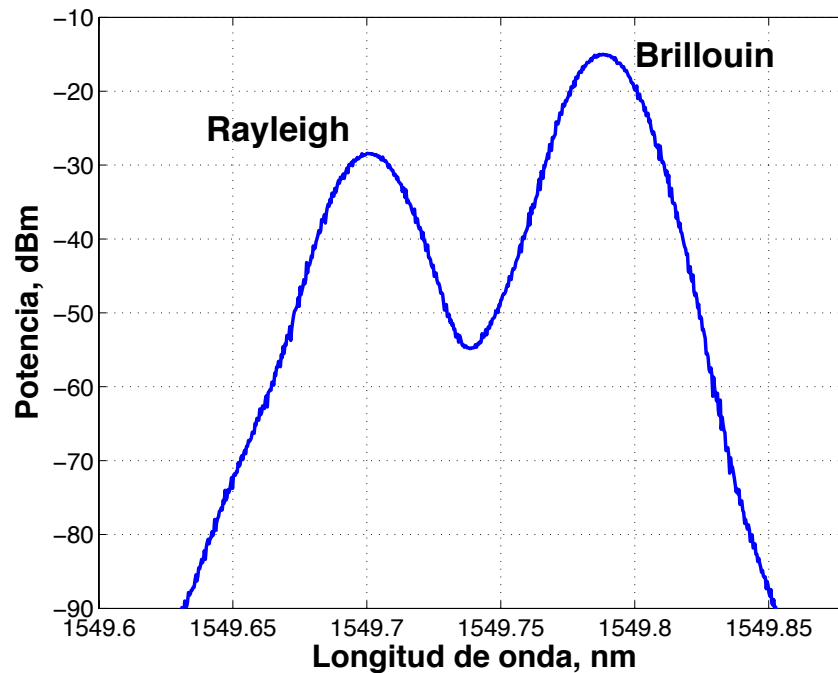


Figura 61. Espectro óptico las retrodispersiones de Rayleigh y Brillouin.

En la figura 62 se presenta una fotografía de la señal de batimiento de las dispersiones de Rayleigh y Brillouin generada en el acoplador C1 y monitoreada en el puerto A (figura 60) por un convertidor óptico/eléctrico HP 70810B y un analizador de espectros eléctrico RF HP 70908A con rango de frecuencia de 0.1 a 22 GHz.

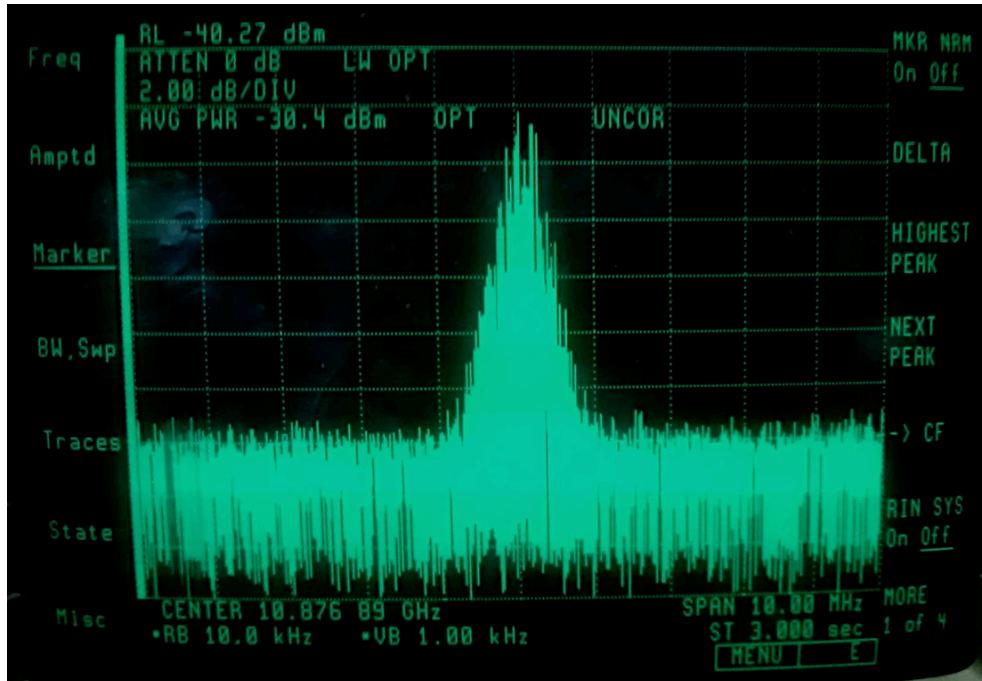


Figura 62. Espectro de la señal de batimiento entre la dispersión de Rayleigh y Brillouin.

Como se observa en la figura 62, la señal de batimiento se encuentra centrada en 10.87689 GHz, que corresponde a la separación en frecuencia entre la señal de Rayleigh y Brillouin. La retrodispersión de Rayleigh es un proceso no lineal inelástico que conserva la misma longitud de longitud de onda del bombeo, en cambio la retrodispersión de Brillouin es un proceso no lineal elástico, y tiene un desplazamiento en frecuencia ν_B que depende de las características de la fibra. La expresión para determinar al ν_B en la fibra está dada por la ecuación (67), las variables en ésta son conocidas, a excepción de la velocidad de sonido, que depende de cada fibra en particular, por lo que la se puede determinar con la siguiente expresión:

$$V_A = \frac{\lambda_P}{2n} \nu_B, \quad (69)$$

donde $\lambda_P = 1549.7$ nm, $\nu_B = 10.87689$ GHz, y $n = 1.4682$ (Corning Incorporated, 2002).

Con el conocimiento de estos valores conocidos y mediante la expresión anterior, es posible deducir que la velocidad del sonido en la fibra óptica SMF-28 de nuestra cavidad es de 5740 m/s.

4.4 Algoritmo para la ajuste de resonancia simultánea en cavidades cortas de fibra óptica

En las cavidades “largas” la resonancia simultánea se genera automáticamente para cualquier longitud de onda cuya separación de los modos resonantes sea menor al ancho de banda de la ganancia de Brillouin. Pero en las cavidades cortas no ocurre así, solo se genera en los modos de resonancia simultáneos para diferentes longitudes de onda (ver figura 55), que se encuentran separados por el FSR de la cavidad. Debido a que los modos de resonancia de la cavidad son los que designan los puntos de la resonancia simultánea y estos modos dependen de la longitud de la cavidad, se propone un algoritmo para generar la resonancia simultánea en cualquier longitud de onda modificando la longitud de la cavidad.

El algoritmo de ajuste de la cavidad que se propone, consta de los siguientes pasos:

Paso 1. Obtener los trazos de Brillouin con la cavidad original y determinar la posición de los picos de resonancia. En este primer paso, se tiene que realizar el barrido en longitud de onda del láser de bombeo para observar por lo menos un par de picos y encontrar la posición de los picos de doble resonancia de la cavidad. En los picos de Stokes de la figura 56, se usa una aproximación de envolvente Gaussiana para encontrar su longitud de onda central.

Paso 2. Calculo de la constante m . A partir del barrido en longitud de onda del bombeo, se deben observar por lo menos dos picos vecinos de los cuales se registrará la longitud de onda central de cada uno, asignando al pico de menor longitud de onda el nombre m y $m-1$ para el vecino de mayor longitud de onda. Manipulando las ecuaciones (65) – (67), se deduce la expresión para encontrar el m -ésimo orden de la envolvente de cada pico:

$$m = \text{nint} \left(\frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} \right), \quad (70)$$

donde λ_m y λ_{m-1} son las longitudes de onda centrales de las envolventes de los picos de

orden m y $m-1$ dentro del intervalo de medición; y nint es una función que redondea al entero mas próximo.

Después, se selecciona la longitud de onda en la que se desea localizar la parte central de un pico de la resonancia simultánea, que llamaremos λ_0 .

Paso 3. Cálculo de la longitud ΔL a ser extraída de la longitud total de la cavidad para desplazar el pico de resonancia seleccionado a la longitud de onda λ_0 . Después de manipulaciones algebraicas en las ecuaciones (65) - (77) se encuentra la expresión para calcular la longitud ΔL :

$$\Delta L = \frac{c}{2n^2 V_A} (m\lambda_m - l\lambda_0), \quad (71)$$

donde l es el orden del pico que se desplazará a λ_0 .

Paso 4. Cortar la fibra de la cavidad de manera precisa para modificar su longitud en ΔL . Cualquier modificación en la longitud de la cavidad afecta la posición de los picos de la resonancia de Brillouin y del bombeo, ya sea agregando o extrayendo fibra de la cavidad; pero el proceso de extracción es más sencillo que el agregar un tramo de fibra a la cavidad. Al encontrar el ΔL para desplazar el pico más cercano a λ_0 , el desplazamiento del siguiente pico será una adición a la longitud de corte que corresponde a la separación entre los picos vecinos.

En la figura 63 se muestra una dependencia de la longitud ΔL contra la longitud de onda deseada λ_0 para diferentes picos l que se desean desplazar hacia λ_0 . Hipotéticamente, para una cavidad de 1.5 m, si se deseara mover el pico de orden $l = m$ hacia $\lambda_0 = 1545$ nm y $\lambda_m = 1550$ nm, usando la expresión (71) se deberá cortar un ΔL de 0.49 cm. Lo cual es sumamente complicado, realizar el corte, la clivación de los dos extremos y la fusión de las fibras. Por otro lado, si se deseara desplazar el pico

$l = m-1$ hacia λ_0 se debe de cortar un ΔL de 2.35 cm, para $m-2$ a λ_0 se debe de cortar un ΔL de 4.2 cm, y así sucesivamente en incrementos de 1.86 cm.

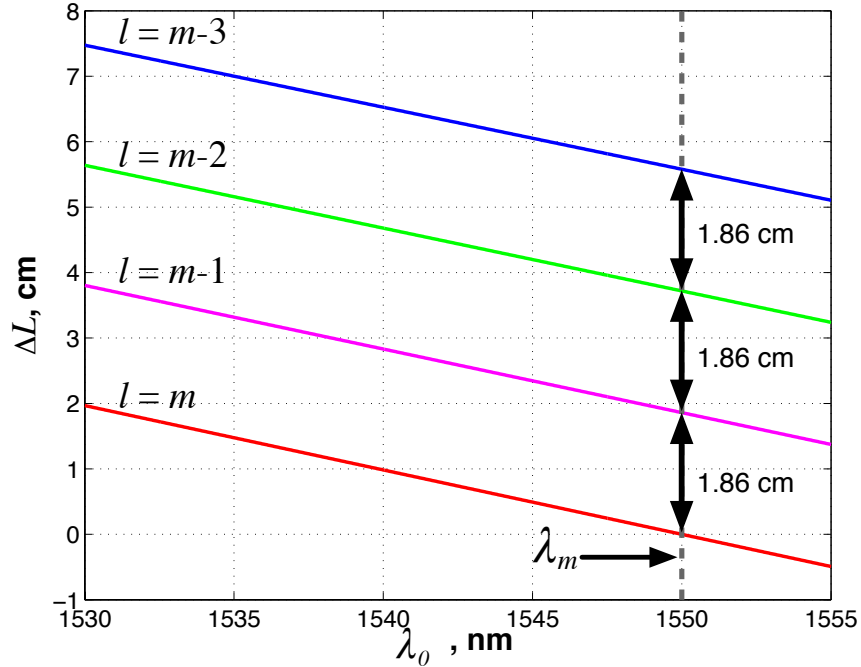


Figura 63. Longitud de corte de la fibra ΔL para diferentes valores de λ_0 y diferente pico l .

La precisión en el desplazamiento del pico depende críticamente de la exactitud del corte de ΔL . El algoritmo presentado también permite estimar la longitud de la fibra dentro de la cavidad por medio de la siguiente expresión:

$$L = \frac{c}{2n^2V_A} \left(\frac{\lambda_l \lambda_{l-1}}{\lambda_{l-1} - \lambda_l} \right). \quad (72)$$

El algoritmo presentado es una solución técnica simple para obtener resonancia simultánea de la emisión de Stokes con el bombeo en cualquier longitud de onda deseada, para el diseño de láseres de fibra de Brillouin, y otras aplicaciones donde se requiere de la resonancia o anti-resonancia de Brillouin.

4.5 Estimación de incertidumbres del algoritmo propuesto

En el apartado anterior se propuso un algoritmo para generar la resonancia simultánea en un láser de Brillouin de fibra mediante un simple corte de la fibra. La técnica propuesta permite el ajuste de la longitud de la cavidad corta para generar o evitar la resonancia de Brillouin en cualquier longitud de onda.

Ahora se realiza un análisis detallado del algoritmo para evaluar su eficiencia, mediante la propagación de errores en las mediciones del pico de resonancia y el procedimiento de corte de la fibra. Para analizar la precisión del algoritmo se medirá la propagación de incertidumbres desde el proceso de la ubicación de la longitud de onda central de los picos de Stokes hasta el procedimiento de corte y empalme de la fibra en la cavidad.

La propagación de incertidumbres (o errores) es el efecto de variables de incertidumbre en la incertidumbre de una función matemática basada en ellas. Cuando las variables son los valores de mediciones experimentales presentan una incertidumbre debido a las limitaciones en la medición, que se propaga a la combinación de las variables en la función.

La cuantización de la incertidumbre comúnmente se encuentra dada por la desviación estándar. Asumiendo que las variables de incertidumbre son independientes, es posible calcular la desviación estándar a partir de (Clifford, A. A. ,1973):

$$\delta_F = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\delta x_i \frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2}, \quad (73)$$

donde δ_F es la desviación estándar de la función F , δx es la desviación estándar de x .

La determinación experimental de la longitud de onda central de los picos λ_m y λ_{m-1} , puede llevar a cometer algunos errores en las mediciones de $\delta\lambda_m$ y $\delta\lambda_{m-1}$, que dependen de la precisión del equipo utilizado. Tomando en cuenta esos errores, la incertidumbre estándar en la determinación del orden m del pico puede ser estimada de la expresión (70) utilizando la formula de la desviación estándar para obtener la función

de error de m (López-Mercado, C.A., V.V. Spirin, E.A. Zlobina, S.I. Kablukov, P. Mégret, and A. A. Fotiadi., 2012):

$$\delta m = \sqrt{\sum_{i=m}^{m-1} \left(\frac{\partial m}{\partial \lambda_i} \delta \lambda_i \right)^2} = \frac{\sqrt{2} \lambda_m}{(\lambda_{m-1} - \lambda_m)^2} \delta \lambda_m, \quad (74)$$

donde $\delta \lambda_m = \delta \lambda_{m-1} = \delta \lambda$, es la desviación estándar en la determinación de la longitud de onda del pico de resonancia.

El error ordinario en la posición del pico $\delta \lambda$ en nuestras mediciones fueron de 0.1 nm, sin embargo con el uso de promedios adicionales sobre varias mediciones de picos de Stokes, se puede obtener una incertidumbre $\delta \lambda = 0.05$ nm.

La figura 64 muestra el error estándar de la determinación del número entero de m contra la longitud de la cavidad para diferentes precisiones de la medición de la posición del pico $\delta \lambda$ de 0.1 y 0.05 nm. El método propuesto proporciona un valor correcto del orden del pico m solo para cavidades muy cortas. Mientras que para cavidades entre los 4 y 8 m, la incertidumbre es del 1 - 2 %. Sin embargo, un error relativamente alto en la estimación del orden del pico hace una contribución menor en el ajuste final de la doble resonancia.

La tarea principal de ésta técnica propuesta es la de propiciar o evitar la doble resonancia en la longitud de onda del láser de bombeo seleccionado. A partir de la expresión (61) es posible calcular la longitud de la fibra que se debe de cortar de la cavidad. Asumiendo que por lo general se desplaza el pico de orden $m-1$ hacia λ_0 , que se localiza originalmente entre los picos de orden m y $m+1$. Con ésta suposición, el error estándar máximo de la longitud de reducción de la fibra en la cavidad requerida puede ser estimada con la formula de la desviación estándar como:

$$\delta \Delta L = \sqrt{\sum_{i=m}^{m-1} \left(\delta \lambda_i \frac{\partial \Delta L}{\partial \lambda_i} \right)^2} \cong \frac{c}{2n^2 V_A} \left(\frac{\sqrt{5} \lambda_m}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} \right) \delta \lambda_m \quad (75)$$

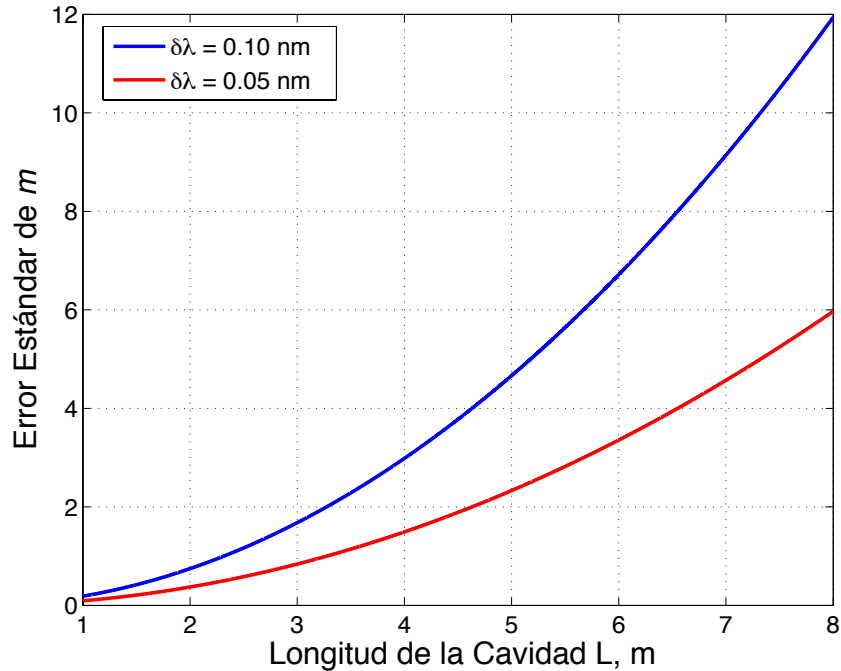


Figura 64. Error estándar en el cálculo del orden del pico m contra la longitud de la cavidad.

