CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN MATERIALES AVANZADOS, S.C.

POSGRADO

Estudio de la Influencia de las Vibraciones Mecánicas en la Trasmisión de Luz Dentro de una Fibra Óptica.

Tesis que como Requisito para obtener el Grado de Maestría en Ciencias en Materiales presenta:

Ing. José Luis Bueno Escobedo.

Director de Tesis: Dr. Alfredo Márquez Lucero.
Co-Director de Tesis: Dr. Antonino Pérez Hernández.

Chihuahua, Chih., Noviembre 2012

Para Mi Familia.

“Estudio de la influencia de las vibraciones mecánicas en la trasmisión de luz dentro de una fibra óptica”.

Índice.

Resumen…… VI
Abstract…… VII
Introducción…… VIII
Justificación…… IX
Hipótesis…… X
Objetivos…… X
Objetivo General…… X
Objetivos Particulares…… X
1. Conceptos…… 1
1.1 Luz…… 1
1.2 Trasmisión de luz…… 2
1.3 Emisores de Luz…… 2
1.4 Polarización de la Luz…… 4
1.4.1 Polarización lineal…… 4
1.4.2 Polarización elíptica…… 4
1.4.3 Polarización circular…… 5
1.5 Interferencia de la luz…… 5
1.6 Interferómetro…… 6
1.6.1 Interferómetro Mach-Zehnder…… 6
1.7 Fibras ópticas…… 7
1.8 Dispersión de la luz en fibras…… 8
1.8.1 Dispersión Rayleigh…… 9
1.8.2 Dispersión Brillouin…… 10
1.8.3 Dispersión Raman…… 10
2. Materiales y Métodos…… 11
3. Resultados…… 18
A) Transmisión directa con Vibración…… 18
B) Transmisión directa con interferómetro Match-Zehnder…… 19
C) Retrodispersión con Interferómetro Match-Zehnder…… 19
D) Retrodispersión con cavidad…… 20
E) Retrodispersión con polarizador dentro de cavidad…… 21
F) Retrodispersión con Interferómetro Match-Zehnder y polarizador dentro de la cavidad... 22
4. Discusión de Resultados…… 25
5. Conclusiones…… 48
6. Trabajos a futuro…… 50
7. Bibliografía…… 51
8. Anexo A…… 57
8. A1: Conector óptico 50:50…… 57
8. A2: Conector óptico 90:10…… 57
8. A3: Circulador óptico…… 58
8. A4: Controlador de polarizador…… 58
9. Anexo B…… 59
9. B1: Potencia en dBm…… 59
9. B2: Ondas Transversales…… 60
9. B3: Índice de Refracción…… 61
9. B4: Ley de Snell…… 62
9. B5: Reflexión total interna…… 62
9. B6: Efecto Doppler…… 63
9. B7: Rejilla de Bragg…… 64
10. Anexos C…… 65
10. C1: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión

con 100Hz vibración del circuito F…….. 65
10. C2: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 320Hz vibración del circuito F…….. 66
10. C3: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 1000Hz vibración del circuito F……. 67
10. C4: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 3200Hz vibración del circuito F……. 68
10. C5: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 10000Hz vibración del circuito F…….. 69
11. Anexo D…… 70
11. D1: Espectro truncado de retrodispersión sin vibración del circuito G……... 70
11. D2: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 100 Hz del circuito G…… 71
11. D3: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 320 Hz del circuito G…… 72
11. D4: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 1000 Hz del circuito G…….. 73
11. D5: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 3200 Hz del circuito G…….. 74
11. D6: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 10000 Hz del circuito G…… 75
12. Anexo E……. 76
Agradecimientos…… 79

Resumen.

El análisis de vibraciones mecánicas es importante en varias áreas de la ingeniería e investigación, tales como la industria automotriz, aviación y construcción entre otras, contemplando también la seguridad perimetral. Esta necesidad de detección y discriminación es posible lograrse mediante un sensor distribuido de fibra óptica.

El siguiente trabajo es un estudio de los cambios en la transmisión de luz, por una fibra óptica, al ser perturbada por vibraciones mecánicas de distintas frecuencias. Los cambios en la transmisión de luz fueron observados a través de un analizador de espectros óptico (OSA, Optical Spectrum Analyzer), observando la variación de potencia en función a la longitud de onda.

Se propone y desarrolla un circuito óptico, que utiliza un interferómetro Mach-Zehnder y el fenómeno de dispersión Brillouin, que permite la detección y discriminación de distintas frecuencias de vibración, así como un modelo matemático que describe el comportamiento de los cambios en la trasmisión de luz.

El circuito óptico es una propuesta y establece las bases para el desarrollo a futuro de un sensor que detecte y discrimine vibraciones mecánicas.

José Luis Bueno Escobedo.

Noviembre 2012

Abstract.

The mechanical vibration analysis is important in several areas of engineering and research, such as the automotive, aviation and construction among others, also considering the security perimeter. This need for detection and discrimination can be achieved by a distributed fiber optic sensor.

The following work is a study of the changes in light transmission, by an optical fiber, to be disturbed by mechanical vibrations of different frequencies. Changes in light transmission were observed through an optical spectrum analyzer (OSA, Optical Spectrum Analyzer), observing the variation of power as a function of wavelength.

Proposed and developed an optical circuit, which uses a Mach-Zehnder interferometer and the Brillouin scattering phenomenon, which allows the detection and discrimination of different vibration frequencies, and a mathematical model which describes the behavior of the changes in transmission light.

The optical circuit is a proposal and sets the stage for future development of a sensor that detects and discriminates mechanical vibrations.

José Luis Bueno Escobedo.

Noviembre 2012

Introducción:

En las décadas de los años 60’s y 70’s se realizaron grandes avances a las tecnologías de luz laser y fibras ópticas y para los años de 1980, el auge de los sistemas comerciales de comunicación de ondas laminosas habían llegado.

El ritmo de avance en esta tecnología se acelero durante los años 1990, y para el 2001 la capacidad de trasmisión de datos era de 1.6 Tb/s, el cual ha ido creciendo.

Sin embargo con el desarrollo de nuevos dispositivos y aumento de potencia luminosa, los problemas en la trasmisión de datos por una fibra óptica fueron visibles. Tales como la generación de fenómenos físicos, al inyectar luz laser de gran intensidad dentro de una fibra óptica.

Entre algunos de estos fenómenos físicos se encuentran las dispersiones Rayleigh, Brillouin y Raman, los cuales, responden a estímulos provocados por el medio ambiente, dando origen a los sensores de fibras ópticas.

En la actualidad existen diversos tipos de sensores de fibras ópticas, desde los sensores basados en señales Rayleigh, señales Raman, señales Brillouin y hasta diversos interferómetros.

Dentro de estos sensores nos interesan aquellos que son distribuidos, ó, como su nombre lo indica, sensor distribuido de fibra óptica, capases de detectar diversas perturbaciones, como temperatura, presión, elongación y vibración a lo largo de una estructura (como maquinaria, aviones, puentes, edificios, muros, etc.). Este tipo de sensores son capaces de monitorear en tiempo real la estructura de nuestro interés.

La detección más común de los sensores distribuidos de fibra óptica basados en señales Brillouin, son cambios de temperatura, elongación (o estrés) y cambios de presión, ya que el efecto de estas tres perturbaciones, son similares sobre una fibra óptica. Los sensores basados en interferometría, abarcan temperatura, elongación, presión y vibraciones mecánicas.

El presente trabajo se enfoco a al estudio y desarrollo de la técnica a utilizar en un sensor distribuido de fibra óptica, que detecte y caracterice vibración mecánica.

Justificación:

Actualmente existen sensores para la detección de vibraciones mecánicas, y su uso es bastante amplio, desde la evaluación de vibraciones en autos, aviones, aeroplanos, hasta el monitoreo de ellas en puentes. Sin embargo este tipo de sensores son puntuales; esto quiere decir que para determinar cómo afecta la vibración mecánica en una gran estructura, se necesitan colocar varios de estos sensores.

Los sensores distribuidos de fibras ópticas, eliminan dicho problema, pues como su nombre lo indica, detectan y localizan a lo largo de una longitud. No obstante estos sensores se limitan a la detección de cambios de temperatura, presión y tensión, y vibraciones o perturbaciones para la protección contra intrusos en aéreas restringidas.

Al estudiar los mecanismos fundamentales por los cuales la trasmisión de luz por una fibra óptica es afectada por los estímulos como tensión, presión, temperatura y vibración, es posible cuantificar dichos cambios y así generar un sensor distribuido de fibra óptica.

Hipótesis:

Es posible discriminar los cambios generados por diversas vibraciones mecánicas, en la trasmisión de luz por una fibra óptica, ya sea por medio de trasmisión directa, retrodispercion o interferometría.

Objetivos:

Objetivo General:

Proponer un circuito óptico que permita discriminar y caracterizar los cambios en la trasmisión de luz, generados por una vibración mecánica.

Objetivos Particulares:

- Estudio de la trasmisión de luz por una fibra óptica y circuitos ópticos.
- Estudio de los mecanismos y fenómenos no lineales en la trasmisión de luz por una fibra óptica.
- Estudio del efectos de vibración mecánica armónica en una fibra óptica.
- Desarrollo del circuito óptico.

1. Conceptos.

1.1 Luz.

Llamamos luz, a la propagación de energía en forman de ondas electromagnéticas, cuya longitud de onda es visible por el ojo humano (luz visible), sin embargo podríamos llamar luz, a todo el campo de radiación electromagnética conocido como espectro electromagnético (F. Graham Smith y J. H. Thompson. 1979).

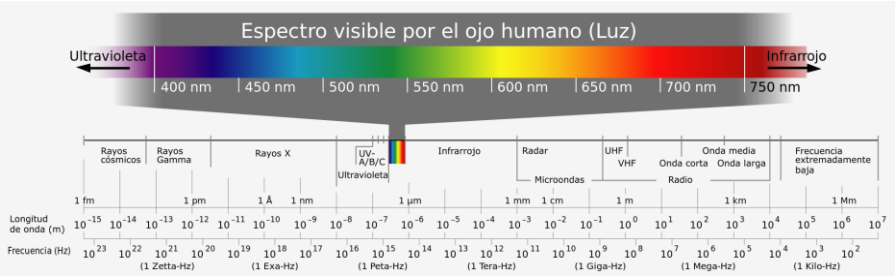


Figura 1.1: Espectro electromagnético de la luz.

En la Teoría Electromagnética de Maxwell, la luz es una onda electromagnética (onda transversal, anexo B) caracterizada por los vectores $\vec{E}$ (amplitud de campo eléctrico) y $\vec{B}$ (amplitud de campo magnético), que vibran perpendicularmente entre si y a la vez viajan en la dirección de propagación luminosa.

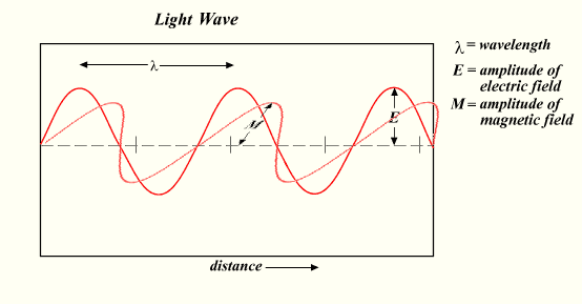


Figura 1.2: Onda electromagnética (λ es la longitud de onda, E y M son las amplitudes del campo eléctrico y magnético respectivamente).

Desde el punto de vista cuántico, describe las interacciones electromagnéticas y el transporte de energía en términos de partículas elementales sin masa,

denominadas fotones. Así, la dualidad de la luz, ¿si es onda o partícula?, se observa por el hecho de que se propaga por el espacio como lo hace una onda, y en los procesos de absorción y emisión, demuestra un comportamiento de partícula (Eugene Hecht. 2008).

1.2 Trasmisión de luz.

La trasmisión de luz atreves de un medio, se puede explicar suponiendo que cada molécula se comporta como un oscilador, cuya nube de electrones se encuentra en el estado fundamental, al absorber un fotón, el oscilador comienza a vibrar excitando el estado fundamental, inmediatamente después de la absorción, se emite un fotón de la misma longitud de onda (o frecuencia), desexcitando dicho oscilador por la emisión de este otro fotón (Eugene Hecht. 2008;).

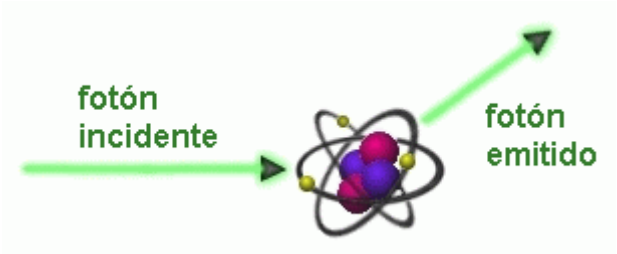


Figura1.3: Absorción y emisión de un fotón.

1.3 Emisores de Luz.

Partiendo del concepto de Luz como una onda electromagnética, en el rango visible o no, un emisor de luz será aquel que posea la capacidad de emitirla. Esto por cualquier medio de excitación: presión temperatura, reacción química… Esta luz emitida puede tener coherencia o no. Existiendo dos tipos de coherencia; la temporal, que define la constancia de fase del haz entre dos instantes dados en el tiempo, y la espacial, que define la constancia de fase del haz entre dos puntos a

través del frente de ondas (F. Graham Smith y J. H. Thompson. 1979; G. S. Landsberg. 1976).

Un emisor de **luz blanca**, es aquel que emite en un amplio espectro sin coherencia, ejemplo un foco, o la luz proveniente del mismo sol.

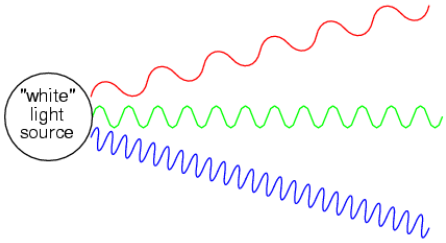


Figura 1.4: Luz Blanca.

Emisión de **luz monocromática**: emisión únicamente de una longitud de onda, es decir un solo color, pero sin coherencia, como por ejemplo la luz proveniente de un LED verde.

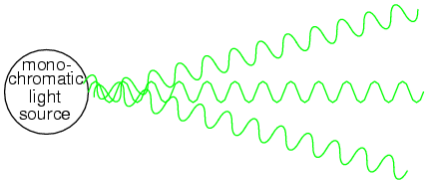


Figura 1.5: Luz monocromática.

Emisión de **luz laser**: La luz laser, tiene las siguientes características, es monocromática, tiene coherencia, su amplitud y fase son iguales.

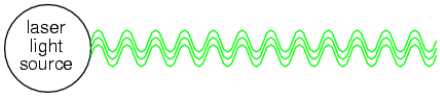


Figura 1.6: Luz Laser.

1.4 Polarización de la Luz.

Como todas las ondas transversales, la luz, que es una onda electromagnética transversal, puede estar polarizada o no polarizada, el estado de polarización está determinado por la orientación del campo eléctrico (Eugene Hecht. 2008; G. S. Landsberg. 1976).

Supongamos que tenemos dos ondas electromagnéticas viajando en dirección del eje Z positivo, cuyos campos eléctricos, están orientados, uno en dirección del eje X y el otro en dirección del eje Y.

Al sumar estas dos ondas tendremos:

1.4.1 Polarización lineal.

Si estas dos ondas están en fase (es decir, $\Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{n} * \boldsymbol{\pi}; \boldsymbol{n} = \mathbf{0}, \pm\mathbf{2}, \pm\mathbf{4}, \ldots$ donde $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}$ es la diferencia de fase), entonces la onda resultante tendrá un vector de dirección fija y amplitud variante.

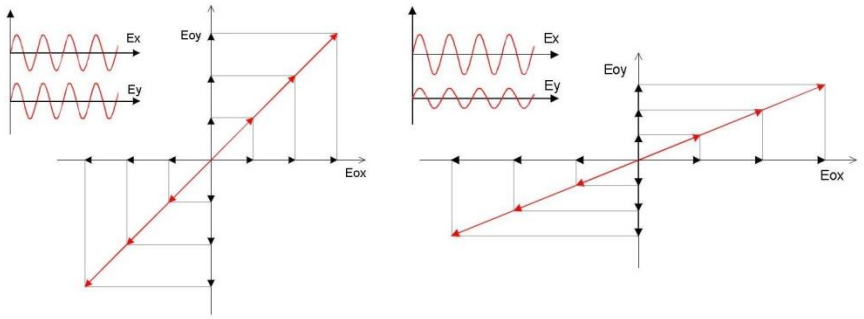


Figura 1.7: Polarización lineal.

