TESIS DEFENDIDA POR Antonio Candela Modesto Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Vassily Spirine Director del Comité

Dr. Cesar Cruz Hernández

Dr. Enriqué Mitrani Abenchuchan Miembro del Comité

Miembro del Comité

Dr. Serguei Miridonov Miembro del Comité

Dra. María del Carmen Maya Sánchez

Coordinadora del programa de posgrado en Electrónica y Comunicaciones

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales Director de Estudios de Posgrado

29 de enero de 2009

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES

FUNDAMENTOS PARA SENSOR DISTRIBUIDO DE FIBRA ÓPTICA BASADO EN EFECTO BRILLOUIN PARA MEDICIÓN DE TEMPERATURA Y TENSIÓN UTILIZANDO CONFIGURACIÓN DE ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA

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

Presenta:

ANTONIO CANDELA MODESTO

Ensenada, Baja California, México, enero 2009.

RESUMEN de la tesis de **Antonio Candela Modesto**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELE-COMUNICACIONES con orientación en INSTRUMENTACIÓN Y CONTROL. Ensenada, Baja California. Enero 2009.

FUNDAMENTOS PARA SENSOR DISTRIBUIDO DE FIBRA ÓPTICA BASADO EN EFECTO BRILLOUIN PARA MEDICIÓN DE TEMPERATURA Y TENSIÓN UTILIZANDO CONFIGURACIÓN DE ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA

Resumen aprobado por:

Dr. Vassili Spirine Director de Tesis

El encadenamiento por inyección óptica es un efecto que ha demostrado su eficiencia en la mejora de los parámetros del láser, la transmisión de señales de radio sobre fibra óptica y en sensores de fibra óptica basados en la dispersión de Brillouin. En este trabajo, se estudiaron diferentes técnicas de sensado distribuido, basadas en el fenómeno de Brillouin en la fibra óptica, además se propusieron nuevos esquemas para medición de temperatura utilizando, el encadenamiento por invección óptica. Se desarrolló un esquema experimental basado en la medición del batimento de la señal de Stokes de Brillouin espontánea y la señal de Stokes generada del esquema de auto-encadenamiento, mediante el cual se logró detectar un recorrimiento de frecuencia por cambio de temperatura. Además, se observaron cambios en una región del espectro cuando solo una porción de la fibra (10 metros) se sometió a cambios de temperatura. Por otro lado, el esquema para la medición de la ganancia en la fibra de prueba de la señal de Stokes derivada del auto-encadenamiento también responde a cambios de temperatura en la fibra. Para obtener las señales del sensor, se implementó un sistema de adquisición de datos SAD basado en una plataforma de desarrollo de propósito general. Se investigó también la influencia del estado de polarización del bombeo en las características de sensado mediante la utilización de un despolarizador pasivo.

Palabras clave: Brillouin, Encadenamiento por Inyección Óptica, Láser, Sensor Distribuido de Fibra Óptica. **ABSTRACT** of the thesis presented by **Antonio Candela Modesto**, as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS with orientation in INSTRUMENTATION AND CONTROL. Ensenada, Baja California, México January 2009.

FUNDAMENTALS FOR DISTRIBUTED FIBER OPTIC SENSOR BASED ON BRILLOUIN BACKSCATTERING FOR TEMPERATURE AND STRAIN SENSING USING TWO LASER LOCKING

Injection locking is an optical effect that has proven its efficiency in improving the parameters of lasers, transmission of radio signals over optical fiber and fiber optic sensors based on Brillouin effect. In this work, we studied several techniques for distributed sensing using the Brillouin phenomenon on optical fiber, and proposed new schemes for temperature measurement using the injection locking technique. We developed an experimental scheme based on the measurement of the beat signal resulting from the spontaneous Brillouin phenomena of the pump and the Stokes signal generated from the injection locking scheme, where we observed a frequency shift related with temperature change on the fiber. We also registered changes in a region of the spectrum when only a portion of the fiber (10 meters) was subjected to temperature changes. On the other hand, the scheme for measuring the Stokes gain of the probe signal derived from the injection locking configuration also responds to temperature changes in the fiber. We implemented a data acquisition system based on a general purpose development platform to get information from the sensor signals. It was also investigated the influence of the polarization state of the punp signal using a passive depolarizer.

Keywords: Brillouin, Injection laser locking, Optical fiber distributed sensor.

A la luz de mi vida Karla y Diego Antonio

Agradecimientos

A Dios, que es Quien tiene todas las respuestas.

A mi director de tesis Dr. Vassili Spirine por su paciencia, sus consejos y su dedicación que a pesar de sus ocupaciones siempre hizo un espacio en su agenda para atenderme.

A los miembros del comité Dr. Enrique Mitrani, Dr. Cesar Cruz y Dr. Serguei Miridonov por sus comentarios y participación en el trabajo.

A los profesores del posgrado por el conocimiento transmitido.

Al M.C. Marcial Castro por su gran apoyo y buena disposición.

Al M.C. Ramón Muraoka por su ayuda en el laboratorio y su asistencia en la utilización del equipo.

A todos los compañeros del posgrado, y en especial con los que mostraron su apoyo incondicional en la maestría Irwin Díaz, Jesús López, César López, César Victorino.

A Julio Candela por ser mi inspiración y por su apoyo.

A Víctor Arevalo por compartir su experiencia, sus sabios consejos y por enseñarme que "No nos despedimos... seguimos en el camino y ya nos volveremos a encontrar"

Al Dr. Marco Antonio Machado por todo su apoyo.

A mis compañeros de trabajo: Cristóbal, Raúl, Polo, Alex, Cris, Víctor, Julio, Alexis, Lalo, Jesús, Toño, Cesar, Juan y Armando por su comprensión y su apoyo incondicional.

A mis padres que han creído en mí y han sido siempre mi apoyo y mi ejemplo.

A Alejandro Candela, por ser un hermano de verdad.

A Ileana, Dharma y Zathia por todo su amor.

A Sara y Víctor, por su apoyo y su cariño.

A Karla por ser mi compañera de viaje, mi refugio y mi fuerza.

A Diego Antonio por existir y por esa sonrisa que me renueva cada día.

A todo el personal del CICESE en por ayudarme en forma directa o indirecta en el transcurso de este tiempo.

A CONACyT y a CICESE por ayudarme a lograr esta meta.

Contenido

Resumen en español			II	
Re	esume	n en ingl	és	II
De	Dedicatoria			III
Ag	Agradecimientos			IV
Co	onteni	do		VI
Li	sta de	figuras		VII
I.	In	troducci	ón	1
	I.1.	Objetiv	/OS	3
II.	Se	ensores b	asados en el Fenómeno de Brillouin	5
	II.1.	Fenóm	eno de Brillouin	6
		II.1.1.	Dispersiones en la fibra óptica	6
		II.1.2.	Dispersión espontánea de Brillouin	8
		II.1.3.	Dispersión estimulada de Brillouin (SBS)	10
	II.2.	Princip	vios de medición	12
		II.2.1.	Medición de temperatura y tensión mediante el fenómeno de Brillouin	13
		II.2.2.	Técnicas para medición simultánea de temperatura y tensión	15
	II.3.	Princip	vios de localización	16
		II.3.1.	Reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo	17

		II.3.2.	Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo	19
	II.4.	Caract	erísticas básicas de los sensores de Brillouin	22
	II.5.	Aplica	ciones	24
III.	Eı	ncadena	miento por inyección óptica	27
	III.1.	Condi	ciones para el encadenamiento por inyección óptica	27
	III.2.	Aplica	ciones	32
IV.	Es	squemas	ópticos experimentales para sensores distribuidos combinando el	
	fe	nómeno	de Brillouin y el encadenamiento por inyección óptica	36
	IV.1.	Config	guración básica del esquema experimental	36
		IV.1.1.	Esquema óptico de auto-encadenamiento con amplificación de Bril-	
			louin	38
		IV.1.2.	Sistema de adquisición de datos	40
		IV.1.3.	Propuestas para aplicación en sensores distribuidos	43
	IV.2.	Medic	ión de temperatura	45
		IV.2.1.	Medición de temperatura por variación de frecuencia de batimiento .	46
		IV.2.2.	Medición de temperatura por variación en ganancia	50
	IV.3.	Influer	ncia del estado de polarización	52
		IV.3.1.	Despolarizador Pasivo	53
		IV.3.2.	Despolarización del bombeo para la fuente de la señal de Stokes	56
		IV.3.3.	Despolarización del bombeo para la fibra de prueba	62
		IV.3.4.	Observaciones	64
V.	C	onclusio	nes	66
	V.1.	Trabaj	o futuro	68
A.	A	dquisició	ón de Datos	72

Lista de Figuras

1.	Espectro de la dispersión de Rayleigh, Brillouin y Raman.	7
2.	Representación clásica del fenómeno de Brillouin	8
3.	Representación cuántica del proceso de dispersión de Stokes	10
4.	Representación cuántica del proceso de dispersión anti-Stokes	10
5.	Representación cuántica del proceso de dispersión estimulada de Brillouin.	11
6.	Espectro de ganancia de Brillouin medido a diferentes temperaturas	13
7.	Espectro de ganancia de Brillouin medido a diferentes tensiones	14
8.	Medición de tensión con compensación de temperatura	15
9.	Espectro de potencias relativas de Rayleigh y Brillouin (Stokes y anti-Stokes).	16
10.	Esquema básico del método BOTDR	17
11.	Algoritmo de medición por el método de BOTDR	19
12.	Esquema básico del método BOTDA.	20
13.	Algoritmo de medición por el método de BOTDA	20
14.	Proceso de ganancia de Stokes.	21
15.	Proceso de pérdidas de bombeo.	22
16.	Aplicaciones de los sensores de Brillouin.	24
17.	Sensor distribuido de Brillouin comercial para medición de tensión ANDO.	25
18.	Sensor distribuido de Brillouin comercial de medición de temperatura y ten-	
	sión SMARTEC.	26
19.	Proceso de encadenamiento por inyección óptica.	28

20.	Esquema del encadenamiento por inyección óptica en configuración amo-	
	esclavo.	29
21.	Esquema experimental para encadenamiento por inyección óptica	29
22.	Región de encadenamiento incondicionalmente estable	31
23.	Esquema general de autoencadenamiento.	31
24.	Encadenamiento de láser local en la detección homodina	32
25.	Aumento del rechazo a los modos laterales en láseres tipo Fabry-Perot inyec-	
	tados por un láser monomodo.	33
26.	Reducción del chirp en láseres para comunicaciones ópticas con modulación	
	directa de intensidad.	34
27.	Encadenamiento por inyección óptica aplicado a sensores de Brillouin	35
28	El esquema básico experimental (AC1 AC2: aconladores CP1 CP2: con-	
20.	troladores de polarización C1 C2 C3: circuladores EO1: fibra óntica SME	
	28 do 10 km y EO2 consort AT: etenuador)	27
•		57
29.	Esquema optico de auto-encadenamiento con retroalimentación de la ampli-	
	ficación de Brillouin.	39
30.	Esquema básico del sistema de adquisición de datos.	41
31.	Interfaz gráfica para la transferencia de datos del Osciloscopio TDS340A a	
	la computadora utilizando LabView.	42
32.	Esquema óptico de la configuración BOTDA con cambio en la tensión de la	
	fibra de referencia.	44
33.	Esquema óptico de la configuración BOTDR de un sensor distribuido de fibra	
	óptica	45
34.	Horno BlueM para variar temperatura de fibra de prueba con alcance de tem-	
	peratura de 38°C a 260°C.	46
35.	Esquema experimental para medición de temperatura por variación de fre-	
	cuencia de batimento.	47
36.	Espectro de la señal de batimiento a diferentes temperaturas en el carrete de	
	fibra de 2Km de longitud (temperatura ambiente 22°C)	48

37.	Espectro de la señal de batimiento a diferentes temperaturas en el carrete de	
	fibra de 100m de longitud (temperatura ambiente 19°C).	49
38.	Espectro de la señal de batimiento a diferentes temperaturas en 10m de un	
	carrete de 100m de longitud (temperatura ambiente 19°C)	50
39.	Esquema experimental para la medición de temperatura por variación en	
	ganancia.	51
40.	Variación de ganancia para diferentes temperaturas	52
41.	Dependencia de la ganancia con la temperatura.	53
42.	Diagrama interno de un despolarizador pasivo	54
43.	Esquema para medición de efectos del despolarizador	54
44.	Estado de polarización medido en la salida del despolarizador.	55
45.	Espectro de la señal de láser de bomba con y sin despolarizador	55
46.	Variaciones de intensidad en la salida del despolarizador.	56
47.	Esquema experimental para medición de estabilidad de ganancia con y sin	
	despolarización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes	57
48.	Potencia promedio de la sonda con y sin despolarización del bombeo de la	
	fuente de la señal de Stokes.	58
49.	Variaciones de la sonda con y sin despolarización del bombeo de la fuente de	
	la señal de Stokes	59
50.	Ganancia en la fibra de sensado con y sin despolarización de bombeo de la	
	fuente de la señal de Stokes.	59
51.	Desviación estándar de ganancia en la fibra de sensado con y sin despolar-	
	ización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes	60
52.	RIN con y sin despolarización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes	60
53.	RIN con y sin despolarizador para el bombeo de la fuente de la señal de	
	Stokes en el rango de 10kHz a 100KHz	61
54.	RIN con y sin despolarizador para el bombeo de la fuente de la señal de	
	Stokes en el rango de 0 a 10MHz.	61
55.	Esquema experimental con despolarizador en el bombeo de la fibra de prueba.	62

X

56.	Ganancia en la fibra de sensado con y sin despolarizador en el bombeo de la	
	fibra de prueba.	63
57.	RIN de ganancia con y sin despolarizador en el bombeo de la fibra de prueba.	63
58.	Espectro del RIN en la amplificación, con y sin despolarizador, en el rango	
	de 10kHz a 100KHz	64
59.	Espectro del RIN en la amplificación, con y sin despolarizador, en el rango	
	de 0 a 10MHz	64
60.	Esquema general para adquisición de datos.	73
61.	Esquema real de trabajo para adquisición de datos.	73
62.	Flexibilidad de la estructura VISA para la comunicación con distintos proto-	
	colos	74
63.	Configuración VISA (Plug and Play).	74
64.	Estructuras VISA para a) escritura y b) lectura.	75
65.	Estructura básica de configuración, comunicación y manejo de errores en	
	LabView. (petición de identificación y lectura de respuesta con manejo de	
	errores).	75
66.	Configuración para selección de canal y rango de datos	76
67.	Lectura de parámetros de configuración para escalamiento de los datos	76
68.	Petición de lectura y ciclo de adquisición de datos sin escalar	77
69.	Almacenamiento automático para información de la forma de onda	78

Capítulo I

Introducción

El encadenamiento por inyección óptica es un efecto que ha demostrado su eficiencia en la mejora de los parámetros del láser en un gran número de aplicaciones, incluidos los sensores de fibra óptica basados en la dispersión de Brillouin donde el desarrollo de la teoría y las técnicas de encadenamiento por inyección óptica ofrecen la posibilidad de superar las dificultades para mantener una diferencia de frecuencia estable entre dos fuentes de luz.