La incertidumbre $\delta\Delta L$ contra la longitud de la cavidad L es mostrada en la figura 65. Los errores en la estimación del intervalo de corte ΔL son menores a 1.2 mm para un error de 0.1 nm en la selección de la longitud de onda del pico de resonancia. Mientras en la estimación del intervalo de corte ΔL son menores a 0.6 mm para un error de 0.05 nm en la posición del pico de resonancia para una cavidad de 8 m, en ambos casos.

En la figura 66 se presentan los errores resultantes en la posición del pico de resonancia después del ajuste de la cavidad. El error en la posición del centro del pico desplazado es de 1.6 MHz, que es significativamente menor al ancho de línea del espectro de ganancia de Brillouin en la fibra, el cual es de ≈ 15 MHz. Donde se remarca que el error debido a la selección de la longitud de onda central del pico de resonancia es mayor para cavidades mayores de 2 a 4 m. Y el error debido al procedimiento de corte y empalme es mayor para cavidades menores a 2 m. Por lo tanto, este método propuesto genera buenos resultados con una precisión ordinaria en la medición de la posición de los picos $\delta\lambda = 0.1$ nm.

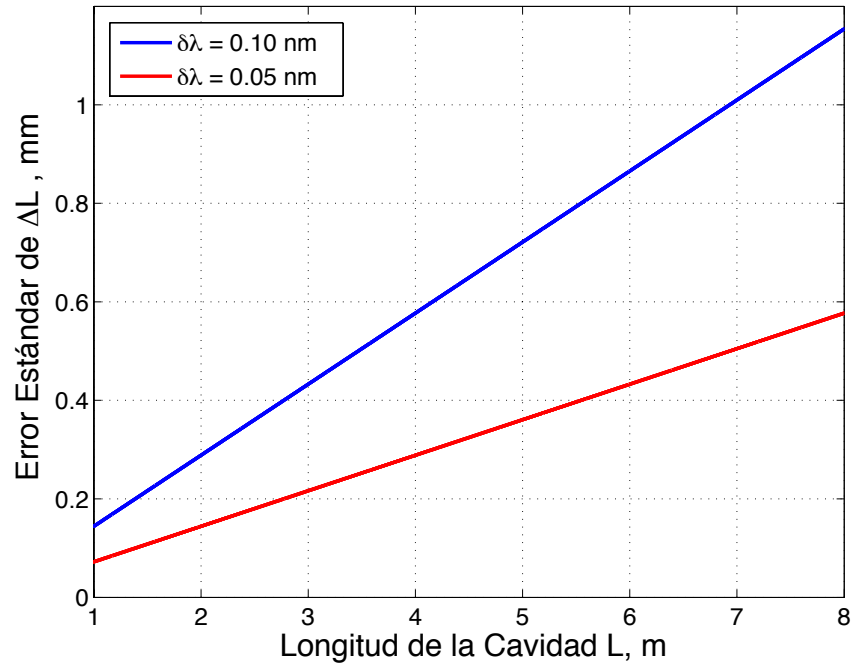


Figura 65. Error estándar en el calculo del orden de ΔL contra la longitud de la cavidad L .

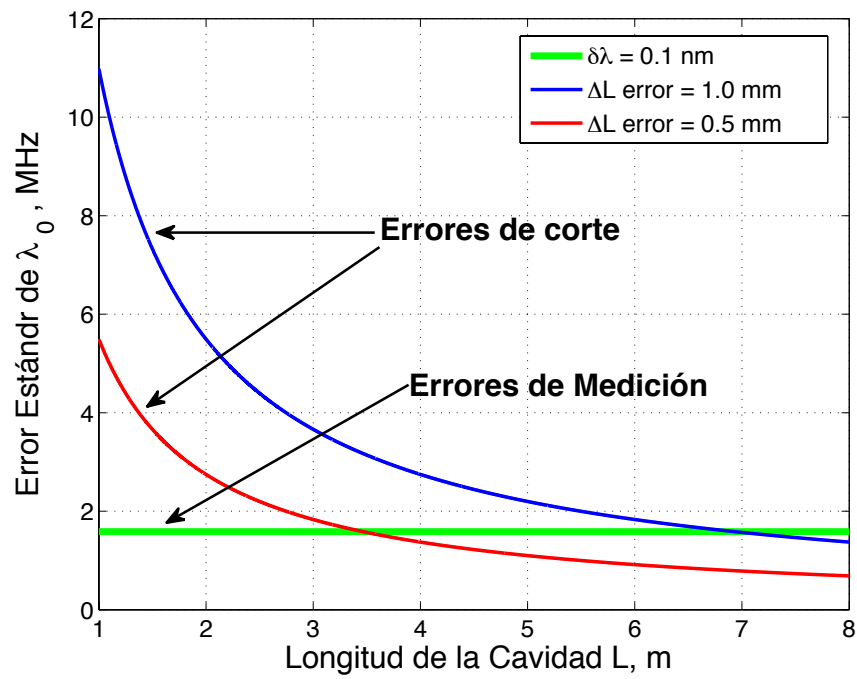


Figura 66. Error estándar en la localización de λ_0 por errores de corte y de medición.

Sin embargo, los principales errores ocurren debido a la inexactitud en la técnica de corte y fusión de la fibra. En la figura 66 se demuestran las incertidumbres en la posición del pico de resonancia con 1.0 y 0.5 nm de incertidumbre en el procedimiento de corte-empalme. Afortunadamente, incluso para una cavidad de un metro con un error de corte de 1mm, se tendrá un error de solo 5 - 11 MHz en la posición final del pico, considerando que es razonable para aplicaciones practicas.

Los errores en la medición de la longitud de la cavidad son relativamente altos, en la figura 67 se muestran el error estándar en la estimación de la longitud de la cavidad L obtenida a partir de la ecuación 72 y la formula de propagación de errores, obteniendo:

$$\delta L = \sqrt{\sum_{i=m}^{m-1} \left(d\lambda_i \frac{\partial L}{\partial \lambda_i} \right)^2} = \frac{2\sqrt{2}n^2V_AL^2}{c\lambda_m} \delta\lambda_m \quad (76)$$

La incertidumbre estándar de la longitud de la cavidad excede los 15 cm para una cavidad de 8 m hasta para un error de 0.05 nm en la posición del pico. Por lo que, se requiere de una medición con gran precisión en la posición del pico para una medición mas exacta de la longitud de la cavidad con este método.

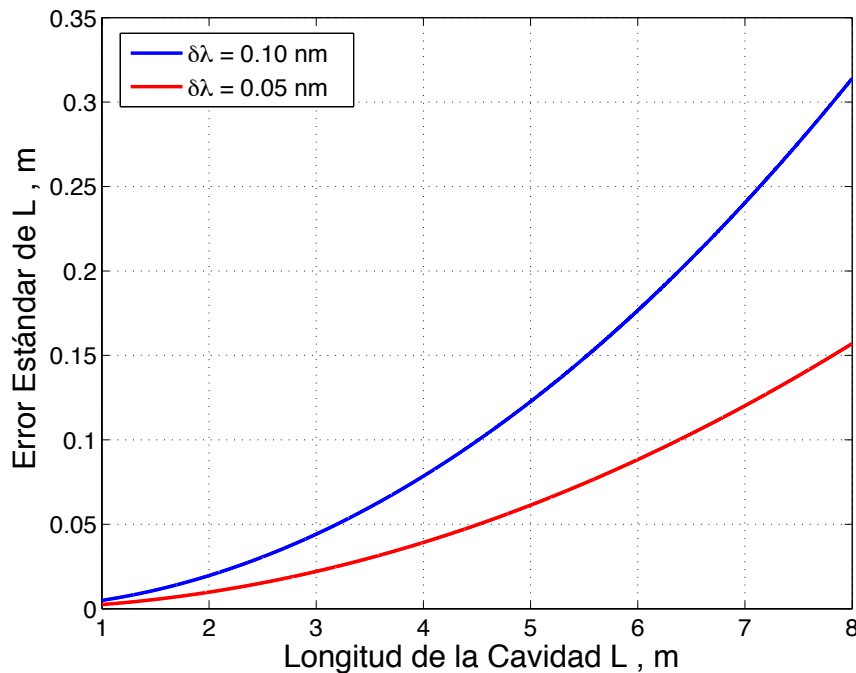


Figura 67. Error en la estimación de la longitud de la cavidad L .

4.6 Resultados

Se presentó un análisis de las incertidumbres del simple y eficiente algoritmo para la generación de la condición de doble resonancia en el láser de Brillouin de fibra en anillo basado en la medición de la dependencia de resonancia de la emisión de Stokes.

Las incertidumbres del procedimiento del ajuste de la resonancia doble en la longitud de onda deseada λ_0 , comprende dos partes: los errores debido a la inexactitud en la medición de la localización del pico de resonancia y en la imprecisión del procedimiento de corte-empalme.

El análisis de la incertidumbre por la propagación de errores demuestra que la principal ambigüedad del algoritmo está asociada con las inexactitudes de la técnica de corte. Sin embargo, incluso para el peor de los casos en una cavidad de 1.5 m de longitud y 1mm de imprecisión en el procedimiento de corte-fusión, ésta técnica presenta un error de solo 7 MHz en la posición del pico de resonancia ajustado, menor que el ancho de banda del espectro de ganancia de Brillouin en la fibra, el cual es de alrededor de 15 MHz. Y una gran precisión del procedimiento de corte puede proporcionar una localización precisa del pico de resonancia.

Por lo tanto, el algoritmo proporciona una buena precisión para el ajuste de la localización del pico con mediciones ordinarias y errores de corte.

Capítulo 5

Láseres de Brillouin de fibra óptica con cavidad doblemente resonante

Los láseres de fibra mono-modales SLM de anchos de línea angosto se han convertido en nuevas áreas de investigación debido a sus potenciales aplicaciones en los sistemas de comunicaciones óptica y sensores de fibra (Meng, Z., Stewart, G. and Whitenett, G., 2006; Dai, Z., Li J., Zhang X., Ou Z and Liu Y., 2009; Huang S., Feng Y., Dong J., Shirakawa A., Musha M. and Ueda K., 2005; Fu Z.H., Wang Y.X., Yang, D.Z. and Shen Y.H., 2009). Recientemente se han reportado diferentes de láseres SLM en configuraciones lineales y en cavidades de anillo. Los láseres de configuración de anillo se prevé el quemado del hoyo espectral (*spectral hole burning*) en la fibra activa y puede generar una emisión de menor ancho de línea en comparación con los láseres de cavidades lineales (Cheng Y, Kringleboth J.T., Loh, W.H., Laming, R.I. and Payne, D.N., 1995; Dai Z., *et al.*, 2009). Por otra parte, la operación de los láseres de cavidad de anillo están sujetos a oscilaciones multimodo y saltos de modo “*mode hopping*” asociados a las cavidades de gran longitud (Dai Z., *et al.*, 2009).

La dispersión estimulada de Brillouin es una forma universal para generar un láser de banda angosta en configuraciones de fibra, habilitando una gran variedad de características de funcionamiento (Ahmad, H., Shahi, S. and Harun, S.W., 2010; Fotiadi A .A., Kiyan, R., Deparis, O., Mégret, P. and Blondel, M., 2002; Fotiadi, A.A., 2010; Preda, C.E., Fotiadi, A.A. and Mégret, P., 2012; Spirin, V.V., Kellerman, J., Swart, P.L. and Fotiadi, A.A., 2006).

Una gran cantidad de láseres de fibra SLM, láseres de Brillouin de frecuencia única son intencionados para aplicaciones en sensores de fibra distribuidos, mediciones y procesamiento ópticos. Una clase de configuraciones de láser de fibra de Brillouin SLM con las llamadas cavidades de doble resonancia (DRC) (Norcia S, *et al.*, 2003; Geng J H, Staines S, Wang Z L, Zong J, Blake M and Jiang S B 2006; Molin S, Baili G, Alouini M, Dolfi D and Huignard J-P 2008) presentan bajo umbral, gran pureza espectral y ruido

de baja intensidad. La señal de Stokes en éstos láseres es generada con una corta cavidad de anillo de fibra que es simultáneamente resonante para la bomba y la emisión de Stokes.

Sin embargo, la operación de los láseres de Brillouin con cavidades de doble resonancia es extremadamente sensible a la resonancia de desacuerdo entre la frecuencia de bombeo y el modo de la cavidad de anillo. Para generar una operación de frecuencia única se requiere de una estabilización de la cavidad; se han utilizado diferentes métodos como por ejemplo el Pound-Drever (Fotiadi A.A., Mégret P. and Blondel, M. 2004), estabilización activa de la cavidad por el ajuste de la longitud de la cavidad con transductor piezo-eléctrico (Norcia S, *et al.*, 2003) o láseres de fibra dopados de Erblio sintonizados piezo-eléctricamente (J.H. Geng, S. Staines, Z.L. Wang, J. Zong, M. Blake, y S.B. Jiang 2006), entre otros. Sin embargo, el control activo de las cavidades láser es proporcionado por electrónica complicada que podría introducir ruido adicional al sistema de láseo (Meng Z., Stewart G. and Whitenett G., 2006).

Como se ha mencionado anteriormente, el encadenamiento por inyección óptica y el auto-encadenamiento de láseres DFB ha atraído nuestra atención especialmente para aplicaciones en comunicaciones ópticas como una técnica eficiente para mejorar el funcionamiento, contenido espectral y la polarización de los láseres de semiconductor (Fotiadi A.A., Mégret P. and Blondel M., 2004; Fotiadi A.A. and Mégret P., 2006; Gruk D.A., Kurkov A.S., Razdobreev I.M. and Fotiadi A.A., 2002). El fenómeno físico observado con la retroalimentación óptica varía desde la reducción del ancho de línea a oscilaciones caóticas irregulares (Fotiadi A.A., Mégret P. and Blondel M., 2004; Boucon A., Fotiadi A.A., Mégret P., Maillotte H. and Sylvestre T., 2008).

En este trabajo se utiliza el auto-encadenamiento para sincronizar la frecuencia del láser DFB con el modo de resonancia de Brillouin de la cavidad, así como para generar una reducción en el ancho de línea del láser DFB.

5.1 Resonancia doble en cavidades cortas

5.1.1 Ajuste experimental de la cavidad corta

De acuerdo al algoritmo presentado en el capítulo anterior, el primer paso es realizar un barrido en longitud de onda del láser de bombeo para encontrar la posición de los picos de resonancia de Stokes. En la figura 68 se presenta el barrido de la longitud de onda del láser de bombeo sintonizable, de 1534 a 1546 nm, en una cavidad de aproximadamente 4 m. las envolventes de los picos de Stokes se presentan en línea punteada en color rojo, para obtener la longitud de onda central de cada uno, que es marcada en color verde.