1.4.2 Polarización elíptica.

Se da cuando $\Delta\boldsymbol{\varepsilon} \neq \boldsymbol{n} * \boldsymbol{\pi}$, $\boldsymbol{n} = \mathbf{0}, \pm\mathbf{2}, \pm\mathbf{4}, \ldots$ donde la onda resultante tendrá un vector que cambia a través del tiempo (girando en un plano perpendicular a la dirección de propagación).

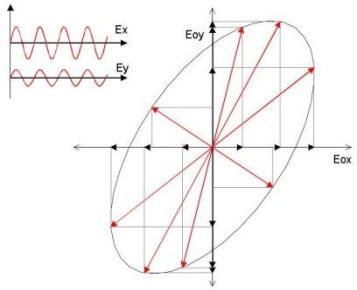


Figura 1.8: Polarización elíptica.

1.4.3 Polarización circular:

Es un caso especial de la polarización elíptica, se da cuando las dos ondas tienen una amplitud igual y $\Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\boldsymbol{\pi}}{\mathbf{2}}\boldsymbol{n} + \boldsymbol{n\pi}$; $\boldsymbol{n} = \mathbf{0}, \pm\mathbf{1}, \pm\mathbf{2}, \ldots$, creando una onda que tendrá un vector constante a través del tiempo pero girando en un plano perpendicular a la dirección de propagación.

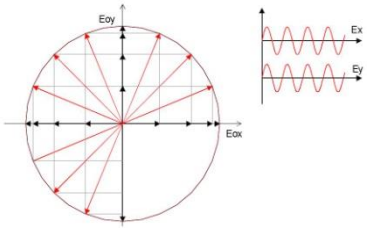


Figura 1.9: Polarización circular.

1.5 Interferencia de la luz.

La interferencia es la interacción de dos o más ondas que dan como resultado una nueva onda. La amplitud de esta nueva onda, depende de la amplitud de las ondas iniciales y de la fase de estas. Esta interacción requiere que se cumplan ciertas condiciones como: que las dos ondas tengan la misma o casi la misma longitud de onda, que sean coherentes, es decir que mantenga una relación de fase constante y ambas coincidan en el mismo espacio (Eugene Hecht. 2008).

La **interferencia constructiva** se produce cuando ambas ondas están en fase, es decir, crestas y valles de la onda coincidan, en este caso, las dos ondas se refuerzan mutuamente y forman una onda cuya amplitud es igual a la suma de las amplitudes individuales de las ondas originales.

La **interferencia destructiva** se produce cuando las ondas, no están en fase, cancelándose mutuamente, logrando la cancelación total cuando los valles de una onda, coinciden con las crestas de la otra onda.

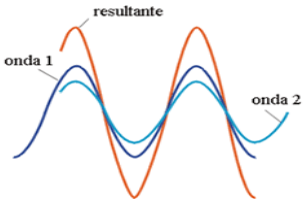


Figura 1.10: Interferencia Constructiva.

Figura 1.11: Interferencia Destructiva.

1.6 Interferómetro.

Es un dispositivo tal que genera la interferencia de dos haces de luz coherentes, esta pude ser por la subdivisión de una fuente o por la interferencia de dos o mas.

1.6.1 Interferómetro Mach-Zehnder.

En el interferómetro Mach-Zehnder, el haz de luz coherente que proviene de una fuente única, es dividido en dos partes por un dispositivo óptico, estos haces atraviesan distintos caminos, llamados brazos del interferómetro, y vueltos nuevamente a combinar mediante otro dispositivo óptico, interfiriendo entre sí. Debido a la interferencia de ondas, se produce un patrón de interferencia, si varía la longitud de camino óptico (producto entre índice de refracción por camino

geométrico) en alguno de los brazos del interferómetro, entonces el haz de luz de este brazo, presenta un cambio de fase en relación al otro haz de luz, dando como resultado un cambio en el patrón de interferencia (Eugene Hecht. 2008; F. Graham Smith y J. H. Thompson. 1979).

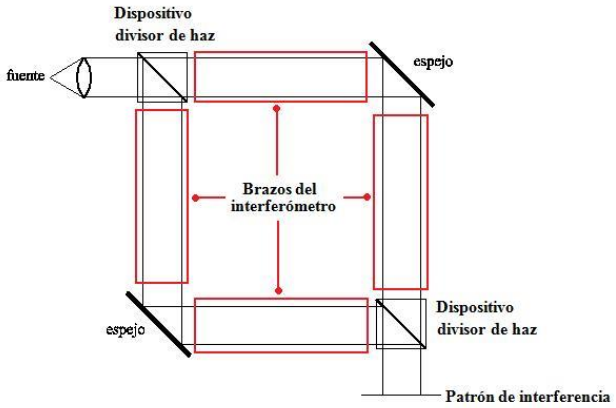


Figura 1.12: Esquema de interferómetro Mach-Zehnder.

1.7 Fibras ópticas.

También llamadas guías de ondas, su función es conducir la luz confinada dentro de ellas. De forma simple, las fibras ópticas están construidas por un núcleo (core) con índice de refracción (anexo B) $\boldsymbol{n_1}$, rodeado por un revestimiento (cladding) de índice de refracción $\boldsymbol{n_2}$, el índice de refracción del revestimiento es ligeramente inferior al del núcleo, logrando la confinación de la luz dentro del núcleo por el principio de reflexión total de Snell (anexo B y B), dopantes adecuados para el núcleo son el $\boldsymbol{GeO_2}$ y $\boldsymbol{P_2O_2}$ incrementando el índice de refracción de sílice puro, mientras que el $\boldsymbol{B}$ y $\boldsymbol{F}$ decrecen el índice de refracción y dopantes adecuados para el revestimiento (Govind P. Agrawal, et al., 2001).

Una de las calcificaciones de fibras ópticas, es por el número de modos que transporta su núcleo, siendo las fibras Multimodo aquellas en las que la luz puede circular por más de un modo o camino, de forma similar, en las fibras Monomodo la luz puede circular únicamente por un modo.

La siguiente imagen muestra tres tipos de fibras ópticas, incisos a) y b) son fibras Multimodo, representando dentro del núcleo, algunos de los modos o caminos que puede tomar el haz de luz en formas de líneas. Si el índice de refracción cambia abruptamente del núcleo al revestimiento (incisos a) y c)) se llama fibra de índice escalonado (step index), si el índice cambia gradualmente se llama índice gradual (graded index) inciso b). La imagen del inciso c) muestra una fibra Monomodo de índice escalonado.

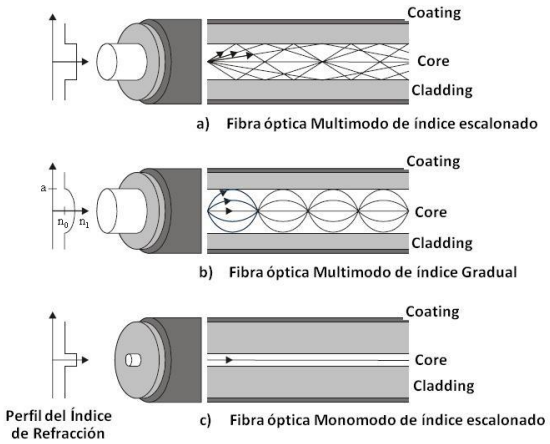


Figura 1.13: Esquemas de distintos tipos de fibras ópticas.

El núcleo en las fibras Multimodo tiene un diámetro aproximado de 50 a 100 $\boldsymbol{\mu m}$, mientras que el radio del núcleo de las fibras Monomodo es menor a 9 $\boldsymbol{\mu m}$. Las fibras Monomodo son utilizadas para la transferencia de datos a grandes distancias pues presentan una menor dispersión, también son las fibras utilizadas en sensores de fibras ópticas debido a que los efectos no lineales en fibras ópticas son más notables en estas (Jeff Hecht. 1999).

1.8 Dispersión de la luz en fibras.

Cuando la luz viaja por un medio puede ser dispersada por fluctuaciones o excitaciones de las propiedades ópticas del medio, en este proceso, la dispersión

elimina fotones de luz incidente y produce fotones dispersados, que generalmente adquieren un cambio en frecuencia y en dirección, con respecto a la luz incidente (M. J. Damzen, et al., 2003).

Desde un punto de vista clásico, la dispersión de la luz ocurre a la interacción de ondas de luz con excitaciones (oscilaciones) en el medio. En la teoría cuántica, la onda de luz se representa como fotones y las excitaciones del medio como fonones.

La siguiente figura muestra tres diferentes tipos de dispersión, la señal central es la dispersión Rayleigh que no presenta cambios con respecto a la luz incidente en su frecuencia, por esta razón es una dispersión elástica, inmediatamente después, se encuentran las señales de dispersión Brillouin, que pueden ser anti-Stokes (con un cambio de frecuencia superior a la luz incidente) o Stokes (con un cambio de frecuencia menor a la luz incidente), análogamente con las señales de dispersión Brillouin, se encuentran las señales de dispersión Raman.

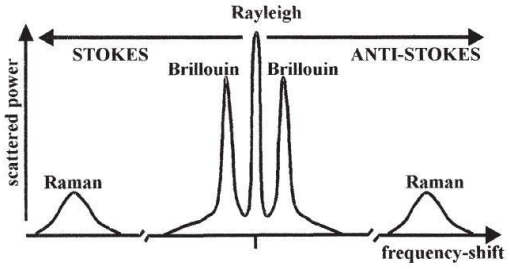


Figura 1.14: Espectro de frecuencias de la luz dispersada. Las frecuencias son relativas a la luz incidente y se desplazan tanto a frecuencia más baja (Stokes) y a mayor frecuencia (anti-Stokes).

1.8.1 Dispersión Rayleigh.

La dispersión Rayleigh es un mecanismo de pérdida de potencia derivado de fluctuaciones de densidad dentro de la fibra óptica durante su manufactura. Resultando en fluctuaciones estáticas en el índice de refracción que dispersan luz en todas direcciones.

1.8.2 Dispersión Brillouin.

Desde un punto de vista clásico, la dispersión Brillouin es producida por la generación de ondas acústicas, producidas por un efecto de electrostricción (en la fibra óptica) generado por la luz incidente. A su vez, estas ondas acústicas modulan el índice de refracción. Con semejanza a las rejillas estáticas de Bragg (anexo B), podemos decir que esta modulación del índice de refracción es una rejilla movible, con tiempo de vida de la onda acústica. La luz dispersada tiene un cambio de frecuencia debido al efecto Doppler (anexo B) asociado a la rejilla que se mueve a la velocidad acústica (Govind P. Agrawal, et al., 2001).

La onda acústica que modula el índice de refracción se puede ver afectada por parámetros locales como temperatura, estrés y vibración.

1.8.3 Dispersión Raman.

La dispersión Raman es debido a la interacción de la luz incidente con los modos de resonancia de un sistema de moléculas, y el cambio de frecuencia es determinado por estas resonancias moleculares discretas. La dispersión más fuerte de Raman es usualmente asociada con los modos vibracionales de la molécula (dispersión Raman vibracional). Los modos rotacionales también pueden dar origen a la dispersión Raman (dispersión Raman rotacional) (Govind P. Agrawal, et al., 2001).

2. Materiales y Métodos.

Con el fin de observar modificaciones en la trasmisión de luz por una fibra óptica bajo la influencia de vibraciones mecánicas, se generaron distintos circuitos ópticos hechos con fibra óptica y dispositivos ópticos. En la Tabla 2.1 se muestra el material utilizado para la elaboración de los circuitos ópticos.

En un extremo del circuito óptico se conecta el laser (laser de 1550nm de longitud de onda), el cual trasmitirá la luz por el circuito hasta llegar al analizador de espectros ópticos, donde se obtiene información de la potencia luminosa en función de su longitud de onda. Y es por medio de este que se detectan las señales Rayleigh y Brillouin.

Una parte del circuito óptico se hará pasar por un agitador, en el que se generan las vibraciones (100Hz, 320Hz, 1000Hz, 3200Hz y 10000Hz) mecánicas. Al agitador se le conecta un generador de funciones, creando una onda sinusoidal con frecuencia variable.

La Tabla 2.2 muestra los equipos utilizados para la elaboración de los circuitos, así como los utilizados en los experimentos.

Los circuitos ópticos utilizados para la experimentación se muestran en la Tabla 2.3 donde se observa un esquema del circuito óptico y la disposición de los equipos utilizados.

El número de espectros tomados por experimento en las distintas frecuencias de vibración se muestran en la Tabla 2.4.

Tabla 2.1: Materiales utilizados en los circuitos ópticos:

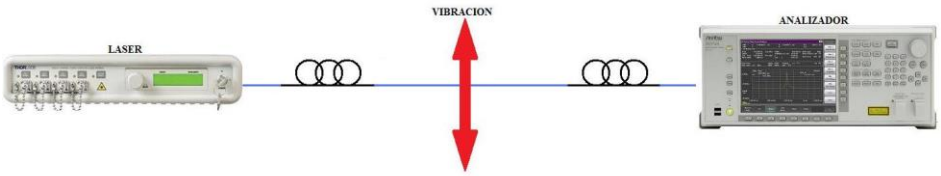
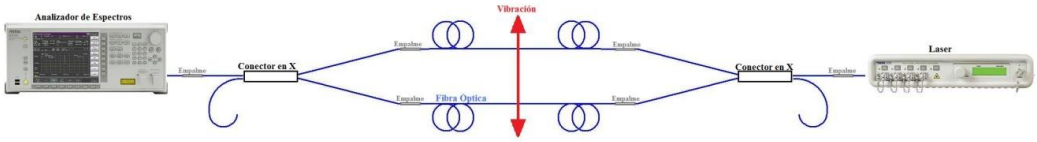
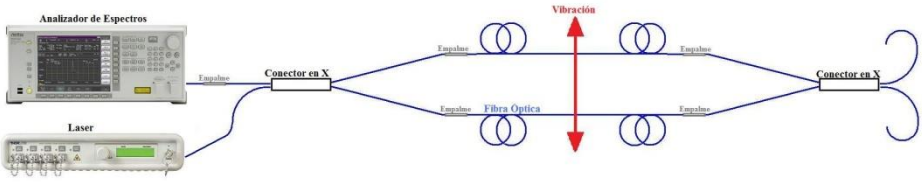
Multimodo	Nombre/Descripción
 Barreno de 125 micrómetros de diámetro	Conector FC/PC. Es una interface entre la fibra óptica y el equipo al que se va a conectar (laser, analizador de espectros).
 2x2 (conector en X) Razón de división de 50:50	Conector Múltiple. Sirve para dividir el haz de luz, ya sea en trasmisión directa o retrodispersada. Anexo A.
 2x2 (conector en X) Razón de división de 90:10	Conector Múltiple. Sirve para dividir el haz de luz, ya sea en trasmisión directa o retrodispersada. Anexo A.
	Circulador Óptico. Dispositivo óptico que ayuda a observar la señal de retrodispersión sin pérdida. Anexo A.
 Tipo SM980-5.8-125 Longitud de onda de operación 970nm a 1650nm	Fibra Óptica. Medio por el cual la luz laser es trasmitida, su índice de refracción es sensible a los efectos de vibraciones mecánicas, haciendo de esta un sensor distribuido.
 ITU-T SMF G.657 Longitud de onda de operación de 1310nm a 1625nm n=1.467	Fibra Óptica. Utilizada para generar una cavidad de resonancia.

	Controlador de polarización de fibra óptica. Anexo A.