Algunos antecedentes que podemos encontrar de sensores de Brillouin incluyen los reportados por Alahbabi y Newson en 2004 con su sensor distribuido de Brillouin de 150Km de alcance y Luc Thévenaz en 2004 con su configuración de encadenamiento por inyección óptica para sensores de Brillouin en los cuales es posible constatar que el fenómeno de Brillouin en las fibras ópticas puede ser utilizado como un mecanismo de detección distribuida, gracias a la dependencia de la dispersión de la luz de los parámetros externos tales como la temperatura, la presión o la tensión aplicada a la fibra.

Existen dos técnicas importantes para sensores de Brillouin. La primera se basa en la dispersión de Brillouin espontánea, y se llama reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDR)[Horiguchi, 1994]. En esta técnica se mide el recorrimiento de la frecuencia de Brillouin y la potencia de Brillouin o su ganancia en ancho de banda para obtener la información de la temperatura y la tensión. Como se trata de una técnica que no requiere de elementos activos conectados al final de la fibra, es muy conveniente para su aplicación en el campo. Sin embargo, tiene la desventaja de trabajar en potencias bajas, lo que reduce su rango de distancia.

Por otro lado tenemos el análisis de óptico de Brillouin en el dominio del tiempo (BOT-DA) [Horiguchi, 1989]. Normalmente, en esta técnica se utiliza un láser en cada extremo de la fibra, uno como bomba y el otro como sonda. La sonda de luz se envía a la frecuencia de Stokes de Brillouin y experimenta una amplificación de potencia que se detecta directamente. A partir del análisis del espectro de ganancia Brillouin es posible obtener información de temperatura y tensión. Sin embargo, esta técnica requiere de elementos costosos y láseres muy precisos para su correcto funcionamiento, a menos de que se utilice alguna tecnica especial como el encadenamiento por inyección óptica.

Debemos reconocer que las aportaciones de Christian Huygens y la brillante intuición de Léon Brillouin han abierto las puertas para emprender estas investigaciones. La primera observación de la sincronización entre los dos osciladores, así como la predicción de la dispersión de la luz debida a las fluctuaciones en la densidad de la materia condensada, marcaron una influencia definitiva en la física teórica y la física. Probablemente, ni el científico holandés ni el físico francés (tres siglos más tarde) pudieron imaginar el gran impacto de su trabajo, en el campo de sensores distribuidos. Era de esperarse que, con la llegada del láser a principios de los años 60, la amplia disponibilidad de ondas coherentes de alta intensidad abriera nuevas líneas de investigación donde la óptica no lineal empezó a atraer mucho la atención. El encadenamiento por inyección de dos osciladores láser de helio-neón pudo ser demostrado exitosamente, y la dispersión estimulada Brillouin pudo ser observada experimentalmente en cristales. Sucesivamente, con la invención de la primera fibra óptica de bajas pérdidas y el advenimiento de la primera generación de láseres de semiconductor, tanto la técnica de la dispersión Brillouin como el encadenamiento por inyección han proliferado como ámbitos de interés durante las últimas dos décadas.

Un conocimiento más profundo de los mecanismos de la dispersión Brillouin reveló que las curvas de ganancia Brillouin son realmente muy sensibles a varios parámetros extrínsecos, como la temperatura y la tensión. Se propuso entonces que la dependencia inherente de la ganancia Brillouin a las variaciones del medio ambiente local, podría ser explotada para hacer sensores distribuidos de fibra óptica. A principios de los años 90 se propusieron algunas soluciones muy atractivas basadas en la no-linealidad de la dispersión estimulada de Brillouin y se pudo demostrar la posibilidad de lograr un sensor distribuido de largo alcance de temperatura y tensión.

La idea básica para la construcción de un sensor basado en el fenómeno de Brillouin, es relativamente simple. La interacción Brillouin es responsable del acoplamiento entre dos ondas ópticas (llamados respectivamente bomba y sonda) y una onda acústica cuando se cumple la condición de resonancia. Debido a que la condición de resonancia depende de la temperatura y de la tensión, mediante la determinación de la frecuencia de resonancia es posible determinar la temperatura o la tensión.

En los últimos años los sensores distribuidos basados en el fenómeno de Brillouin han ganado un amplio reconocimiento como sistemas eficientes, sin embargo su elevado costo aún restringe el número de sus aplicaciones.

El alcance de este trabajo es demostrar que la configuración propuesta para el encadenamiento por inyección óptica [Castro, 2007] puede ser usada en un sensor distribuido de fibra óptica y estudiar los diferentes experimentos que se han llevada a cabo con ayuda de dos láseres diferentes para la generación de las señales de bomba y de sonda. De esta forma la aportación que representa este trabajo es utilizar una configuración experimental combinando las ventajas de los sensores distribuidos Brillouin y las potencialidades ofrecidas por el concepto de encadenamiento por inyección óptica mediante la utilización de sistema de adquisición de datos basado en una plataforma de desarrollo de proposito general.

I.1. Objetivos

El objetivo general de este trabajo es el estudio de nuevos esquemas de sensores distribuidos de fibra óptica basados en el efecto Brillouin y el fenómeno de encadenamiento por inyección óptica, específicamente para la medición de temperatura y tensión.

Particularmente se pretende:

• Estudiar las diferentes técnicas de sensado para proponer nuevos esquemas para medición de temperatura y tensión mediante el efecto de Brillouin y el encadenamiento por inyección óptica sin la utilización de moduladores electro-ópticos de alta frecuencia para simplificar la implementación de un sensor real.

- Analizar experimentalmente el principio de funcionamiento del sensor propuesto, lo cual incluye las bases para la implementación de un sistema de adquisición y análisis de datos mediante un software de propósito general.
- Estudiar la influencia del estado de polarización en las ondas de bombeo y de sonda.

Capítulo II

Sensores basados en el Fenómeno de Brillouin

Un sensor de fibra óptica es un dispositivo que detecta fenómenos físicos, como la temperatura y la tensión, mediante la influencia que estos tienen en las propiedades físicas de la luz que se propaga a través de la fibra. Es decir, los fenómenos físicos alteran la naturaleza de la luz mediante una modulación de las características físicas del medio. La integridad de cualquier sensor depende de su sensibilidad a uno y solo un fenómeno físico a la vez, o a un número preestablecido de fenómenos físicos de donde se pueda extraer información relevante a partir de un procesamiento de datos.

La configuración básica de un sensor de fibra óptica es un emisor de luz, una fibra óptica (como elemento sensor) y un receptor para convertir la señal óptica en una señal eléctrica de la cual se extraerá la información por medio de una electrónica de procesamiento.

Existen varias ventajas en la utilización de sensores de fibra óptica que los hacen más apropiados para algunas situaciones en comparación con las tecnologías alternas:

- Inmunidad a la interferencia electromagnética.
- Inmunidad a los ambientes de alto voltaje, ruido eléctrico y altas temperaturas.
- No generan arcos eléctricos (No generan chispas)
- Están basados en tecnologías comunes para reducir su costo.

- Posibilidad de sensado distribuido.
- Tamaño y peso reducido.
- Buena sensibilidad.

Estas propiedades de los sensores de fibra óptica han permitido el desarrollo de sensores magnéticos, de temperatura, de presión, de esfuerzo y sensores químicos, difíciles de realizar mediante otras técnicas como, por ejemplo, la medición de temperatura de una muestra dentro de un horno de microondas. La utilización de sensores ópticos son varias y han demostrado competitividad en el campo científico y potencial económico con las tecnologías rivales.

II.1. Fenómeno de Brillouin

El fenómeno de Brillouin ha demostrado ser realmente sensible a cambios de tensión y temperatura en la fibra óptica por lo cual es posible utilizarlo como mecanismo de sensado.

II.1.1. Dispersiones en la fibra óptica

La dispersión es un proceso físico mediante el cual, alguna forma de radiación, es forzada a desviarse debido a una o más no-uniformidades en el medio que atraviesa [Tusuneo,1995]. Específicamente, la dispersión de la luz ocurre como consecuencia de las fluctuaciones de las propiedades ópticas del medio. Bajo las circunstancias más generales, el espectro de la luz dispersada tiene la forma que muestra la Figura 1, donde se presenta el espectro de las dispersiones de Rayleigh, Raman y Brillouin. Por definición, las componentes que están recorridas hacia frecuencias más bajas se conocen como componentes de *Stokes*, mientras que las componentes cuyo recorrimiento es hacia más altas frecuencias se denominan componentes *anti-Stokes*. Las diferentes características en el espectro de dispersión se generan por procesos diferentes, y dependen del tipo de interacción entre la radiación y la materia.

Cuando la energía de los fotones dispersados se conserva, y por lo tanto no se induce un cambio de frecuencia por este proceso, la dispersión se considera *elástica*, mientras que si



Figura 1: Espectro de la dispersión de Rayleigh, Brillouin y Raman.

ocurre un intercambio de energía dentro del medio durante el proceso, los fotones dispersados sufren un recorrimiento de frecuencia y la dispersión se considera *inelástica*.

La *dispersión de Rayleigh* es el proceso elástico que se origina por las fluctuaciones estáticas de densidad. Formalmente se puede describir como la dispersión debida a las fluctuaciones de la entropía del medio (variaciones en el grado del estado de la organización molecular).

La *dispersión de Brillouin* es un proceso inelástico generado por perturbaciones móviles de densidad, asociadas con variaciones de presión en el medio. Formalmente, se puede consideres como el resultado de la interacción de los fotones con los fonones acústicos. La relativa baja frecuencia de estos modos induce un recorrimiento limitado de frecuencia, en el orden de 1010 Hz.

La *dispersión de Raman* es un proceso altamente inelástico que se origina de la interacción de la luz con los modos vibracionales de alta frecuencia de las moléculas en el medio. Formalmente, resulta de la interacción con los fotones y los fonones ópticos de la estructura.

7



Figura 2: Representación clásica del fenómeno de Brillouin.

Este recorrimiento de frecuencias está en la región de los 1014 Hz, es decir tres ordenes de magnitud mayor al recorrimiento por el efecto de Brillouin.

II.1.2. Dispersión espontánea de Brillouin

Desde el punto de vista clásico, la dispersión de Brillouin espontánea es provocada por ondas acústicas que inducen un recorrimiento de frecuencia de la luz dispersada por efecto Doppler [Tusuneo,1995]. Este recorrimiento depende a su vez directamente de la temperatura y la tensión en la fibra. Las ondas acústicas excitadas producen una modulación periódica del índice de refracción creando una especie de rejillas móviles, como se muestra en la Figura 2. La dispersión de Brillouin ocurre cuando la luz se difracta en dirección opuesta a la propagación en estas *rejillas móviles* dando lugar a componentes de variaciones de frecuencia de Stokes y anti-Stokes. Como la luz dispersada experimenta un efecto de recorrimiento de frecuencia Doppler, el recorrimiento de Brillouin v_B depende de la velocidad acústica y está dado por la ecuación (1).

$$v_B = \frac{2nv_a}{\lambda} \tag{1}$$

donde *n* es el índice de refracción, v_a es la velocidad acústica y λ es la longitud de onda del la luz que se propaga.

La dispersión espontánea de Brillouin involucra interacciones entre la onda incidente, la onda dispersada y la onda acústica. Las ondas acústicas generadas térmicamente existen en

cualquier medio que se encuentre por encima de 0° Kelvin. En vez de los fonones ópticos que toman parte en la dispersión de Raman, la dispersión espontánea de Brillouin involucra fonones acústicos los cuales se propagan dentro del medio. Los fonones acústicos tienen menor energía que los que los fonones ópticos lo que da por resultado un menor recorrimiento en la frecuencia que en el efecto Raman. El campo óptico aplicado es muy débil para afectar de manera significativa las propiedades acústicas del material del medio, haciendo la dispersión espontánea un fenómeno lineal.

Las ondas acústicas aparecen en un gran alcance de frecuencias, pero sólo aquellas que satisfacen las condiciones de Bragg son las que causan la dispersión de la luz de bombeo. La radiación de Stokes resulta de la difracción de Bragg de la luz que proviene de la onda acústica en retirada y así la luz dispersada reduce su frecuencia por efecto Doppler. La radiación anti-Stokes, por otro lado, resulta de un mecanismo similar pero de una onda acústica que se aproxima. El recorrimiento de frecuencia es dependiente del ángulo de la dispersión y puede ser considerado muy pequeño, aproximadamente 11GHz a 1550nm en fibra de silicio [Fabelinskii, 1968].

La dispersión en la dirección de propagación, donde el ángulo es cero, no provoca ningún cambio en la frecuencia. En la dirección contraria donde el ángulo es 180°, el recorrimiento de frecuencia de Brillouin es máximo. La dispersión ocurre en todas direcciones pero sólo aquellas ondas dispersadas dentro la apertura numérica de la fibra son guiadas de regreso a la entrada [Boyd, 1992].

Desde el punto de vista de la mecánica quántica la dispersión espontánea de Brillouin es la aniquilación de un fotón de bombeo v_p al interactuar con un fonón acústico v_a . En este proceso se produce un nuevo fotón a la frecuencia de Stokes v_s respetando el principio de la conservación de la energía, como se muestra en la Figura 3.

En el caso de la dispersión anti-Stokes el fotón de bombeo incidente v_p y el fonón acústico se aniquilan, como lo muestra la Figura 4, para crear un fotón con mayor energía.



Figura 3: Representación cuántica del proceso de dispersión de Stokes.



Figura 4: Representación cuántica del proceso de dispersión anti-Stokes.

II.1.3. Dispersión estimulada de Brillouin (SBS)

Cuando las fluctuaciones dentro del medio son inducidas por la presencia de un campo óptico nos referiremos a él como *estimulado*. La dispersión estimulada de Brillouin SBS (Stimulated Brillouin Scattering) en las fibras ópticas puede ser descrito como la interacción de tres ondas: una onda de bombeo, una onda acústica inducida ópticamente y la luz dispersada en forma de una onda de Stokes que se propaga en dirección contraria al bombeo. De hecho, la luz de la bomba es dispersada debido a las variaciones del índice de refracción asociadas a la onda sonora mediante la difracción de Bragg; el bombeo y la señal dispersada interactúan para producir un patrón móvil de interferencia, el cuál refuerza la onda acústica y así el proceso continua.