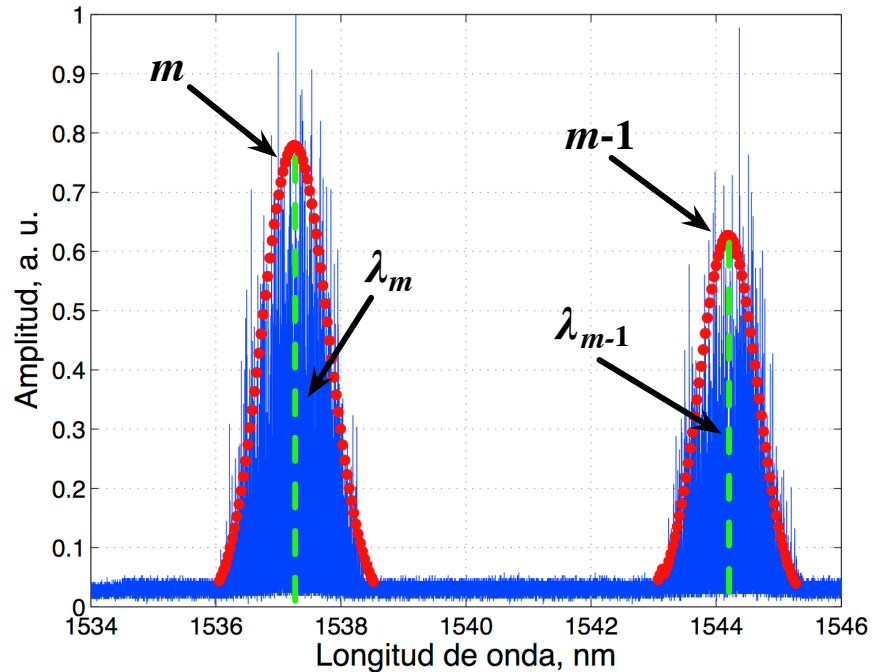


Figura 68. Envolvente de los pico de Stokes en doble resonancia para cavidad de ~4m de longitud.

De la figura anterior, se puede deducir a simple vista que las longitudes de onda centrales de los picos, son $\lambda_m = 1537.2$ nm y $\lambda_{m-1} = 1544.1$ nm, de los picos m y $m-1$, respectivamente. Aplicando la expresión (60) se puede encontrar el valor de m del pico de localizado en la longitud de onda menor de la figura 68, como sigue:

$$m = \text{nint}\left(\frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m}\right) = \text{nint}\left(\frac{1544.1 \text{ nm}}{1544.1 \text{ nm} - 1537.2 \text{ nm}}\right) = 224$$

lo que da como resultado un $m = 224$ y por consecuencia, $m-1 = 223$ que corresponde al pico de mayor longitud de onda de la figura 68.

Para este trabajo en particular, se requiere que la parte central de la envolvente de un pico de doble resonancia sea ubicada en $\lambda_0 = 1534.85 \text{ nm}$, que es la longitud de onda del láser de semiconductor DFB MITSUBISHI FU-68PDF-V520M27B, que se planea utilizar en una configuración de auto-encadenamiento por inyección. Sin embargo, al realizar el barrido en longitud de onda con un láser sintonizable, nos damos cuenta que la cavidad no presenta resonancia doble en esta longitud de onda, como se observa en la figura 69.

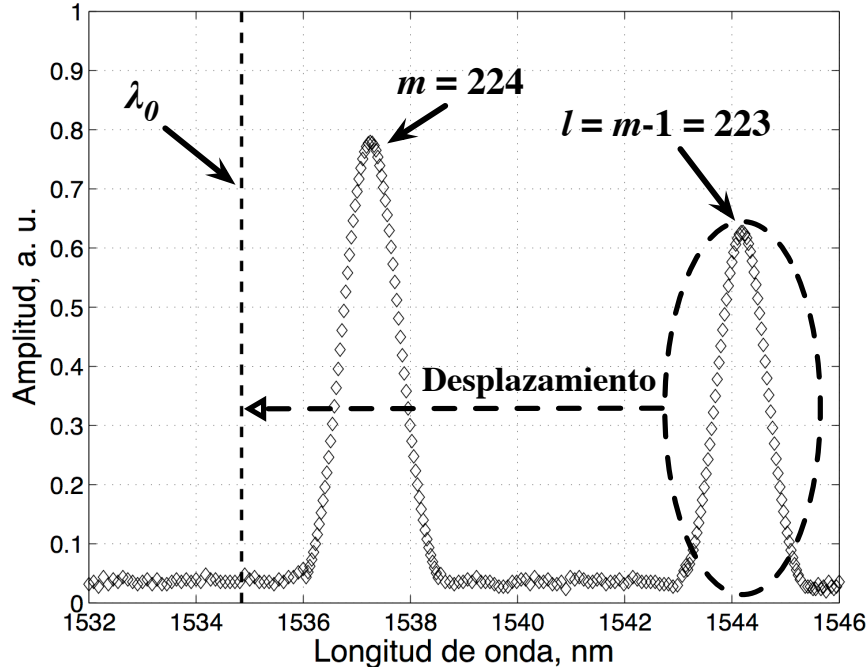


Figura 69. Envolventes de los picos de doble resonancia, donde se plantea el desplazamiento del pico l hacia λ_0 .

Después de encontrar el valor de m que corresponde al múltiplo del FSR, en la condición de la doble resonancia y su vecino l , y la selección de la longitud de onda λ_0 , se procede a encontrar la longitud ΔL que se debe de sustraer de la cavidad para desplazar la envolvente del pico de orden l hacia la longitud de onda central λ_0 :

$$\Delta L = \frac{c}{2n^2V_A}(m\lambda_m - l\lambda_0) = \frac{c}{2n^2V_A}(224 \cdot 1537.2nm - 223 \cdot 1534.85nm) = 2.5cm$$

En la figura 70 se muestra una dependencia de ΔL contra la diferencia del orden del pico del m como y el pico de orden l que se desplazará hacia λ_0 . Hipotéticamente, para este trabajo en particular, si se desea mover el pico de orden $l = m = 224$ hacia $\lambda_0 = 1534.85$ nm sería necesario cortar un ΔL de 0.6 cm, lo cual es sumamente complicado, realizar el corte, la clivación de los extremos y la fusión de las fibras. Por otro lado, si se desea desplazar el pico $l = m-1 = 223$ a λ_0 se debe de cortar un ΔL de 2.5 cm, para $m-2 = 222$ a λ_0 se debe de cortar un ΔL de 4.3 cm, y así sucesivamente en incrementos de 1.8 cm.

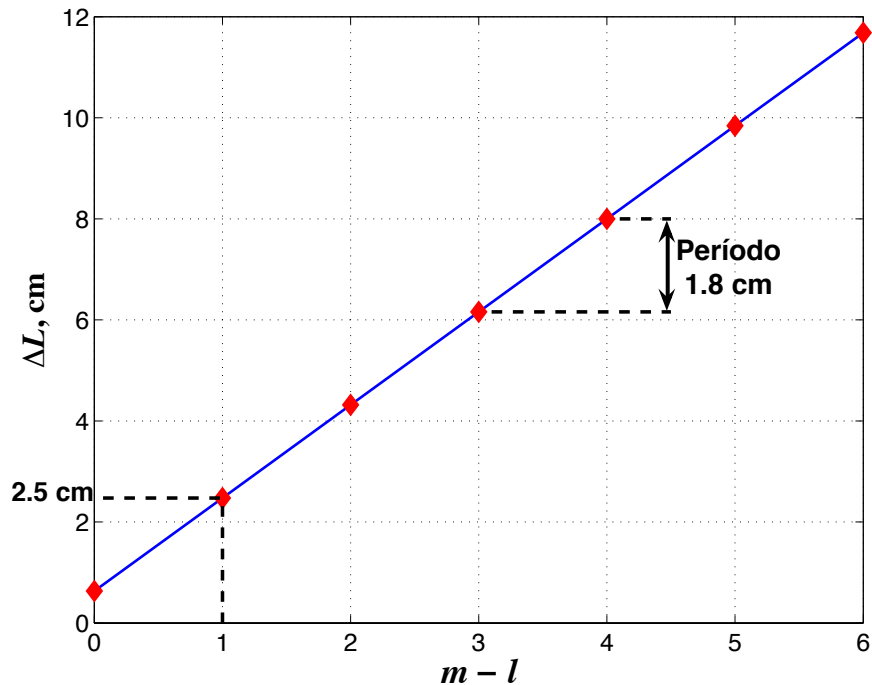


Figura 70. Longitud de corte de la fibra ΔL contra la diferencia entre el orden de los picos $m-l$.

Para este trabajo se desplazó la envolvente del pico de orden $l = 223$ ($m-l = 1$) hacia λ_0 , mediante el corte de un $\Delta L = 2.5$ cm de la longitud total de la cavidad. La precisión en el desplazamiento del pico depende críticamente de la exactitud del corte de ΔL . La precisión de corte estimada fue de 1 mm, con lo que se puede tener un error de localización hasta de 0.37 nm.

En la figura 71 se muestran los picos de resonancia al hacer un barrido de la longitud de onda del láser de bombeo de 1532 a 1546 nm en la cavidad ajustada, mediante el corte de 2.5 cm. Como se observa claramente, ahora se localiza un pico de resonancia en $\lambda_0 \approx 1534.85$ nm.

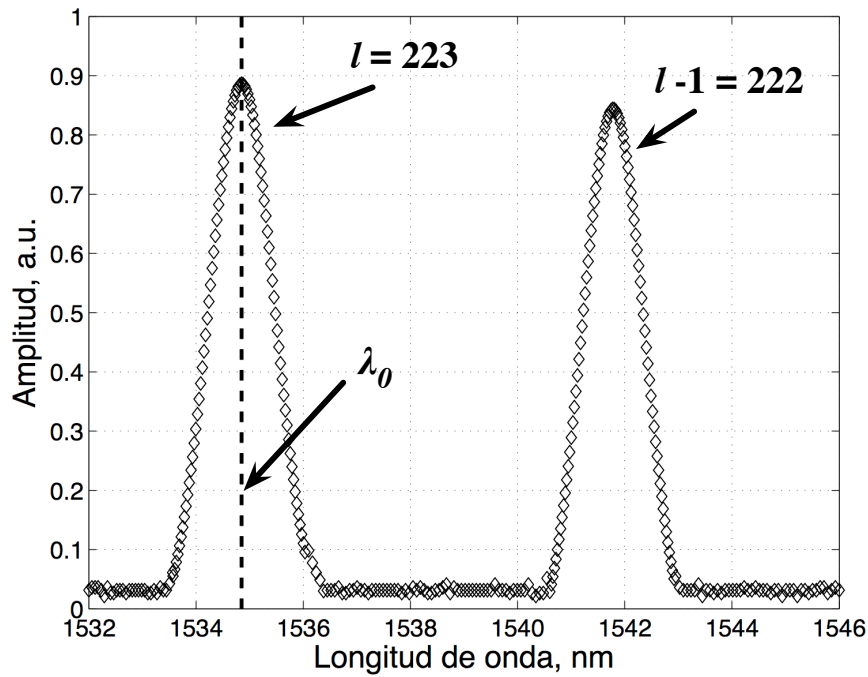


Figura 71. Envolventes de los picos de resonancia de la nueva cavidad ajustada.

El algoritmo desarrollado también permite estimar la longitud de la fibra dentro de la cavidad, mediante la expresión (72):

$$L = \frac{c}{2n^2V_A} \left(\frac{\lambda_l \lambda_{l-1}}{\lambda_{l-1} - \lambda_l} \right) = \frac{c}{2n^2V_A} \left(\frac{1534.8 \text{ nm} * 1541.7 \text{ nm}}{1541.7 \text{ nm} - 1534.8 \text{ nm}} \right) = 4.11 \text{ m}$$

La longitud de la cavidad ajustada L con los valores de $\lambda_l = 1534.8$ nm y $\lambda_{l-1} = 1541.7$ nm, es estimada en 4.11m.

Con el algoritmo implementado, se logró el ajuste de la longitud de la cavidad alcanzando una resonancia simultánea en la longitud de onda del nuevo láser de bombeo que se utilizará para generar un láser de fibra de Brillouin.

5.1.2 Láser de Brillouin de cavidad corta

El esquema experimental del láser de fibra de Brillouin con la cavidad corta ajustada para obtener un pico de doble resonancia en 1534.85 nm, se presenta en la figura 72. El láser de Brillouin es bombeado por un láser DFB estándar MITSUBISHI FU-68PDF-V520M27B, con aislador óptico integrado y fibra de salida. La emisión del láser de bombeo, opera en una longitud de onda de 1534.85 nm, pasa por un circulador óptico CO1, es amplificada por un EDFA hasta 45 mW y es inyectada dentro del FORR a través del circulador CO2 y el acoplador AC1. En esta configuración, el FORR es usado como elemento de selección de frecuencia para la retroalimentación del láser DFB en auto-encadenamiento, y como cavidad de anillo del láser de Brillouin al mismo tiempo. Los aisladores ópticos evitan la influencia de la reflexión en los extremos de la fibra en el funcionamiento del láser de Brillouin. El filtro óptico de fibra (F) con un paso banda de 1 nm, elimina la emisión espontánea no deseada del EDFA. El interruptor óptico (IO), opera la retroalimentación óptica que re-induce potencia de la bomba a la cavidad del láser DFB a través del CO1.

Cuando la frecuencia del láser de bombeo se encuentra en resonancia con la cavidad del láser de Brillouin, se obtiene el máximo acoplamiento del haz de bombeo dentro de la cavidad, obteniendo un incremento radical de la potencia que circula dentro de la cavidad. Así la potencia que pasa por el FORR aumenta y proporciona una fuerte retroalimentación óptica para el auto encadenamiento por inyección del láser DFB de bombeo. Ahora, cualquier cambio en la frecuencia de resonancia del láser de Brillouin debido a variaciones en la temperatura o vibraciones externas, obliga el cambio de

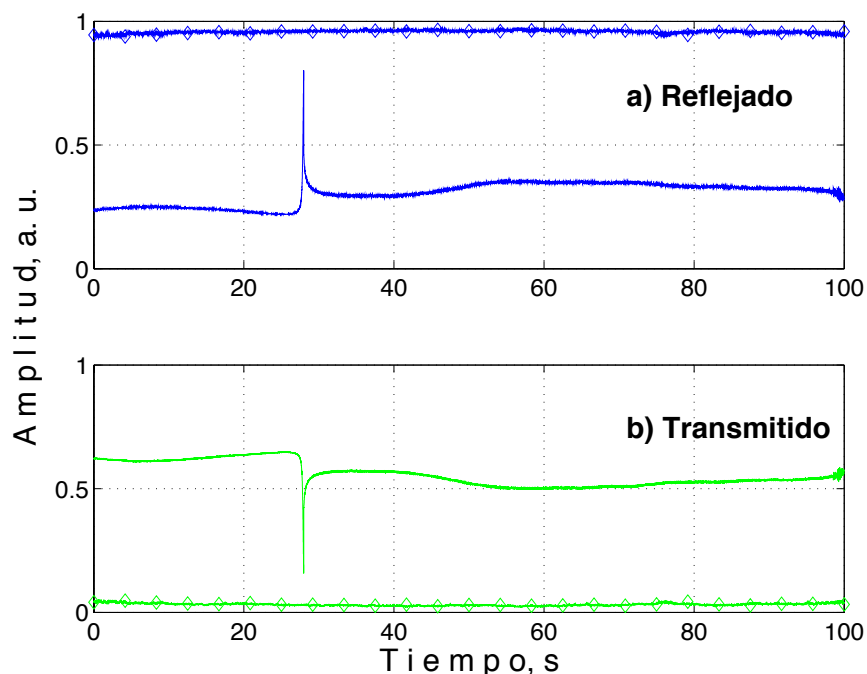


Figura 73. Mediciones en el tiempo de los puertos: a) reflejado y b) transmitido; encadenado (sin marca) y no encadenado ($\diamond$).

En la Figura 74 a) y b) se presentan los trazos de osciloscopio de la señal de bombeo transmitido y la señal de Stokes en el puerto C y D, respectivamente, cuando el láser DFB se encuentra encadenado. Cuando el IO está activado, una gran parte de la potencia del bombeo es introducida a la cavidad, generando un incremento radical en la potencia que se encuentra oscilando dentro de la cavidad y de la señal transmitida.

El fenómeno del auto-encadenamiento por inyección óptica genera una significativa reducción en el ancho de línea del láser de bombeo DFB; así como un ajuste de la frecuencia de bombeo a la frecuencia de resonancia de la cavidad. Con la retroalimentación óptica, se alcanzaron periodos de estabilidad sin saltos de modo (*mode hopping*) hasta de 3 minutos. En el segundo 28 de la figura 74 a), se observa el cambio de modo, con un pico en la señal reflejada y una cresta en la señal transmitida.

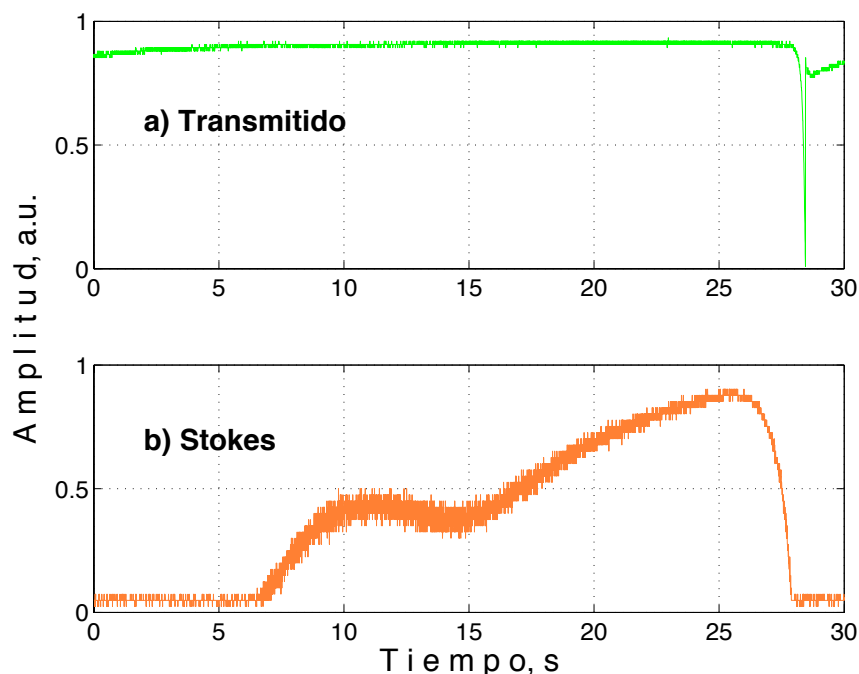


Figura 74. Medición temporal de la señal: transmitida y de Stokes.