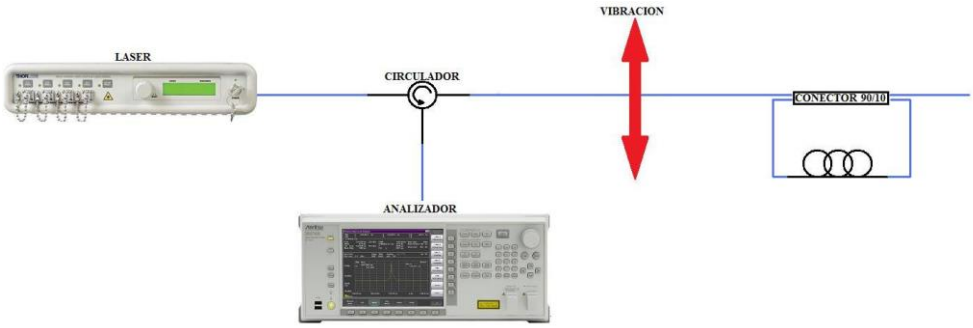
Tabla 2.2: Equipo utilizado en el experimento:

Nombre	Descripción	Marca/Modelo
Analizador de Funciones.	Mide la potencia del haz de luz a determinada longitud de onda.	Anritsu Optical Spectrum Analyzer (OSA). Modelo: MS9740A
Laser	Fuente de luz Laser de: 1550nm	DFB Bookham
Fusionador de fibras ópticas.	Genera un empalme de distintas fibras ópticas fusionándolas entre si. Utilizado para unir los conectores a los acopladores X y Y o entre las fibras ópticas.	Sumitomo Electric Fusion Splicer Type-25ES
Generador de funciones.	Genera una función sinusoidal con amplitud y frecuencia ajustable, permite controlar la frecuencia y desplazamiento del agitador.	WAVETEK Modelo 395
Agitador.	Realiza un movimiento (desplazamiento) de vaivén a la frecuencia establecida por el generador de funciones.	Brüel & Kjær modelo V 201-PA 25E

Tabla 3.3: Circuitos Ópticos Utilizados en la Experimentación:

A) Trasmisión directa con Vibración.
 Similar al circuito de transmisión directa, agregando en un punto de la trayectoria de la fibra optica,una fuente de vibracion mecanica.
B) Trasmisión directa con interferómetro Mach-Zehnder.
 En este circuito se aplica el principio de interferometría, es decir la subdivisión de un haz en dos trayectorias, para detectar corrimientos de fase por la interferencia constructiva y destructiva de la señal al recorrer las trayectorias. El segmento del circuito, entre ambos conectores “X”, se denomina interferómetro Mach-Zehnder. El esquema muestra la subdivisión del laser, por el conector “X”, para que viaje a través de ambas trayectorias “interferómetro”. Se integra la estimulación, por una vibración mecánica en ambas trayectorias, perturbando la señal para ser combinada con otro conector “X”. Esta señal recombinada, ingresa al analizador de espectros y se observar su interferencia.
C) Retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder.
 En este circuito: el emisor y receptor se encuentran en el mismo extremo, la señal viaja, aplicando el principio de interferometría y retrodispersión de la señal.

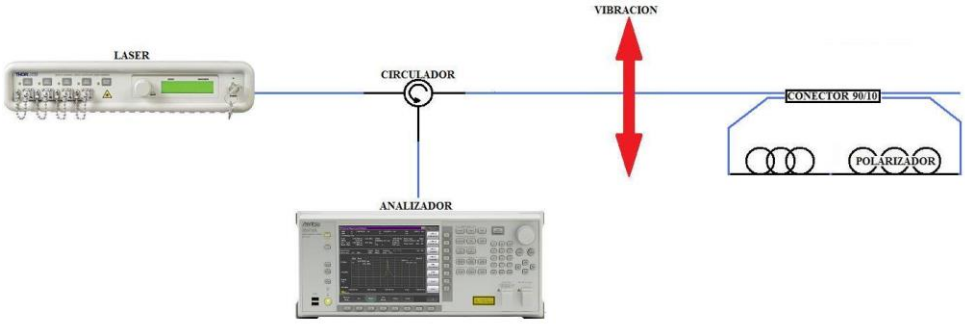
D) Retrodispersión con cavidad.



En este circuito se integra: un circulador el cual permite el paso del laser, pero al recibir el haz retrodispersado lo guía en su totalidad a otra trayectoria o dispositivo. Otro es un subcircuito llamado “cavidad de resonancia” que es constituido por un conector 90/10 y una bobina de fibra óptica, con la función de que la luz laser recircule por la cavidad y retorne como la señal retrodispersada.

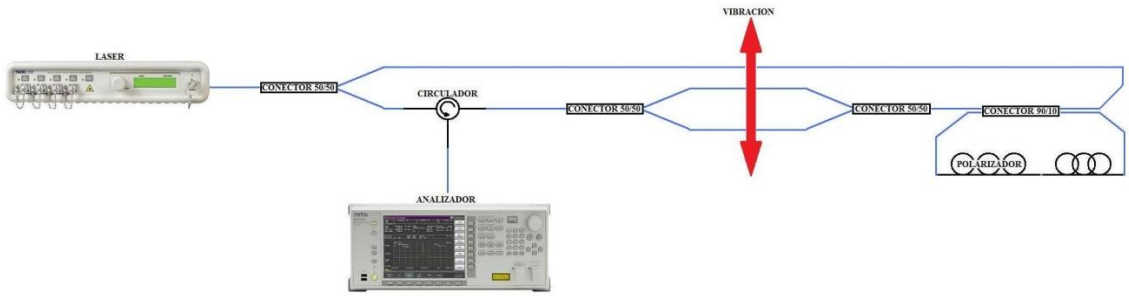
El circuito de retrodispersión con cavidad, es un arreglo compuesto, el cual se detalla en la figura, en este se incluye un estimulo mecánico tanto para la señal emitida como la retrodispersada por la “cavidad resonante” para ser inducida al analizador de espectros por el circulador óptico.

E) Retrodispersión con polarizador dentro de cavidad.



Este circuito es similar al circuito de retrodispersión con cavidad, su diferencia se presenta en la inclusión de un controlador de polarizador dentro de la cavidad de resonancia.

F) Retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder y polarizador dentro de cavidad.



Este circuito es el mas complejos de los usados, en la experimentación, se integra por el circuito "F" previamente descrito y un interferómetro Mach-Zehnder.

Es pertinente señalar que la luz laser en contra propagación de este circuito no genera una señal de dispersión Brillouin estimulada (stimulated Brillouin scattering).

Tabla M4: Arreglo experimental de los espectros ópticos tomados en los distintos circuitos y vibraciones:

Identificación.	Circuito Óptico.	Laser	Sin Vibración	Vibración (Hz)				
				100	320	1000	3200	10000
A	Trasmisión Directa con vibración.	1550	3	3	3	3	3	3
B	Trasmisión directa con interferómetro Mach-Zehnder		3	3	3	3	3	3
C	Retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder.		3	3	3	3	3	3
D	Retrodispersión con cavidad		3	3	3	3	3	3
E	Retrodispersión con polarizador		3	3	3	3	3	3

	dentro de cavidad							
F	Retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder y polarizador dentro de cavidad		9	9	9	9	9	9

Nota: Los gráficos de los espectros muestran la intensidad de potencia en el eje Y medido en dBm (anexo B), mientras que el eje X muestra la longitud de onda en nm. La tabla anterior muestra que se tomaron 3 espectros de cada vibración, sin embargo en las figuras de los espectros ópticos se mostrara solo uno de cada vibración.

3. Resultados.

A continuación se presentan los resultados de los circuitos ópticos experimentales, las figuras muestran el empalme de los espectros ópticos. Los circuitos a estudiar son:

A) Trasmisión directa con vibración.
B) Trasmisión directa de interferómetro Mach-Zehnder.
C) Retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder.
D) Retrodispersión con cavidad.
E) Retrodispersión con polarizador dentro de cavidad.
F) Retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder y polarizador dentro de cavidad.

Los esquemas de los circuitos se presentaron en la Tabla M3.

A) Transmisión directa con Vibración.

Los espectros tomados por el OSA son los siguientes, aplicando las 5 diferentes vibraciones a la fibra óptica:

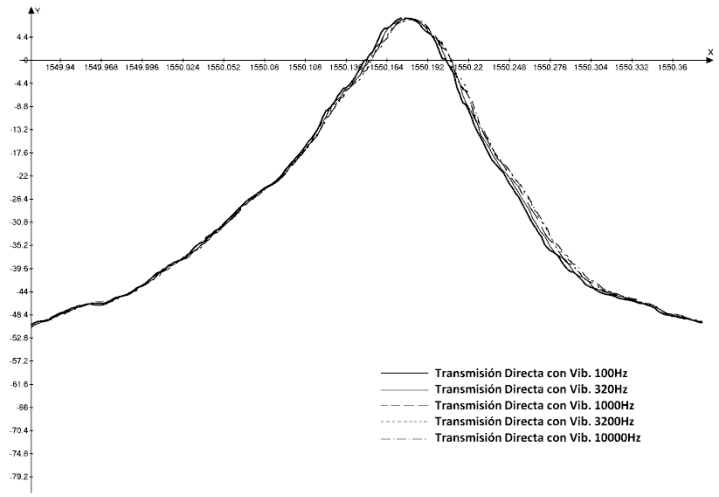


Figura 3.1: Espectro de trasmisión directa aplicando diferentes vibraciones.

B) Transmisión directa con interferómetro Match-Zehnder.

La siguiente figura muestra los espectros tomados por el OSA, espectro sin vibración y las 5 distintas vibraciones mecánicas aplicadas a la fibra óptica:

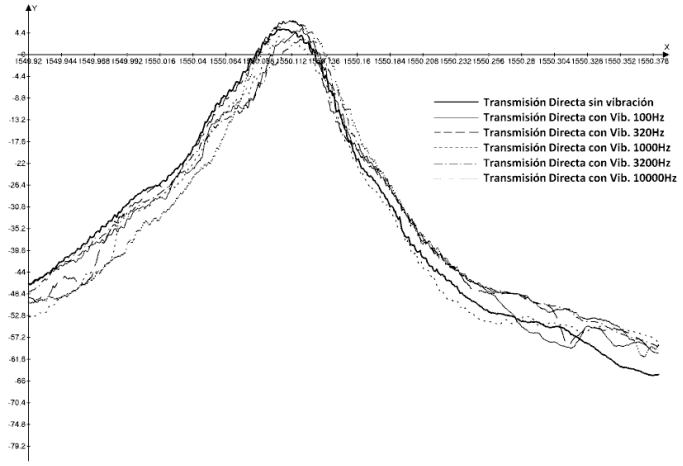


Figura 3.2: Espectro de trasmisión directa a través de un interferómetro Match-Zehnder, aplicando distintas vibraciones a los brazos del interferómetro.

C) Retrodispersión con Interferómetro Match-Zehnder.

La siguiente figura muestra en contorno rojo el area de intres de nuestro espectro, que posteriormente se muestra en la figura 3.4.

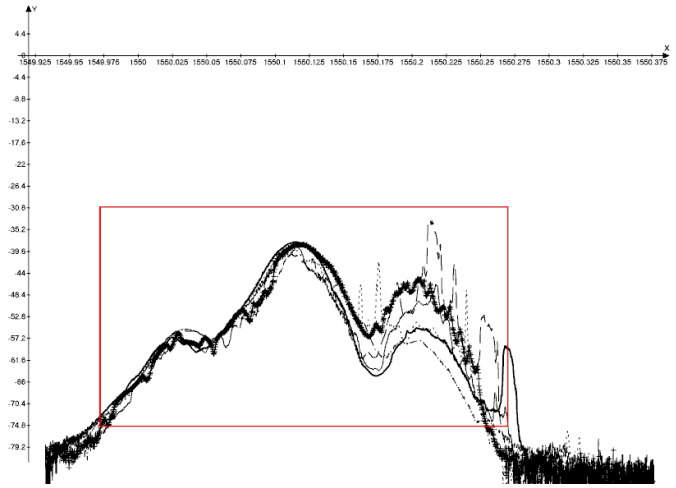


Figura 3.3: Espectro completo de retrodispersión a través de un interferómetro Match-Zehnder, aplicando distintas vibraciones a los brazos del interferómetro.

Se tomaron los siguientes espectros ópticos, sin vibración y aplicando vibraciones de 100, 320, 1000, 3200 y 10000 Hz a la fibra óptica.

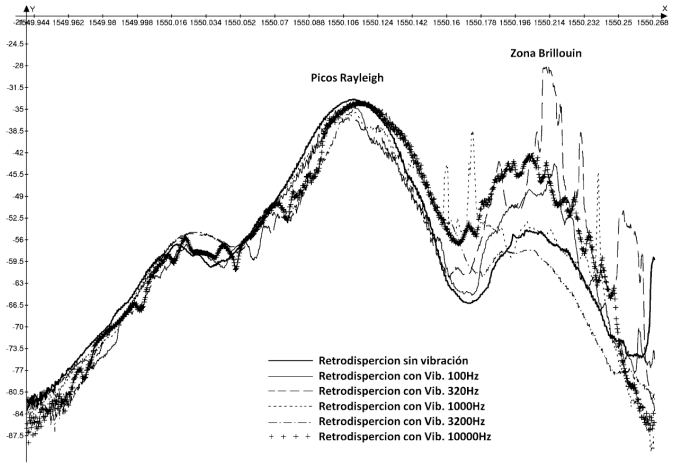


Figura 3.4: Espectro de retrodispersión a través de un interferómetro Match-Zehnder, aplicando distintas vibraciones a los brazos del interferómetro.

D) Retrodispersión con cavidad.

La siguiente figura muestra en contorno rojo el area de intres de nuestro espectro, que posteriormente se muestra en la figura 3.6.

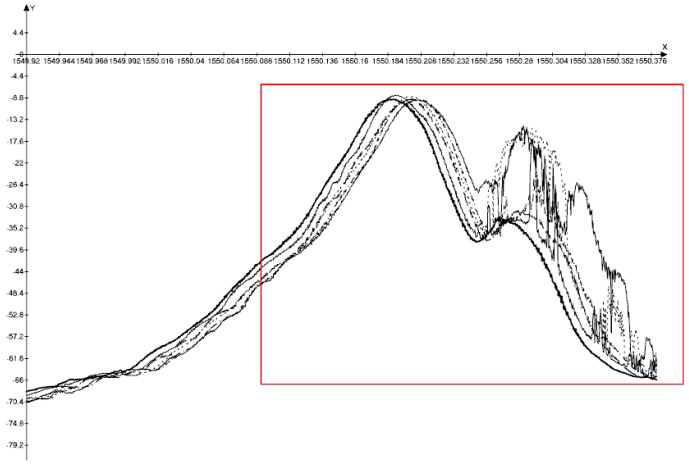


Figura 3.5: Espectro de retrodispercion, aplicando una cavidad al circuito óptico y aplicando distintas vibraciones mecánicas.

Se tomaron los siguientes espectros, sin vibración y aplicando vibración de 100, 320, 1000, 3200 y 10000 Hz a la fibra óptica:

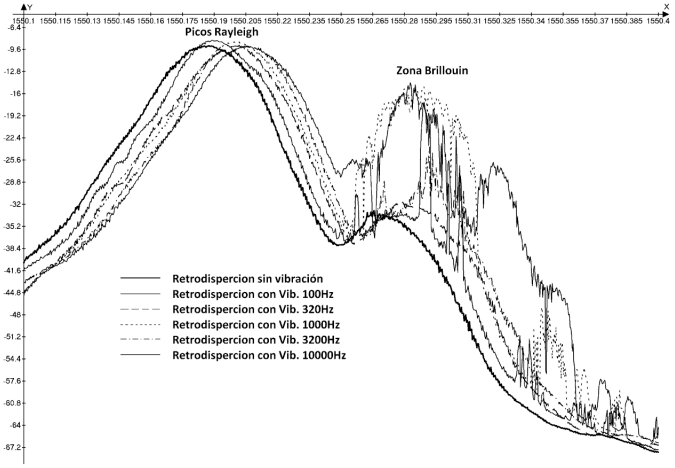


Figura 3.6: Espectro de retrodispercion, aplicando una cavidad al circuito óptico y aplicando distintas vibraciones mecánicas.

E) Retrodispersión con polarizador dentro de cavidad.

Se tomaron los siguientes espectros ópticos, en trasmisión directa, retrodispersión sin vibración y retrodispersión con las diversas vibraciones:

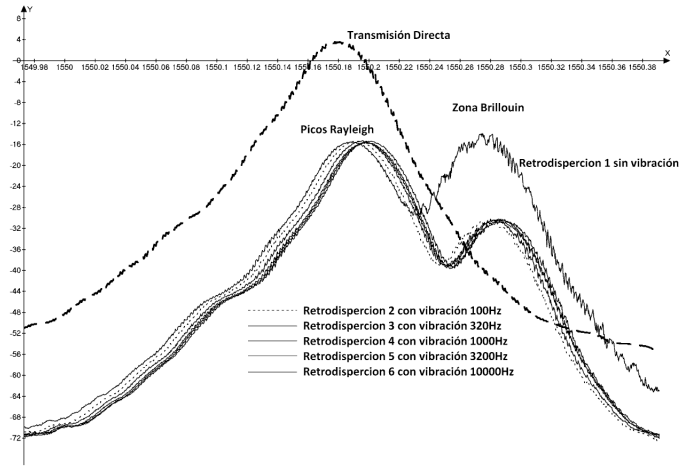


Figura 3.7: Espectro de retrodispersión con polarizador dentro de la cavidad acoplada al circuito óptico, sobrepuesto se observa el espectro de trasmisión directa en ese circuito óptico.