El mecanismo físico mediante el cual la interferencia entre la onda de bombeo y la onda de Stokes producen una onda acústica es la electrostricción, que es la tendencia de algunos materiales a comprimirse en presencia de un campo eléctrico. Este proceso puede verse como consecuencia de una maximización de la energía potencial de las moléculas que son atraídas hacia las regiones de alta intensidad óptica para aumentar la energía almacenada.

En la Figura 5 se muestra la representación cuántica de la dispersión estimulada, donde el fotón de bombeo se aniquila como en el caso de la dispersión espontánea, pero en este caso



Figura 5: Representación cuántica del proceso de dispersión estimulada de Brillouin.

amplifica la señal de Stokes que se propaga en dirección contraria.

Ya que la dispersión estimulada de Brillouin se construye a partir de la interferencia de dos ondas que se propagan en sentido inverso la una de la otra, es natural que la eficiencia de la SBS dependa del estado de polarización de cada onda en cuestión. Stolen fue la primera persona en 1979 en tratar el caso de la interacción SBS en una fibra PM (polarizationmaintaining). Verificó experimentalmente que, si el estado de polarización de la señal de bomba es lineal y paralelo a uno de los ejes de la fibra, la amplificación de la señal de sonda será nula para una polarización lineal ortogonal y máxima para una polarización lineal paralela. Demostró elegantemente que si la señal de bomba se inyecta polarizada linealmente a 45° con referencia al eje de la fibra, la ganancia resulta disminuida a la mitad de su valor máximo y este valor es el mismo sin importar el grado de polarización de la señal de sonda [Stolen 1979]. Este resultado se ha utilizado indebidamente en fibras estándar con un bajo nivel de birrefringencia [Agrawal, 2001]. Sin embargo en 1989, diez años después de Stolen, Horigushi ha demostrado que el coeficiente de ganancia de Brillouin en las fibras de baja birrefringencia depende del modo de polarización [Niklès, 1997].

Si definimos K como una constante determinada por el grado de libertad del estado de polarización, la ecuación diferencial de la dispersión estimulada de Brillouin [Agrawal, 2001] puede escribirse como (2)

$$\frac{dP_p}{dL} = -\frac{g_b}{AK} P_p P_s - \alpha P_p$$

$$\frac{dP_s}{dL} = -\frac{g_b}{AK} P_p P_s + \alpha P_s$$
(2)

donde P_p es la potencia de bomba, P_s la potencia de la señal de prueba, α representa las pérdidas lineales, g_b el coeficiente de ganancia de Brillouin, A es el área efectiva del núcleo

de la fibra y dL es el diferencial de posición lineal sobre la fibra[van Deventer, 1994].

La señal de prueba experimenta una pequeña ganancia de Brillouin (expresada en dB/Km) determinada por la ecuación (3):

$$G = \frac{g_b L_{eff}}{AK} P_p - \alpha L \tag{3}$$

Donde L es la longitud de la fibra y $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ es la longitud efectiva de la fibra.

La potencia crítica o umbral de potencia [Agrawal, 2001] está dada por la ecuación (4):

$$P_c = 21 \frac{K}{g_b L_{eff}} \tag{4}$$

En ausencia de birrefringencia (o sólo birrefringencia circular) K = 1. Para fibra birrefringente lineal K = 1 cuando el bombeo está acoplado a un eje principal, y K = 2cuando esta acoplado a 45°. Es posible añadir una $K = 1\frac{1}{2}$ para baja birrefringencia y para cualquier polarización del bombeo. De esta forma se observa que el estado de polarización de la onda de bomba y la onda de Stokes de sonda son determinantes para su interacción.

II.2. Principios de medición

Para realizar una medición de temperatura o tensión mediante el fenómeno de Brillouin es necesario empezar haciendo una determinación precisa de la curva de ganancia de Brillouin $g_B(v)$. La distribución espectral asociada a la ganancia de Brillouin sigue una curva de Lorenz y, por tanto, una determinada longitud de onda. La curva de ganancia de Brillouin se define completamente mediante tres parámetros: el recorrimiento de frecuencia de Brillouin v_B , el ancho de línea Δv_B y el máximo de ganancia o coeficiente de Brillouin g_B .

Las propiedades del espectro de ganancia de Brillouin dentro de la fibra óptica pueden ser modificadas por una gran variedad de parámetros. Algunos de ellos son intrínsicos en el sentido de que están relacionados a la constitución física del medio, como el perfil del índice de refracción, el dopado del material, la concentración del dopaje, y la birrefringencia. Otros son extrínsecos porque no están relacionados directamente con la estructura física del



Figura 6: Espectro de ganancia de Brillouin medido a diferentes temperaturas.

medio y actúan como variables externas, como la temperatura, la tensión y la presión. A continuación analizaremos con mayor detenimiento la forma en que este fenómeno se utiliza para medir temperatura y tensión.

II.2.1. Medición de temperatura y tensión mediante el fenómeno de Brillouin

De acuerdo a la ecuación(1), el recorrimiento de frecuencia de Brillouin, v_B , es directamente proporcional a la velocidad acústica, v_a , la cual a su vez dependiente de la temperatura y la densidad [Timoshenko, 1970]. Cualquier variación de dichas cantidades puede ser evaluada mediante la medición del espectro de ganancia Brillouin. Varios estudios [Thévenaz, 1997] han demostrado una variación lineal del cambio de la frecuencia de Brillouin con la temperatura en el rango de -25° a 90°C, (figura 6). Esta dependencia puede expresarse mediante la ecuación (5):

$$v_B(T) = v_B(T_r) + C_T(T - T_r)$$
 (5)

donde T_r es una temperatura de referencia y C_T denota el coeficiente de Brillouin a la temperatura. Los valores típicos de C_T se encuentran entre 1.05 y 1.36MHz/°C a 1550nm, dependiendo del tipo de fibra. Se ha demostrado también que el aumento del valor máximo de la ganancia Brillouin compensa exactamente la reducción del espectro [Niklès 1996], de tal



Figura 7: Espectro de ganancia de Brillouin medido a diferentes tensiones.

forma que el producto $g_0(T)\Delta v_B(T)$ se mantiene constante como se muestra en la Figura 6 donde se muestran los efectos de la temperatura en la frecuencia central, el ancho de línea y el pico de ganancia.

Cuando una tensión longitudinal se aplica a una fibra óptica, los cambios de la velocidad acústica están relacionados con las variaciones de densidad del medio. El recorrimiento del espectro de ganancia de Brillouin presenta una dependencia a la tensión que se puede expresar mediante la ecuación (6).

$$v_B(\epsilon) = v_B(0) + C_\epsilon \epsilon \tag{6}$$

donde ϵ denota la tensión longitudinal aplicada a la fibra y C_{ϵ} es el coeficiente de tensión de Brillouin. La curva resultante de la Figura 7, donde se observan los efectos de la tensión en la frecuencia central y el pico de potencia de ganancia, muestran un comportamiento lineal rectilíneo hasta el límite de la ruptura de la fibra (Aproximadamente 1 % de alargamiento). Sin embargo no se percibe una modificación significativa en el ancho de línea.

Para la fibra representada, el coeficiente de tensión, C_{ϵ} , tiene un valor típico de 50.5kHz/ $\mu\epsilon$. En general, el coeficiente de tensión depende de la composición en fibras y de la naturaleza del material del recubrimiento. Algunos revestimientos están expresamente utilizados para reforzar las características mecánicas de la fibra y tomar una parte de la tensión aplicada, mientras que otros simplemente se utiliza para proteger las fibras de agentes externos.



Figura 8: Medición de tensión con compensación de temperatura.

II.2.2. Técnicas para medición simultánea de temperatura y tensión

Debido a que la velocidad acústica tiene una dependencia tanto de la temperatura como de la tensión, es preciso utilizar alguna técnica que nos ayude a distinguir los cambios de la curva de ganancia de Brillouin debidos a variaciones en la tensión.

Una técnica muy sencilla es la que se muestra en la Figura 8. En este método de medición simultánea tenemos que la fibra de prueba esta sujeta a tensión en algunas partes mientras que otra sección en las cercanías se deja libre. De esta forma la medición de temperatura se realiza en la sección de fibra libre, mientras que la medición de tensión para la parte sujeta se puede compensar con la medición de temperatura tomada en la parte de fibra libre.

Este método tiene la desventaja de que aunque la fibra libre se encuentre muy cerca de la fibra sujeta a tensión, solo podemos suponer que la temperatura en este segmento es la misma que en la fibra libre.

Otra técnica que ayuda a conocer simultáneamente la tensión y la temperatura en toda la fibra involucra la relación Landau-Placzeck [Newson, 1996] y el recorrimiento de frecuencia de Brillouin. En esta técnica se utiliza el corrimiento de frecuencia de Brillouin para medir solamente la tensión y la relación Landau-Placzeck para la temperatura.

La relación Landau-Placzeck trata de la proporción que existe entre las componentes de Rayleigh I_R y la suma de las componentes de Brillouin I_B , Stokes y anti-Stokes, como se muestra en la Figura 9. Esta relación se utiliza para la medición de temperatura dentro de la fibra óptica [T.P. Newson, 1996] utilizando la ecuación (7).



Figura 9: Espectro de potencias relativas de Rayleigh y Brillouin (Stokes y anti-Stokes).

$$R_{Lp} = \frac{I_R}{I_B} = \frac{T_f}{T} (\rho_0 v_B \beta_\tau - 1) \tag{7}$$

Donde ρ_0 es la densidad, β_{τ} es la compresibilidad isotérmica de fusión a la temperatura ficticia (T_f), T es la temperatura, T_f es la temperatura ficticia o inventada a la cual las fluctuaciones de densidad termodinámica se fijan en el vidrio fundido al enfriarse.

Esta relación se utiliza solamente para medir temperatura ya que la dispersión de Rayleigh es prácticamente independiente de la temperatura. Así, tenemos una medición de temperatura con compensación de tensión.

Una vez que se tiene la medición de temperatura es posible utilizar la ecuación(3) del recorrimiento de Brillouin para determinar la tensión en la fibra. De esta forma es posible tener una medición de la temperatura y la tensión simultáneamente. Sin embargo para localizar el punto de la fibra donde se presenta el cambio de temperatura o tensión se requiere utilizar otros algoritmos que se presentan a continuación.

II.3. Principios de localización

El reflectómetro óptico en el dominio del tiempo (*Optical Time-Domain Reflectometer*, OTDR) es el ejemplo típico de un sensor distribuido de fibra óptica. Inventado a principios



Figura 10: Esquema básico del método BOTDR.

de 1976 [Barnoski, 1976], basa su funcionamiento en la dispersión de Rayleigh para medir las características de atenuación de la fibra. Su funcionamiento es parecido al de un radar. Se envía un pulso intenso para que se propague por la fibra y la luz retrodispersada se detecta; de esta forma, conociendo la velocidad de la luz en el material de la fibra, las variaciones en el tiempo de la potencia retrodispersada se puede interpretar en términos de variaciones en el espacio, permitiendo la detección de empalmes defectuosos u otras regiones con pérdidas anormalmente altas. En la actualidad la OTDR se utiliza de forma cotidiana para comprobar la integridad y la calidad de los enlaces ópticos. Debido a que la dispersión de Rayleigh es prácticamente independiente de la temperatura, la técnica de OTDR no es una buena candidata para sensores distribuidos de temperatura, por lo que se ha tenido que recurrir a las dispersiones de Brillouin y de Raman.

II.3.1. Reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo

En el método de reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*, BOTDR) se aplica un pulso de luz a la fibra, como se muestra en la Figura 10, y se mide la retrodispersión de Brillouin con un detector coherente mezclando la luz retrodispersada con la del oscilador local [Horiguchi, 1994].

La fuente envía un pulso de luz de muy corta duración a través de la fibra de sensado

por medio de un acoplador de fibra. Después la señal de la retrodispersión de Brillouin que regresa es detectada y medida en el tiempo. De esta forma la información temporal puede ser transformada en información espacial considerando la velocidad de la luz dentro de la fibra a la longitud de onda apropiada. El tiempo t de retrodispersión puede ser convertido en distancia x mediante la ecuación(8):

$$x = \frac{v_g}{2}t = \frac{c}{2n}t\tag{8}$$

Donde n es el índice de refracción del medio, c es la velocidad de la luz y v_g es la velocidad de grupo dentro de la fibra.

La Figura 11 presenta el algoritmo gráfico para realizar una medición utilizando la técnica de detección BOTDR. Se tiene una fuente de láser de bombeo pulsada que proporciona la señal de prueba propagada a lo largo de la fibra. La luz que se propaga presenta dispersiones espontáneas por efecto de Brillouin que provocan un recorrimiento localizado del pulso que se propaga. Mediante el uso de un oscilador local óptico es posible hacer un batimiento de la frecuencia de la onda retrodispersada con una frecuencia conocida en el alcance de la frecuencia de Stokes. Después del batimiento la onda resultante debe estar en el orden de los MHz y es posible detectarla de forma directa. La detección se analiza en el dominio del tiempo y se almacena. El procedimiento se repite cambiando la frecuencia del oscilador local en incrementos predeterminados y después se genera una forma de onda de ganancia de Brillouin para detectar el máximo y el recorrimiento de frecuencia para detectar así la temperatura o la tensión en algún punto determinado.

Ya que esta técnica no requiere elementos activos conectados al final de la fibra, es muy conveniente para su aplicación en el campo. Sin embargo, tiene la desventaja de trabajar en potencias bajas, y esto reduce su distancia dinámica debido a que se basa en el efecto Brillouin espontáneo. Si se quiere tener una amplificación de la onda retrodispersada es posible usar la técnica de del análisis óptico en el dominio del tiempo.



Figura 11: Algoritmo de medición por el método de BOTDR.

II.3.2. Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo

El análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*, BOTDA) consiste en utilizar la espectrometría de ganancia de Brillouin donde un pulso de luz y una onda continua (CW) propagada en dirección opuesta son enviadas por la fibra [Horiguchi, 1989]. Cuando la diferencia de frecuencia Δv entre el pulso de luz y la luz de la onda continua se entonan al recorrimiento de frecuencia de Brillouin v_B de la fibra, la intensidad de la CW experimenta un cambio debido al proceso de dispersión de Brillouin. En la Figura 12 tenemos el esquema básico del método BOTDA donde de se aplica un pulso de luz a la fibra y se mide la amplificación debida al proceso estimulado de Brillouin directamente con un detector.

En la Figura 13 se muestra un ejemplo que ilustra como se realiza el procedimiento de medición para la detección espacial de la temperatura dentro de una fibra de prueba (sensor) que se somete a cambios de temperatura en algunos puntos.