En el momento que la potencia dentro de la cavidad supera el umbral de Brillouin, se genera la señal de Stokes, que es monitoreada en el puerto C. La señal de Stokes presentó un régimen continuo de frecuencia única hasta de 30 s. Ésta tiene un periodo más corto de estabilidad que el bombeo, probablemente por su mayor sensibilidad al cambio del estado de polarización dentro de la cavidad.

El ancho de línea de la emisión de Stokes del láser de Brillouin fue medido con una técnica auto-heterodina retardada utilizando un interferómetro Mach-Zender con 15 km de fibra de retraso en un brazo y una modulación de fase de 25 MHz en el otro. La señal de batimiento del interferómetro fue registrada por un fotodetector y un analizador de espectros eléctrico Agilent N9320A. En la figura 75 se presenta el espectro auto-heterodino retardado del láser de Brillouin, donde el ancho a media altura (FWHM) es estimado en 2.4 KHz, que es equivalente al doble del ancho de línea ($2\Delta\nu_s$), asumiendo que la forma es Lorentziana (Derickson, Deniss., 1998). Además, se midió el ancho de línea del láser DFB de bombeo encadenado, con esta misma técnica; y

comparado con si mismo pero en oscilación libre, presentó una significativa reducción en el ancho de línea mayor a 3 ordenes de magnitud.

El fenómeno del auto-encadenamiento por inyección óptica genera una significativa reducción en el ancho de línea del láser de bombeo DFB; así como un ajuste de la frecuencia de bombeo a la frecuencia de resonancia de la cavidad. Cabe señalar que la longitud de la fibra de retardo de 15 Km es demasiado corta para obtener una mezcla incoherente, la cual es requerida para la técnica de detección auto-heterodina retardado. Para el ancho de línea de 1.2 KHz, la longitud de la fibra de retraso debería exceder los 100 km. Sin embargo, el error debido a la corta longitud de la fibra de retraso puede llevar a una oscilación visible en el espectro auto-heterodino y un incremento del ancho de línea estimado en comparación con uno real (Derickson, Deniss., 1998). Por lo tanto, las mediciones presentadas demuestran que el ancho de línea real del láser de Brillouin no excede los 1.2 kHz, pero probablemente es menor.

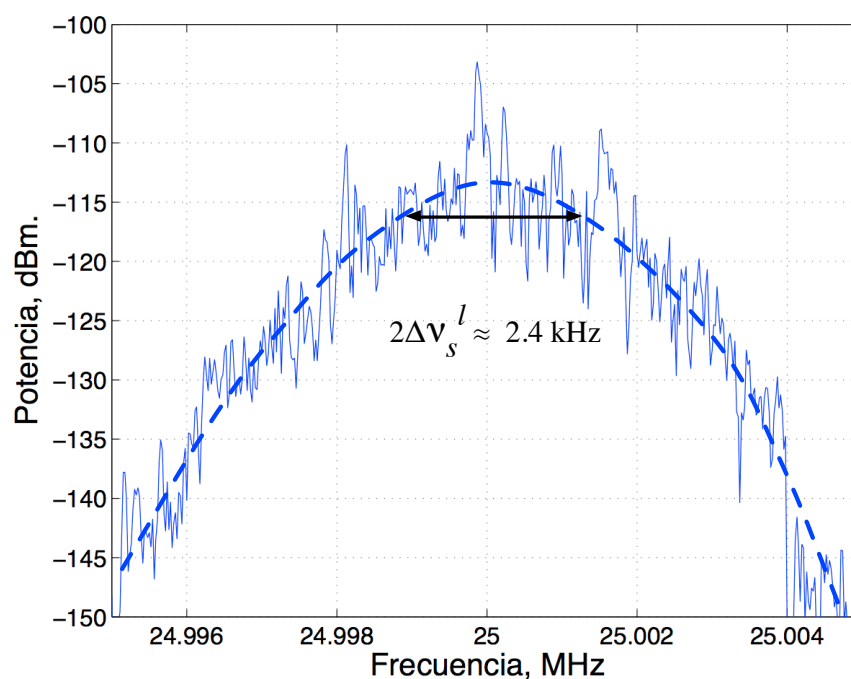


Figura 75. Espectro autohomodino retardado del láser de Stokes.

En este subcapítulo se demostró un láser de Brillouin con una cavidad corta de 4.11 m de fibra, estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia del bombeo utilizando el fenómeno de auto-encadenamiento por inyección óptica. Se logro obtener la doble resonancia en la longitud de onda deseada mediante el algoritmo desarrollado. Se demostró que con el algoritmo presentado es posible alcanzar la doble resonancia en cavidades cortas, en cualquier longitud de onda deseada, con un simple ajuste de la longitud de la cavidad. Se registró una significativa reducción, hasta 1000 veces, del ancho de línea del láser de bombeo DFB encadenado. El láser de Brillouin presenta una emisión de Stokes con un ancho de línea que no excede 1.2 KHz y una estabilidad temporal sin salto de modo hasta de 3 minutos de bombeo y hasta 0.5 minutos de Stokes.

5.2 Resonancia doble en cavidades largas

En las cavidades llamadas “largas” mayores a 15 m, la separación entre los picos de resonancia es muy pequeña, tanto que los picos vecinos se comienzan a traslapar. En la figura 76 se ilustra el caso en que la separación de los picos de resonancia es mucho menor al ancho de banda de la ganancia de Brillouin, provocando un régimen multimodal de Brillouin. Por lo que al realizar un barrido en la frecuencia del bombeo siempre estará presente la doble resonancia.

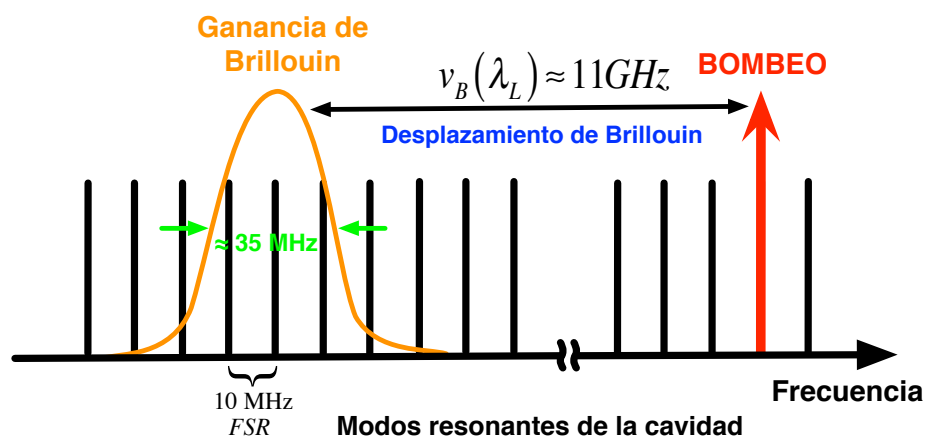


Figura 76. Ilustración de la resonancia simultánea en una cavidad larga.

De acuerdo al FSR, la separación entre modos de resonancia se encuentra en función de la longitud de la cavidad, como se aprecia en la figura 55 d). En la cual se observa que para cavidades cortas menores a 15 m, la separación de los modos es mayor a 2 nm, y que para las cavidades mayores a 20 m, la separación es menor a 1 nm. Retomando la descripción de los modos resonantes en cavidades largas, y observando más detenidamente la figura 58, donde se presentan dos mediciones de los picos de resonancia para cavidades de 8 y 19 m, para un barrido en la longitud de onda del bombeo de 1545 a 1560 nm. En ésta se observa que en la cavidad de 8 m los modos de resonancia están separados ≈ 3.5 nm, y que en la cavidad de 19 m, los modos se traslapan, generando la doble resonancia para cualquier longitud de onda del bombeo.

Aclarando la relación existente entre los modos de separación y la longitud de la cavidad, en la figura 77 se presenta una configuración experimental de un láser de fibra de Brillouin de mono-modo estabilizado pasivamente con un FORR de 19 m.

El láser de Brillouin de la figura 77, es bombeado por un láser DFB Mitsubishi FU-68PDF-V520M27B con aislador óptico integrado y fibra de salida. Su emisión de salida, que opera en una longitud de onda cercana a 1534.85 nm, cruza circulador óptico OC1, es amplificada por el EDFA hasta 40 mW y es introducida al FORR a través del OC2.

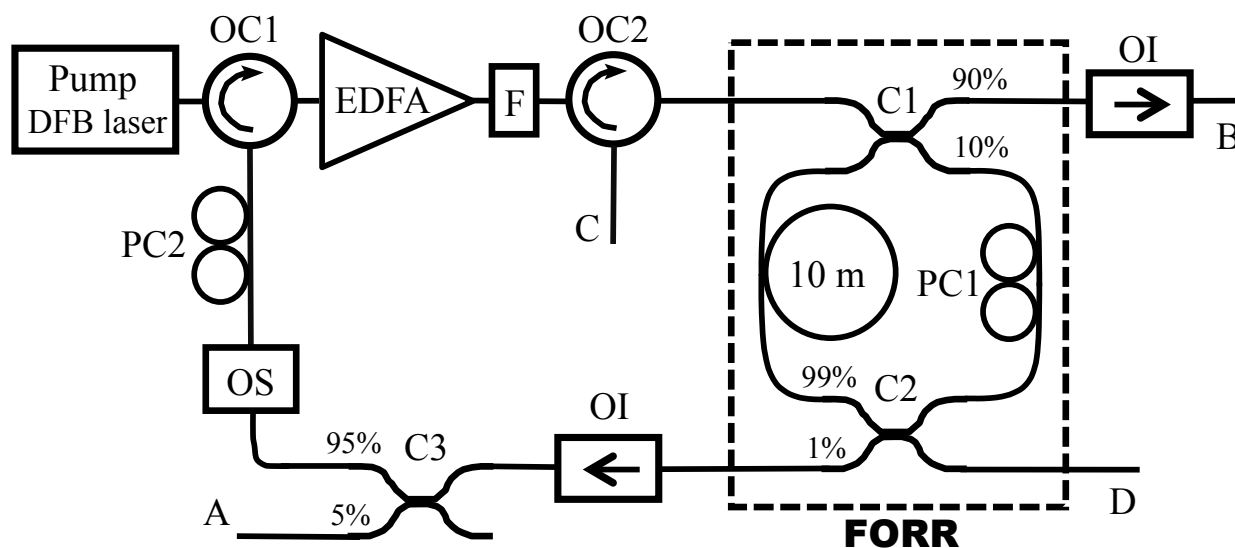


Figura 77. Esquema experimental del láser de fibra de Brillouin con cavidad de 19 m. OS - interruptor óptico, F - filtro, OC - circulador óptico, PC - controlador de polarización, C - acoplador, OI - aislador óptico.

En el esquema experimental de la figura 77, el FORR está formado por los acopladores C1 y C2 con coeficiente de acoplamiento de 0.1 y 0.99, respectivamente, el controlador de polarización PC1 y 10 m de fibra estándar. El FORR es usado como elemento de selección de frecuencia para la retroalimentación del auto encadenamiento, así como de láser de Brillouin de cavidad de anillo al mismo tiempo. La longitud total de la cavidad de anillo con la fibra óptica estándar para telecomunicaciones SMF-28 fue de 19 metros aproximadamente. Los aisladores ópticos evitan la influencia de la reflexión en los extremos de la fibra en el funcionamiento del láser de Brillouin. El filtro óptico (F) pasa-banda de 1 nm, elimina la emisión espontánea no deseada del EDFA. El interruptor óptico (OS) opera la retroalimentación óptica que re-induce potencia de la bomba a la cavidad del láser DFB a través del acoplador C3 y el circulador OC1.

Una vez que la frecuencia del láser de bombeo se encuentra en resonancia con la cavidad del láser de Brillouin, se obtiene el máximo acoplamiento del haz de bombeo dentro de la cavidad de Brillouin, obteniendo un incremento radical de la potencia que circula dentro de la cavidad. Así la potencia que pasa por el FORR se incrementa y proporciona una fuerte retroalimentación óptica para el auto encadenamiento por inyección del láser DFB de bombeo. Ahora, cualquier cambio en la frecuencia de resonancia del láser de Brillouin debido por ejemplo, a variaciones en la temperatura fuerza el cambio de acoplamiento de la frecuencia del láser encadenado dentro de un intervalo de encadenamiento. Como resultado el láser de bombeo DFB encadenado ajusta su frecuencia igual a la frecuencia de resonancia de la cavidad de Brillouin.

Con la retroalimentación óptica, la resonancia de la bomba fue alcanzada para cada corriente del láser DFB por encima del umbral. Sin embargo, cuando el OS es desactivado, la resonancia nunca fue observada en esta configuración y casi toda la potencia de la bomba es reflejada por el FORR, registrada en el puerto B (ver figura 77).

Como bien sabemos, el auto encadenamiento por inyección puede considerarse como un cambio en el ancho de línea del láser DFB (Ohtsubo, J., 2008). Se utiliza una técnica auto heterodina retardada con una modulación de 20 MHz y 15 km de fibra de retraso para medir el ancho de línea del láser en oscilación libre (no encadenado) y el láser DFB encadenado, así como para la caracterización de los láseres de fibra de Brillouin.

El espectro auto heterodino retardado del láser DFB de bombeo monitoreado en el puerto B no encadenado y encadenado, se muestra en la figura 78 a) y b), respectivamente. Para el láser no encadenado el ancho de línea se puede derivar que es de 4 MHz asumiendo que la forma de la línea es Lorentziana (Derickson, Deniss., 1998). Lo que representa una reducción significativa de más de 3 ordenes de magnitud en el ancho de línea del láser encadenado (ver figura 78 b)).

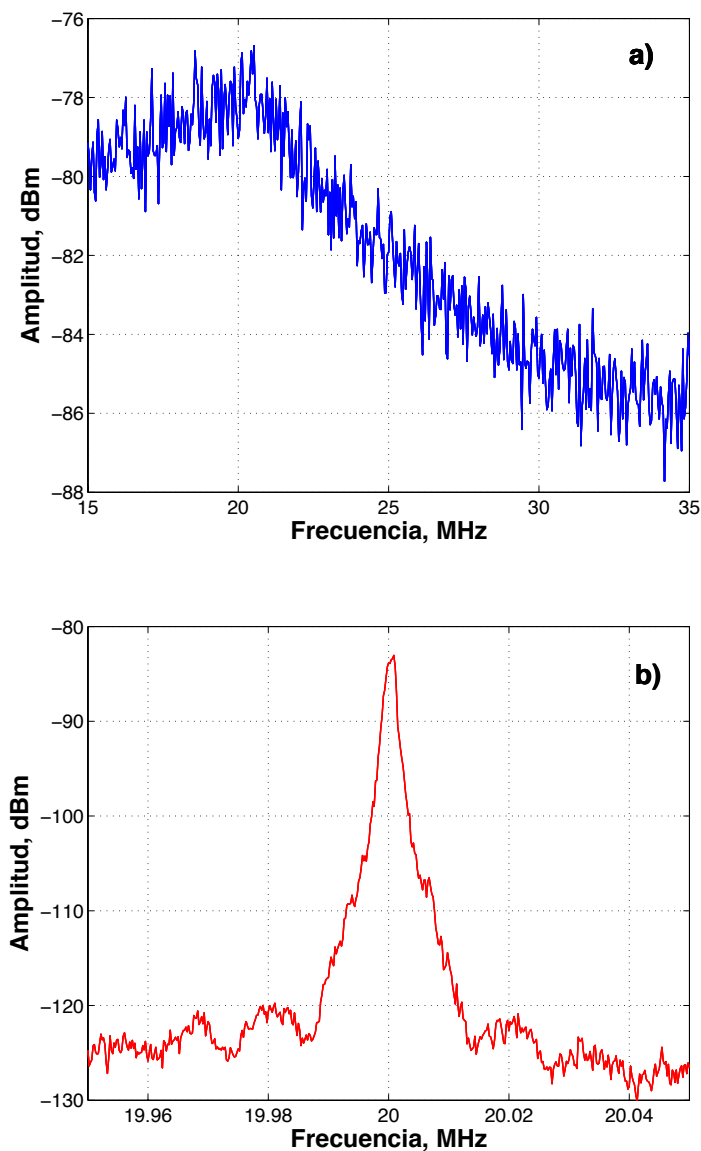


Figura 78. Espectro auto-heterodino retardado del láser de bombeo DFB; a) láser no encadenado, b) láser de bombeo auto-encadenado.