F) Retrodispersión con Interferómetro Match-Zehnder y polarizador dentro de la cavidad.

La siguiente figura muestra en contorno rojo el area de intres de nuestro espectro, que posteriormente se muestra en las figuras 3.9, 3.10. 3.11, 3.12 y 3.13.

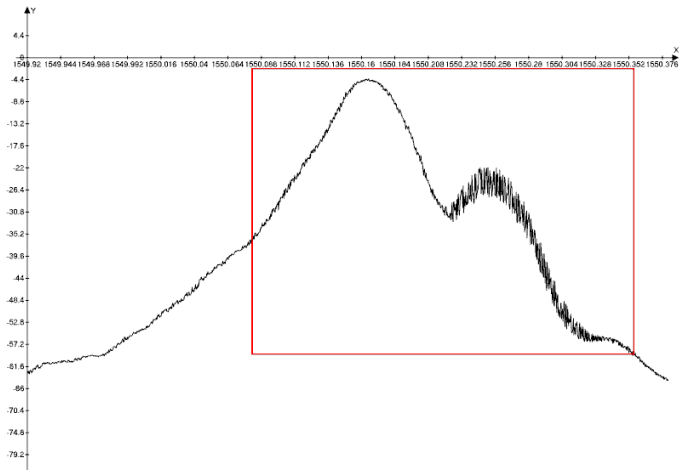


Figura 3.8: Espectros empalmados de retrodispersión sin vibración mecánica y aplicando una vibración de 100Hz.

La siguiente figura, es un empalme de los espectros ópticos de retrodispersión sin vibración y retrodispersión con vibración de 100Hz:

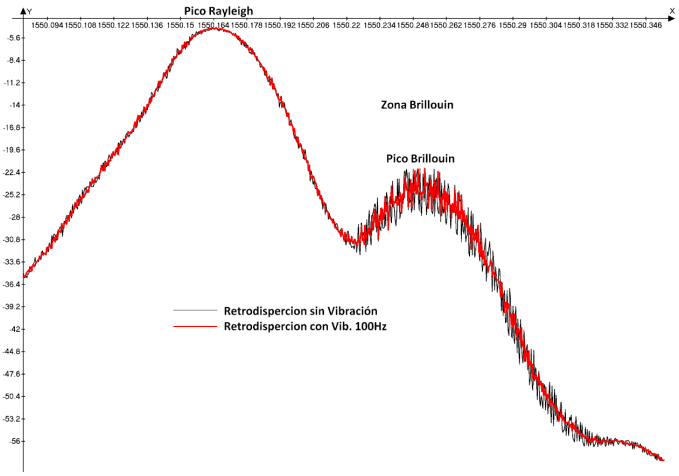


Figura 3.9: Espectros empalmados de retrodispersión sin vibración mecánica y aplicando una vibración de 100Hz.

La siguiente figura es un empalme de los espectros ópticos de retrodispersión sin vibración y retrodispersión con vibración de 320Hz:

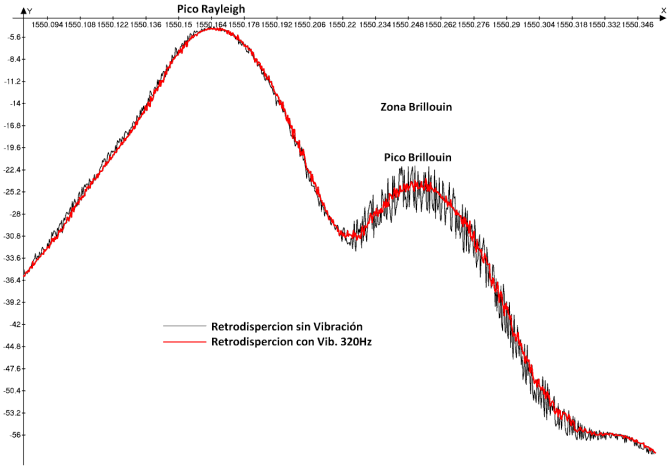


Figura 3.10: Espectros empalmados de retrodispersión sin vibración mecánica y aplicando una vibración de 320Hz.

La siguiente figura es un empalme de los espectros ópticos de retrodispersión sin vibración y retrodispersión con vibración de 1000Hz:

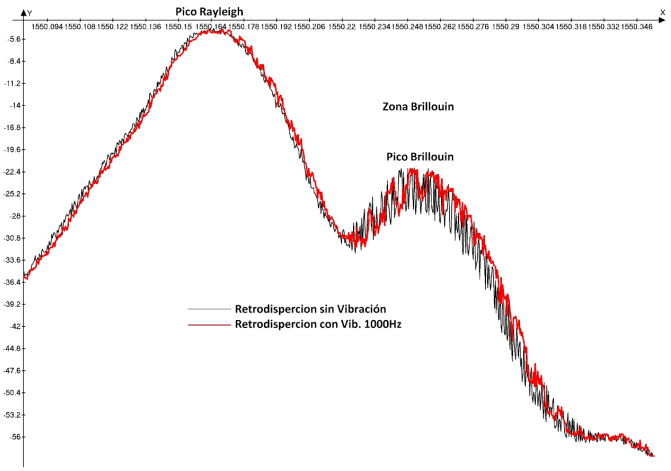


Figura 3.11: Espectros empalmados de retrodispersión sin vibración mecánica y aplicando una vibración de 1000Hz.

La siguiente figura es un empalme de los espectros ópticos de retrodispersión sin vibración y retrodispersión con vibración de 3200Hz:

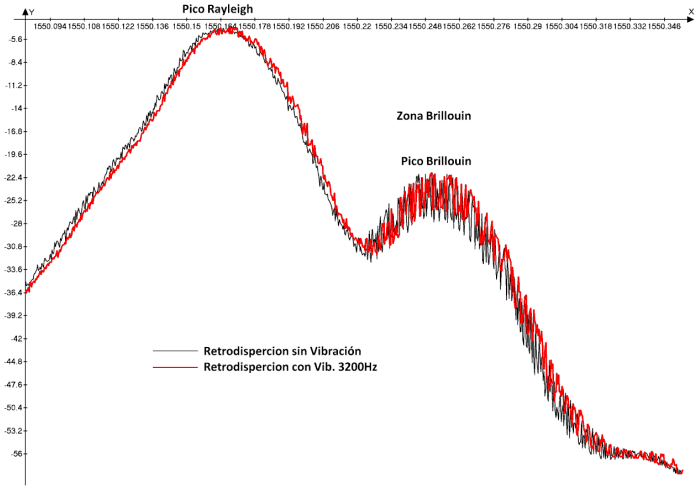


Figura 3.12: Espectros empalmados de retrodispersión sin vibración mecánica y aplicando una vibración de 3200Hz.

La siguiente figura es un empalme de los espectros ópticos de retrodispersión sin vibración y retrodispersión con vibración de 10000Hz:

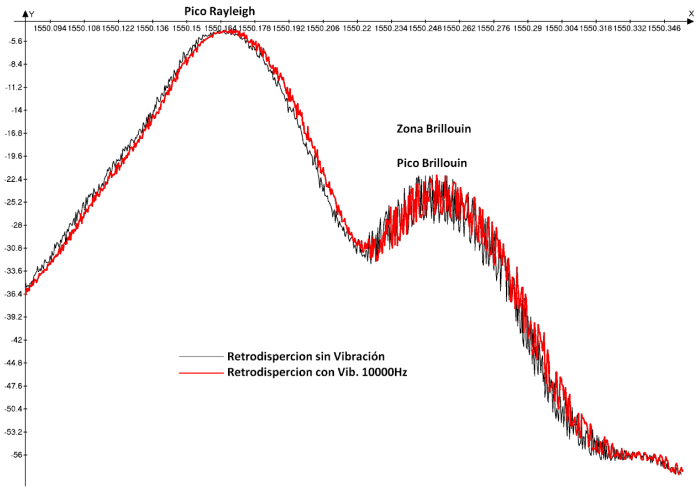


Figura 3.13 No. R11: Espectros empalmados de retrodispersión sin vibración mecánica y aplicando una vibración de 10000Hz.

4. Discusión de Resultados.

Iniciando por la observación de la potencia registrada, en las figuras de espectros correspondientes a los circuitos A, B, C, D, E y F (figuras 3.1, 3.2, 3.2, 3.5, 3.7 y 3.8), no están alineados en intensidad de potencia. Esto se debe a que al momento de conectar un circuito óptico diferente, las conexiones entre los elementos ópticos (como lo son el Circulador, los divisores de haz y la fibra óptica) y los equipos (como el laser y el analizador de espectros), generan pérdidas de potencia entre estos elementos.

Reconociendo que una señal, se identifica por su longitud de onda, entre otras. Esta se asocia a un pico máximo de potencia y longitud de onda centrada, detectado por el analizador de espectro. Los espectros de las figuras 3.1, 3.6, 3.7, 3.10, 3.11, 3.12 y 3.13, muestran un corrimiento del pico máximo (aproximadamente 0.005 nm), que se extiende a todo el espectro óptico. Este fenómeno es debido a cambios en la temperatura del laser, provocando una dilatación en los componentes de éste, generando un cambio en la longitud de onda emitida, esto es coincidente con lo señalado en la literatura (T. Hayashi et al,. 1993).

La dispersión Brillouin, la cual es afectada por el estrés-temperatura-vibración, no es observable en trasmisión directa (Stone y Chraplyvy, 1983; A. Yeniay, et al., 2000). El circuito óptico A (trasmisión directa con vibración) lo verifica al aplicar vibración mecánica, al no presentar cambios en sus espectros óptico, figura 3.1.

Los espectros tomados en trasmisión directa con interferómetro Mach-Zehnder (circuito B) y retrodispersión con Mach-Zehnder (circuito C) se muestran en la figura 3.2 y 3.4, respectivamente. Se observa que presentan cambios en la intensidad de potencia de cada longitud de onda, sin embargo los cambios en la intensidad de potencia son aleatorios y no son constantes a la vibración aplicada.

Estas variaciones en la intensidad de potencia (espectros de figuras 3.2 y 3.4) son debidos a cambios de fase del haz de luz (N.M.S. Jahed, et al., 2009), provocados por variaciones en el camino óptico de cada brazo del interferómetro (Adonis Flores, et al., 2002; Z. He, et al., 1992).

La cavidad del circuito óptico D (retrodispercion con cavidad) figura 3.6, es una cavidad de resonancia de dispersión Brillouin (Bayvel y Giles, 1988) y lo que vemos en la zona Brillouin de los espectros ópticos son señales Brillouin espontaneas, que no presentan cambios constantes a la vibración aplicada.

La figura 3.7 muestra los espectros ópticos correspondientes al circuito óptico E (retrodispercion con polarizador dentro de cavidad).

La señal de retrodispercion Rayleigh se observa en a la misma longitud de onda que la trasmitida (R.W. Tkach, et a., 1986; R. B. Jenkins, et al., 2007). Para confirmar que a los llamados picos Rayleigh de la figura 3.7, es la señal de retrodispercion Rayleigh se realizo un ajuste de curva al pico del espectro de trasmisión directa y un ajuste de curva al pico Rayleigh del espectro de retrodispercion sin vibración, para determinar a qué longitud de onda está centrado cada pico.

El ajuste de curva en el espectro de Transmisión directa se muestra a continuación (figura 4.1).

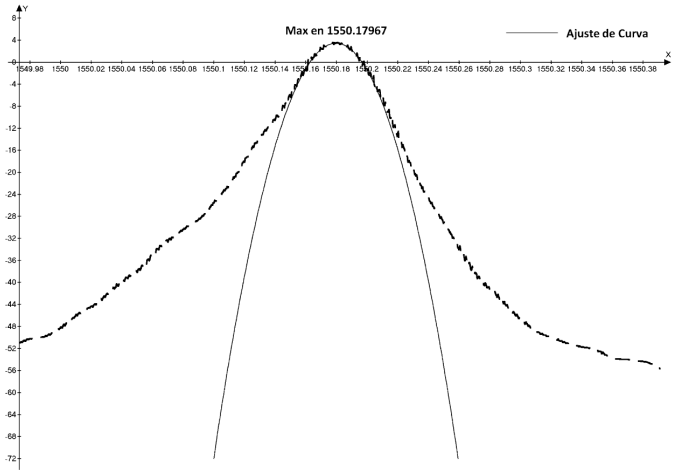


Figura 4.1: Espectro de trasmisión directa en el circuito óptico F, con un ajuste de curva cuadrático para determinar la longitud de onda a la que está centrado.

La ecuación del ajuste de curva tiene la forma:

$$\boldsymbol{y = -11875.7010 * x^2 + 36818940.644 * x - 28537986655.8823}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -23751.402 * x + 36818940.644 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -23751.402 * x + 36818940.644 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.17967}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.17967 nm.

El ajuste de curva en el pico Rayleigh del espectro de retrodispercion 1 sin vibración, se muestra a continuación (figura 4.2).

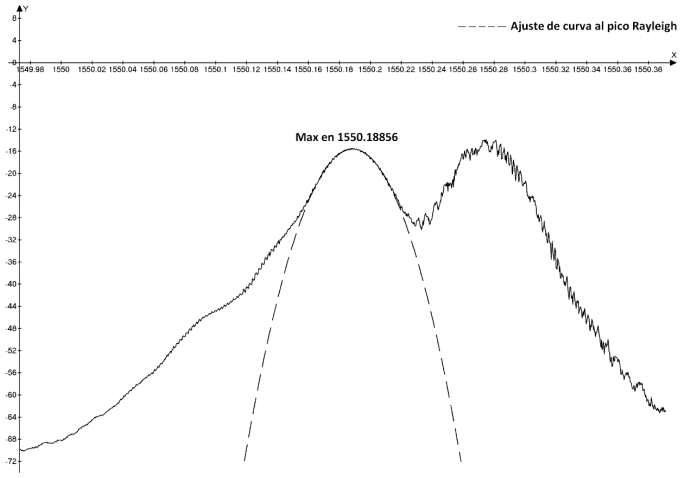


Figura 4.2: espectro de retrodispercion sin vibración en el circuito óptico F y ajustes de curva al pico Rayleigh para determinar la longitud de onda en la que están centrados.

La ecuación del ajuste de curva de la figura 4.2 tiene la forma:

$$\boldsymbol{y = -11473.075 * x^2 + 35570859.298 * x - 27570769539.7288}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -22946.15 * x + 35570859.298 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -22946.15 * x + 35570859.298 \therefore}$$

$$\boldsymbol{x = 1550.18856}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.17967 nm.

El máximo del pico del espectro de trasmisión directa ocurre en 1550.17967 nm (figura 4.1), mientras que el máximo del pico Rayleigh del espectro de retrodispercion 1 sin vibración (figura 4.2) ocurre en 1550.18856 nm, al compararlos existe una diferencia de 0.00889nm y recordando que el cambio de temperatura en el laser afecta la longitud de onda de emisión podemos afirmar que si es la señal de retrodispercion Rayleigh.

Para determinar que los picos en la zona Brillouin de la figura 3.7 son señales de Brillouin, tanto en el espectro de retrodispercion 1 sin vibración, como en el espectro de retrodispercion 2 con vibración 100 Hz (el cual es similar al resto de los espectros de retrodispercion con vibración) se realiza un ajuste de curva en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin para determinar su separación.

Los ajustes de curva en ambos picos del espectro de retrodispercion 1 sin vibración se presentan en la siguiente figura:

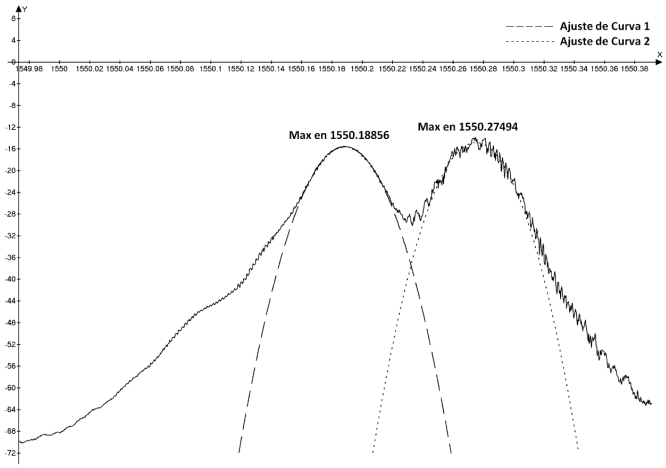


Figura 4.3: espectro de retrodispercion sin vibración en el circuito óptico F y ajustes de curva al pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin para determinar la longitud de onda en la que están centrados.