Se tiene una fuente de láser pulsada que se propaga a través de la fibra de sensado y



Figura 12: Esquema básico del método BOTDA.



Figura 13: Algoritmo de medición por el método de BOTDA.



Figura 14: Proceso de ganancia de Stokes.

una fuente de luz a la frecuencia de Stokes generada por algún dispositivo láser de muy buenas características [Niklès, 1996]. Las dos ondas interactúan dentro de la fibra de sensado cuando las condiciones son adecuadas provocando una dispersión estimulada de Brillouin. La dispersión estimulada se detecta en el dominio del tiempo y se almacena como en la técnica de BOTDR. Esta técnica presenta la posibilidad de utilizar el proceso de ganancia de la onda de Stokes en proceso inverso para tener pérdidas en el bombeo si los láseres intercambian su posición.

En el proceso de ganancia de Brillouin se presentan en el pulso de bombeo pérdidas por absorción y por interacción. Este proceso la ganancia del la señal de prueba representa una pérdida de potencia en la onda de bombeo que va haciéndose más pequeña con cada interacción como se ve en la Figura 14.

En el proceso de pérdidas de Brillouin (Figura 15) se presentan en el pulso de Stokes pérdidas por absorción y que se compensan con la energía transferida por interacción. En este proceso, a diferencia que en el de ganancia la energía se transmite al pulso que se propaga. Esta energía adicional puede servir para tener sensores con mayor alcance de distancia.



Figura 15: Proceso de pérdidas de bombeo.

II.4. Características básicas de los sensores de Brillouin

Los sensores distribuidos de fibra óptica basados en el fenómeno de Brillouin proporcionan un excelente método para medir temperatura y tensión en largas distancias con resoluciones espaciales de algunos metros, resolución de temperatura de décimas de grado y resolución de tensión de 5 a $10\mu\epsilon$. De cualquier forma es importante aclarar que existen limitaciones y que es necesario considerar algunos efectos que restringen y limitan la mejora de estas características.

Por ejemplo, la distancia máxima de sensado se obtiene considerando algunos parámetros que se involucran en el proceso como: el ancho de línea del láser de bombeo, la potencia del pulso que se envía, la atenuación en la fibra, etc.

La atenuación de la fibra se puede encontrar en las especificaciones técnicas de cada una y se refiere a la relación que existe entre la potencia de láser de entrada y la de salida: $Atenuación(dB) = 10log(P_{entrada}/P_{salida})$. Para la fibra típica de comunicaciones SMF 28, la atenuación es de 0.2dB/Km.

Normalmente, la fuente láser deberá tener ancho de línea estrecho para aumentar la resolución de temperatura y tensión. Pero existen efectos no lineales en la fibra óptica SPM (Self-Phase Modulation), MI (Modulation Instability), FWM (Four-Wave Mixing) que aumentarán el ancho de línea o afectarán el proceso de SBS [Gong, 2007]. El efecto de FWM afectará sólo cuando la longitud de onda de operación esté cercana a la longitud de onda de cero-dispersión de la fibra óptica. En condiciones normales este caso puede ser fácilmente evitado. El ensanchamiento espectral inducido por la SPM se traslapará con la frecuencia de SBS cuando la potencia del bombeo sea de 1 o más watts. De esta forma el factor determinante que afecta la SBS es la MI y esta afectación será contundente cuando la potencia de bombeo sea mayor a 100mW para una fibra normal [Newson, 2004].

El ancho de pulso de prueba Δt que se envía está relacionado proporcionalmente con la resolución espacial δL mediante la relación dada por la ecuación(10):

$$\delta_L = \frac{v_g \Delta t}{2} \tag{9}$$

aquí, v_g es la velocidad de la luz dentro de la fibra. De esta forma, si se utiliza la relación: $v_g = c/n$ donde c es la velocidad de la luz en el vacío (c=300000Km/s) y asumiendo un índice de refracción para la fibra n=1.5 tendremos una v_g =200,000Km/s, que resulta en una resolución espacial de 100m para un pulso de 1µs, y 1m para un pulso de duración de 10ns. Sin embargo no es posible reducir el ancho de pulso indefinidamente ya que el tiempo de establecimiento del fenómeno de Brillouin es de 7 a 8ns. Además para obtener la una buena medición, el ancho de banda del detector no debe ser menor de $1/\Delta t$, de otra manera la resolución espacial se verá deteriorada.

El espectro de Brillouin se aproxima de manera muy precisa utilizando una función de Lorenz con una frecuencia de resonancia de v_B y un ancho de línea Δv_B . La relación señal a ruido SNR y el ancho de línea Δv_B determinan cual será el mínimo cambio detectable [Gong, 2007] en v_B (ecuación (10)):

$$\delta v_B = \frac{\Delta v_B}{\sqrt{2}(SNR)^{1/4}} \tag{10}$$

De esta forma el mínimo cambio detectable en tensión y temperatura están dados respectivamente por la ecuación (11):

$$\delta \epsilon = \frac{\delta v_B}{C_s}$$

$$\delta_T = \frac{\delta v_B}{C_T}$$
(11)

es entonces evidente que un ancho de banda de ganancia de Brillouin estrecho y ancho de modulación espectral reducido pueden aumentar la resolución de temperatura y tensión.


Figura 16: Aplicaciones de los sensores de Brillouin.

II.5. Aplicaciones

La dispersión de Brillouin ha sido ampliamente estudiada para aplicaciones relacionadas con sensores ópticos distribuidos de gran alcance para monitorear temperatura y tensión en cables subterráneos de alta tensión, tuberías de petróleo, estructuras de gran escala como presas, puentes o buques de carga. Además, se puede utilizar para construir mapas de esfuerzo de zonas de alto riesgo o para monitoreo de las fuerzas de torsión en edificios (Figura 16).

Estas aplicaciones continúan en desarrollo y algunas aún están en primeras fases experimentales. Sin embargo existen algunas compañías que han desarrollado sensores comerciales utilizando el fenómeno de Brillouin. Entre ellas podemos nombrar a ANDO, Figura 17, que ofrece un sensor distribuido de fibra óptica cuyo principio de funcionamiento se basa en la técnica BOTDR. Su alcance máximo de distancia es de 80Km con resolución espacial de

II.5. Aplicaciones



Figura 17: Sensor distribuido de Brillouin comercial para medición de tensión ANDO.

100m. Sin embargo para mejor resolución espacial la opción de 25Km ofrece 2m de resolución. Con lo referente a la tensión pude medir ± 0.01 % de precisión.

Otra compañía es SMARTEC, Figura 18, cuyo sensor basado en BOTDA puede monitorear 30Km de fibra con una resolución espacial de 1m, medir temperaturas con precisión de 0.1° C y tensión $2\mu\epsilon$ en un tiempo de adquisición de 20 segundos a 5 minutos.

Los sensores comerciales ofrecen equipos confiables muy versátiles. Sin embargo la tecnología de sensores que utilizan el fenómeno de Brillouin continua en desarrollo y todas las modificaciones y las mejoras que se puedan realizar a los sistemas existentes son bienvenidas.



Figura 18: Sensor distribuido de Brillouin comercial de medición de temperatura y tensión SMARTEC.

Capítulo III

Encadenamiento por inyección óptica

En 1665 Christiaan Huygens observó a dos relojes de pared y notó que los péndulos de los relojes empezaban a oscilar en fase si los relojes se acercaban lo suficiente uno al otro [Siegman, 1986], pero oscilaban de forma independiente si se les separaba. Huygens explicó que el acoplamiento entre los dos relojes se debía a vibraciones mecánicas transmitidas a través de la pared. Esta anécdota es una de las primeras observaciones documentadas del acoplamiento por encadenamiento de inyección de dos osciladores [Siegman 1986]. La inyección de una señal periódica débil dentro de un oscilador libre de mayor potencia puede dar lugar a una gran variedad de fenómenos de encadenamiento por inyección. Generalmente el oscilador que inicialmente trabaja libremente (Ilamado oscilador esclavo) deja su propia frecuencia de resonancia para sincronizarse con la señal externa; se amarra en fase con la señal inyectada del llamado oscilador amo, que controla al esclavo sin ser influenciado por este. El efecto de encadenamiento por inyección puede ocurrir en casi cualquier oscilador ya sea mecánico, eléctrico y osciladores láser.

III.1. Condiciones para el encadenamiento por inyección óptica

El encadenamiento por inyección óptica (*Optical Injection Locking*, OIL) se refiere al fenómeno de sincronización entre dos o más láseres por medios totalmente ópticos y se pro-



Figura 19: Proceso de encadenamiento por inyección óptica.

duce cuando una parte del haz de uno de los láseres es acoplado dentro de la cavidad de otro (u otros) láser. Si la potencia inyectada y la desviación de frecuencia son adecuadas, el láser esclavo se encadena a la fase del amo. Si la señal del amo aplicada a la entrada del esclavo tiene una frecuencia ω_{IN} muy cercana a la frecuencia de oscilación libre ω_0 entonces el esclavo dejará de oscilar a la frecuencia de oscilación libre y oscilará a la frecuencia de la señal inyectada, como se muestra en la Figura 19 [Kobayashi, 1991].

A esta frecuencia de oscilación le llamaremos frecuencia encadenada ω_{0L} . Se llamara región de encadenamiento al alcance de frecuencias de la señal de entrada con las que se puede establecer este encadenamiento mientras que a la diferencia entre la máxima y mínima frecuencia de esta región se le llamará ancho de banda de encadenamiento $\Delta \omega_{0L}$. En este caso la potencia de la oscilación \widetilde{E}_0 será ligeramente superior a la de la oscilación libre debido a que se está agregando la potencia de la señal inyectada.

Si se usan láseres estándar para telecomunicaciones, se tiene la ventaja de que vienen empaquetados junto con otros elementos que sirven para controlar la temperatura y la potencia emitida. Además de que tienen "pigtail" con conector y con esto se dispone de una forma más sencilla de acoplar a los dos láseres. Una desventaja de los láseres utilizados en telecomunicaciones es que tienen incluido siempre un aislador óptico interno con el objeto de evitar que las reflexiones causen inestabilidades. Sin embargo, no se necesita de altas tasas de inyección para lograr un rango de encadenamiento de varios cientos de megahertz. Con los aisladores ópticos integrados, cuyas magnitudes de aislamiento son de alrededor de 35dB, es posible alcanzar un encadenamiento con dos láseres ópticos de las mismas características operando a la misma potencia. En la Figura 20 se muestra el esquema de encadenamiento amo esclavo general donde ω_{IN} es la frecuencia del láser amo, ω_0 la frecuencia de oscilación



Figura 20: Esquema del encadenamiento por inyección óptica en configuración amo-esclavo.



Figura 21: Esquema experimental para encadenamiento por inyección óptica.

libre en el láser esclavo y ω_L la frecuencia del láser esclavo en estado encadenado.

Para lograr una inyección óptica del láser amo sobre el láser esclavo es necesario acoplar el campo óptico emitido por el primer láser dentro de la cavidad del segundo. El montaje típico para un lazo de encadenamiento óptico, como el que se muestra en la Figura 21, utiliza un láser de semiconductor con "pigtail", un controlador de polarización para que se empate la polarización de la inyección óptica con la emisión del láser esclavo y se optimice su interacción [Troger *et al*, 1999]. También se agrega un circulador óptico que permite guiar la emisión del láser amo hacia el láser esclavo y al mismo tiempo aísla el trayecto inverso. Finalmente la emisión del láser esclavo es extraída por un tercer puerto del circulador.

El ancho de banda de encadenamiento $\Delta \omega_L = 2\omega_L$ se incrementa por efecto del acoplamiento de la fase y la ganancia en un láser de semiconductor. Sin embargo, para niveles de inyección por encima de un cierto umbral se tiene, dentro de la región de encadenamiento, una dinámica inestable que reduce fuertemente la región de encadenamiento a una pequeña franja donde se da un encadenamiento estable. Un análisis más detallado basándose en el criterio de estabilidad de Routh-Hurwitz, asumiendo una inyección débil ($E_{in} \ll \widetilde{E_0}$) y tomando en cuenta valores típicos para los parámetros de un láser de semiconductor arroja una región de encadenamiento incondicionalmente estable y un ancho de banda de encadenamiento estable para valores muy superiores a este umbral [Galion, 1986]. La condición para que se tenga una región de encadenamiento libre de inestabilidades esta dada por la ecuación (12)

$$\omega_L < \frac{2}{\tau_R} \tag{12}$$

donde τ_R es una constante de tiempo de relajación, inversamente proporcional al nivel de potencia de estado estable de encadenamiento.

Estos últimos resultados se muestran en la Figura 22 donde se observa una región incondicionalmente estable para anchos de banda de encadenamiento menores al umbral calculado $(\omega_L < 2/\tau_R)$ y una franja de encadenamiento estable por encima de este umbral dado por ω_{LS} .

Para el encadenamiento en láseres de semiconductor se tiene una región de encadenamiento aumentada en función del factor de incremento del ancho de línea. Sin embargo, dentro de esta región de encadenamiento se pueden presentar secciones que son dinámicamente inestables. Por debajo de un umbral que depende del tiempo de relajación del láser se tiene una región de encadenamiento completamente estable. Por encima de este umbral, con un nivel de inyección débil, se tiene solamente una pequeña franja estable dentro de la región de encadenamiento.

Otra configuración para lograr el encadenamiento de un láser es haciendo que la señal semilla (amo) provenga del mismo láser, en lugar de un láser externo. Esto significa que la emisión láser inicial recibe una retroalimentación, por lo regular con algún filtraje espectral, como se muestra en la Figura 23 lo cual se denomina **autoencadenamiento**.

En este caso, el láser recibe una retroalimentación óptica mediante la cual, se mejora la calidad de la emisión del láser en lo que respecta a la estabilidad, el ancho de línea y la polarización.



Figura 22: Región de encadenamiento incondicionalmente estable.



Figura 23: Esquema general de autoencadenamiento.



Figura 24: Encadenamiento de láser local en la detección homodina.

III.2. Aplicaciones

Son muchas las aplicaciones que tiene el encadenamiento por inyección óptica pero aquí se presentaran solo algunas. Para la mejora de los parámetros del láser, la transmisión de señales de radio sobre fibra y sensores de fibra óptica basados en la dispersión de Brillouin.

Es posible utilizar el lazo de encadenamiento para medir el ancho de línea de tal forma que se pueda aplicar, Figura 24, la técnica auto-homodina con retardo usando un interferómetro [Pacheco Cabrera, 2002]. En los espectros del láser amo y del láser esclavo en estado encadenado y en oscilación libre se puede apreciar claramente una fuerte reducción en el ancho de línea del láser esclavo cuando se tiene el encadenamiento por inyección óptica.