Cuando se tiene la resonancia, la potencia que circula dentro de la cavidad de anillo se incrementa hasta el umbral de Brillouin. Después de que el umbral de Brillouin es alcanzado, parte de la energía de la bomba es convertida en Stokes, viajando en la dirección opuesta dentro del anillo. La mayor parte de la onda de Stokes en contra-propagación es re-direccionada hacia dentro de la cavidad por medio del acoplador C1 (90%) y la otra parte va fuera, para ser observada en los puertos C y D. La eficiencia del láser de Brillouin es mejorada cuando la condición de resonancia de la longitud de onda de Stokes está dentro de aproximadamente los 10 MHz del ancho espectral de la curva de ganancia de SBS.

La longitud de la cavidad de 19 m proporciona una resonancia simultánea para las frecuencias de Stokes y de bombeo. Experimentalmente, los Stokes aparecen dentro de la cavidad de anillo del láser de Brillouin cuando la potencia del FORR excede los 25 mW.

La figura 79 muestra el espectro óptico del láser de Brillouin en el puerto C con y sin retroalimentación óptica para una potencia de entrada de alrededor de 40 mW. Sin la retroalimentación óptica el umbral de Brillouin jamás es alcanzado y solo se presenta la componente de dispersión de Rayleigh de la pequeña potencia del bombeo que circula dentro de la cavidad del anillo, la cual es registrada en el puerto C (figura 79 a). Se registró que con la retroalimentación óptica (OS activado) la potencia de la bomba dentro de la cavidad aumenta y genera la aparición del primer componente de Stokes de en los puertos C y D, sin la aparición del segundo Stokes en el puerto B. La potencia de salida de Stokes en el puerto C fue de alrededor de 5 mW con aproximadamente un 40% de eficiencia del láser de Brillouin.

El ancho de línea del Stokes se espera que sea más angosto que el de la bomba (A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri. 2000). En la figura 80 muestra el espectro auto-heterodino retardado de la componente de Stokes del láser de Brillouin, el cual nos da el valor doble del ancho de línea ($2\Delta\nu$) (Baney, D.M., and W.V. Sorin., 1998).

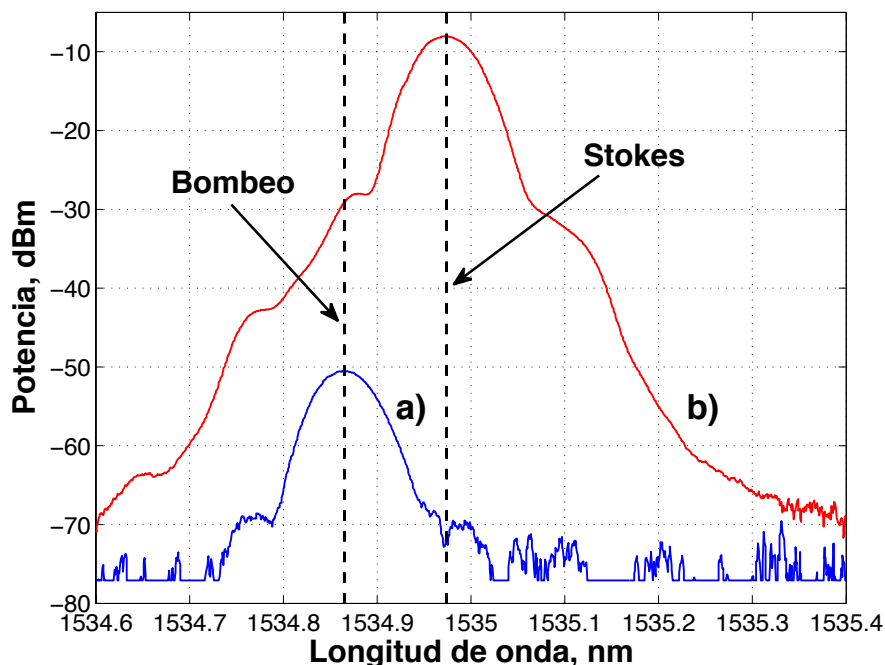


Figure 79. Espectro óptico del láser de Brillouin en el puerto C con 40 mW de bombeo: a) láser de bombeo no encadenado, y (b) láser auto-encadenado.

Se estimó que el doble FWHM del ancho de línea es igual a 1KHz, este es, correspondiente exactamente a la resolución del ancho de banda (1 KHz) del analizador de espectros eléctricos utilizado en el experimento. Esto podría también demostrar que la longitud de retraso de 15 Km es muy corta para obtener una mezcla incoherente, la cual requiere una mezcla auto-heterodina retardado. Para el ancho de línea de 0.5 kHz la longitud de la fibra de retardo podría exceder los 100 Km. Sin embargo, el error debido a la corta longitud de la fibra de retraso puede llevar a una oscilación visible en el espectro auto-heterodino e incrementar el ancho de línea estimado en comparación con el actual (Derickson, Deniss., 1998). Por lo tanto, el ancho de línea actual del láser de Brillouin no excede los 500 Hz, pero probablemente es menor.

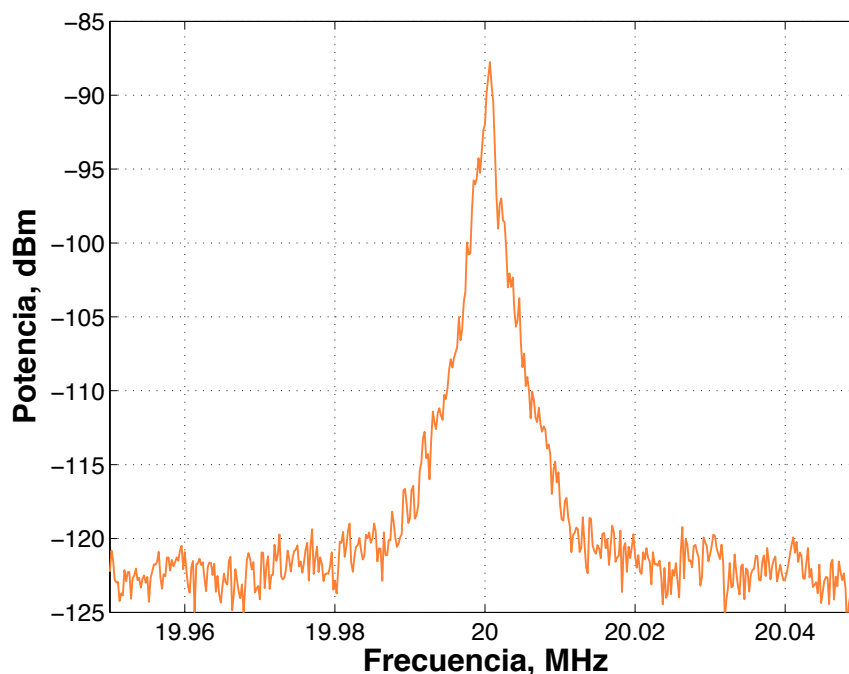


Figura 80. Espectro auto-heterodino retardado de la emisión de Stokes del láser de Brillouin.

La figura 81 muestra el comportamiento típico en el tiempo del láser de Brillouin con una potencia de bombeo de 32 mW. Cuando la retroalimentación óptica se desactiva, la resonancia jamás se observó y la potencia de la bomba es casi totalmente reflejada del FORR al puerto B (líneas continuas marcadas con $\circ$). Sin resonancia, la potencia de la bomba dentro de la cavidad del láser de Brillouin es pequeña, entonces la potencia transmitida y la componente de Stokes es casi cero en los puertos A y C, correspondientemente.

La retroalimentación óptica cambia radicalmente el modo de operación de láser de Brillouin (líneas continuas sin marcas). Cuando el OS es activado, el láser comienza a operar generalmente con la resonancia. La potencia de la bomba principalmente va dentro de la cavidad y no es reflejada por el FORR. En el puerto C se registró una potente emisión de Stokes de frecuencia única. Sin embargo, el régimen estable de resonancia y de emisión de Stokes fue observado durante solo unos intervalos de tiempo, que son interrumpidos por cortos de saltos. Los saltos de la señal de bombeo

son probablemente relacionados al salto de modo de resonancia del láser de fibra, pero se requiere un análisis más detallado para el comprendimiento de este fenómeno.

Cualquier cambio en la potencia de bombeo transmitida está sincronizado y acompañado por un cambio inverso en la potencia reflejada, y la emisión de Stokes está correlacionada fuertemente en el tiempo con el comportamiento del bombeo (ver figura 81). La duración de los intervalos estables de resonancia y los saltos cambian con las condiciones experimentales. Normalmente la emisión de Stokes estable se observa durante 0.2 - 0.5 s. Sin embargo, se debe destacar que en este experimento se utilizó fibra SMF-28 y no se aplicó ninguna amortiguación de vibración, ni estabilización de la temperatura de la cavidad. Se cree que la estabilidad y eficiencia de ésta técnica propuesta puede ser ampliamente mejorada, por ejemplo, utilizando fibra de polarización preservada en la cavidad de anillo de Brillouin (Norcia, S., 2003; J.H. Geng, S. Staines, Z.L. Wang, J. Zong, M. Blake, and S.B. Jiang, 2006; S. Molin, G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, 2008).

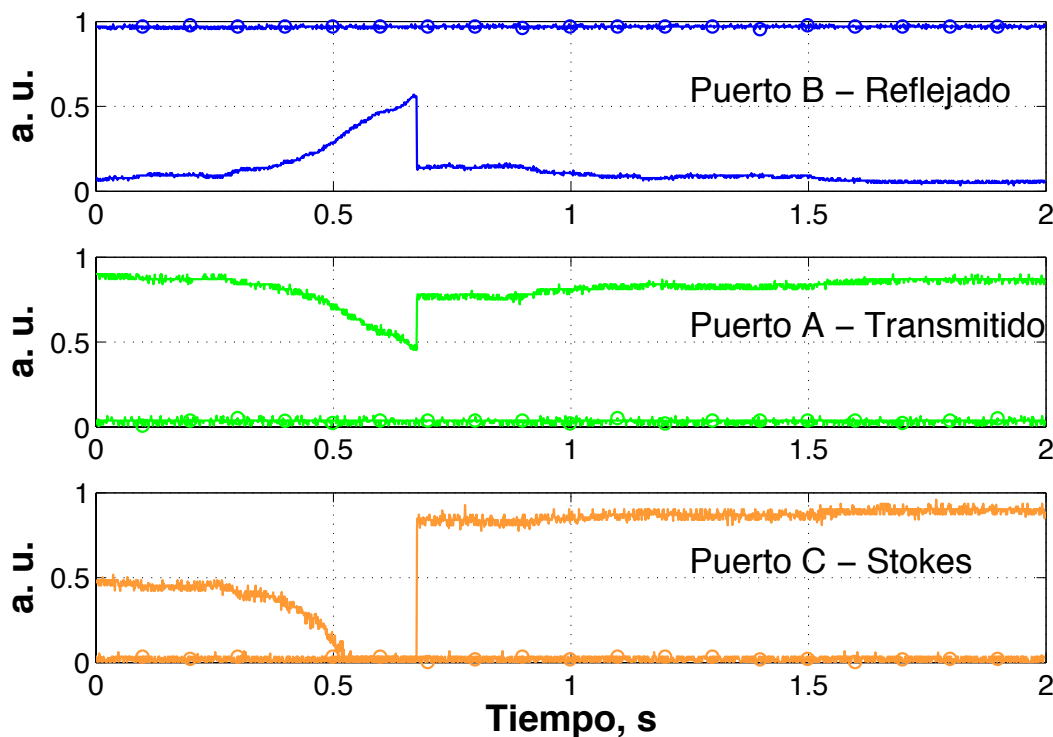


Figura 81. Trazos típicos de osciloscopio con una potencia de bombeo de 32 mW. Las líneas solidas con marcas (o) indican que el OS está desactivado, y las líneas solidas sin marcas (-) indican que el OS está activado.

Con estos resultados experimentales, se demostró un láser de Brillouin de fibra de anillo mono-modo con una cavidad corta, el cual es resonante simultáneamente para la señal de bombeo y la emisión de Stokes. El láser es estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia por medio del fenómeno del auto-encadenamiento del láser de bombeo DFB. Se alcanzó una significativa reducción, hasta de 1000 veces, en el ancho de línea del láser de bombeo DFB encadenado. El láser de Brillouin presenta una emisión de Stokes con un ancho de línea que no excede 0.5 KHz y una estabilidad temporal sin salto de modo hasta de 3 minutos de bombeo y hasta 0.5 minutos de Stokes.

5.3 Resonancia doble en cavidad compleja

El objetivo principal de este trabajo de tesis es el buscar nuevas fuentes de luz con nuevos esquemas de mayor estabilidad y menores anchos de línea para sistemas de comunicaciones ópticas avanzadas y sensores distribuidos. En este apartado se presenta una nueva configuración de un láser de fibra de Brillouin mono-modo estabilizado en la frecuencia de resonancia con una sección de 1.7 m de fibra dopada de Erblio de polarización preservada no bombeada. La cavidad es comprendida por dos interferómetros de fibra Fabry-Perot en combinación con una rejilla de inversión de población dinámica auto inducidas en la fibra activa, que proporcionan una selección adaptativa del modo del bombeo.

En el sub capítulo anterior se presentó un mecanismo original para la estabilización pasiva de láseres de fibra de Brillouin SLM DRC. El fenómeno del auto-encadenamiento por inyección implementado dentro de la cavidad láser fuerza a que el láser de semiconductor de bombeo opere con una emisión de banda angosta en la frecuencia que lo mantiene encadenado a la frecuencia de resonancia de la cavidad de anillo. Se ha logrado la generación de una señal de Stokes de frecuencia única con un ancho de línea menor que 500 Hz con esa configuración.

En este apartado se presenta otro enfoque para la estabilización pasiva de láser de Brillouin SLM DRC que demuestra un ancho de línea mas angosto que el alcanzado previamente. Las rejillas de inversión de población dinámica inducida en la fibra óptica dopada de Erblio no bombeada demuestran que proporcionan una selección perfecta del modo, ajustando el modo del láser a la frecuencia de resonancia de la cavidad al mismo tiempo. Este método de fibra adaptativa es aplicado en combinación con dos interferómetros de anillo acoplados usados para una previa selección del modo de la bomba y la generación de la emisión de Stokes. El láser emite una onda de Stokes de frecuencia única con un ancho de línea menor a 100 Hz, que manifiesta un significativo progreso en el campo de los láseres de Brillouin estabilizados pasivamente.

La configuración del láser experimental se muestra en la figura 82. Esencialmente, es un láser de fibra de anillo de onda viajera de cavidad larga. La ganancia óptica es proporcionada por un segmento de fibra mono-modo dopada de Erblio de 4.5 m de longitud, que es bombeada por un diodo láser en 1480 nm, por medio de un acoplador WDM 1480/1550 nm. Dos aisladores ópticos (OI) y un circulador (OC) generan la propagación de la luz en una sola dirección hacia la cavidad en la frecuencia principal de bombeo ν_P .

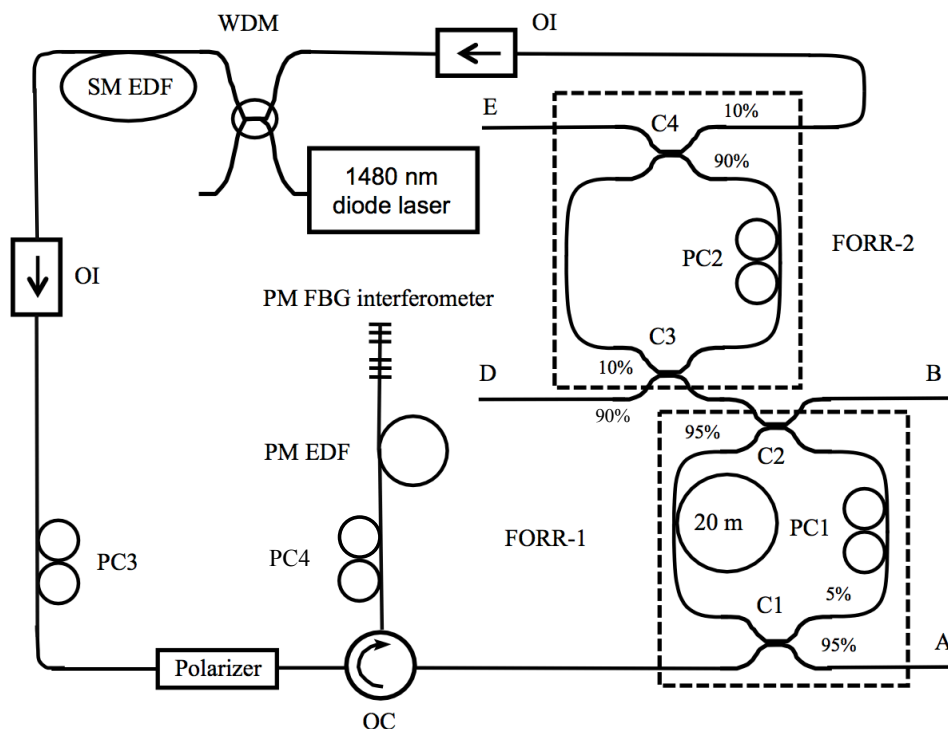


Figura 82. Configuración experimental del láser. WDM - multicanalizador de longitud de onda.