La ecuación del ajuste de curva 1 tiene la forma:

$$\boldsymbol{y = -11473.075 * x^2 + 35570859.298 * x - 27570769539.7288}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -22946.15 * x + 35570859.298 \rightarrow}$$

$$\boldsymbol{0 = -22946.15 * x + 35570859.298 \therefore}$$

$$\boldsymbol{x = 1550.18856}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.118856 nm.

La ecuación del ajuste de curva 2 tiene la forma:

$$\boldsymbol{y = -12370.2347 * x^2 + 38354529.8099 * x - 29730033133.9526}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -24740.4694 * x + 38354529.8099 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -24740.4694 * x + 38354529.8099 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.27494}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.27494 nm.

Los ajustes de curva en ambos picos del espectro de retrodispercion 2 con vibración 100 Hz se presentan en la siguiente figura:

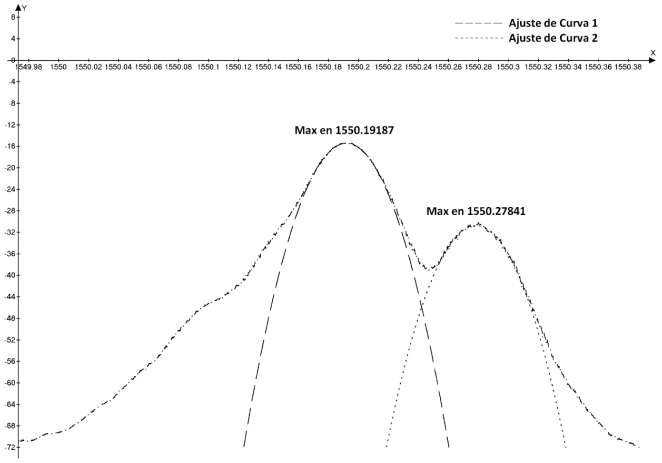


Figura 4.4: Espectro de retrodispercion con 100 Hz de vibración mecánica y ajustes de curva el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin para determinar la longitud de onda a la que están centrados.

La ecuación del ajuste de curva 1 tiene la forma:

$$\boldsymbol{y = -12087.38 * x^2 + 37475516.4809 * x - 29047120345.6231}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -24172.76 * x + 37475516.4809 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -24172.76 * x + 37475516.4809 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.19187}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.19187 nm.

La ecuación del ajuste de curva 2 tiene la forma:

$$\boldsymbol{y = -11511.0763 * x^2 + 35690746.171 * x - 27665296576.5193}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -23022.1526 * x + 35690746.171 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -23022.1526 * x + 35690746.171 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.27841}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.27841 nm.

La separación entre los máximos o específicamente el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin en los espectros de retrodispercion 1 sin vibración (figura 4.3) y retrodispercion 2 con vibración 100Hz (figura 4.4) nos indica el cambio de frecuencia Brillouin (Brillouin frequency shift) (Hongyan Zhou, et al. 2011).

Su distancia de separación se resume a continuación en la Tabla 4.1, en longitud de onda y en frecuencia.

Como los espectros están dados en Longitud de onda para la obtener la frecuencia:

$$\boldsymbol{c = \lambda * \nu}$$

$$\boldsymbol{c \equiv vel\ de\ la\ Luz = 299792458 \frac{m}{s}}$$

$$\boldsymbol{\lambda \equiv longuitud\ de\ onda\ en\ nm}$$

$$\boldsymbol{\nu \equiv frecuencia\ en\ Hz}$$

Tabla 4.1: Longitudes de onda en las que están centrados los picos Rayleigh y los picos de la zona Brillouin y sus equivalencias en frecuencia óptica, así como Brillouin frequency shift.

	Pico Rayleigh		Pico de la zona Brillouin		Brillouin frequency shift	
	$\boldsymbol{\lambda}$ (nm)	$\boldsymbol{\nu}$ (Hz)	$\boldsymbol{\lambda}$ (nm)	$\boldsymbol{\nu}$ (Hz)	$\boldsymbol{\lambda_B}$(nm)	$\boldsymbol{\nu_B}$(Hz)
retrodispercion 1 sin vibración	1550.18856	193,390,962,709,723.00	1550.27494	193,380,187,129,904.00	0.08638	10,775,579,819.94
retrodispercion 2 con vibración 100Hz	1550.19187	193,390,549,777,558.00	1550.27841	193,379,754,285,554.00	0.08654	10,795,492,003.09

La Tabla 4.1, muestra que la separación entre los picos de cada espectro es de 0.08 nm o su equivalencia en frecuencia, 10.7 GHz, la literatura marca que las señales Stokes de Brillouin se presentan aproximadamente a 11 GHz (con un laser de emisión de 1550 nm) de separación de la señal Rayleigh (Sally M Maughan, et al., 2001; Hongyan Zhou, et al., 2011), afirmando con esto que son señales Brillouin.

La determinación matemática del cambio de frecuencia Brillouin (Brillouin frequency shift) está dada por la ecuación (A. Yeniay, et al. 2002; K. Shiraki , et al. 1996; T. Horiguchi, et al. 1987):

$$\boldsymbol{\nu_B = \frac{2 * n * V_a}{\lambda_P}}$$

$\boldsymbol{donde}$:

$\boldsymbol{\nu_B \equiv Brillouin\ frequency\ shift}$

$\boldsymbol{n \equiv indice\ de\ refraccion\ del\ medio}$

$\boldsymbol{V_a \equiv velocidad\ del\ fonon}$

$\boldsymbol{\lambda_P \equiv longitud\ de\ onda\ de\ emisión\ del\ laser}$

Usando los datos de la fibra:

$$\boldsymbol{n = 1.467}$$

$$\boldsymbol{V_a = 5.84 \frac{km}{s}}$$

La longitud de onda de emisión del laser se determina del espectro como la longitud de onda en la que está centrado el pico Rayleigh, la Tabla 4.2 muestra la longitud de onda correspondiente a cada espectro.

Tabla 2.2: Longitudes de onda del pico Rayleigh, que corresponden a la longitud de onda del laser inyectado al circuito óptico.

	Pico Rayleigh $\boldsymbol{\lambda_P}$ (nm)
retrodispersión 1 sin vibración	1550.18856
retrodispercion 2 con vibración 100Hz	1550.19187

Usando la fórmula matemática del cambio de frecuencia Brillouin (Brillouin frequency shift), la separación entre el pico Rayleigh y el pico Brillouin se muestra en la Tabla 4.3, expresan una diferencia menor al 3% entre la experimental Tabla 4.1 y la obtenida con la fórmula matemática.

Tabla 4.3: Brillouin frequency shift, obtenido con fórmula matemática y datos de la fibra óptica.

	Brillouin frequency shift $\boldsymbol{\nu_B}$(Hz)
retrodispersión 1 sin vibración	11,053,210,197.9
retrodispercion 2 con vibración 100Hz	11,053,186,596.8

En la siguiente figura se realiza un ajuste Lorentziano al espectro de retrodispercion 2 con vibración de la figura 3.7.

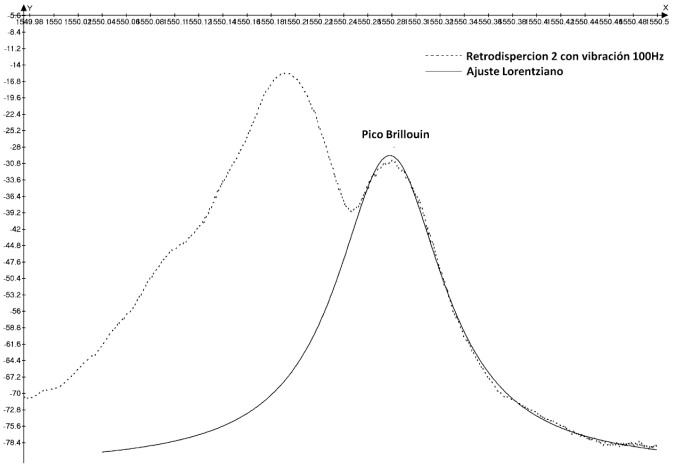


Figura 4.5: Espectro de retrodispercion 2 con vibración 100 Hz y sobrepuesto un ajuste de curva Lorentziano en el pico Brillouin.

Donde la ecuación tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = -82.59812 + \frac{2 * 9.0005}{\pi} * \left(\frac{0.10829}{4 * (x - 1550.27829)^2 + 0.108029^2}\right)}$$

La literatura marca que la señal Brillouin posee un perfil Lorentziano (D. Zhang, et al., 2004; K. Brown, et al., 2005;), este perfil Lorentziano es llamado Ganancia Brillouin.

Observamos que en la figura 3.7, el pico Brillouin del espectro de retrodispercion 1 sin vibración, es más alto en su nivel de intensidad de potencia que en los espectros cuando hay vibración, concluyendo que la polarización es optima para generar una ganancia Brillouin máxima (M. Nikles, et al., 1997), al someterse a vibración, la polarización se ve afectada, reduciendo la ganancia Brillouin.

A diferencia de los espectros en la figura 3.6, los mostrados en la figura 3.7 presentan una ganancia Brillouin muy definida, indicando con esto que la cavidad de resonancia con el polarizador se transforma en un generador de dispersión Brillouin por efecto de electrostricción constantes dentro de la fibra (A.B. Ruffin, 2004; F.A. Hatim, et al., 2008).

Sin embargo en el circuito óptico F, una vez perdida la polarización debido a la vibración mecánica, que propiciaba una ganancia Brillouin alta (figura 3.7), los espectros de retrodispersión con vibración, pierden la posibilidad de mostrar cambios constantes a la vibración aplicada.

En el circuito óptico G (interferómetro Mach-Zehnder y polarizador dentro de cavidad), el laser fue guiado por ambos lados del circuito para lograr que todo el espectro óptico subiera de intensidad de potencia, en contaste con los espectros de las figuras 3.4, 3.6 y 3.7, que no tienen un laser en contra propagación su potencia en el pico Rayleigh es aproximada a -8 dBm, mientras que con el laser en contra propagación aumenta a -3 dBm.

Analizando la figura 3.9, 3.10, 3.11, 3.12 y 3.13 correspondientes a los espectros tomados en retrodispersión sin vibración con empalmes de los espectros de las distintas vibraciones, observamos que el pico Rayleigh y la zona Brillouin, contienen cambios en la intensidad de potencia de cada longitud de onda, los cuales se aumentan o maximizan en la llamada zona Brillouin.

Para identificar que estamos observando señal Brillouin, se realizan ajustes de curva polinomial en la vecindad del pico Rayleigh y en el pico de la zona Brillouin del espectro de retrodispercion sin vibración del circuito F (los ajustes y separación entre picos de los espectros de retrodispersión con la distintas vibraciones se muestran en el anexo C), con el fin de obtener su separación.

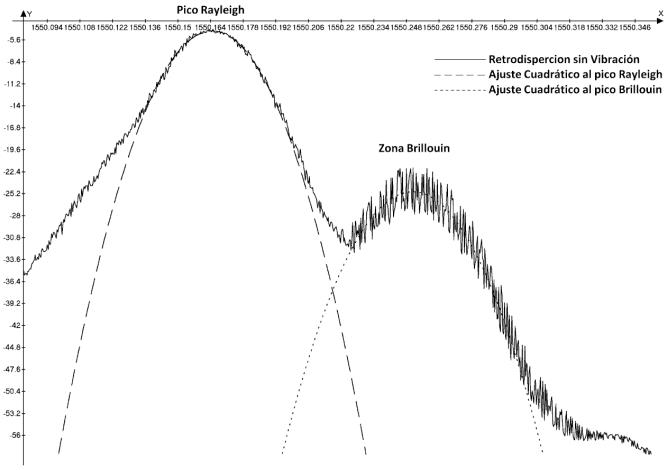


Figura 4.6: Espectro de retrodispercion sin vibración mecánica (circuito F), con ajustes de curva cuadráticos en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin.

El ajuste cuadrático al pico Rayleigh tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12421.1767 * x^2 + 38509740.7189 * x - 29848221307.439}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -24842.3534 * x + 38509740.7189 \rightarrow}$$

$$\boldsymbol{0 = -24842.3534 * x + 38509740.7189 \therefore}$$

$$x = 1550.16475$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.16475 nm.

El ajuste cuadrático al pico de la zona Brillouin tiene la siguiente ecuación:

$$y = -10700.3208 * x^2 + 33176358.401 * x - 25715835449.6231$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\frac{dy}{dx} = -21400.6416 * x + 33176358.401 \rightarrow$$
$$0 = -21400.6416 * x + 33176358.401 \therefore$$
$$x = 1550.25064$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.25064 nm.

La separación entre los picos, es dada en la Tabla 4.4, en longitud de onda y en frecuencia.

Tabla 4.4: Brillouin frequency shift.

	Pico Rayleigh		Pico de la zona Brillouin		Separación (Brillouin frequency shift)	
	λ (nm)	ν (Hz)	λ (nm)	ν (Hz)	λ_B(nm)	ν_B(Hz)
retrodispersion sin vibración	1550.16475	193,393,933,128,721.00	1550.25064	193,383,218,342,035.00	0.08589	10,714,786,685.38

La Tabla 4.4 (Brillouin frequency shift) presenta la separación existente entre el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin del espectro de retrodispercion sin vibración (circuito F) de la figura 4.6, siendo esta separación de 0.08589 nm o 10.7 GHz de frecuencia, observándose que es muy similar al obtenido en la Tabla 4.1, concluyendo que, el pico observado en la zona Brillouin, es señal Brillouin o ganancia Brillouin del circuito óptico F.

La siguiente tabla (Tabla 4.5) muestra la separación entre picos de los espectros de retrodispersión con 100, 320, 1000, 3200 y 10000 Hz de vibración dada en nanómetros.

Tabla 4.5: Separación entre picos de espectros con vibración.

Espectro con vibración de:	100 Hz	320 Hz	1000 Hz	3200 Hz	10000 Hz
Separación entre picos (nm)	0.08677	0.08630	0.08843	0.0858	0.0864

La Tabla 4.5 demuestra que también en los espectros con vibración estamos observando señales Brillouin.

La siguiente figura muestra un zoom a la zona Brillouin de la figura 3.9, donde se presenta el empalme del espectro sin vibración y el espectro con vibración de 100 Hz, observándose que al aplicársele la vibración mecánica, las variaciones en las intensidades de potencia de la ganancia o pico Brillouin se atenúan un poco.

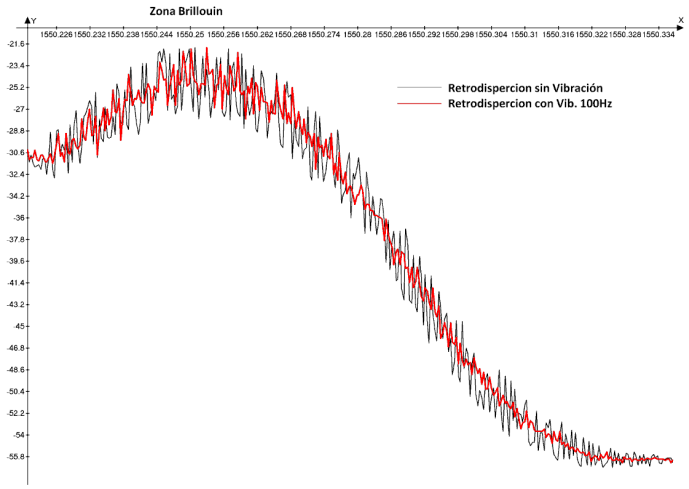


Figura 4.7: Zoom a la zona Brillouin de la figura 3.9 (espectro de retrodispercion sin vibración mecánica y retrodispersión con 100 Hz de vibración).

La siguiente figura 3.10, muestra el espectro sin vibración y el de 320 Hz de vibración empalmados, donde la intensidad de potencia en el pico Brillouin se atenúa casi completamente.

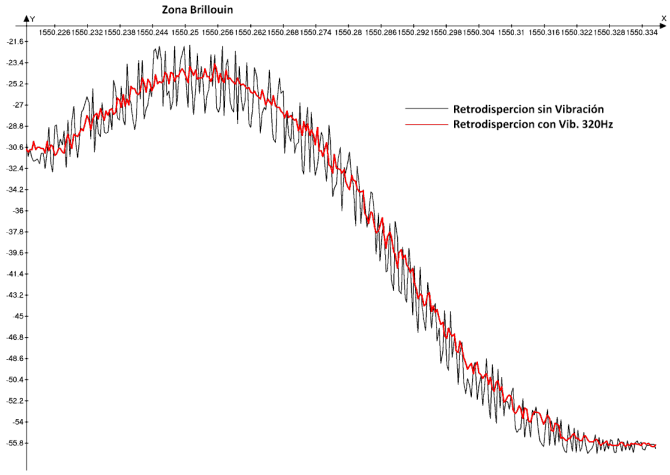


Figura 4.8: Zoom a la zona Brillouin de la figura 3.10 (espectro de retrodispercion sin vibración mecánica y retrodispersión con 320 Hz de vibración).