El ancho de línea del láser es un parámetro muy importante ya que determina la pureza de la frecuencia a la que emite. Resulta de suma importancia en comunicaciones ópticas coherentes donde el esquema de modulación de fase es el preferido. Ahí, el ancho de línea oculta la información que cae dentro su espectro [Arvizu, 2005]. En el área de sensores muchas veces se requiere de fuentes ópticas con una alta coherencia temporal que sólo es posible si el ancho de línea es pequeño [Vassili, 2006].

Con el encadenamiento por inyección óptica se pueden corregir, o mejorar algunos parámetros de la emisión de láseres. En los láseres de alta potencia se pueden corregir las alteraciones de la polarización, la frecuencia y la estabilidad del modo longitudinal provocadas por los altos gradientes de temperatura en el interior de la cavidad [Frede *et al*, 2004]. En el caso de láseres de baja potencia del tipo Fabry-Perot se mejora el rechazo a los modos laterales y se evitan los saltos entre los modos longitudinales (Figura 25). Incluso, es posible mejorar el ancho de línea del láser al usar un láser amo de ancho de línea menor [Gallion,



Figura 25: Aumento del rechazo a los modos laterales en láseres tipo Fabry-Perot inyectados por un láser monomodo.

1986].

En un láser que oscile en un modo longitudinal se puede disminuir el "chirp" lo cual permitiría alcanzar una modulación AM pura [Thévenaz, 2004] aunque para lograrlo se necesita llegar al régimen de encadenamiento por inyección fuerte.

Mas allá del caso trivial del encadenamiento por inyección, donde el láser esclavo simplemente es una réplica de la emisión de onda continua CW del amo, existen otras configuraciones más interesantes para conseguir señales más complejas. En particular, el inconveniente de la mezcla de modulación FM-AM, que resulta de modular directamente un diodo láser, se puede superar de manera amplia utilizando el encadenamiento por inyección óptica.

De manera tradicional, las modulaciones AM o FM puras se obtienen utilizando uno o varios moduladores externos de costo elevado, como cuando es posible obtener los mismos resultados mediante un esquema OIL con dos láseres DFB. Esta solución resulta ser más económica y brinda una mayor pureza de la señal.

Esto se consigue utilizando el láser amo en modo continuo CW y modulando la corriente del láser esclavo a la frecuencia de modulación. La portadora del esclavo se encadena a la línea de emisión del amo, eliminando así las variaciones indeseables de frecuencia y eliminando por lo tanto la modulación FM intrusa. Como se observa en la Figura 26, el espectro se reduce substancialmente y se vuelve simétrico como se esperaría en una modulación AM pura, mientras que la respuesta en el tiempo permanece sin cambio con o sin el encadenamiento.

Una aplicación que resulta por demás interesante y es el objetivo de este trabajo es la posibilidad de utilizar el encadenamiento por inyección óptica en sensores distribuidos de temperatura y tensión.



Figura 26: Reducción del chirp en láseres para comunicaciones ópticas con modulación directa de intensidad.

En la figura 26 se muestra el esquema de una configuración de encadenamiento por inyección óptica para sensado de Brillouin[Thévenaz, 2004]. En primer lugar, una línea de fibra de longitud reducida (el canal de encadenamiento) es utilizada para encadenar la frecuencia del esclavo a un láser amo que emite libremente. Este encadenamiento se realiza mediante la inyección de una pequeña porción de la luz del amo dentro de la cavidad del esclavo. Posteriormente el esclavo se modula directamente en intensidad a una frecuencia dentro del alcance de la frecuencia de recorrimiento de Brillouin, gracias al modulador de electro-absorción incorporado dentro del láser. Esto crea una pequeña banda lateral que será utilizada para el encadenamiento por inyección óptica. Cabe señalar que el encadenamiento se realiza mediante el aislador interno del láser esclavo en la dirección de bloqueo. La potencia de fuga resultante de las imperfecciones del aislador es de 35dB, suficiente para encadenar al láser esclavo, lo que posibilita utilizar dispositivos comerciales sin necesidad de ninguna modificación. Esta configuración proporciona dos salidas con distintas frecuencias ópticas con estabilidad ideal dada por el generador de microondas. Estas salidas pueden ser entregadas en dos fibras separadas usando acopladores y circuladotes como se muestra en la Figura 27.

El papel de la bomba puede ser desempeñado por cualquiera de los dos láseres, el amo o el esclavo, dependiendo en cual de las bandas laterales se encadene el esclavo (superior o inferior). En este caso se ha seleccionado al amo como láser de prueba, ya que es operado en modo continuo sin ninguna modulación y por lo tanto contiene una frecuencia pura. La potencia del láser esclavo se amplifica a través del EDFA (Erbium-Doped Fibre Amplifier) para actuar como bombeo en las interacciones de Brillouin. Al igual que en las otras técnicas, el espectro de ganancia de Brillouin se obtiene simplemente cambiando le frecuencia



Figura 27: Encadenamiento por inyección óptica aplicado a sensores de Brillouin.

del generador de microondas. Hay que tener cuidado para asegurar que el laser amo pueda ser contenido fácilmente dentro del alcance de encadenamiento utilizando la proporción de encadenamiento estándar que por lo general se extiende algunos cientos de MHz.

Hasta ahora la configuración de Brillouin hace posible la medición del espectro de ganancia de Brillouin cuando está integrado a lo largo de toda la extensión de la fibra de prueba. Pero es bien sabido que la ventaja más importante del sensado de Brillouin es la posibilidad de realizar una medición distribuida usando una interacción localizada. Tradicionalmente, esto se hace usando una onda de bombeo pulsada y una onda de prueba para mediciones de larga distancia y mediante la recuperación de la información local en el dominio del tiempo. En este caso es necesario modular directamente la corriente del láser, de la configuración de encadenamiento por inyección óptica. La utilización de un pulso de corriente para encender el láser en realidad es poco práctica, ya que el comportamiento transitorio durante el proceso de encendido representa una demora en la respuesta oscilatoria de la energía del láser. La duración de este estado transitorio es típicamente comparable al ancho de pulso requerido en una medición de distribuida de Brillouin (10-50ns). Lo cual dificulta su aplicación práctica.

El esquema para encadenamiento del sensor propuesto en la Figura 27 presenta muchas ventajas para la implementación de un sensor, pero podemos encontrar todavía elementos como el modulador de alta frecuencia que complican su utilización. En el próximo capítulo se discute una técnica que pudiera resolver algunos de estos problemas.

Capítulo IV

Esquemas ópticos experimentales para sensores distribuidos combinando el fenómeno de Brillouin y el encadenamiento por inyección óptica

En este capítulo se presentan las diferentes configuraciones experimentales en que se propone utilizar el principio de encadenamiento y auto-encadenamiento por inyección óptica para la construcción de un sensor de Brillouin. La idea es tener un sensor de fibra óptica sin necesidad de moduladores ópticos ni algún otro dispositivo especial.

IV.1. Configuración básica del esquema experimental

El esquema básico experimental que se presenta en la Figura 28 consta de tres partes fundamentales: una para generar la señal de Stokes (VERDE) utilizando el auto-encadenamiento con amplificación de Brillouin para generar las señales de prueba a la frecuencia de Stokes, un sistema de adquisición de datos (AZUL) que permite obtener de manera directa las señales de los instrumentos de medición y la fibra de sensado (AMARILLO) donde ocurren los efectos de Brillouin a causa de los cambios de temperatura o tensión.



Figura 28: El esquema básico experimental . (AC1, AC2: acopladores, CP1, CP2: controladores de polarización, C1, C2, C3: circuladores, FO1: fibra óptica SMF-28 de 10 km y FO2 sensor, AT: atenuador).

La fibra de sensado es la parte del sensor que se expone parcial o totalmente al fenómeno que se pretende medir y puede ser de diferentes longitudes y tipos, teniendo presente que cada cambio implica ajustes en la caracterización del sensor.

IV.1.1. Esquema óptico de auto-encadenamiento con amplificación de Brillouin

La configuración que se utiliza para el encadenamiento en la parte experimental es el auto-encadenamiento con amplificación de Brillouin. Esta técnica para generar una señal de sonda sin necesidad de generadores de microondas ni moduladores electro-ópticos, está basada en la técnica de auto-encadenamiento con retroalimentación de la amplificación de Brillouin (Self Injection Locking with Brillouin Amplification Feedback, SILBAF), por medio de la cual se encadena al láser esclavo con una emisión de Stokes usando una amplificación selectiva en la trayectoria retroalimentación del esquema de auto-encadenamiento. El sistema emite en forma natural a la frecuencia de Stokes con intensidad variable con tendencia aleatoria o estocástica pero suficiente para encadenar a un láser esclavo el que entrega una radiación de Stokes estable. En este esquema, la amplificación de Brillouin se usa como un amplificador óptico de banda estrecha (\approx 30MHz) en la trayectoria de retroalimentación, que amarra la frecuencia del láser esclavo a la frecuencia de "Stokes". Dentro de un rango que excede el ancho de banda de la ganancia de Brillouin, cualquier cambio en la longitud de onda de "Stokes" por efecto de la variación de la temperatura y/o la tensión en la fibra o por una desviación en la longitud de onda del bombeo óptico es seguido por el láser DFB esclavo. Así, este esquema exhibe dos propiedades simultaneas: el autoencadenamiento y el encadenamiento [Castro, 2007].

La idea de filtrar espectralmente la retroalimentación se ha usado para obtener una emisión estable en frecuencia [Voorst, 2006].

Al igual que en el esquema de encadenamiento, se usa la amplificación en una fibra de prueba para determinar el ancho de banda de encadenamiento por la medición de la amplificación por efecto de la dispersión estimulada de Brillouin.

El diagrama esquemático del montaje experimental para el SILBAF se muestra en la



Figura 29: Esquema óptico de auto-encadenamiento con retroalimentación de la amplificación de Brillouin.

Figura 29, en donde la fibra FO1 de 10km forma parte del lazo de retroalimentación del láser esclavo. El bombeo de la fibra FO1 circula una sola vez por una parte de la trayectoria de autoencadenamiento; iniciando en el puerto 2 del C2 en el sentido de las manecillas del reloj, continuando por el controlador de polarización CP1, la fibra FO1, el acoplador AC2, y finalmente bloqueado en el puerto 3 del C3. La emisión del láser DFB esclavo sale por el puerto 3 del circulador C3 hacia el acoplador 10/90 AC2 donde se retroalimenta un 10 % de potencia. Los controladores de polarización CP1 y CP2 del diagrama completo de la Figura 28 dentro de la trayectoria de retroalimentación sirven para empatar la polarización del bombeo y la retroalimentación con la polarización del láser esclavo. El bombeo de la fibra de prueba FO2 de 1 km se obtiene de la misma forma y con los mismos niveles de potencia que en el esquema anterior.

El láser de bombeo y el láser de Stokes son del tipo DFB de semiconductor MITSUBISHI FU-68PDF-V520M27B. Estos láseres son módulos completos que integran un aislador óptico (35dB mínimo), un enfriador termoeléctrico, un termistor y un fotodiodo. De acuerdo con sus especificaciones, tienen un ancho de línea máximo de 20MHz, una potencia de operación de 20mW y longitudes de onda de 1536.60 y 1536.78nm para el de bombeo y el esclavo, respectivamente, a temperatura ambiente, con una ligera dependencia contra la corriente (-1.15GHz/mA) y la temperatura(-12.57GHz/°C). La desviación de frecuencia entre la frecuencia de "Stokes" de las fibras FO1 y FO2 y la frecuencia de oscilación libre del láser esclavo se obtuvo ajustando ligeramente la corriente eléctrica de inyección del láser DFB de bombeo. Con una variación del 1 % de la corriente del láser se obtiene un cambio de más de 2 GHz [Castro, 2008]. Seleccionando los parametros de temperatura, corriente y potencia en 18.9°C, 99.91mA y 12.55dBm para el láser amo y 25.1°C, 60.21mA y 8.55dBm para el láser esclavo se obtiene una desviación de frecuencia igual a cero que indica que la frecuencia de oscilación libre del láser esclavo coincide con la frecuencia de "Stokes" y en ese caso la desviación de frecuencia entre el láser de bombeo y el láser esclavo es aproximadamente igual a 10.87GHz.

IV.1.2. Sistema de adquisición de datos

El esquema experimental incluye una parte de adquisición de datos mediante la utilización de una computadora personal conectada al ducto GPIB de los instrumentos de medición para extraer, evaluar y ordenar la información.

El sistema de adquisición de datos consta además de una interfaz de comunicación y un software de procesamiento de datos. Se recomienda contar con una computadora portatil para facilitar su transporte y realizar mediciones de campo si es necesario. Es importante que la interfaz de comunicación con los dispositivos externos sea versátil y que soporte una buena cantidad de instrumentos y equipos diversos. De igual forma se requiere que el programa de adquisición de datos sea flexible y de fácil manejo para poder hacer cambios y expandirlo a conveniencia. En la Figura 30 se presenta un bosquejo general del algoritmo genérico de enlace de dispositivos mediante una configuración básica de cada uno. La interacción mediante el ducto GPIB que está incluido en la mayoría de los dispositivos del laboratorio. De esta forma es posible realizar mediciones y configuración de equipos simultáneamente y mediante el uso de una plataforma de desarrollo genérica los cambios y el mantenimiento del código de desarrollo se pueden realizar fácilmente.

El programa actual para la adquisición de datos permite almacenar simultáneamente los dos canales con los que cuenta el Osciloscopio Tektronix TDS340A. Este osciloscopio puede ser configurado para almacenar y transmitir una trama de hasta 120,000 datos equivalente a



Figura 30: Esquema básico del sistema de adquisición de datos.

2400 divisiones de la pantalla o 240 pantallas consecutivas con una resolución de 50 muestras por división o 500 muestras por pantalla. De esta forma tenemos que si, por ejemplo, la configuración de tiempo del Osciloscopio se fija en 2μ s/Div se tendrá una frecuencia de muestreo de 40ns por dato, es decir 25MHz.

En el caso de algunos experimentos donde se requiere calcular la ganancia de la onda de Stokes a partir de la la señal de salida y la adquisición de la señal de Stokes de entrada, es necesario tener presente que existe un desfasamiento entre estas dos señales debido al tiempo de propagación de la señal de Stokes que viaja dentro de la fibra de prueba. Este retardo de propagación se puede medir a partir de un procedimiento de calibración y ajuste de señales. Este procedimiento consiste en apagar el láser de bombeo y ajustar la potencia del láser esclavo, de la configuración general de experimento Figura 28, para que el láser de sonda trabaje en modo pulsado. De esta forma es posible encontrar las fronteras de cada pulso para recorrer en tiempo una de las señales para que coincidan la entrada con la salida. Este tiempo de propagación como se muestra en la Figura 31 puede ser ajustado manualmente para empatar

41



Figura 31: Interfaz gráfica para la transferencia de datos del Osciloscopio TDS340A a la computadora utilizando LabView.

las dos señales en el programa una vez adquiridos los datos. Una vez que se tiene el tiempo de propagación que corresponda aproximadamente a 6μ s/Km Este ajuste permite posteriormente realizar el calculo de la ganancia que en nuestro caso se hace obteniendo el cociente de la salida sobre la entrada, es decir DET1/DET2 de la Figura 28 de la configuración general del experimento.