Para obtener la generación de una sola frecuencia en ν_P , la cavidad combina dos FORR. Esta cavidad acoplada tiene un espaciamiento intermodal superior que permite que el láser opere en modos comunes para los dos interferómetros, por ejemplo, para suprimir la generación de modos multilongitudinales cerca de ν_P (Saleh, A.A.M. and Stone J., 1989; Van de Stadt H. and Muller, J.M., 1985).

El FORR-2 es de baja fidelidad, ya que cuenta con una fibra de corta longitud como elemento selectivo de la frecuencia. El FORR-1 es de alta fidelidad, ya que cuenta con una fibra de mayor longitud como elemento de selección de frecuencia, y como láser de Brillouin de cavidad de anillo al mismo tiempo. El FORR-1 consiste de dos acopladores 95/5 C1 y C2, el controlador de polarización PC1 y fibra óptica de telecomunicaciones estándar SMF-28 de 20 metros de longitud usada como medio eficiente para la generación de la retrodispersión de Brillouin. La emisión de Stokes $\nu_S = \nu_P - \Delta_{SBS}$, donde Δ_{SBS} es el desplazamiento de Brillouin, que es emitido en el puerto B, mientras que el puerto D es usado para controlar la emisión del bombeo en la frecuencia ν_P . Un polarizador situado en la cavidad principal del láser asegura un solo modo de polarización de la emisión del bombeo. Una fibra de polarización preservada dopada de Erblio no bombeada con un pico de absorción en 1530 nm de 5.5 dB/m en combinación con un interferómetro de rejillas de Bragg de banda angosta (FBG) hacen que opere como un reflector adaptativo de banda ultra angosta. El interferómetro FBG es conformado por dos FBGs con corrimientos de ~ 0.8 cm uniformes grabados en la fibra óptica PM mono-modo. Ésta tiene un 95% de reflectividad en el pico en 1547.37 nm con un FWHM de ~ 0.07 nm.

Durante la operación del láser, la señal pasa por la sección de fibra no bombeada en dirección opuesta interfieren dentro de una onda estacionaria causando la inscripción de las rejillas en inversión de población en la fibra, proporcionando una reflexión altamente selectiva de la luz inscrita por el efecto de la mezcla de dos ondas (Stepanov, S., 2008). La eficiencia de este proceso depende de la potencia de la luz, por lo tanto, el pico de reflectividad de las rejillas es mas pronunciado en la frecuencia de resonancia del láser ν_P . Una vez que el láser obtiene la resonancia se incrementa la reflexión de la

fibra no bombeada reduciendo las pérdidas comunes de la cavidad láser en la frecuencia de resonancia ν_P . Después que cualquier desintonización lenta de la frecuencia ν_P , por ejemplo, debido a la variación de temperatura es seguida por el desplazamiento conjunto del pico de la reflectividad de la rejilla.

Se empleó una técnica auto heterodina retrasada para medir el ancho de línea de la emisión del láser en las frecuencias del bombeo y de Stokes, de los puertos D y B, respectivamente. Para este propósito se utilizó un interferómetro Mach-Zender por división de fibra con un retraso de 25 km de fibra en un brazo y una modulación de fase de 15 MHz, además de un controlador de polarización en el segundo brazo. La señal de batimiento del interferómetro es detectada por un fotodiodo de 1 GHz y un analizador de espectros de RF. Asumiendo que la forma de la línea es Lorentziana, el ancho del espectro auto heterodino retrasado es simplemente el doble del ancho de línea del láser medido (Baney, D.M., and W.V. Sorin., 1998). La resolución en frecuencia de la metrología usada es de alrededor de ~ 100 Hz. Bajo el bombeo de un láser en 1480 nm por encima del umbral, el láser opera en una emisión de frecuencia única en ν_P confinada cerca del pico de la reflectividad del interferómetro FBG. En potencias bajas del diodo no se registró la presencia de emisión de Stokes en el puerto B.

El espectro auto heterodino de la emisión de bombeo en el puerto D se muestra en la figura 83. La anchura a media altura (FWHM) se estimó en 300 Hz. Las pérdidas intencionales de la luz introducidas en los brazos del FORR-1 o FORR-2 inmediatamente suprimen el láser y así se demuestra que el láser opera en un modo de frecuencia en común para ambos FORR.

Con un incremento en la potencia del diodo la emisión de Stokes puede ser observada en el puerto B. Debido a que la frecuencia de la bomba ν_P es resonante el FORR-1 y FORR-2 la potencia que circula dentro del FORR-1 es ~ 35 veces mas grande que la potencia de entrada al interferómetro. Eso genera una efectiva emisión de Brillouin en el FORR-1 donde se encuentra la fibra de mayor longitud y que cuenta con una mayor fidelidad que el FORR-2. La eficiencia de conversión de la potencia de bombeo a Stokes es mas grande cuando el FORR-1 es resonante no solo con la bomba, si no con

la frecuencia de Stokes ν_s . Para lograr la resonancia de la cavidad del bombeo y el Stokes simultáneamente se utilizó una fibra de 20 metros de longitud. Bajo condiciones de resonancia perfectas la potencia del umbral de Brillouin observada en el puerto D es mínima y de alrededor de 4 mW.

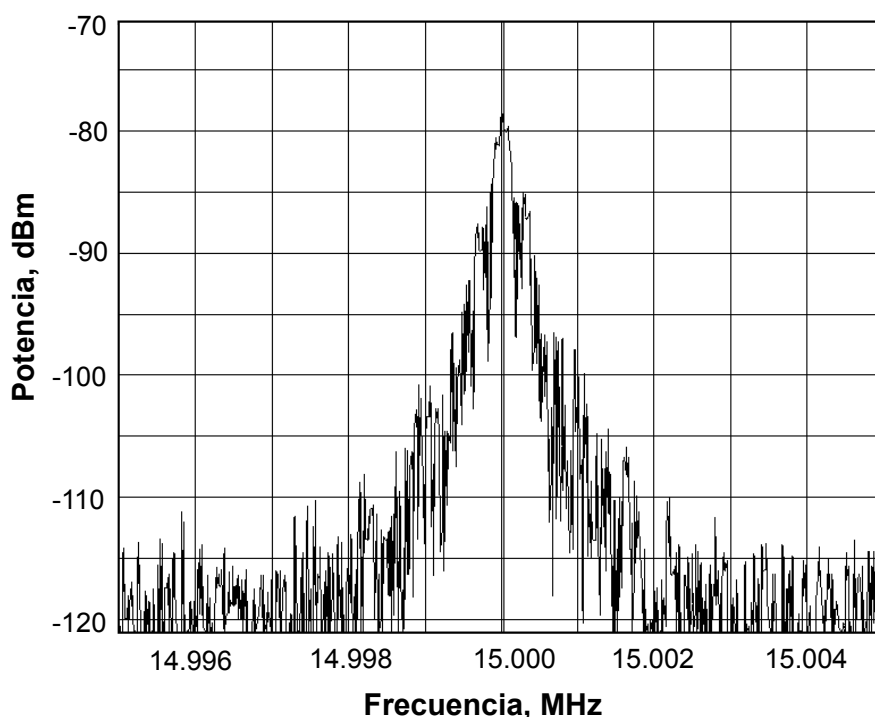


Figura 83. Espectro auto-heterodino retrasado de la emisión del bombeo.

La figura 84 muestra el espectro óptico del láser de Brillouin adquirido en el puerto B, para una potencia de bombeo de 5 mW observada en el puerto D. Se puede observar un pico pronunciado en ν_s es ~ 20 dB mas grande que el pico asociado con la dispersión de Rayleigh del bombeo en ν_p . La potencia de Stokes de salida es de alrededor de 0.3 mW, que corresponde al $\sim 30\%$ de eficiencia de conversión de la potencia de bombeo a Stokes. Debido al gran contraste espectral ésta señal puede ser amplificada hasta cientos de mW por un EDFA adicional sin alguna degradación adicional de la relación señal/ruido. El ancho de línea de la señal de Stokes medido se esperaba mucho mas angosto que el ancho de línea de la señal de bombeo (Debut, A., Randoux, S. and Zemmouri, J., 2000).

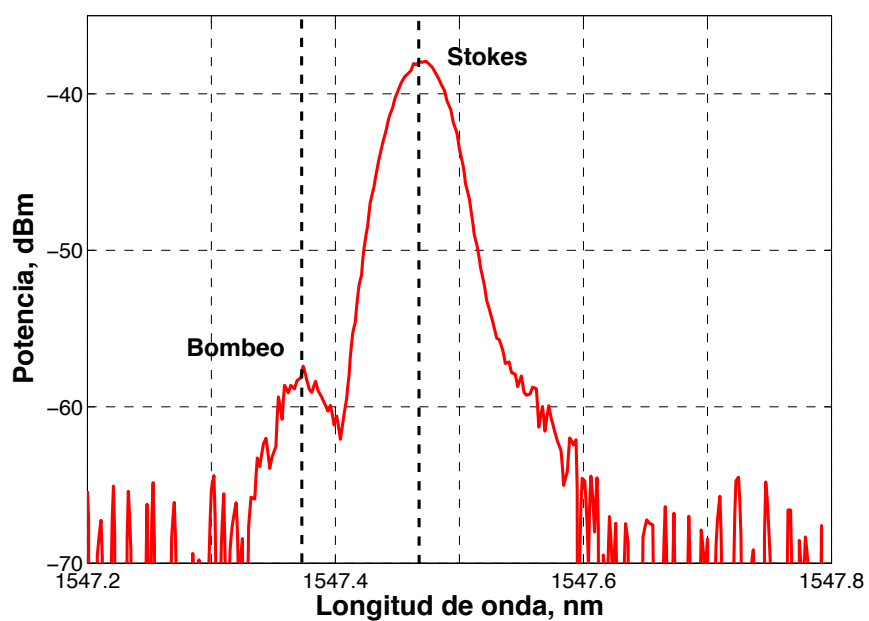


Figura 84. Espectro óptico de Brillouin en el puerto B con un bombeo de 5 mW.

La figura 85 muestra el espectro auto heterodino retrasado de la señal de Stokes que sobresalta el FWHM de línea del Stokes que es menor a 100 Hz y que se encuentra mas allá del limite de la metodología utilizada.

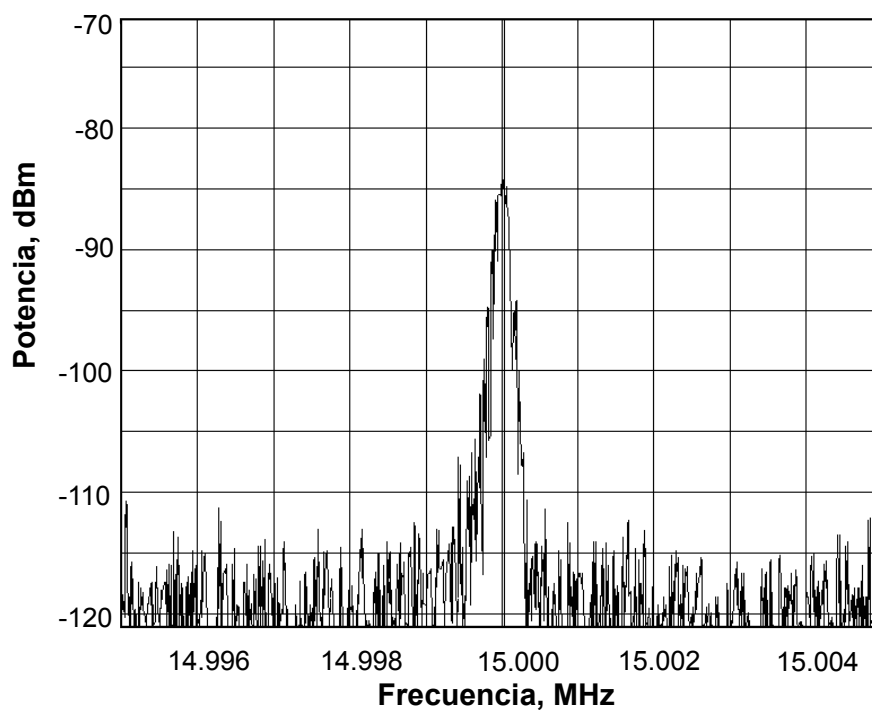


Figura 85. Espectro auto heterodino retrasado de la emisión de Stokes.

Los trazos típicos de la potencia de bombeo y de Stokes en ν_P y ν_S , respectivamente, son mostrados en la figura 87. Los cuales exhiben una dinámica similar como en el láser de cavidad sencilla. Se observa un comportamiento estable de la potencia de bombeo y Stokes durante intervalos de largo tiempo, el cual es interrumpido por pequeños saltos abruptos.

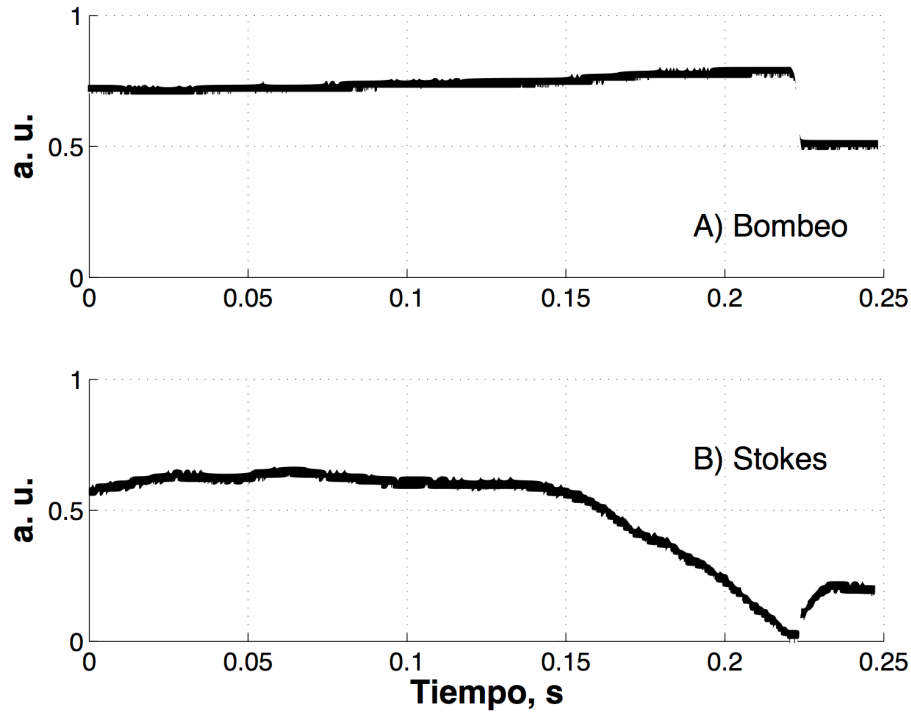


Figura 86. Trazos de osciloscopio: a) emisión de bombeo puerto D, b) emisión de Stokes puerto B.

El comportamiento en el tiempo de la emisión de bombeo y de Stokes se encuentra fuertemente correlacionada. Saltos en la potencia de bombeo son seguidos por fluctuaciones en la potencia del Stokes, y viceversa. Sin embargo, la potencia del bombeo continua para mantener este comportamiento por debajo del umbral de Brillouin, cuando el efecto de la emisión de Stokes en la dinámica del láser es despreciable. La duración de los intervalos estables depende del ruido del ambiente y puede ser incrementada por una protección del ruido del láser. Los intervalos de tiempo estables de 0.2 - 1 segundo son típicos para un láser sin protección en un ambiente

común de laboratorio. Se cree que la estabilidad del láser puede ser mejorada utilizando una configuración completamente de fibra óptica PM.

En este apartado se demostró un láser de Brillouin de fibra SLM con una cavidad corta de anillo que es resonante simultáneamente para el bombeo y la emisión de Stokes. El láser de bombeo de fibra fue estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia, empleando un mecanismo de rejillas de inversión de población autoinducidas en una fibra óptica de polarización preservada dopada de Erblio no bombeada de 1.7 m.

Ésta configuración reportada es el primer láser de Brillouin de fibra estabilizado pasivamente por este método. El láser presento una emisión de la señal de Stokes de frecuencia única con un ancho de línea menor a 100 Hz.