Las siguientes tres figuras (figuras 4.9, 4.10 y 4.11) son un zoom a la zona Brillouin de las figuras 3.11, 3.12 y 3.13, donde se presentan los empalmes del espectro sin vibración y con vibración de 1000, 3200 y 10000 Hz respectivamente, observándose como las variaciones van aumentando gradualmente conforme aumenta la frecuencia de vibración, destacando que esta atenuación en las variaciones en intensidad de potencia en el pico Brillouin, fue constante y repetible en cada vibración. Podemos afirmar que es debido a este estimulo (Kovalev y Harrison, 2010), que a su vez es observada en el pico Brillouin de los espectros, por lo que coincide con lo predicho por la teoría.

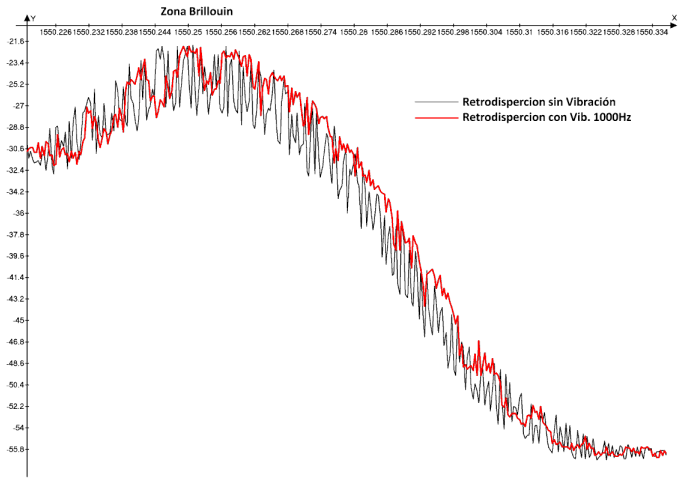


Figura 4.9: Zoom a la zona Brillouin de la figura 3.11 (espectro de retrodispercion sin vibración mecánica y retrodispersión con 1000 Hz de vibración).

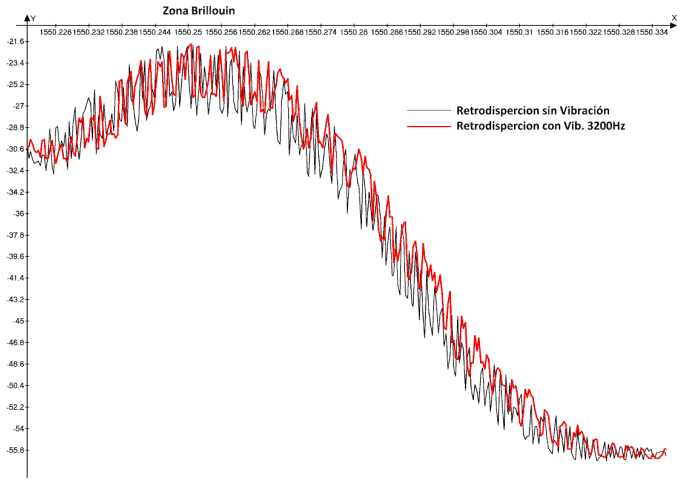


Figura 4.10: Zoom a la zona Brillouin de la figura 3.12 (espectro de retrodispercion sin vibración mecánica y retrodispersión con 3200 Hz de vibración).

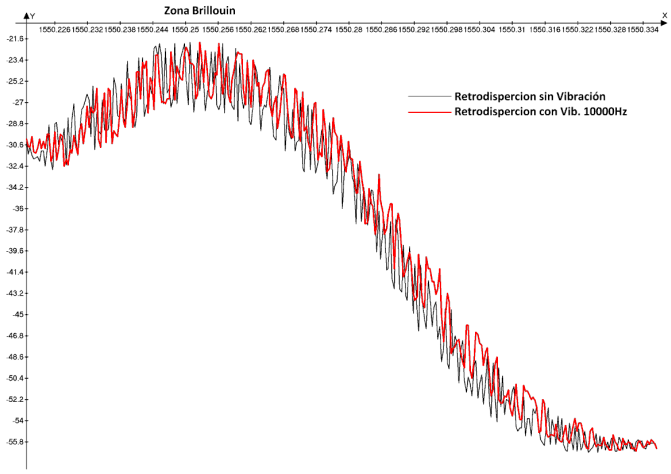


Figura 4.11: Zoom a la zona Brillouin de la figura 3.13 (espectro de retrodispercion sin vibración mecánica y retrodispersión con 10000 Hz de vibración).

Cuando no existe vibración mecánica (espectro de retrodispercion sin vibración de las figuras 4.7, 4.8, 4.9, 4.10 y 4.11) las variaciones en la intensidad de potencia, son generadas por el ruido ambiental, y al momento de aplicar vibración mecánica de 100 y 320 Hz (figuras 4.7 y 4.8), este tipos de estimulo son opacados ya que los efectos de la vibración son más grandes (vibraciones mecánicas), las vibraciones de 1000, 3200 y 10000 Hz se convierten en vibraciones acústicas, parecidas al ruido ambiental por lo que las variaciones en intensidad de potencia son parecidas a cuando no existiera dicha vibración.

Para observar cual es la atenuación que presentan los cambio en la intensidad de potencia de la zona Brillouin, se truncan las graficas de 1550.2277 a 1550.2977 nm, que corresponde a una parte de la zona Brillouin, y se les realiza un ajuste de curva de 4to grado, con el fin de obtener la desviación estándar, la cual es una medida de la desviación entre el ajuste de curva y los datos. La desviación estándar “s”, será una medida de las variaciones de potencia en la zona Brillouin de las figuras 4.7, 4.8, 4.9, 4.10 y 4.11.

Las figuras 4.12, 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 y 4.17 muestra el ajuste y la grafica truncada en el rango de 1550.2277 a 1550.2977 nm de los espectros sin vibración, con vibración de 100, 320, 1000, 3200 y 10000 Hz de vibración, su ecuación y una grafica con más detalle, así como la desviación estándar en cada caso se muestran en el anexo D.

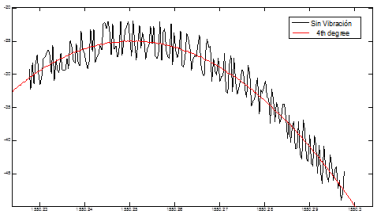


Figura 4.12: Ajuste sin Vibración.

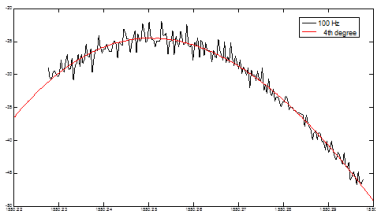


Figura 4.13: Ajuste con 100Hz.

La desviación estándar es obtenida de la siguiente manera:

$$s = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i}^{n}(d_i)^2} \;\; ;$$

$$d_i = y_i - y_{pi} \;\; ;$$

$$y_{pi} = f(x_i)$$

Donde:

$s \equiv$ Norma de los residuos.

$d_i \equiv$ La diferencia entre los datos obtenidos y el valor del ajuste.

$y_i \equiv$ Datos correspondientes al eje Y obtenidos del experimento.

$y_{pi} \equiv$ Datos correspondientes al eje Y obtenidos del ajuste de curva.

$f(x_i) \equiv$ Ecuación de ajuste de curva evaluada en x_i.

$x_i \equiv$ Valor correspondiente a los datos del eje X.

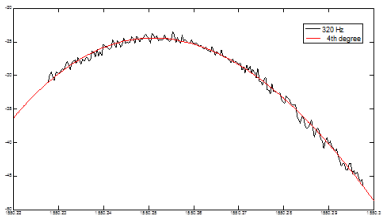


Figura 4.14: Ajuste con 320Hz.

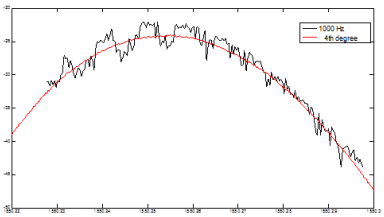


Figura 4.15: Ajuste con 1000Hz.

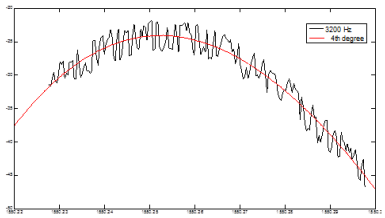


Figura 4.16: Ajuste con 3200Hz.

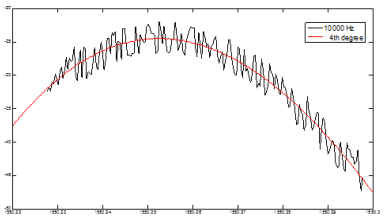


Figura 4.17: Ajuste con 10000Hz.

La siguiente tabla muestra los valores de la desviación estándar S de cada ajuste de curva en los espectros:

Tabla 4.6: Desviación estándar "s".

Espectro.	Frecuencia de Vibración (Hz)	Desviación estándar S
Sin vibración.	0	2.015126
100Hz de vibración.	100	1.03282
320Hz de vibración.	320	0.540595
1000Hz de vibración.	1000	1.239134
3200Hz de vibración.	3200	1.665392
10000Hz de vibración.	10000	1.682042

La siguiente figura muestra el grafico de las desviaciones estándar.

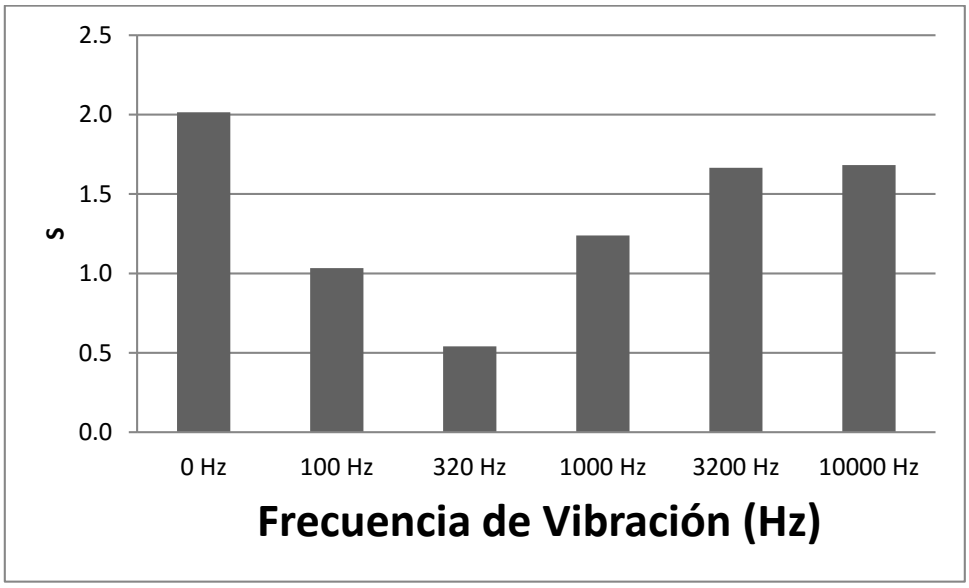


Figura 4.18: Desviación estándar de los distintos espectros.

La figura 4.18 muestra el comportamiento de la desviación estándar S, que a su vez es el comportamiento de las variaciones de potencia en la zona Brillouin.

Para generar un modelo matemático de este comportamiento, las desviaciones estándar de las vibraciones, de 320, 1000, 3200 y 10000 Hz, se multiplican por tres, y se asignan las variables independientes y dependientes, X Y, como lo muestra la siguiente tabla.

Tabla 4.7: Datos utilizados para la generación del modelo matemático.

		s	3*s
	Variable Independiente		Variable Independiente
	X		Y
Sin Vibración.	0	2.015126	6.045378
100 Hz	100	1.03282	3.09846
320 Hz	320	0.540595	1.621785
1000 Hz	1000	1.239134	3.717402
3200 Hz	3200	1.665392	4.996176
10000 Hz	10000	1.682042	5.046126

La ecuación del modelo matemático tiene la siguiente forma (ver anexo E):

$$\boldsymbol{y = a * e^{b*x^2} + \frac{c}{1 + \left(\frac{x}{d}\right)^i}} \;;$$

Donde:

$$\boldsymbol{a = 6.045378}$$
$$\boldsymbol{b = -0.0000668388}$$
$$\boldsymbol{c = 5.165868}$$

$$\boldsymbol{d = 534.170448}$$

$$\boldsymbol{i = -1.56975}$$

Su desviación estándar es:

$$\boldsymbol{\sigma = 0.168958}$$

Su coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.988825}$$

Su nivel de confianza es del 95%.

La siguiente figura muestra el comportamiento de los datos (puntos rellenos) y el comportamiento que tiene el modelo matemático (curva continua), el eje X de la grafica representa la vibración aplicada (dado en Hz de frecuencia), mientras que el eje Y es la desviación estándar multiplicada por tres.

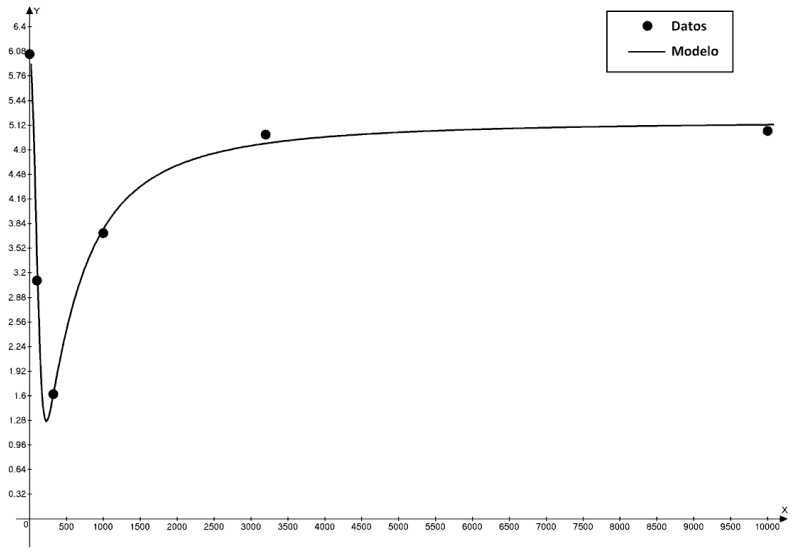


Figura 4.19: Comportamiento de 3*S y modelo matemático.

El modelo matemático, nos ayuda a predecir una saturación del sistema o un límite de detección de vibración, que como lo vemos en la figura 4.19, esta dado por el valor de a ($\mathbf{5.165868}$), es decir, por más que aumentemos la frecuencia de vibración, la variación de potencia en la zona Brillouin tendrá un límite.

5. Conclusiones.

El estudio de la trasmisión de luz y algunos de los fenómenos no lineales que se presentan en las fibras ópticas, nos permitió enfocar la elaboración de distintos circuitos ópticos experimentales, en los cuales, la trasmisión de luz se vería afectada por una vibración mecánica (de frecuencia de 100 Hz, 320 Hz, 1000 Hz, 3200 Hz y 10000 Hz), estos cambios en la trasmisión de luz se observaron con un analizador de espectros ópticos (OSA, Optical Spectrum Analyzer).

Estos circuitos ópticos presentaron características favorables o desfavorables que a continuación se enlistan:

- El circuito óptico A, trasmisión directa, no presento cambio alguno en la trasmisión de luz, al perturbar la fibra óptica con una vibración mecánica.

- Los circuitos ópticos B y C, trasmisión directa y trasmisión retrodispersada con interferómetro Mach-Zehnder, presentaron cambios en la trasmisión de luz pero no fueron constantes a la vibración aplicada. No obstante estos cambios nos dicen que si se genera un cambio debido a la vibración aplicada, un interferómetro Mach-Zehnder nos ayuda a observarlo.

- El circuito óptico D, retrodispersión con cavidad, no presento cambios constantes en la trasmisión de luz bajo la influencia de una vibración mecánica, pero si nos dice, que con una cavidad de resonancia podemos generar señales Brillouin, estas señales Brillouin como la literatura lo marca, son afectadas por perturbaciones como cambios de temperatura, estrés (elongación), presión y vibración.