IV.1.3. Propuestas para aplicación en sensores distribuidos

En esta sección se muestra como el esquema básico que se utiliza en la Figura 28 puede ser utilizado de distintas maneras para lograr utilizar diferentes técnicas de medición y localización. La Figura 32 muestra el esquema óptico de la configuración BOTDA de un sensor distribuido de fibra óptica que utiliza el encadenamiento por inyección óptica. En este esquema se tiene una emisión de un láser de bombeo que se divide, mediante un acoplador 50/50, para actuar como bombeo de una configuración SILBAF modificada, de tal forma que al variar la tensión de fibra de referencia mediante un actuador piezoeléctrico, cambie la frecuencia de la onda de Stokes que se genera. Por otro lado, la otra porción del láser de bombeo se introduce en la cavidad de un modulador electro-óptico IM para contar con una onda de bombeo pulsado que produzca la interacción con la onda de Stokes. De esta forma el pulso de bombeo se propaga a través de la fibra de prueba (sensor) y se produce una interacción estimulada de Brillouin si las condiciones de resonancia se cumplen, en caso contrario no tendremos amplificación de la señal de Stokes. Después se varia la tensión de la fibra de referencia de 10Km mediante le actuador piezoeléctrico y la frecuencia de la onda de Stokes generada sufrirá un recorrimiento por efecto espontáneo de Brillouin y de esta forma podemos hacer un barrido de frecuencias para determinar la posición de la variable física que se desee medir.

La medición se realiza haciendo un barrido de frecuencias en el dominio del tiempo modificando la tensión de la fibra de referencia de 10Km. Es decir se envía el pulso de la señal de bombeo y se monitorea en el dominio del tiempo la amplificación de la onda de Stokes, que viaja en dirección contraria.

A partir del conjunto de mediciones se hace un procesamiento de datos para determinar



Figura 32: Esquema óptico de la configuración BOTDA con cambio en la tensión de la fibra de referencia.

en un punto dado a que frecuencia ocurrió la amplificación máxima. De esta forma podemos obtener una medición de la variable física.

La Figura 33 muestra el esquema óptico de la configuración para tener una dispersión espontánea de Brillouin y la generación de la frecuencia de batimiento para tener una configuración tipo BOTDR. Esta configuración utiliza el principio de la dispersión espontánea de Brillouin ya que la onda de Stokes que se propaga dentro de la fibra de prueba (sensor) está lejos de la región de interacción con la señal de prueba. De esta forma se tiene que el batimiento de frecuencias se hace dentro del detector. La medición se afectúa de manera similar a la técnica anterior: se envía el pulso y se detecta la retrodispersión de Brillouin espontánea en el dominio del tiempo. Después se hace una detección homodina con la utilización de un generador de funciones de baja frecuencia. De esta forma se tiene que el recorrimiento de frecuencia de Brillouin Stokes en cada punto tiene un máximo en el lugar donde las condiciones de Brillouin se cumplen.

Estos dos métodos podrían funcionar en un experimento real y se proponen como una posibilidad de un sensor distribuido. Sin embargo, no se probaron en el laboratorio porque

44



Figura 33: Esquema óptico de la configuración BOTDR de un sensor distribuido de fibra óptica.

requieren de la presencia de un modulador electro-óptico para la generación del pulso y se pretende buscar la manera de evitar estos dispositivos.

IV.2. Medición de temperatura

La parte experimental de este trabajo incluye la verificación de los cambios de las características del espectro de ganancia de Brillouin debidos a los cambios de temperatura. Para esto se utiliza un horno BlueM (Figura 34), con rango de Temperatura de 38°C a 260°C, donde es posible introducir toda o parte de la fibra de prueba para realizar las mediciones correspondientes.

Las mediciones de temperatura se realizan haciendo algunas adaptaciones a las propuestas anteriores y se demuestra que es posible hacer el sensado sin necesidad de moduladores ni láseres de alta precisión.



Figura 34: Horno BlueM para variar temperatura de fibra de prueba con alcance de temperatura de 38°C a 260°C.

IV.2.1. Medición de temperatura por variación de frecuencia de batimiento

La medición de temperatura se hace verificando el recorrimiento de la frecuencia de batimiento dentro de la onda retrodispersada espontánea en fibra prueba y la señal de Stokes generada por el encadenamiento por inyección óptica.

El esquema de sensor (Figura 35) es una adaptación del esquema básico del experimento. En este esquema la onda continua de Stokes de sonda, está fuera del alcance de amplificación de la fibra de sensado. De esta manera el batimiento de frecuencias se realiza en el detector ya que no hay interacciones dentro de la fibra de sensado. La señal del detector se mide directamente en el analizador de espectros para obtener la representación de la ganancia de Brillouin. Como se muestra en la figura, toda la extensión de la fibra se introduce dentro del horno, para obtener una representación de la ganancia de Brillouin a diferentes temperaturas.

Los fotodetectores detectores que se utilizan en los experimentos de medición son THOR-LABS D400FC InGaAs con una respuesta espectral de 800-1700nm, una respuesta de pico de 0.95 A/W @ 1550nm, resistencia de carga de 50 ohms, un tiempo de bajada/subida de 0.1ns y un ancho de banda mínimo de 1GHz. Estos detectores se pueden conectar tanto al osciloscopio Tektroniks TDS430A como al analizador de espectros Agilent N9320A mediante un cable coaxial.



Figura 35: Esquema experimental para medición de temperatura por variación de frecuencia de batimento.

En el primer experimento se usa una fibra de prueba SMF 28 con cubierta plástica $(250\mu m)$ de 2Km de longitud y se introduce toda dentro del horno y se varía la temperatura.

En la Figura 36 se presenta el espectro la ganancia de Brillouin a diferentes temperaturas. En esta gráfica es posible observar que el cambio de temperatura provoca un recorrimiento en la frecuencia detectada. Cabe mencionar que la fibra de referencia utilizada para generar la señal de Stokes, es del mismo tipo que la fibra de prueba utilizada para el sensor. Por esta razón observamos que el batimiento de frecuencias para la temperatura ambiente da como resultado un recorrimiento cercano a cero.

De esta representación podemos obtener el máximo en la frecuencia de batimiento y por lo tanto obtener los coeficientes para el cálculo proporcional de la temperatura a partir de la ecuación (13).

$$\left|\frac{f_1 - f_2}{T_1 - T_2}\right| = Hz/^{\circ}C \tag{13}$$

De esta forma podemos obtener el coeficiente de temperatura C_T para la fibra en cuestión.



Figura 36: Espectro de la señal de batimiento a diferentes temperaturas en el carrete de fibra de 2Km de longitud (temperatura ambiente 22°C).

$$\left|\frac{34MHz - 24MHz}{43^{\circ}C - 27^{\circ}C}\right| = 0.625Hz/^{\circ}C \tag{14}$$

Se realizó otro experimento, con este mismo esquema óptico, utilizando una fibra SMF 28 con cubierta plástica (3mm) de 100m de longitud distinta a la que se utiliza como fibra de referencia. La Figura 37 muestra el espectro obtenido de la medición a diferentes temperaturas. Nos damos cuenta que la frecuencia, efectivamente, experimenta un recorrimiento. Sin embargo se puede observar que además de que el recorrimiento de frecuencia es hacia el lado contrario es también mayor la magnitud del cambio de frecuencia por grado centígrado. Esto puede ser provocado porque la fibra utilizada como sensor, a diferencia de la de referencia, esta provista de una capa relativamente gruesa que la recubre y se encuentra enrollada de manera más libre dentro del carrete.

En este caso los coeficiente de temperatura que se obtienen mediante la detección del máximo de ganancia en el la frecuencia son de 2.04MHz/°C para la temperatura de 42°C y de 2.62MHz/°C para la temperatura de 32°C.

Este resultado nos indica que las características de cada fibra afectan en forma determi-



Figura 37: Espectro de la señal de batimiento a diferentes temperaturas en el carrete de fibra de 100m de longitud (temperatura ambiente 19°C).

nante las mediciones y que se deben considerar al momento de seleccionar la fibra que se utilizará para el sensor.En general las cubierta plástica en las fibras ópticas influyen en el recorrimientode la frecuencia de Brillouin y se han reportado coeficientes de temperatura de hasta 3.68MHz/°C [Kurashima, 1990].

Otro experimento que se realizó con este sistema fue el de introducir en el horno sólo 10 de los 100 metros de la fibra SMF 28 con cubierta plástica (3mm). El resultado se muestra en la Figura 38.

Se puede observar un recorrimiento en el pico de la frecuencia que corresponde a la temperatura ambiente pero además es posible detectar unas pequeñas variaciones en otras frecuencias que corresponden al cambio de temperatura en solo una zona de la fibra. En este experimento no es posible detectar la posición donde se produce el cambio de temperatura, sin embargo podemos observar que el sensor entra en la definición de sensor distribuido y que detecta un cambio a lo largo de la fibra.



Figura 38: Espectro de la señal de batimiento a diferentes temperaturas en 10m de un carrete de 100m de longitud (temperatura ambiente 19°C).

IV.2.2. Medición de temperatura por variación en ganancia

Otra modificación al esquema básico propuesto es la que muestra la Figura 39. En esta configuración se puede observar que la onda continua de Stokes podría experimentar una amplificación al interactuar con onda de Bombeo mediante el proceso estimulado de Brillouin si las condiciones son adecuadas. El experimento consiste en introducir el carrete de fibra de prueba dentro del horno y variar la temperatura para verificar la amplificación de la onda detectada, de esta forma, utilizando el programa de adquisición de datos, podemos calcular la ganancia de la onda de Stokes que se propaga a través de la fibra de prueba. Una vez ajustado el tiempo de propagación, como se explica en la sección 4.1.2, se captura la información de las mediciones del osciloscopio TDS340A para obtener lo equivalente a 240 pantallas a $2\mu s$ /Div y se hace el cálculo del promedio de de la ganancia, es decir el resultado de la división de la salida amplificada entre le señal de Stokes de sonda en la entrada de la fibra de sensado. En cada medición se toman 120,000 datos de cada canal, posteriormente se recorre una trama de datos correspondiente a un solo canal dependiendo del ajuste en el retardo de propagación y las muestras que tengan correspondencia con el canal que no se recorre. Esto se utiliza para realizar los cálculos de ganancia que se representa en unidades



Figura 39: Esquema experimental para la medición de temperatura por variación en ganancia.

absolutas ya que es el resultado de una división de dos factores con unidades idénticas. Este procedimiento se repite un número de veces determinado (9 o 10 veces en nuestro caso) esperando de 20 segundos entre medición y medición (captura completa de la trama de 120,000 datos) para así poder construir una gráfica que nos permita visualizar el comportamiento de las interacciones a diferentes temperaturas.

A temperatura ambiente, el láser de bombeo y el esclavo tienen longitudes de onda de 1536.60 y 1536.78nm, respectivamente, con una ligera dependencia contra la corriente y la temperatura y se intenta empatar el estado de polarización de la onda de bombeo y la de Stokes de tal manera que la amplificación sea máxima.

Para este experimento la totalidad de la fibra de prueba, (SMF 28 con cubierta plástica $(250\mu m)$ de 2Km de longitud) se introduce dentro del horno para medir la amplificación de Brillouin correspondiente a cada temperatura. Se puede observar que existe una dependencia entre el nivel de amplificación y la temperatura cuando analizamos la gráfica de la Figura 40. Es decir, la señal de Stokes es amplificada debido a la interacción con la señal de bombeo. Se tiene que para una temperatura de 20°C la ganancia de Brilloun oscila entre 2.6 y 4.4 es



Figura 40: Variación de ganancia para diferentes temperaturas.

decir un promedio de 3.5; para 32°C tenemos una variación entre 1.2 y 2.2 que resulta en un promedio de 1.7; de igual forma, para una temperatura de 40°C la ganancia va 1.0 a 1.4 con un promedio de 1.2.

En un análisis posterior se puede observar que aunque la dependencia del nivel de amplificación corresponde con un cambio de temperatura, las variaciones de potencia no permiten tener una buena resolución de temperatura, como se ve en la Figura 41. En este análisis se puede inferir que las variaciones en la potencia invaden la medición de potencia correspondiente a otra temperatura.

En la Figura 41 se muestra una forma alternativa de obtener la temperatura realizando una promediación adicional para recuperar información útil a partir de los datos obtenidos. Sin embargo no se puede pasar por alto que el sistema es inestable y esto definitivamente requiere algún mecanismo de estabilización de la ganancia por lo cual se propone el uso de un despolarizador pasivo.

IV.3. Influencia del estado de polarización

Como se mencionó anteriormente, el estado de polarización juega un papel importante en las interacciones se las ondas dentro de la fibra óptica y es un factor determinante en el



Figura 41: Dependencia de la ganancia con la temperatura.

correcto funcionamiento de nuestro sensor.

Por esta razón se ha optado por utilizar algún dispositivo que genere una inmunidad a los cambios repentinos de estado de polarización. Algunas propuestas fueron la utilización de fibras que mantengan el estado de polarización (Polarization Maintaining Fiber), sin embargo el costo de este material es bastante elevado.

Otra forma de abordar este problema es la utilización de un despolarizador pasivo para destruir el estado de polarización.

IV.3.1. Despolarizador Pasivo

Se usa un despolarizador pasivo General Photonics PolaZero mediante el cual es posible destruir el estado de polarización para minimizar la influencia del estado de polarización en el sensor. Como se muestra en la Figura 42, el despolarizador basa su funcionamiento en la mezcla de dos haces de la misma intensidad óptica y frecuencia con polarizaciones ortogonales pero cuyas fases no están correlacionadas. Se utiliza un divisor de rayos de polarización (*Polarization Beam Splitter*, PBS) para obtener los dos haces a partir del haz de un entrada con polarización lineal fija específica. Para descorrelacionar las fases se agrega un retardo a uno de los haces ortogonales con un tramo extra de fibra cuya longitud supere la longitud de coherencia del haz de entrada. Los dos haces se unen en un combinador de rayos de polarizador de rayos de polarizador de rayos de polarizador de coherencia del haz de entrada.