Esta configuración es menos estable que los láseres de Brillouin presentados anteriores, pero se necesita un desarrollo mas completo que presente mayor estabilidad para aplicaciones reales.

Capítulo 6

Conclusiones

6.1 Conclusiones

En este trabajo de tesis se estudiaron, se caracterizaron y se implementaron, en forma conjunta, los fenómenos del encadenamiento por inyección óptica y la generación de las componentes de Stokes para generar nuevas fuentes de luz aplicables en los sistemas de comunicaciones fotónicas y en sensores basados en fibras ópticas de última generación.

- ❖ En el capítulo 2, se presentaron las contribuciones, alcanzadas en este trabajo, en el campo de la sincronización de un láser DFB mediante el encadenamiento por inyección óptica, a través de las componentes de Stokes de Brillouin de alto orden.
 - La configuración propuesta presentó, de manera simultánea, propiedades inherentes en dos fenómenos al mismo tiempo del auto encadenamiento por inyección y del encadenamiento por inyección óptica en configuración maestro-esclavo.
 - El rango de encadenamiento del láser DFB esclavo, encadenado con diferentes componentes de Stokes de alto orden, fue comprobado. Al respecto, se encontraron diferencias significantes en el comportamiento del láser DFB esclavo cada vez que éste fue encadenado a una componente de Stokes diferente. Los rangos de encadenamiento encontrados fueron de 1 y 0.1 GHz para encadenamientos con el segundo y quinto componente de Stokes, respectivamente.
 - La técnica utilizada en ésta configuración, potencialmente, puede generar señales ópticas moduladas en el espectro de las microondas, en el rango de 10 a 100 GHz, en múltiplos de la separación frecuencial de las componentes de

Stokes. Se lograron importantes aportaciones para la generación de señales ópticas en RF sin la necesidad de moduladores externos, las cuales pueden ser aplicables a nuevos sensores distribuidos de fibra basados en Brillouin y en láseres de Brillouin multi-cascada.

- ❖ En el capítulo 3 se estudió el fenómeno de auto-encadenamiento por inyección de un láser DFB, a través de una cavidad resonante de fibra en configuración de anillo, en diferentes regímenes de acoplamiento.
 - Se presentaron los resultados de la simulación de los campos ópticos que interactúan en un resonador de anillo de fibra, para los regímenes de acoplamiento crítico, sobre-acoplado y sub-acoplado. Estos resultados fueron validados con mediciones experimentales de las potencias de los campos que interactúan en la cavidad, en función del coeficiente de acoplamiento del acoplador variable utilizado en el resonador.
 - Se demostró que el acoplamiento crítico es la condición óptima para el encadenamiento por inyección, ya que toda la energía inyectada al acoplador de entrada es transferida dentro de la cavidad. Lo anterior genera un acoplamiento más estable debido a que hay una mayor potencia de retroalimentación hacia el láser DFB, provocando así una reducción significativa en el ancho de línea del láser encadenado.
 - El láser DFB encadenado con la cavidad de anillo en los diferentes regímenes presentó una emisión monomodal con un ancho de línea menor a 2.5 kHz en los regímenes de acoplamiento crítico y sub-acoplado, y hasta 8.5 kHz para el régimen sobre-acoplado. Siendo un gran aporte para la generación de nuevas fuentes de luz de gran coherencia con la posibilidad de manipular el ancho de línea del láser encadenado.

- ❖ En el capítulo 4 se presentó una técnica simple y eficiente para hacer resonar de manera simultánea, la emisión de Stokes y el bombeo en cavidades cortas de láseres de Brillouin de fibra.
 - El algoritmo propuesto puede generar la resonancia simultánea, en cualquier longitud de onda, con un simple ajuste de la longitud de la cavidad.
 - En particular se observó que la resonancia simultánea provoca una reducción significativa del umbral de Brillouin. Así, se pudo demostrar que para una cavidad de 8 m, el umbral es solamente de 5 mW, y se incrementa hasta 14 mW para una cavidad de 1.5 m realizada con fibra estándar SMF-28.
 - El algoritmo desarrollado es también de gran utilidad cuando se desea la anulación de la emisión de Stokes de Brillouin en las cavidades de fibra, con lo que se puede cancelar la reducción del umbral de Brillouin y provocar que éste se incremente hasta por más de 5 veces, para una cavidad de 8 m de largo. En efecto, lo anterior es debido a la no coincidencia de los modos resonantes del bombeo con la emisión de Stokes.
 - La técnica propuesta para el ajuste de la doble resonancia resultó ser robusta a las incertidumbres de los procesos de medición de la longitud de fibra utilizada y de corte de ésta, siendo de gran utilidad para el diseño de láseres de Brillouin de cavidad de doble resonancia. Esta técnica se basó en un algoritmo que fue desarrollado en este trabajo de tesis, el cual proporcionó una incertidumbre de 1 a 7 MHz en la ubicación del pico de resonancia. Es importante mencionar que ésta incertidumbre es mucho menor que el ancho de banda de la ganancia de Brillouin, estimada en ≈ 35 MHz en 1550 nm. Así, con la incertidumbre estimada en la localización del pico de resonancia, se asegura que, tanto la emisión de Stokes como el bombeo se encontraran en resonancia simultánea.
 - La técnica propuesta, potencialmente, representa una herramienta valiosa en el diseño de láseres de fibra mono modales con espectro óptico ultra angosto y otras aplicaciones donde se emplean las propiedades de resonancia y anti-resonancia de Brillouin.

- ❖ En el capítulo 5 se presentaron las contribuciones realizadas en el campo de los láseres de Brillouin de fibra óptica. Específicamente se mostraron los resultados de la caracterización de un láser de Brillouin mono-modo de fibra, con una cavidad en anillo, corta y larga, simultáneamente resonante para la emisión de Stokes y el bombeo. El láser fue estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia del bombeo por medio del auto-encadenamiento por inyección.
 - Se demostró que en las cavidades “largas”, mayores a 15 m, donde el rango espectral libre es menor al ancho de banda de la ganancia de Brillouin, la resonancia simultánea se genera automáticamente debido al traslape de los modos resonantes de la emisión de Stokes con los modos de la cavidad.
 - El láser de Brillouin efectuado con una cavidad resonante de 19 m de largo generó una emisión con un ancho de línea menor a 0.5 kHz y una estabilidad temporal de hasta de 5 s. Se registro una significativa reducción de hasta 3 ordenes de magnitud, en el ancho de línea del láser DFB encadenado pasivamente.
 - En las cavidades cortas, en las cuales, el rango espectral libre es mayor al ancho de banda de Brillouin, la resonancia simultánea no se genera automáticamente. En este caso, es necesario ajustar la longitud de la cavidad para lograr la coincidencia de un modo de la emisión de Stokes con un modo resonante de la cavidad.
 - El láser de Brillouin elaborado con una cavidad corta de 4.11 m, usando la técnica de ajuste de la longitud de la cavidad desarrollada en esta tesis, presentó una emisión de Stokes con un ancho de línea que no excedió los 1.2 kHz y una estabilidad temporal, sin salto de modo, de hasta 3 minutos para el bombeo y de hasta 0.5 minutos para la emisión de Stokes. Asimismo, éste láser presentó una reducción en el ancho de línea similar a la exhibida por el láser DFB encadenado con una cavidad “larga” de 19 m.

- ❖ En el capítulo 5, además se presentó una nueva configuración de un láser de fibra de Brillouin de modo longitudinal único estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia del bombeo en una cavidad compleja.
 - La configuración propuesta contó con dos interferómetros Fabry-Perot de fibra óptica acoplados dentro de la cavidad, que en combinación con rejillas auto inducidas de inversión de población dinámicas en la fibra activa, proporcionaron una selección adaptativa del modo de bombeo.
 - La configuración presentó una emisión monomodal debida a la combinación de los dos interferómetros de anillo acoplados de diferentes longitudes. En efecto, esta configuración solo permitió el láseo de los modos comunes de ambos interferómetros.
 - En este caso, la emisión con un ancho de línea ultra delgado fue alcanzada por la estabilización pasiva implementada a través de un reflector adaptativo, que comprende 1.7 m de fibra de polarización preservada dopada con Erblio no bombeada, en combinación con los interferómetros de anillo y la rejilla de Bragg de banda ultra-angosta.
 - Es importante resaltar que la configuración propuesta del láser con cavidad compleja presentó una emisión de Stokes de frecuencia única con un ancho de línea menor a 100 Hz, lo que representa un gran aporte a las fuentes de luz aplicables a las comunicaciones coherentes y a los sensores distribuidos de fibra óptica.

6.2 Trabajo Futuro.

- ◆ Estudio de la estabilización del salto de modo en las cavidades resonantes.
- ◆ Diseño e implementación de una protección térmica para evitar los cambios de temperatura y las vibraciones de la fibra.
- ◆ Estudio de la generación de componentes de Stokes de alto orden en cavidades resonantes simples para el encadenamiento de láseres DFB.
- ◆ Diseñar y elaborar esquemas experimentales con el uso de fibra de polarización preservada, así como los demás componentes.

Lista de referencias bibliográficas

- Agrawal, Govind P. (2007). *Nonlinear Fiber Optics*, (4° ed). Academic Press, San Diego. pp 552.
- Agrawal, Govind P. (2008). *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Optics and Photonics Series, (2° ed). Elsevier Inc. San Diego, California. pp 508.
- Ahmad, H., S. Shahi, and S.W. Harun. (2010). *Bismuth-based erbium-doped fiber as a gain medium for L-band amplification and Brillouin fiber laser*. Laser Phys. 20, 716.
- Babin, S.A., D.V. Churkin, A.A. Fotiadi, S.I. Kablukov, O.I. Medvedkov, and E.V. Podivilov. (2005). *Relative Intensity Noise in Cascaded Raman Fiber Lasers*. IEEE Photon. Technol. Lett. 17(12) 2553-2555. DOI 10.1109/LPT.2005.859547
- Babin, S.A., D.V. Churkin, A.E. Ismagulov, S.I. Kablukov, and M.A. Nikulin (2007). *Single frequency single polarization DFB fiber laser*. Laser Phys. Lett. 4(6) 428-432.
- Baney, D. M., and W.V. Sorin, (1998) in: Derickson, D. *Fiber Optic Test and Measurement*. Chap. 5.
- Black, E. D. (2001). *An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization*. Am J. Phys., 69(1) 79–87.
- Boschung, L. J., Thèvenaz and P.A. Robert. (1994). *High-accuracy measurement of the linewidth of a Brillouin fibre ring laser*. Electronics Letters. 30(18) 1488-1489. DOI: 10.1049/el:19941053
- Boucon, A., Fotiadi, A.A., Mégret, P., Maillotte, H., Sylvestre, T. (2008). *Low-threshold all-fiber 1000 nm supercontinuum source based on highly non-linear fiber*. Optics Communication. 281, 4095-4098.
- Boyd, Robert W. (2008). *Nonlinear Optics*, (3° ed). USA. Academic Press. pp 640.
- Braun, R.P., G. Grosskopf, D. Rohde, and F. Schmidt. (1998). *Low-phase-noise millimeter-wave generation at 64 GHz and data transmission using optical sideband injection locking*. IEEE Photon. Technol. Lett. 10(5) 728. DOI:10.1109/68.669405.
- Capmany, J., and D. Novak. (2007). *Microwave photonics combines two worlds*. Nature Photonics 1, 319-330. DOI: 10.1038/nphoton.2007.89.
- Cardoza-Avendaño, L., V. Spirin, R.M. López-Gutiérrez, C.A. López-Mercado, and C. Cruz-Hernández. (2011). *Experimental characterization of DFB and FP chaotic lasers with strong incoherent optical feedback*. Optics & Laser Technol. 43, 949-955.
- Castro Muñoz, M. and V.V. Spirin, (2007). *Self-injection locking of DFB laser diode with Brillouin amplification in optical fibre feedback*. Electronics Letters. 43(15) 802-804. DOI: 10.1049/el:20070499
- Castro Muñoz, M. and V.V. Spirin, (2008). *Encadenamiento por inyección óptica de un láser DFB con la dispersión de Brillouin*. Revista Mexicana de Física, 54(5) 400–406.

- Cheng Y., Kringelbohn J. T., Loh W. H., Laming R. I., and Payne D. N. (1995). *Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter*. Optics Letters 20(8) 875.
- Choi, John M., Reginald K. Lee, and Amnon Yariv. (2001). *Control of critical coupling in a ring resonator–fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation*. Optics Letters 26(16) 1236-38.
- Clifford, A. A. (1973). *Multivariate error analysis: a handbook of error propagation and calculation in many-parameter systems*. London. John Wiley & Sons. pp 112.
- Corning Incorporated. (2002). Recuperado el 25 de diciembre del 2012, de <http://ece466.groups.et.byu.net/notes/smf28.pdf>
- Cowle, G.J., and D.Yu. Stepanov. (1996). *Hybrid Brillouin/erbium fiber laser*. Optics Letters. 21, 1250–1252.
- Dai, Z., Li, J., Zhang, X., Ou, Z. and Liu, Y. (2009). *Stable single-longitudinal-mode fiber laser using PM FBG F-P etalon and PM fiber saturable absorber*. Opt. Quantum Electron. 41 1033.
- Damzen, M. J., V. Vlad, A. Mocofanescu, V. Babin. (2003). *Stimulated Brillouin Scattering: Fundamentals and Applications*. CRC Press. pp 196.
- Debut, A., S. Randoux, and J. Zemmouri, (2000). *Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis*. Phys. Rev. A 62(2) 023803 .
- Derickson, Dennis. (1998). *Fiber Optic Test and Measurement*. Prentice Hall PTR, New Jersey. pp 642.
- Fotiadi, A. A., and R. V. Kiyani. (1998). *Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber*. Opt. Lett. 23(23) 1805-1907. DOI 10.1364/OL.23.001805
- Fotiadi, A.A. (2010). *Random lasers: An incoherent fibre laser*. Nature Photonics 4. 204-205. DOI 10.1038/nphoton.2010.76
- Fotiadi, A.A., P. Mégret. (2006). *Self-Q-switched Er-Brillouin fiber source with extracavity generation of a Raman supercontinuum in a dispersion shifted fiber*, Opt. Lett. 31, 1621–1623.
- Fotiadi, A.A., Kiyani, R., Deparis, O., Mégret, P. and Blondel, M. (2002). *Statistical properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers above threshold*. Opt. Lett. 27, 83-85. DOI 10.1364/OL.27.000083
- Fotiadi, A.A., Mégret, P. and Blondel, M. (2004). *Dynamics of self-Q-switched fiber laser with Rayleigh - stimulated Brillouin scattering ring mirror*. Optics Letters 29, 1078-1080.
- Fu, Z. H., Wang, Y. X., Yang, D. Z., and Shen, Y. H., (2009). *Single-frequency linear cavity erbium-doped fiber laser for fiber-optic sensing applications*. Laser Phys Lett. 6(8) 594-597.

- Geng, J.H., Staines, S., Wang, Z.L., Zong, J., Blake, M. and Jiang, S.B. (2006). *Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth*. IEEE Photon. Technol. Lett. 18, 1813.
- Grukh, D.A., A.S. Kurkov, I M Razdobreev, A.A. Fotiadi. (2002). *Self-Q-switched ytterbium-doped cladding-pumped fibre laser*. Quant. Electron. 32(11) 1017-19.
- Heebner, John E., Vincent Wong, Aaron Schweinsberg, Robert W. Boyd, and Deborah J. Jackson. (2004). *Optical Transmission Characteristics of Fiber Ring Resonators*. IEEE Journal of Quantum Electronics. 40(6) 726-730.
- Horiguchi, T., T. Kurashima, and M. Tateda. (1989). *Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers*. IEEE Photonics Technology Letters. 1(5) 107–108.
- Huang S., Feng Y., Dong J., Shirakawa A., Musha M. and Ueda, K. (2005). *1083 nm single frequency ytterbium doped fiber laser*. Laser Phys. Lett. 2(10) 498.
- Huang, C., Dong, X., Zhang, N., Zhang, S., & Shum, P. P. (2014). *Multiwavelength Brillouin-erbium random fiber laser incorporating a chirped fiber Bragg grating*. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron, 20(5) 902405.
- Iwashita, K., and K. Nakagawa. (1982). *Suppression of Mode Partition Noise by Laser Diode Light Injection*. IEEE. J. Quantum Electron. QE-10(18) 1669-1674.
- Kane, Deborah M., and Shore, K. Alan. (2005). *Unlocking Dynamical Diversity: Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers*. Hoboken, NJ. Wiley. pp 356.
- Kim, Y.J., B. J. Chun, Y. Kim, B.J. Chun, Y. Kim, S. Hyun, and S-W. Kim. (2010). *Generation of optical frequencies out of the frequency comb of a femtosecond laser for DWDM telecommunication*. Laser Phys. Lett. 7(7) 522-527. DOI: 10.1002/lapl.201010012
- Kitaeva, G. Kh. (2008). *Terahertz generation by means of optical lasers*. Laser Phys. Lett. 5, 559. DOI: 10.1002/lapl.200810039.
- Kwon, Il-Bum., Se-Jong Baik, Kiegon Im, Jae-Wang Yu. (2002). *Development of fiber optic BOTDA sensor for intrusion detection*. Sensors and Actuators A: Physical. 101(1–2) 77–84.
- Lang, Roy., and Kobayashi, Kohroh. (1980). *External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties*. IEEE Journal of Quantum Electronics. QE-16(3) 347-355.
- Li, J., X. Zhang, F. Tian, and L. Xi. (2011). *Theoretical and experimental study on generation of stable and high-quality multi-carrier source based on re-circulating frequency shifter used for Tb/s optical transmission*. Opt. Express. 19(2), 848-860.
- Li, X.H., X.M. Liu, Y.K. Gong, H.B. Sun, L.R. Wang and K.Q. Lu. (2010). *A novel erbium/ytterbium co-doped distributed feedback fiber laser with single-polarization and unidirectional output*. Laser Phys. Lett. 7(1) 55-59. DOI: 10.1002/lapl.200910100
- Lim, D.S., H. K. Lee, K. H. Kim, S. B. Kang, J. T. Ahn, and M.-Y. Jeon. (1998) *Generation of multiorder Stokes and anti-Stokes lines in a Brillouin erbium-fiber laser with a Sagnac loop mirror*. Opt. Lett. 23(21) 1671–1673.