- Cuando agregamos un controlador de polarización a la cavidad, como en el circuito óptico E (retrodispersión con polarizador dentro de cavidad) se

presentan dos fenómenos. Primero; la cavidad de resonancia se convirtió en un generador Brillouin al agregar el controlador de polarización. Segundo; la polarización se ve afectada por la vibración mecánica, sin embargo para medir esta, se necesita un analizador de polarización.

- Este circuito puede ayudar a la detección de vibración, pues una polarización óptima nos genero una ganancia Brillouin alta cuando no se había aplicado vibración, y una vez aplicada la vibración, la polarización óptima se pierde y se reduce el nivel de ganancia Brillouin. Sirviendo esta reducción de ganancia Brillouin como parámetro que nos advierte que algo perturbo la fibra óptica.

- El circuito óptico F, retrodispersión con interferómetro Mach-Zehnder y polarizador dentro de la cavidad, presento cambios constantes en la transmisión de luz provocados por la vibración mecánica, estos cambios son observados en la ganancia Brillouin y cuantificados mediante la desviación estándar de los datos y un ajuste de curva, en dicha zona.

Este circuito óptico F, discrimina los cambios generados, por diversas vibraciones mecánicas, en la transmisión de luz por una fibra óptica. Y es la propuesta para el desarrollo a futuro de un sensor que detecte y discrimine vibraciones mecánicas.

6. Trabajos a futuro.

Desarrollo de un modelo fundamental que explique cómo las ondas mecánicas afectan directamente las señales Brillouin.

En el experimento, los cambios en la trasmisión de luz fueron observados por un analizador de espectros, observarla cómo se comportan con un fotodetector.

Hacer modificaciones al circuito óptico, como cambiar la longitud de los brazos del interferómetro, así como variar la diferencia de longitud entre ellos.

Desarrollo de un sensor con el circuito propuesto.

7. Bibliografía.

Tomoya Shimizu, Kazuhide Nakajima, Kazuyuki Shiraki, Koji Ieda y Izumi Sankawa, 2008, Evaluation Methods and Requirements for the Stimulated Brillouin Scattering Threshold in a Single-Mode Fiber, Optical Fiber Technology, Vol. 14 no. 1, pp: 10–15

Hongyan Zhou, Ru Zhang y Kun Zhong, 2011, The Brillouin Gain and Experiment Performance Based on Stimulated Brillouin Scattering Slow Light, Optoelectronic Materials and Devices VI 2011

Y.S. Mamdem, E. Burov, L. de Montmorillon, F. Taillade, Y. Jaouen, G. Moreau y R. Gabet, 2011, Importance of Residual Stresses in the Brillouin Gain Spectrum of Single Mode Optical Fibers, 37th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC) 2011, pp: 1-3

Guanshi Qin, T. Suzuki y Y. Ohishi, 2008, Power Dependence of Brillouin Linewidths in a Silica Fiber, Conference on Lasers and Electro-Optics 2008 and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science, pp: 1-2

H. Naruse, M. Tateda, H. Ohno, y A. Shimada, 2002, Linear Strain Distribution Dependence of the Brillouin Gain Spectrum, 15th Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest 2002, Vol.1, pp: 309-312

T. Horiguchi, T. Kurashima y M. Tateda, 1989, Tensile Strain Dependence of Brillouin Frequency Shift in Silica Optical Fibers, Photonics Technology Letters, IEEE, Vol. 1 no. 5, pp: 107-108

K. Shiraki, M. Ohashi, M. Tateda, 1996, SBS Threshold of a Fiber with a Brillouin Frequency Shift Distribution, Journal of Lightwave Technology, Vol. 14 no. 1, pp: 50-57

A. Voskoboinik, Jian Wang, B. Shamee, S.R. Nuccio, Lin Zhang M. Chitgarha, A.E. Willner y M. Tur, 2011, SBS-Based Fiber Optical Sensing Using Frequency-Domain Simultaneous Tone Interrogation, Journal of Lightwave Technology, Vol. 29 no. 11, pp: 1729-1735

Dan Zhang, Hongzhong Xu, Bin Shi, Haibo Sui y Guangqing Wei, 2009, Brillouin Power Spectrum Analysis for Partially Uniformly Strained Optical Fiber, Optics and Lasers in Engineering, Vol. 47 no. 9, pp: 976-981

D. Zhang, B. Shi, H.L. Cui y H.Z. Xu, 2004, Improvement of Spatial Resolution of Brillouin Optical Time Domain Reflectometer Using Spectral Decomposition, Optica Applicata, Vol.34 no.2, pp. 291-301

Fabien Ravet, Lufan Zoua, Xiaoyi Baoa, Liang Chena, Rong Feng Huang y Heng Aik Khoo, 2006, Detection of Buckling in Steel Pipeline and Column by the Distributed Brillouin Sensor, Optical Fiber Technology, Vol. 12 no. 4, pp: 305–311

Kellie Brown, Anthony W. Brown y Bruce G. Colpitts, 2005, Characterization of Optical Fibers for Optimization of a Brillouin Scattering Based Fiber Optic Sensor, Optical Fiber Technology, Vol. 11 no. 2, pp: 131–145

Liang Chen y X. Bao, 1998, Analytical and Numerical Solutions for Steady State Stimulated Brillouin Scattering in a Single-Mode Fiber, Optics Communications, Vol. 152 no. 1–3, pp: 65–70

Romeo Bernini, Aldo Minardo y Luigi Zeni, 2007, Accurate High-Resolution Fiber-Optic Distributed Strain Measurements for Structural Health Monitoring, Sensors and Actuators A: Physical, Vol. 134 no. 2, pp: 389–395

Valeri I. Kovalev y Robert G. Harrison, 2010, A New Nonlinear-Wave-Equation Formalism for Stimulated Brillioun Scattering, Physics Letters A, Vol. 374 no. 22, pp: 2297–2300

Haroldo T. Hattori, Vitor M. Schneider, Osni Lisbôa y Rogério M. Cazo, 2001, A High Nonlinearity Elliptical Fiber for Applications in Raman and Brillouin Sensors, Optics & Laser Technology, Vol. 33 no. 5, pp: 293–298

Sally M Maughan, Huai H Kee y Trevor P Newson, 2001, Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter, MEASUREMENT SCIENCE AND TECHNOLOGY, Vol. 12 no. 7, pp: 834-842

A. Yeniay , J.-M. Delavaux y J. Toulouse, 2002, Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering Gain Spectra in Optical Fibers, Journal of Lightwave Technology, Vol. 20 no. 8, pp: 1425 - 1432

T.R. Parker, M. Farhadiroushan, V.A. Handerek y A.J. Roger, 1997, A Fully Distributed Simultaneous Strain and Temperature Sensor using Spontaneous Brillouin Backscatter, Photonics Technology Letters, IEEE, Vol. 9 no. 7, pp: 979 - 981

T. Yoshida, M. Matsukawa y T. Yanagitani, 2011, Observation of Induced Longitudinal and Shear Acoustic Phonons by Brillouin Scattering, Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Vol. 58 no. 6, pp: 1255 - 1260

M.A. Soto, G. Bolognini y F. Di Pasquale , 2009, Distributed optical fibre sensors based on spontaneous Brillouin scattering employing multimode Fabry-Perot lasers, Electronics Letters, Vol. 45 no. 21, pp: 1071- 1072

R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy y R.M. Derosier, 1986, Spontaneous Brillouin Scattering for Single-Mode Optical-Fibre Characterisation, Electronics Letters, Vol. 22 no. 19, pp: 1011 - 1013

J. Stone y A.R. Chraplyvy, 1983, Spontaneous Brillouin Noise in Long-Distance High-Bandwidth Optical-Fibre Transmission, Electronics Letters, Vol. 19 no. 8, pp: 275 - 277

A. Yeniay, J. Toulouse, J.-M.P. Delavaux, C. McIntosh y G.C. Wilson, 2000, Guided Longitudinal Acoustic Modes in Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers, Optical Fiber Communication Conference 2000, vol.3, pp: 258 - 260

Yunqi Hao, QingYe, Zhengqing Pan, Haiwen Cai, Ronghui Qu y Zhongmin Yang, March 2013, Effects of Modulated Pulse Format on Spontaneous Brillouin Scattering Spectrum and BOTDR Sensing System, Optics & Laser Technology, Vol. 46, pp: 37–41

R. B. Jenkins, R.M. Sova y R.I. Joseph, 2007, Steady-State Noise Analysis of Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers, Journal of Lightwave Technology, Vol.25 no. 3, pp: 763-770

M. Alahbabi, Y. T. Cho y T. P. Newson, 2003, 81 km Temperature Sensor Based on Spontaneous Brillouin Scattering and Coherent Detection. Photonex Exhibition UK 2003, pp: 9.

P.C. Wait, K. De Souza y T.P. Newson, 1997, A Theoretical Comparison of Spontaneous Raman and Brillouin Based Fibre Optic Distributed Temperature Sensors, Optics Communications, Vol. 144 no. 1–3, pp: 17–23

A.B. Ruffin, 2004, Stimulated Brillouin Scattering: An Overview of Measurements, System Impairments, and Applications, Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements 2004, pp: 23-28

F.A. Hatim, F.N. Hasoon, S.A. Aljunid y S. Shaari, 2008, Optimum Transmit Power for Optical CDMA Transmission Systems Considering Nonlinear Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Effects, International Conference on Electronic Design 2008. ICED 2008, pp: 1-5

M. Nikles, L. Thevenaz y P.A. Robert, 1997, Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers, Journal of Lightwave Technology, Vol. 15 no. 10, pp: 1842-1851

Luigi Bruno, Leonardo Pagnotta y Andrea Poggialini, 2006, A Full-Field Method for Measuring Residual Stresses in Optical Fiber, Optics and Lasers in Engineering, Vol. 44 no. 6, pp: 577–588

J. Yang, C. Yu, Z. Chen, J. Ng y X. Yang, 2009, Suppression of Polarisation-Induced Signal Fluctuation in Optic Distributed Sensing System Based on Stimulated Brillouin Scattering, Electronics Letters, Vol. 45 no. 3, pp: 154-156

Qizhen Sun, Deming Liu, Jian Wang y Hairong Liu, 2008, Distributed Fiber-Optic Vibration Sensor Using a Ring Mach-Zehnder Interferometer, Optics Communications, Volume 281 no. 6, pp: 1538–1544

Young Ho Kim, Myoung Jin Kim, Byung Sup Rho, Kyung Ho Kwack y Byeong Ha Lee, 2010, Mach-Zehnder Interferometric Hydrogen Sensor Based on a Single Mode Fiber Having Core Structure Modification at Two Sections, Sensors 2010 IEEE, pp: 1483-1486

Zehua Hong, Xinwan Li, Shuguang Li, Jianguo Shen, Haimei Luo, Tairan Zhang, Fang Li y Jianping Chen, 2009, On Polarization Characteristic in Fiber Mach-Zehnder Interferometer with Short Different Length of Two Arms, Conference on Communications 2009. APCC 2009. 15th Asia-Pacific, pp: 630-632

N.M.S. Jahed, T. Nurmohammadi, S. Ounie, R.S. Bonabi, 2009, Enhanced Resolution Fiber Optic Strain Sensor Based on Mach-Zehnder Interferometer and Displacement Sensing Principles, International Conference on Electrical and Electronics Engineering 2009. ELECO 2009, pp: II-302 - II-306

Lu Ping, Liu Deming, Huang Dexiu y Sun Junqiang, 2002, Study of Temperature Stability for Fiber-optic Mach-Zehnder Interferometer Filter, 3rd International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology 2002. ICMMT 2002, pp: 1087-1089

B. Kizlik, 2002, Fibre Optic Distributed Sensor in Mach-Zehndeir Interferometer Configuration, International Conference Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science 2002, pp: 128-130

K. Krakenes y K. Blotekjaer, 1995, Comparison of Fiber-optic Sagnac and Mach-Zehnder Interferometers with Respect to Thermal Processes in the Fiber, Journal of Lightwave Technology, Vol. 13 no. 4 , pp: 682-686

Adonis Flores, Marlo Flores, Kees Karremans y Ben Zuidberg, 2002, Undergraduate Experiments in Optics Employing a Fiber Optic Version of the Mach-Zehnder Interferometer, Seventh International Conference on Education and Training in Optics and Photonics Proc. SPIE 4588

Z. He, A. Bouzid y M.A.G. Abushagur, 1992, FIBER OPTIC PRESSURE SENSORS, Southeastcon '92, IEEE, vol.1, pp: 368-370

J. Kinoshita y K. Matsumoto, 1988, Transient Chirping in Distributed Feedback Lasers: Effect of Spatial Hole-Burning Along the Laser Axis, Journal of Quantum Electronics IEEE , Vol. 24 no. 11, pp: 2160-2169

T. Hayashi, K. Sato y S. Sekine, 1993, Thermal Interaction in a Distributed-Feedback Laser Diode (DFB LD) Array Module, Journal of Lightwave Technology, Vol. 11 no. 3, pp: 442-447

Eugene Hecht. 2008. El movimiento ondulatorio. Isabel Capella. Óptica. Addisson Wesley Iberoamercana. Madrid, España. Pp: 11-34

Eugene Hecht. 2008. Teoría electromagnética, fotones y luz. Isabel Capella. Óptica. Addisson Wesley Iberoamercana. Madrid, España. Pp: 37-82

Eugene Hecht. 2008. La propagación de la luz. Isabel Capella. Óptica. Addisson Wesley Iberoamercana. Madrid, España. Pp: 86-144

Eugene Hecht. 2008. Polarización. Isabel Capella. Óptica. Addisson Wesley Iberoamercana. Madrid, España. Pp: 324-378

Eugene Hecht. 2008. Interferencia. Isabel Capella. Óptica. Addisson Wesley Iberoamercana. Madrid, España. Pp: 384-437

Robert Resnick, David Halliday y Kenneth S. Krane. 2009. Ondas de luz. Javier Enrique Callejas. Física, Volumen 2. Grupo Editorial Patria. México. Pp: 883-904

F. Graham Smith y J. H. Thompson. 1979. La naturaleza de la luz. F. Mandl, R. J. Ellison y D. J. Sandiford. Óptica. Editorial Limusa, México. Pp: 19-33

F. Graham Smith y J. H. Thompson. 1979. Coherencia y correlación. F. Mandl, R. J. Ellison y D. J. Sandiford. Óptica. Editorial Limusa, México. Pp: 335-345

G. S. Landsberg. 1976. Coherencia. Óptica, primer tomo. Editorial Mir. Moscoú Rusia. Pp: 61-95

G. S. Landsberg. 1976. Luz natural y polarizada. Óptica, primer tomo. Editorial Mir. Moscoú Rusia. Pp: 395-405

Jeff Hecht. 1999. Types of optical fibers. Charles E. Stewart, Jr. Understanding fiber optics. Prentice-Hall Hispanoamericana, S. A. México. Pp: 55-79

Govind P. Agrawal, Paul L. Kelley y Ivan P. Kaminow. 2001. Introduction. Nonlinear Fiber Optics. Academic Press. USA. Pp: 1-25.

Govind P. Agrawal, Paul L. Kelley y Ivan P. Kaminow. 2001. Stimulated Raman Scattering. Nonlinear Fiber Optics. Academic Press. USA. Pp: 298-345.

Govind P. Agrawal, Paul L. Kelley y Ivan P. Kaminow. 2001. Stimulated Brillouin Scattering. Nonlinear Fiber Optics. Academic Press. USA. Pp: 355-383.

M J Damzen, V I Vlad, V Babin and A Mocofanescu. 2003. Spontaneous and stimulated scattering of light. R G W Brown y E R Pike. Stimulated Brillouin Scattering. IOP Publishing. USA. Pp: 1-16

Govind P. Agrawal. 2005. Introduction. Light Wave Technology. A John Wiley & Sons, Inc., Publication. USA. Pp: 1-21

Govind P. Agrawal. 2005. Dispersion Management. Light Wave Technology. A John Wiley & Sons, Inc., Publication. USA. Pp: 225-274

8. Anexo A.

8. A1: Conector óptico 50:50

En el siguiente diagrama se muestra el funcionamiento del conector 50:50, debido a que el conector es bidireccional, cada terminación ($\boldsymbol{A_1}, \boldsymbol{A_2}, \boldsymbol{B_1}$ y $\boldsymbol{B_2}$) pude ser usada como entrada (entrada A o entrada B). En la salida ya sea salida B o salida A, cada terminación tendrá el 50% de la señal de entrada.