53



Figura 42: Diagrama interno de un despolarizador pasivo.



Figura 43: Esquema para medición de efectos del despolarizador.

ización (*Polarization Beam Combining*, PBC) sumándose sus potencias. Como resultado se tiene un haz de salida con polarización aleatoria ya que la polarización de salida depende de las fases relativas de los haces de entrada.

Para probar el funcionamiento del despolarizador se utiliza el esquema de la Figura 43, donde se tiene un láser de bomba DFB conectado a un controlador de polarización CP para polarizar la entrada del despolarizador pasivo y asegurar su óptimo funcionamiento. La salida del despolarizador se detecta y se mide directamente.

En la Figura 44 se muestra el estado de polarización la salida del despolarizador. Se puede observar que el grado de polarización (*Degree Of Polarization*, DOP) es de 4 %. Es decir, que el 96 % de la señal está despolarizada.

Estos cambios aleatorios rápidos del estado de polarización nos permiten considerar que la señal que se emite del polarizador no tiene polarización. Por otro lado tenemos la comparación de los espectros de potencia de la salida del despolarizador y de la salida del láser directamente, Figura 45, es decir la señal con y sin despolarizador. Es posible ver que la señal de salida del despolarizador pasivo presenta mayores variaciones en la potencia espectral, lo que nos hace suponer que el despolarizador introduce variaciones de intensidad que pueden repercutir en las mediciones.



Figura 44: Estado de polarización medido en la salida del despolarizador.



Figura 45: Espectro de la señal de láser de bomba con y sin despolarizador.



Figura 46: Variaciones de intensidad en la salida del despolarizador.

En la Figura 46 observamos la medición en el tiempo de la salida del despolarizador con un promedio de 47.7mV y variaciones del voltaje pico a pico de 7.2mV las cuales se reducen en un factor mayor de 10 cuando se mide directamente el láser de bomba.

El despolarizador pasivo provoca cambios rápidos del estado de polarización pero a su vez introduce variaciones de intensidad en la señal de salida.

IV.3.2. Despolarización del bombeo para la fuente de la señal de Stokes

Para realizar el estudio de la estabilidad de ganancia se utiliza el esquema fundamental de experimento incluyendo un despolarizador pasivo en la fuente de la señal de Stokes como se muestra en la Figura 47. Este despolarizador pasivo pretende destruir el estado de polarización en la señal de prueba y para que de esta forma la señal de Stokes se genere con la mínima dependencia del estado de polarización.

Las mediciones se hacen utilizando el sistema de adquisición de datos usando los dos canales del osciloscopio Tektroniks TDS430A como se hace en la sección 4.2.2. Compensando el desfasamiento para el cálculo de ganancia y ajustando el la frecuencia del osciloscopio en 2μ s/Div.

En la gráfica de la Figura 48 se presenta un conjunto de mediciones (120,000 datos cada



Figura 47: Esquema experimental para medición de estabilidad de ganancia con y sin despolarización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes.



Figura 48: Potencia promedio de la sonda con y sin despolarización del bombeo de la fuente de la señal de Stokes.

una) del promedio de potencia de la señal de Stokes generada con y sin el despolarizador pasivo y no se percibe una mejora significativa en la estabilidad de potencia de entrada (DET2) pero también se aprecia que la potencia de sonda (Stokes) se reduce con la utilización del despolarizador. El cálculo para la desviación estándar se realiza a partir de los datos de potencia de entrada y su representación gráfica se hace de la misma forma tomando el resultado del cálculo como una sola medición como se aprecia en la Figura 49 donde no es posible obtener un resultado concluyente de las diferencias entre uno y otro caso.

La Figura 50 presenta la medición de las interacciones de la señal de bomba con la señal de Stokes de prueba con un estado de polarización aleatorio (con DEP) y con una polarización fija (sin DEP). En esta gráfica de ganancia se observa que el promedio es mucho más estable con la utilización del despolarizador ya que se tiene una fluctuación de 2.2 a 4 de ganancia en la configuración sin despolarizador mientras que para la configuración que si incluye la utilización del despolarizador estas variaciones van de 2.9 a 3.1. De cualquier forma la gráfica de la desviación estándar de la Figura 51 no presenta gran diferencia para ninguno de los dos casos.

El RIN (Relative Intensity Noise) es el ruido de la intensidad óptica o potencia normali-



Figura 49: Variaciones de la sonda con y sin despolarización del bombeo de la fuente de la señal de Stokes.



Figura 50: Ganancia en la fibra de sensado con y sin despolarización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes.


Figura 51: Desviación estándar de ganancia en la fibra de sensado con y sin despolarización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes.



Figura 52: RIN con y sin despolarización de bombeo de la fuente de la señal de Stokes.

zado a su valor promedio, es decir, la inestabilidad de potencia en un láser. En la Figura 52 se muestra el RIN de la señal de bombeo y la señal de Stokes, el cual se calcula a partir del cociente de la desviación estándar σ y el promedio de la señal. En esta gráfica se puede apreciar que el RIN se incrementa levemente en la ganancia debido a la presencia del despolarizador pasivo y no presenta una diferencia considerable en la señal de entrada (Stokes de prueba).

El espectro de la Figura 53 se puede constatar lo que veíamos en la Figura 52 y aunque podamos ver algunos picos de igual magnitud en el espectro de la parte sin despolarizador, es evidente que el promedio del RIN en frecuencias bajas es mayor con el despolarizador.



Figura 53: RIN con y sin despolarizador para el bombeo de la fuente de la señal de Stokes en el rango de 10kHz a 100KHz.



Figura 54: RIN con y sin despolarizador para el bombeo de la fuente de la señal de Stokes en el rango de 0 a 10MHz.

A diferencia de la grafica para el espectro de baja frecuencia, en la Figura 54 tenemos una similitud bastante estrecha entre las dos configuraciones y es difícil distinguir cual de ellas presenta mayor RIN en altas frecuencias.

En conclusión, el resultado de la utilización del despolarizador en el bombeo de la fibra de prueba no presenta resultados contundentes que permitan tomar una decisión sobre su utilidad.

Con los experimentos que se muestran a continuación se pretende obtener una mejora significativa en la estabilidad de la ganancia.



Figura 55: Esquema experimental con despolarizador en el bombeo de la fibra de prueba.

IV.3.3. Despolarización del bombeo para la fibra de prueba

Se realizó el estudio de la estabilidad de ganancia utilizando el esquema fundamental de experimento incluyendo un despolarizador pasivo en la entrada del bombeo a la fibra de prueba (sensor) como se muestra en la Figura 55. Este despolarizador pasivo destruye el estado de polarización en la señal de bombeo que interactúa con la señal de Stokes para producir el proceso estimulado de Brillouin. Así, la señal de ganancia tendrá una mínima dependencia del estado de polarización.

Estos experimentos se realizan de acuerdo al procedimiento que se utiliza en la sección anterior. La represtación de la ganancia (DET1) se muestra en la Figura 56. Se puede ver una mejora significativa en la estabilidad de la ganancia, sin embargo podemos observar



Figura 56: Ganancia en la fibra de sensado con y sin despolarizador en el bombeo de la fibra de prueba.



Figura 57: RIN de ganancia con y sin despolarizador en el bombeo de la fibra de prueba.

que la magnitud de la misma se reduce considerablemente. Es posible que este resultado corresponda a un nivel de interacción muy bajo debido al cambio tan rápido del estado de polarización.

No obstante que la ganancia es más estable con el despolarizador, podemos observar en la grafica de la Figura 57 que el RIN se incrementa. Esto nos hace suponer que existen variaciones de alta frecuencia que al promediarse resultan imperceptibles y nos hacen suponer una falsa estabilidad.

En el espectro de la Figura 58 se comprueba que la potencia del RIN es mayor con el despolarizador y auque se pueden observar algunos picos de igual magnitud en la configuración sin despolarizador, el promedio es definitivamente mayor con la presencia del despolarizador.



Figura 58: Espectro del RIN en la amplificación, con y sin despolarizador, en el rango de 10kHz a 100KHz.



Figura 59: Espectro del RIN en la amplificación, con y sin despolarizador, en el rango de 0 a 10MHz.

En conclusión, en la representación de frecuencias más altas de la Figura 59 se puede observar que si bien el despolarizador no tiene un efecto especialmente perjudicial con respecto a la parte sin despolarizador, tampoco se puede detectar una mejora.

IV.3.4. Observaciones

El despolarizador pasivo destruye el estado de polarización o induce cambios rápidos de la misma. De esta forma se espera que la ganancia promedio en la fibra de prueba sea independiente de las variaciones aleatorias (lentas) de polarización y que la utilización de este dispositivo beneficie en forma contundente la medición.

Así, pudimos cosntatar que el despolarizador pasivo estabiliza el promedio de ganancia pero, por otro lado, introduce variaciones instantáneas o un ruido adicional en frecuencias altas.

La utilización del despolarizador pasivo sirve para estabilizar el promedio de ganancia pero es necesario realizar una investigación mas profunda para verificar los parámetros de mediciones especialmente en lo respecta a la resolución espacial.

Capítulo V

Conclusiones

Se estudiaron diferentes técnicas de sensado distribuido, basadas en el fenómeno de Brillouin en la fibra óptica y se propusieron nuevos esquemas para medición de temperatura utilizando el efecto de Brillouin y el autoencadenamiento por inyección óptica.

- Se comprobó que el efecto de Brillouin permite medir la temperatura y la tensión simultáneamente usando algoritmos especiales.
- Se constató que el efecto de encadenamiento por inyección óptica tiene grandes posibilidades en sensores de Brillouin.
- Se propuso utilizar el fenómeno de encadenamiento por inyección óptica conjuntamente con el fenómeno de Brillouin para la medición de temperatura sin necesidad de moduladores alta frecuencia en BOTDR y BOTDA.

Se demostró experimentalmente que usando el efecto de autoencadenamiento con amplificación de Brillouin se puede medir temperatura.

• El esquema del sensor basado en la medición del batimento de la onda de Stokes espontánea en la fibra de prueba y la señal de Stokes generada del esquema de autoencadenamiento, logró detectar un recorrimiento de frecuencia por cambio de temperatura, además se observaron cambios en una región del espectro cuando sólo 10 metros de la fibra se encontraban dentro del horno.

- Se demostró que hay una influencia en la desviación de frecuencia de Brillouin por efecto de la cubierta plástica en las diferentes fibras ópticas y también por el hecho de utilizar fibra óptica enrollada en el carrete. El coeficiente de temperatura resultó ser igual a 0.625MHz/°C para la fibra SMF 28 (enrollada) con cubierta plástica (250μm), mientras que para la fibra SMF 28 (enrollada) con cubierta plástica (3mm) varían entre 2.04MHz/°C y 2.62MHz/°C (carrete de 15cm de diámetro).
- El esquema basado en de medición de ganancia en la fibra de prueba de la señal de Stokes (generada del esquema de auto-encadenamiento) permite medir cambios de temperatura. Sin embargo la inestabilidad de estado de polarización del bombeo o la señal de sonda de Stokes introduce grandes variaciones en la ganancia.

Se desarrolló un sistema de adquisición y análisis de datos mediante un programa de propósito general para la estimación de la temperatura a lo largo de la fibra.

- La interfaz de usuario fue desarrollada en lenguaje G, compatible con LabView 8.5, por su versatilidad y rápida curva de aprendizaje.
- Se utiliza el ducto GPIB con capacidad de manejar hasta 15 dispositivos simultáneamente a velocidades de 8Mbps.
- El algoritmo de programación genérico es válido para la mayoría de los instrumentos.

Se estudió la influencia del estado de polarización del bombeo en la ganancia de la fibra de prueba.

- Se observó que sin despolarizador, la promediación durante 10ms no es suficiente para estabilizar las variaciones lentas de ganancia en la fibra de prueba. Tomando en cuenta que las variaciones del estado de polarización el bombeo son muy lentas (<1Hz), resulta que el tiempo de promediación necesario no es práctico.
- Se demostró que el despolarizador óptico pasivo, estabiliza el promedio de ganancia mediante una promediación de 10ms, pero introduce ruido adicional a frecuencias altas (en el rango de 10KHz a 10MHz).

V.1. Trabajo futuro

Se proponen como temas interesantes para futuras investigaciones:

- Estudiar las diferencias que existen en el uso de despolarizadores activos con respecto a los despolarizadores pasivos en el sensor distribuido de Brillouin.
- Continuar con el desarrollo del sistema de adquisición de datos SAD para controlar automáticamente un mayor número de dispositivos. Así mismo, sería conveniente la implementación de un sistema integral, más amigable, pensado en términos del usuario final del sensor.
- Encontrar las condiciones óptimas de estabilidad en la intensidad del láser esclavo para el esquema de autoencadenamiento, en términos de ajuste de acopladores, niveles de inyección, longitud de fibra de referencia, etc.
- Investigar el efecto de la despolarización del bombeo de la fibra de prueba y la señal de Stokes en lo que respecta a la precisión espacial para esquemas BOTDA.

Referencias

Agrawal G.P., 2001. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. University of Rochester, Academic Press, 488p.

Agrawal G.P., 2001. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press University of Rochester. Tercera edición, 466p.

Alahbabi M., Cho Y.T., Newson T.P. 2004. *150-Km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification*. J. Opt. Soc. Am.; 22(6): 1321–1324p.

Alahbabi M., Cho Y.T., Newson T.P. 2004. *Comparison of the methods for discriminating temperature and strain in spontaneous Brillouin-based distributed sensors*. Optics Letters; 29(1): 26–28p.

Bao X., Webb D.J., Jackson D.A. 1993. 32-Km distributed temperature sensor based in Brillouin loss in an optical fiber. Optics Letters; 18(18): 1561p.

Bao X., Webb D.J., Jackson D.A. 1994. *Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber*. Optics Letters; 19(2): 141p.

Bao X., Dhliwayo J., Heron N., Webb D.J., Jackson D.A. 1995. *Experimental and Theoretical Studies on a Distributed Temperature Sensor Based on Brillouin Scattering*. Journal of Lightwave Technology; 13(7): 1340–1348p.

Bao X., Smith J., Brown A., DeMerchant M., 1999. *Simultaneous distributed strain and temperature measurement*. Applied Optics; 38(25): 5372–5377p.

Bao X., Quirong Y., Chen L.. 2004. Simultaneous strain and temperature measurements with polarization-maintaining fibers and their error analysis by use of a distributed Brillouin loss system. Optics Letters; 29(12): 1342–1344p.

Bao X., Quirong Y., Chen L., 2004. *Temperature dependence of Brillouin frequency, power, and bandwidth in panda, bow-tie, and tiger polarization-maintaining fibers*. Optics Letters; 29(1): 17–19p.