- Liu, Jinmei., Li Zhan, Pingping Xiao, Gaomeng Wang, Liang Zhang, Xuesong Liu, Junsong Peng, and Qishun Shen. (2013). *Generation of Step-Tunable Microwave Signal Using a Multiwavelength Brillouin Fiber Laser*. IEEE Photonics Technology Letters. 25(3) 220-223.
- López-Mercado, C. A., V. V. Spirin, A. Nava-Vega, Patrice Mégret and A. A. Fotiadi. (2014). *Láser de Brillouin con cavidad corta de fibra estabilizado pasivamente en la resonancia de bombeo por fenómeno de auto-encadenamiento por inyección óptica*. Revista Mexicana de Física. 60, 53–58.
- López-Mercado, Cesar A., Vasily V. Spirin, Sergey I. Kablukov, Ekaterina A. Zlobina, Igor O. Zolotovskiy, Patrice Mégret, Andrei A. Fotiadi. (2014). *Accuracy of single-cut adjustment technique for double resonant Brillouin fiber lasers*. Optical Fiber Technology, 20(3) 194–198.
- Luo, Yongfeng., Yulong Tang, Jianlong Yang, Yao Wang, Shiwei Wang, Kunyu Tao, Li Zhan, and Jianqiu Xu. (2014). *High signal-to-noise ratio, single-frequency 2 μ m Brillouin fiber laser*. Optics Letters. 39(9) 2626-2628.
- Meng, X., T. Chau, and M. C. Wu. (1998). *Experimental demonstration of modulation bandwidth enhancement in distributed feedback lasers with external light injection*. Electron. Lett. 34(21) 2031.
- Meng, Z., G. Stewart, and G. Whitenett. (2006). *Stable Single-Mode Operation of a Narrow-Linewidth, Linearly Polarized, Erbium-Fiber Ring Laser Using a Saturable Absorber*. J. Lightwave Technol. 24(5) 2179.
- Mitschke, Fedor. (2010). *Fiber Optics: Physics and Technology*. Germany - Springer. pp 301.
- Molin, S., Baili, G., Alouini, M., Dolfi, D. and Huignard, J.-P. (2008). *Experimental investigation of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers for microwave photonics applications*. Optics Letters. 33, 1681-1683.
- Nicati, Pierre-Alain, K. Toyama, and H. J. Shaw. (1995). *Frequency Stability of a Brillouin Fiber Ring Laser*. Journal of Lightwave Technology. 13(7) 1445-1451. DOI: 10.1109/50.400710
- Norcia, S., Tonda-Goldstein, S., Dolfi, D., Huignard, J.-P. and Frey, R. (2003). *Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low-noise optical carrier reduction of microwave signals*. Optics Letters 28, 1888–1890.
- Othsubo, J. (2008). *Semiconductor Laser, Stability, Instability and Chaos*, (2^o ed). Springer-Verlag Berlin Heidelberg. pp 476.
- Parvizia, R., N. M. Ali, S.W. Haruna, M. Moghavvemi, H. Arof, and H. Ahmada. (2011). *Multiwavelength Brillouin Fiber Laser Using DualCavity Configuration*. Laser Physics. 21(1) 205–209. DOI 10.1134/S1054660X11010166
- Preda, C.E., Fotiadi, A.A. and Mégret, P. (2012). *Numerical approximation for Brillouin fiber ring resonator*. Opt. Express. 20, 5783-5788.

- Rao, Wei., Siliang Niu, Nan Zhang, Chunyan Cao, Yongmin Hu. (2011). *Phase-generated carrier demodulation scheme for fiber Fabry-Pérot interferometric sensor with high finesse*. Optical Engineering 50(9) 094401. doi: 10.1117/1.3617450
- Saleh, A. A. M. and Stone J. (1989). *Two-stage Fabry-Perot filters as demultiplexers in optical FDMA LANs*. J. Lightwave Technol. 7(2) 323-330.
- Seraji, Faramarz E. (2009). *Steady-state performance analysis of fiber-optic ring resonator*. Prog. Quantum Elect. 33(1)1-16. DOI: 10.1016/j.pquantelec.2008.10.001
- Shahi, S., S.W. Harun, and H. Ahmad. (2009). *Multi-wavelength Brillouin fiber laser using a holey fiber and a bismuth-oxide based erbium-doped fiber*. Laser Phys. Lett. 6(6) 454–457. DOI 10.1002/lapl.200910014
- Siegman, Antony E. (1986). *Lasers*. Mill Valley, Ca. University Science Books. pp 1283.
- Song, Y. W., S. A. Havstad, D. Starodubov, Y. Xie, A. E. Willner, and J. Feinberg. (2001). *40-nm-Wide Tunable Fiber Ring Laser With Single-Mode Operation Using a Highly Stretchable FBG*. IEEE Photon. Technol. Lett. 13(11) 1167-69.
- Spirin, Vasily V., Cesar A. Lopez-Mercado, Sergey I. Kablukov, Ekaterina A. Zlobina, Igor O. Zolotovskiy, Patrice Megret, and Andrei A. Fotiadi. (2013). *Single cut technique for adjustment of doubly resonant Brillouin laser cavities*. Optics Letters. 38(14) 2528-2530.
- Spirin, V.V., C.A. López-Mercado, D. Kinet, P. Mègret, I.O. Zolotovskiy and A.A. Fotiadi. (2013). *A single-longitudinal-mode Brillouin fiber laser passively stabilized at the pump resonance frequency with a dynamic population inversion grating*. Laser Physics Letters. 10, 015102-015106. DOI 10.1088/1612-2011/10/1/015102
- Spirin, V.V., C. A. López-Mercado, P. Mègret and A.A. Fotiadi. (2012). *Single-mode Brillouin fiber laser passively stabilized at resonance frequency with self-injection locked pump laser*. Laser Physics Letters 9(5) 377-380. DOI 10.7452/lapl.201110138
- Spirin, V.V., J. Kellerman, P.L. Swart, A.A. Fotiadi. (2006). *Intensity noise in SBS with injection locking generation of Stokes seed signal*. Opt. Exp. 14, 8328–8335.
- Stepanov, S. (2008). *Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres*. J. Phys. D: Appl. Phys. 41(22) 224002.
- Stokes L. F., M. Chodorow, and H. J. Shaw. (1982). *All-single-mode fiber resonator*. Optics. Letters. 7(6) 288-290. DOI 10.1364/OL.7.000288
- Stover, H. L. and W. H. Steier. (1966). *Locking of laser oscillators by light injection*. Appl. Phys. Lett. 8(4) 91–93.
- Thévenaz, L. (2010). *Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers: state of the art and perspectives*. Frontiers of Optoelectronics in China. 3(1) 13-21.
- Thévenaz, L., S. L. Floch, D. Alasia, and J. Troger, Meas. (2004). *Novel schemes for optical signal generation using laser injection locking with application to Brillouin sensing*. Meas. Sci. Technol. 15(8) 1519. DOI: 10.1088/0957-0233/15/8/015.

- Urquhart, Paul. (1988). *Compound optical-fiber-based resonators*. OSA A, 5(6) 803-812. DOI 10.1364/JOSAA.5.000803
- Van de Stadt, H. and Muller, J. M. (1985). *Multimirror Fabry–Perot interferometers*. J. Opt. Soc. Am. A. 2(8) 1363-1370.
- Wang, Gaomeng., Li Zhan, Jinmei Liu, Tao Zhang, Jun Li, Liang Zhang, Junsong Peng, and Lilin Yi. (2013). *Watt-level ultrahigh-optical signal-to-noise ratio single-longitudinal-mode tunable Brillouin fiber laser*. Optics Letters, 38(1) 19-21.
- Wu, Zhijing, Qishun Shen, Li Zhan, Jinmei Liu, Wen Yuan, and Yuxing Wang. (2010). *Optical Generation of Stable Microwave Signal Using a Dual-Wavelength Brillouin Fiber Laser*. IEEE Photonics Technology Letters. 22(8) 568-570.
- Zhao, Junfa, Cheng Zhang, Zhihua Ji, ChangYun Miao, Hong Gu, Zhengrong Tong, Xiaodong Sun and Jinjun Bai. (2014). *Widely tunable ultra-narrow linewidth single-longitudinal-mode Brillouin fiber laser with low threshold*. Laser Phys. 24(10). 105102. doi:10.1088/1054-660X/24/10/105102
- Zhao, Y.J., Q.P. Wang, J. Chang, J.S. Ni, C. Wang, Z.H. Sun, P.P. Wang, G.P. Lv, and G.D. Peng. (2012). *Suppression of the intensity noise in distributed feedback fiber lasers by self-injection locking*. Laser Phys. Lett. 9(10) 739–743. DOI: 10.7452/lapl. 201210065.

Anexos

Aportaciones de este trabajo de tesis

A. Publicaciones en revistas arbitradas derivadas de esta tesis

- * López-Mercado, C. A., V. V. Spirin, A. Nava-Vega, Patrice Mégret and A. A. Fotiadi. (2014). *Láser de Brillouin con cavidad corta de fibra estabilizado pasivamente en la resonancia de bombeo por fenómeno de auto-encadenamiento por inyección óptica*. Revista Mexicana de Física, 60 53–58. [ISSN 0035-001X](#).
- * López-Mercado, Cesar A., Vasily V. Spirin, Sergey I. Kablukov, Ekaterina A. Zlobina, Igor O. Zolotovskiy, Patrice Mégret, and Andrei A. Fotiadi. (2014). *Accuracy of single-cut adjustment technique for double resonant Brillouin fiber lasers*. Optical Fiber Technology, 20(3) 194–198. DOI: [10.1016/j.yofte.2014.01.011](#).
- * Spirine, V., M. Castro Muñoz, C. A. López Mercado, P. Megret and A. A. Fotiadi . (2012). *Optical locking of two semiconductor lasers through high-order Brillouin Stokes components in optical fiber*. Laser Physics, 22(4) 760-764. DOI: [10.1134/S1054660X12040214](#).
- * Spirine , V., C. A. Lopez Mercado, P. Mégret and A. A. Fotiadi. (2012). *Single-mode Brillouin fiber laser passively stabilized at resonance frequency with self-injection locked pump laser*. Lasers Physics Letters, 9(5) 377-380. DOI: [10.7452/lapl.201110138](#).
- * Spirine, V., C.A. López Mercado, D. Kinet, P. Mégret, I.O. Zolotovskiy and A.A. Fotiadi. (2013). *A single-longitudinal-mode Brillouin fiber laser passively stabilized at the pump resonance frequency with a dynamic population inversion grating*. Lasers Physics Letters. 10(1) 015102. DOI: [10.1088/1612-2011/10/1/015102](#)
- * Spirine, V., C.A. López Mercado, S.I. Kablukov, E. A. Zlobina, I. O. Zolotovskiy, P. Mégret and A.A. Fotiadi. (2013). *Single cut technique for adjustment of doubly resonant Brillouin laser cavities*. Optics Letters. 38(14) 2528-2530. DOI: [10.1364/OL.38.002528](#)

B. Participación en congresos nacionales e internacionales.

- López-Mercado, Cesar A., Vasily V. Spirin, Sergey I. Kablukov, Ekaterina A. Zlobina, Igor O. Zolotovskiy, Patrice Mégret, and Andrei A. Fotiadi. (2014). *Adjustment of double resonance in short cavity Brillouin fiber lasers*. Photonics West 2014, 4-6 Febrero, San Francisco, California.
- López-Mercado, César A., Vasily V. Spirin, A. Nava-Vega, Patrice Mégret, and Andrei A. Fotiadi. (2013). *Láser de Brillouin con cavidad doblemente resonante para bombeo y Stokes estabilizado pasivamente con fenómeno de auto-encadenamiento*. XXVI Reunion Anual de Óptica. Hermosillo, Sonora. Octubre 16-18.
- López-Mercado, C. A., V.V. Spirin, E.A. Zlobina, S.I. Kablukov, P. Mégret, and A.A. Fotiadi. (2012). *Doubly-resonant Brillouin fiber cavity: algorithm for cavity length adjustment*. Proceedings of 17th Annual Symposium of the IEEE Photonics Benelux Chapter, colocated with 'Workshop on random fibre lasers'. Université de Mons, Mons, Belgium. 369-372,.
- Spirine , V., C. A. López Mercado, D. Kinet , P. Megret , I. O. Zolotovskiy and A. A. Fotiadi . (2013) Passively stabilized Brillouin fiber lasers with doubly-resonant cavities. Photonics West 2013. San Francisco, California, Estados Unidos. SPIE. Vol. 8601, pp 860135-1 860135-9.
- Spirine , V., C. A. López Mercado, D. Kinet, E.A. Zlobina, S.I. Kablukov, P. Megret , I.O. Zolotovskiy and A. A. Fotiadi. (2013). *Double-frequency Brillouin fiber lasers*. Optics + Optoelectronics. Praga, República Checa. 8772.
- Spirine, V., C. A. López Mercado, P. Mégret and A. A. Fotiadi. (2012). *Single-mode Brillouin ring fiber laser stabilized by self-injection locking of pump laser diode*. 15th International Conference on Laser Optics. Optical Society of America. St. Petersburg, Russia.
- Fotiadi, A. A., D. Kinet, P. Mégre , V. Spirine, C. A. López Mercado and I.O. Zolotovskiy. (2012). *Brillouin fiber laser passively stabilized at pump resonance frequency*. 17th Annual Symposium of the IEEE Photonics Benelux Chapter. Université de Mons, Mons, Belgium.
- Spirin, V.V., C.A. Lopez-Mercado, P. Megret, and A.A. Fotiadi. (2012). *Single-mode Brillouin ring fiber laser stabilized by self-injection locking of pump laser diode*. 15th international Conference Laser Optics. Technical Prog TuR8-17, 24.
- Fotiadi, A. A., D. Kinet, P. Mégret, V.V. Spirin, C. A. López-Mercado, and I.O. Zolotovskiy. (2012). *Brillouin fiber laser passively stabilized at pump resonance frequency*. Proceedings of 17th Annual Symposium of the IEEE Photonics Benelux Chapter, colocated with 'Workshop on random fibre lasers', Université de Mons, Mons, Belgium. 365-368.

C. Colaboración en publicaciones y congresos.

- Spirine, V., C. A. López Mercado, S. Miridonov, L. Cardoza Avendaño, R. M. López Gutiérrez and C. Cruz Hernandez. (2011). *Elimination of low-frequency fluctuations of backscattered Rayleigh radiation from optical fiber with chaotic lasers*. Optical Fiber Technology. 17(3) 258-261.
- Cardoza Avendaño, L., V. Spirine, R. M. López Gutiérrez, C. A. López Mercado and C. Cruz Hernandez. (2011). *Experimental characterization of DFB and FP chaotic lasers with strong incoherent optical feedback*. Optics and Laser Technology. 43(5) 949-955.
- Spirine, V., C. A. Lopez Mercado, S. V. Miridonov, L. Cardoza Avendaño, R. M. Lopez Gutierrez and C. Cruz Hernandez. (2011). *Chaotic lasers for elimination of low-frequency fluctuations of backscattered Rayleigh radiation in distributed fiber optical sensors*. 21st International Conference on Optical Fiber Sensors. Ottawa, Ontario, Canadá. 7753 77532T1-T4.
- Cardoza Avendaño, L., R. M. López Gutiérrez, C. A. López Mercado, V. Spirine and C. Cruz Hernandez. (2010). *Experimental investigation of chaotic oscillations in DFB and FP semiconductor lasers with strong incoherent optical feedback*. 11th Experimental Chaos & Complexity Conference. Université de Lille. Lille, Francia. 57,121.