Barnoski M.K., 1976. *Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics*. Appl. Opt.; 15(1): 2112–2115p.

Barnoski M.K., Rourke M.D., Jensen S.M., Melville R.T. 1977. *Optical time domain reflectometer*. Appl. Opt.; 16(9): 2375–2379p.

Boyd R.W., 1992. Nonlinear Optics. Academic Press, 613p.

Brown A.W., Colpitts B.G., Brown K., 2005. *Distributed Sensor Based on Dark-Pulse Brillouin Scattering*. IEEE Photonics Technology Letters; 17(7): 327p.

Brown A.W., Colpitts B.G., Brown K., 2007. *Dark-Pulse Brillouin Optical Time-Domain* Sensor With 20-mm Spatial Resolution. Journal of Lightwave Technology; 25(1): 381–386p.

Buck J.A., 2004. Fundamentals of Optical Fibers. Wiley-IEEE, 365p.

Castro M., Spirin V.V. 2007. Self injection locking of DFB laser diode with Brillouin amplification in optical fiber feedback. Electronics Letters; 43(15): 802–808p.

Castro M.M., Spirin V.V. 2008. *Encadenamiento por inyección óptica de un laser DFB con la dispersión de Brillouin*. Revista mexicana de física; 54(5): 400–406p.

Cho S.B., Lee J.J., Kwon I.B., 2004. *Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical fiber sensor*. Optics Express; 12(18): 4339–4346p.

Cho Y.T., Alahbabi M., Gunning M.J., Newson T.P. 2003. 50-Km single-ended spontaneous-Brillouin-based distributed-temperature sensor exploiting pulsed Raman amplification. Optics Letters; 28(18): 1651–1653p.

Fabelinskii I.L., 1968. Molecular Scattering of Light. Plenum Press, New York.

Facchini Massimo, Thévenaz Luc, Troger Jörg, Philippe A. Robert. 2002. 2-Laser injectionlocking configuration for Brillouin fibre sensors. Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, 1(1): 313–316p.

Gong Y.D. 2007. *Guideline for the design of a fiber optic distributed temperature an strain sensor*. Optics Communications; 272(1): 227–237p.

Horiguchi T., Shimizu K., Koyamada Y., Kurashima T. 1994. *Coherent self-heterodyne Brillouin OTDR for measurement of Brillouin frequency shift distribution in optical fibres*. J. Lightwave Technology, 12(5): 730–736p.

Horiguchi T., Tateda M., 1989. *BOTDA - Nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction*. Journal of Lightwave Technology, 7(8): 1170–1176p.

Horiguchi T., Kurashima T., Tateda M., 1990. *A technique to measure distributed strain in optical fibers*. IEEE Photon. Technol. Lett., 2(5): 352–354p.

Horiguchi T., Shimizu K., Kurashima T., Tateda M., Koyamada Y., 1995. *Development* of Distributed Sensing Technique Using Brillouin Scattering. J. of Lightwave Technology; 13(7): 1296–1302p.

Kurashima T., Horiguchi T., Tateda M., 1990. *Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers*. Applied Optics 29(15): 2219-2222p.

Lecuche V., Webb D.J., Pannell C.N., Jackson D.A. 1998. *Brillouin based distributed fiber sensor incorporating a mode-locked Brillouin fiber ring laser*. Optics Communications; 263–268p.

Liu Z.G., Ferrier G., Bao X., Zeng X., Yu Q., Kim A.K., 2002. *Brillouin scattering based distributed fiber optic temperature sensing for fire detection*. National Research Council Canada, 221–232p.

Niklès M., Thévenaz L., Philippe A.R., 1997. *Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers*. J. of Lightwave Technology; 15(10): 1842–1851p.

Niklès M., Thévenaz L., Robert P.A., 1996. *Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis*. Optical Letters, 21(10), 758–760p.

Parker T.R., Farhadirousshan M., Handerek V.A., Rogers A.J., 1997. *A fully Distributed Simultaneous Strain an Temperature Sensor using Spontaneous Brillouin Backscatter*. IEEE Photonics Technology Letters; 9(7): 979–981p.

Parker T.R., Farhadirousshan M., Handerek V.A., Rogers A.J., 1997. *Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers*. OpticsLetters; 22(11): 787–789p.

Raymond M. Measures. 2001. *Structural Monitoring with fiber optic technology*. Academic Press, USA, 738p.

Siegman A.E., 1986. Lasers. Mill Valley, CA: University Science Books, 1267p.

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

Thévenaz L., Floch S.L., Alasia D., Troger J., 2004. *Novel schemes for optical signal generation using laser injection locking with application to Brillouin sensing*. Measurement Science and Technology; 15(1): 1519–1524p.

Timoshenko S.P., Goodier J.N., 1970. Theory of Elasticity. Mc Graw-Hill, 608p.

van Deventer M.O., Boot A.J., 1994. *Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers*. IEEE Journal of lightwave technology, 12(4): 585–590p.

van Voorst P.D., Offerhaus H.L., Boller K.J., 2006. *Holographic injection locking of a broad area laser diode via a photorefractive thin-film device*. Optics Express, 15(26): 17587–17591p.

Wait P.C. y Newson T.P. 1996. *Landau Placzek Ratio Applied to Distributed Fiber Sensing*. Opt. Commun. 122(1): 141–146p.

Apéndice A

Adquisición de Datos

La parte experimental de este trabajo de tesis incluye la medición automática de las interacciones de la luz del láser de bombeo con la fibra óptica y los cambios provocados por temperatura y tensión a lo largo de ella.

Se plantea el uso de algunos de los instrumentos de medición con los que se cuenta en el laboratorio y una interfaz de usuario de fácil manejo y gran versatilidad para realizar de forma eficiente la obtención de información útil. Así llegamos al esquema de trabajo propuesto que consta de una computadora personal PC, un medio de conexión con los instrumentos (USB-GPIB) y un programa de propósito general que combina flexibilidad y capacidad de análisis (Figura 60).

La adquisición de datos consiste en tomar el conjunto de variables físicas, convertirlas en voltaje y digitalizarlas de manera que se puedan procesar en una computadora. Debido a que lo que se desea medir son señales ópticas, se requiere una etapa de detección y de acondicionamiento que adecúe la señal óptica a niveles de voltaje compatibles con el elemento que hace la transformación a señal digital.

Una vez que las señales eléctricas se detectan en el instrumento de medición, se envían a través del ducto USB-GPIB hacia la computadora (Figura 61). Donde se pueden procesar con un programa de aplicación adecuado a lo que el usuario desea: archivarlas en disco duro, graficarlas en pantalla, imprimirlas, etc.

Los datos adquiridos se visualizan, analizan, y almacenan en la computadora utilizando LABView que es un lenguaje de programación de propósito general que ofrece un entorno gráfico de programación optimizado para la adquisición de datos. Este entorno de adquisición proporciona un lenguaje de programación además de bibliotecas y herramientas para la adquisición de datos y su análisis posterior.

Por lo que respecta al equipo de medición, se dispone de un osciloscopio Tektronix TDS 340A y un Analizador de espectros Agilent 4395A para los cuales se requiere una secuencia de comandos diferente para configurarlos y leer datos. Sin embargo, la secuencia en que



Figura 60: Esquema general para adquisición de datos.



Figura 61: Esquema real de trabajo para adquisición de datos.



Figura 62: Flexibilidad de la estructura VISA para la comunicación con distintos protocolos.



Figura 63: Configuración VISA (Plug and Play).

se trabaja es básicamente la misma: una parte de configuración, la petición de captura, la adquisición de datos y la parte de procesamiento y despliegue de información relevante.

Configuración del equipo de medición

La comunicación y la configuración previa para los instrumentos de medición se realiza utilizando las herramientas que ofrece LabView. Estas herramientas de escritura y lectura vienen en el conjunto estándar de instrucciones de LabView. En este caso se utiliza la estructura más completa que maneja LabView para la comunicación con dispositivos externos que es la Arquitectura de Programación para Instrumentos Virtuales (VISA-Virtual Instrument Software Architecture). VISA es una biblioteca única de funciones que se pueden utilizar para comunicarse con el ducto GPIB, puerto serie, VXI, e instrumentos basados en computadora (Figura 62).

Se cuenta con una interfaz USB-GPIB para la conexión con los Instrumentos de medición que permite su fácil manejo e instalación y representa la posibilidad de realizar mediciones desde una computadora portátil.

La utilización de LabView se divide en dos partes principales que son el Panel Frontal que es la interfaz de usuario y el Diagrama a Bloques que es la parte de la programación que se presenta solamente al pedirlo explícitamente.

En la Figura 63 se muestra la forma en que se configura la comunicación GPIB desde el panel frontal en el menú de configuración VISA.

A esto le corresponde una parte de código de programación visual dentro de la parte de diagrama a bloques y así se pueden enviar comandos a los instrumentos y equipos conectados y reconocidos por el módulo VISA. De esta manera la configuración para la comunicación con dispositivos externos se hace con un procedimiento relativamente sencillo y se tiene compatibilidad con casi todos los dispositivos que se conecten externamente. De igual for-

74



Figura 64: Estructuras VISA para a) escritura y b) lectura.



Figura 65: Estructura básica de configuración, comunicación y manejo de errores en LabView. (petición de identificación y lectura de respuesta con manejo de errores).

ma la comunicación se realiza con estructuras que reciben información de la configuración y ejecutan las acciones correspondientes a escritura y lectura del puerto de comunicación (Figura 64).

A partir de estos dos comandos básicos se realiza la comunicación con los dispositivos externos, lo cual, como se muestra en la Figura 65 se puede combinar dependiendo de las necesidades de cada dispositivo.

Con esto tenemos la forma más completa de manejar la comunicación con un dispositivo externo y una manera sencilla de tener mensajes de error que describan claramente lo sucedido en caso de existir algún contratiempo.

La parte de la medición, y la forma en seleccionar el número de muestras por tomar, la selección del canal y el número de mediciones consecutivas que se pretenden realizar, se logra utilizando estas mismas estructuras para enviar los comandos adecuados para el correcto funcionamiento del instrumento de medición (Figura 66).

Lectura de información

Antes de que se lea algún dato del osciloscopio Tektronix TDS340A se requiere previamente conocer los parámetros de configuración para tener los escalamientos correspondientes a la amplitud y el tiempo de los datos que se recibirán (Figura 67).

75



Figura 66: Configuración para selección de canal y rango de datos.



Figura 67: Lectura de parámetros de configuración para escalamiento de los datos.



Figura 68: Petición de lectura y ciclo de adquisición de datos sin escalar.

Una vez obtenida la información para la ponderación correcta de los datos se envía la petición de transmisión de la información de pantalla del osciloscopio mediante la instrucción CURVE? (Figura 68), la cual regresa una secuencia de números binarios que van del -127 a 128 y que corresponden a niveles de voltaje en la escala que se haya establecido previamente en el instrumento de medición.

Es importante saber que la información que se adquiere mediante el puerto GPIB fue previamente almacenada en la memoria interna del osciloscopio y que después de la transferencia de información requiere nuevamente llenar su pila de datos para así poder volver a enviar datos frescos. De esta manera se tiene una pérdida de información por efectos de la retención y la limitante de la memoria física del instrumento de medición.

Esto implica que no es posible, con la utilización de este tipo de instrumentos, tener un registro completo de todos los datos disponibles en el medio físico sin embargo es posible tomar segmentos más amplios de tiempo de almacenamiento, es decir llenar una pila más grande de datos para poder tener mas información continua del fenómeno de interés. Por esta razón se agrega una opción del número de datos que permite tener un total de 240 pantallas consecutivas del osciloscopio tomadas en la resolución temporal que se indique en el instrumento al momento de realizar la petición de transferencia de datos.

Almacenamiento de datos

Una vez que se adquiere una medición es necesario contar con un historial de cada una de las mediciones, es decir, se requiere contar con un método eficiente de retener grandes cantidades de información para futuras referencias (Figura 69).

El proceso de almacenamiento de datos cuenta automáticamente el número de adquisiciones y hace un indexado de archivos de medicación a partir de un nombre descriptivo que indique los que se desea medir. De esta forma se pueden tener mediciones consecutivas para realizar el procesamiento pertinente.



Figura 69: Almacenamiento automático para información de la forma de onda.

Procesamiento de datos

El procesamiento de datos consiste en evaluar y ordenar la información de entrada, para obtener información útil, que luego será analizada por el usuario final, para que pueda tomar las decisiones o realizar las acciones que estime conveniente.

El procedimiento para la adquisición requiere, sin embargo de asistencia en la parte de calibración y ajuste se señales y que por ejemplo para el caso de la obtención del promedio de ganancia, para la entrada y la salida de la fibra de prueba, se requiere hacer una sincronización de las dos señales debida al tiempo de propagación que desfasa o retrasa una con respecto a la otra. Esta sincronización se hace introduciendo un tiempo de retraso que compensa el retardo de propagación de la señal de sonda a lo largo de la fibra de prueba. Para esto re requiere generar una señal pulsada de referencia que permita sincronizar visualmente las dos señales. Entonces se apaga el láser de bombeo y se ajusta la potencia del láser esclavo, de la configuración general de experimento Figura 28, para que el láser de sonda trabaje en modo pulsado. De esta forma es posible encontrar las fronteras de cada pulso para recorrer en tiempo una de las señales para que coincidan la entrada con la salida.

Además como se puede intuir el programa aún no realiza control de la potencia de los láseres o manejo automático de control de polarización y también deben realizarse manualmente.

En la versión básica del programa de procesamiento se incluyen herramientas como la promediación (\overline{x}) y la desviación estándar (σ) que es una medida del grado de dispersión de los datos del valor promedio.

Para esto se utiliza una parte adicional con capacidad de lectura de archivos. Para que de esta forma se puedan tomar las lecturas, almacenarlas y posteriormente procesarlas en cualquier momento o casi instantáneamente.

La promediación nos ayuda para definir el valor característico de un conjunto de muestras o mediciones para poder darnos una idea general de la tendencia que tiene nuestro sistema y se calcula mediante la ecuación (15):

$$\overline{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_i \tag{15}$$

De cualquier forma, LabView también incluye esta opción de procesamiento en su herramental básico. Al igual que el cálculo de la desviación estándar que se calcula mediante la ecuación (16):

$$\sigma = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (x_i - \overline{x})^2$$
(16)

No es difícil percibir que existe una gran cantidad de operaciones matemáticas a las que se pueden someter los datos obtenidos de las mediciones y como se muestra anteriormente gran parte del procesamiento estándar se puede realizar utilizando herramientas incluidas en el software de desarrollo. Auque también se cuenta con la posibilidad de construir herramientas propias si es que se requiriera algún cálculo avanzado.

79