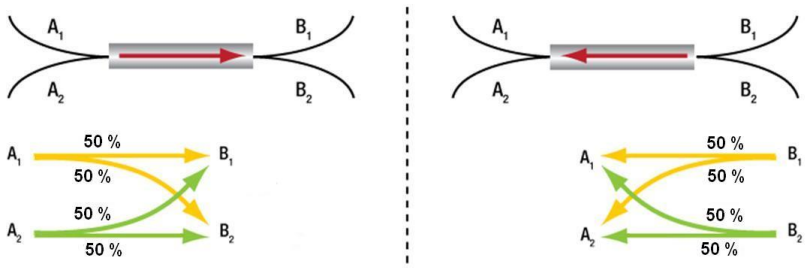


Figura A1: Diagrama de conector 50:50.

8. A2: Conector óptico 90:10

En el siguiente diagrama se muestra el conector 90:10, debido a que el conector es bidimensional, cada terminación ($\boldsymbol{A_1}, \boldsymbol{A_2}, \boldsymbol{B_1}$ y $\boldsymbol{B_2}$) puede ser usada como entrada. En la salida del conector, una terminación 10% de la señal de entrada, mientras que la otra salida tendrá el 90% de la señal.

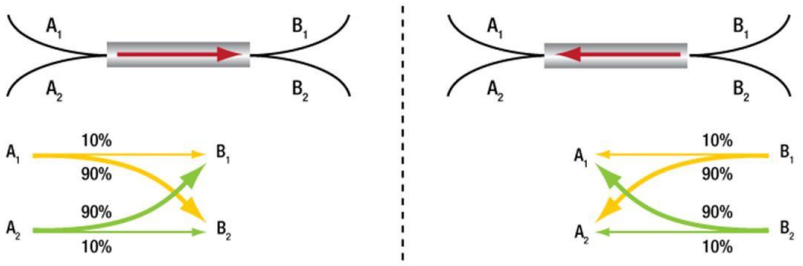


Figura A2: Diagrama de conector 90:10.

8. A3: Circulador óptico.

Un Circulador óptico es un dispositivo de tres puertos (puerto 1, puerto 2 y puerto 3), que permite que la luz viaje en una sola dirección. La señal entrante en el Port 1, saldrá con una pérdida mínima en el puerto 2, mientras que la señal entrante en el puerto 2 saldrá por el puerto 3 con una perdida mínima.

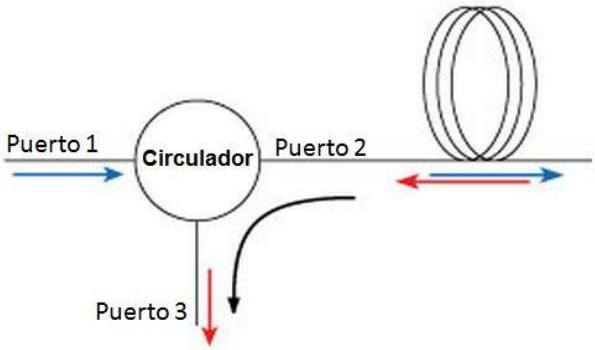


Figura A3: Diagrama de Circulador.

8. A4: Controlador de polarizador.

El controlador de polarizador manual utiliza la birrefringencia inducida por tensión para alterar la polarización en la fibra óptica monomodal, que se enrolla en 3 paletas independientes, para crear los retardadores de fase. La birrefringencia deseada es inducida por las bobinas no por la torsión de las paletas del controlador.

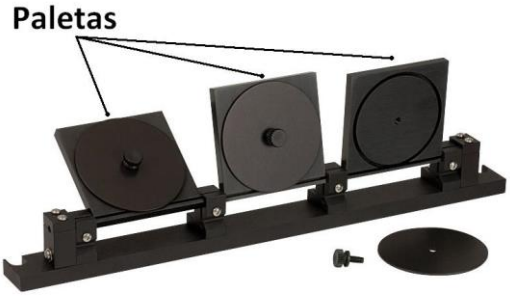


Figura A4: Controlador de Polarización.

9. Anexo B.

9. B1: Potencia en dBm.

La potencia varía en varios órdenes magnitud en los sistemas ópticos, por lo que es más fácil manejar las señales en unidades de decibeles (dB), cualquier señal (S) puede ser convertida a unidades de decibeles mediante la formula:

$$\boldsymbol{S(en\ dB) = 10 * log_{10}(S)}$$

La naturaleza logarítmica de los decibeles, permite que una señal grande pueda expresarse en números pequeños, sin embargo, señales negativas no pueden ser expresadas en decibeles.

Debido a que la pérdida de potencia de los componentes en un sistema óptico (circuito óptico) se expresa en decibeles, es común utilizar una escala de decibles para expresar la potencia trasmitida. Esto se logra mediante el uso de una unidad deribada, denotada como dBm y expresada como (Govind P. Agrawal. 2005):

$$\boldsymbol{Potencia\ (en\ dBm) = 10 * log_{10}\left(\frac{potenica}{1mW}\right)}$$

Donde la referencia de nivel de 1 mW es tomada porque los valores típicos de la potencia trasmitida son en este rango. Los dBm son una escala absoluta de potencia.

9. B2: Ondas Transversales.

Las ondas electromagnéticas son ondas transversales, esto quiere decir que el medio se desplaza en una dirección perpendicular a la del movimiento de la onda (Eugene Hecht. 2008). Para expresar una onda armónica progresiva que se desplaza en dirección positiva del eje de las x tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y(x,t) = A * sen(k * x - \omega * t + \varepsilon)} \ ;$$

$$\boldsymbol{k = \frac{2 * \pi}{\lambda}} \ ;$$

$$\boldsymbol{V = \upsilon * \lambda} \ ;$$

$$\boldsymbol{\omega = 2 * \pi * \upsilon}$$

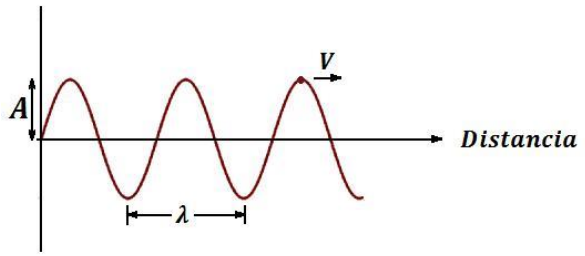


Figura B1: onda transversal armónica progresiva.

Donde:

A, es la amplitud de la onda, debido a que seno varia de 1 a -1, entonces el valor máximo de la onda será A.

k, es una constante positiva conocida como el número de onda, es preciso introducir la constante k debido a que no se puede obtener el seno de una cantidad que tiene unidades físicas.

λ, se le conoce como longitud de onda, y es el número de unidades de longitud por onda.

υ, es la frecuencia temporal que se define como el número de ondas por unidad de tiempo.

ω, es la frecuencia temporal angular.

V, velocidad a la que viaja la onda.

ε, es la fase inicial.

9. B3: Índice de Refracción.

Es una medida que determina el comportamiento de la luz al pasar por un medio, y es una relación entre la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio (Eugene Hecht. 2008).

$$\boldsymbol{n = \frac{c}{v}}$$

Donde:

n, es el índice de refracción del medio en cuestión.

c, es la velocidad en la que se propaga la luz en el vacío, aprox. 299 792 458 $\frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{s}}$.

v, es la velocidad de la luz en dicho medio.

Figura B2: Ejemplo más común de la observación del inicie de refracción, no es que la pajilla se doble al entrar al agua, sino que la velocidad de la luz cambia provocando un efecto óptico de dobles.

9. B4: Ley de Snell.

También llamada ley de refracción, es la relación entre un rayo incidente de luz, al penetrar en un medio de índice de refracción distinto, y su desviación provocada por el cambio de velocidad de de la luz (Eugene Hecht. 2008). Tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{n_1 * sen\theta_1 = n_2 * sen\theta_2}$$

Donde:

$\boldsymbol{n_1}$, es el índice de refracción de donde proviene el rayo incidente.
$\boldsymbol{\theta_1}$, es el ángulo con respecto a la normal que forma el rayo incidente.
$\boldsymbol{n_2}$, es el índice de refracción del medio donde se observa el rayo refractado.
$\boldsymbol{\theta_2}$, es el ángulo con respecto a la normal del rayo refractado.

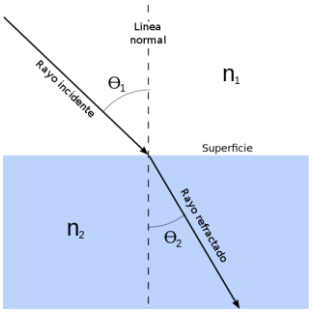


Figura B3: representación grafica de la refracción.

9. B5: Reflexión total interna.

Es un fenómeno en el cual un haz de luz con un ángulo especifico llamado ángulo crítico, intenta pasa de un medio con índice de refracción $\boldsymbol{n_1}$ a un medio de menor índice de refracción $\boldsymbol{n_2}$, el rayo refractado sale paralelo a la frontera entre los dos medios (Eugene Hecht. 2008). Ángulos mayores a este ángulo gritico logran se reflectan totalmente.

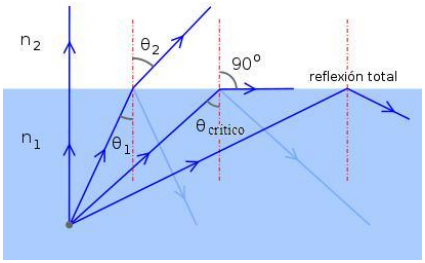


Figura B4: esquema que muestra como ocurre la reflexión total interna.

9. B6: Efecto Doppler.

En la acústica, el efecto Doppler es el cambio de frecuencia de las ondas de sonido causado por el movimiento relativo de la fuente sonora.

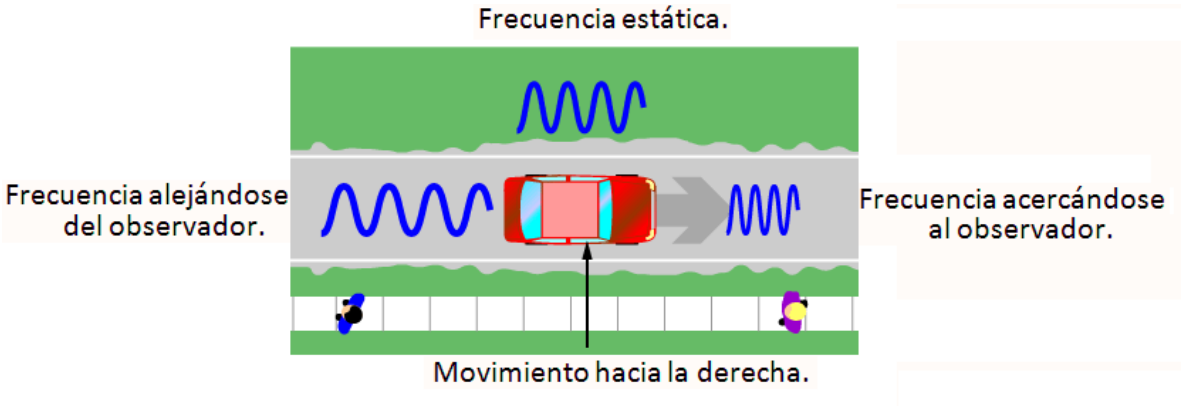


Figura B5: Representación grafica del efecto Doppler acústico.

Análogo a la acústica, en la óptica, el observador experimenta un cambio de frecuencia de la luz observada, cuando la fuente de luz se aleja o se acerca a él (Robert Resnick, et al., 2009). El cambio de frecuencia que presenta la luz cuando el observador y la fuente se alejan entre sí, esta dado por:

$$\boldsymbol{f = f_0 * \frac{1 - \frac{u}{c}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}} \; ;$$

Donde:

$\boldsymbol{f}$, es la frecuencia observada.

$\boldsymbol{f_0}$, es la frecuencia de la luz, cuando la fuente se encuentra en reposo.

$\boldsymbol{u}$, velocidad a la que se mueve la fuente.

$\boldsymbol{c}$, velocidad de la luz.

Para el caso cuando el observador y la fuente se acercan entre sí, basta con remplazar $\boldsymbol{u}$ por $-\boldsymbol{u}$.

Por medio del teorema del binomio podemos expandir la ecuación, que quedara de la siguiente manera:

$$\boldsymbol{f} = \boldsymbol{f_0} * \left[\mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{c}} + \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}} * \left(\frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{c}}\right)^{\mathbf{2}} + \ldots\right];$$

La razón $\frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{c}}$ es pequeña, cuanto mas $\left(\frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{c}}\right)^{\mathbf{2}}$ por lo que el efecto Doppler para la luz ofrece una estimación razonable con:

$$\boldsymbol{f} = \boldsymbol{f_0} * \left[\mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{c}}\right]$$

9. B7: Rejilla de Bragg.

Las rejillas de Bragg en fibras ópticas, son modulaciones del índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica, al cambiar de un medio a otro de distinto índice de refracción, la luz es reflejada y es así como funcionan las rejillas de Bragg (Govind P. Agrawal. 2005).

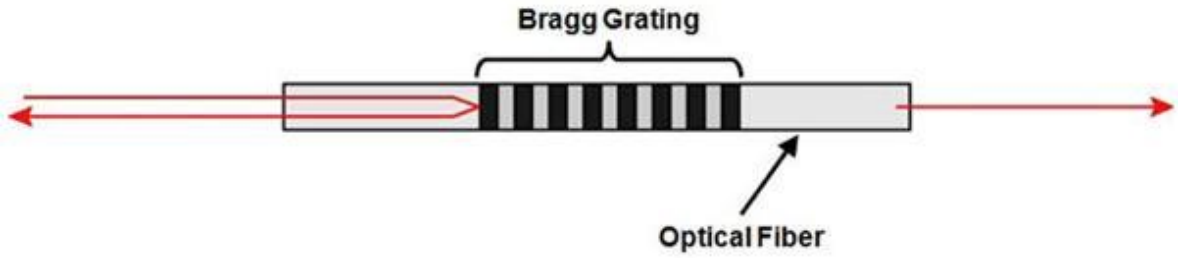


Figura B6: Representación grafica de una rejilla de Bragg en el núcleo de una fibra óptica.

10. Anexos C.

10. C1: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 100Hz vibración del circuito F.

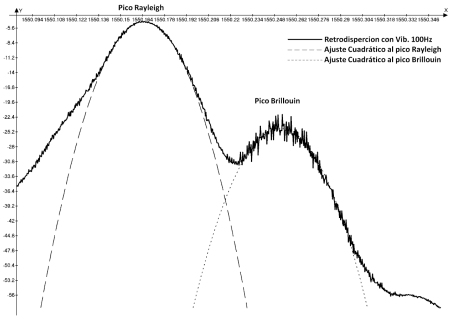


Figura C1: Espectro de retrodispercion con 100 Hz de vibración mecánica (circuito F), con ajustes de curva cuadráticos en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin.

El ajuste cuadrático al pico Rayleigh tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12526.9475 * x^2 + 38837666.9478 * x - 30102392680.4735}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -25053.8950 * x + 38837666.9478 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -25053.8950 * x + 38837666.9478 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.16483}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.16483 nm.

El ajuste cuadrático al pico de la zona Brillouin tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -11003.9136 * x^2 + 34117669.5807 * x - 26445485915.7970}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -21400.6416 * x + 34117669.5807 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -21400.6416 * x + 34117669.5807 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.25161}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.25161 nm.

La diferencia entre picos es de 0.08677 nm.

10. C2: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 320Hz vibración del circuito F.

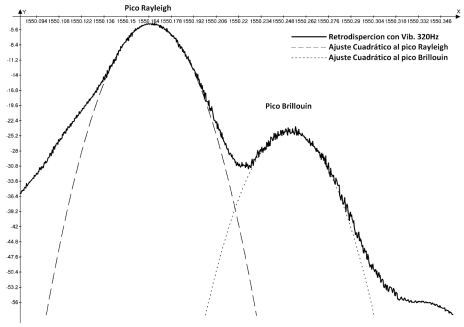


Figura C2: Espectro de retrodispercion con 320 Hz de vibración mecánica (circuito F), con ajustes de curva cuadráticos en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin.

El ajuste cuadrático al pico Rayleigh tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12534.3883 * x^2 + 38860754.5078 * x - 30120301740.3212}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -25068.7766 * x + 38860754.5078 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -25068.7766 * x + 38860754.5078 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.16557}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.16557 nm.

El ajuste cuadrático al pico de la zona Brillouin tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12308.0716 * x^2 + 33176358.401 * x - 29579753294.8507}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = - * x + 38161222.35107 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -21400.6416 * x + 38161222.35107 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.25188}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.25188 nm.

La diferencia entre picos es de 0.08630 nm.

10. C3: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 1000Hz vibración del circuito F.

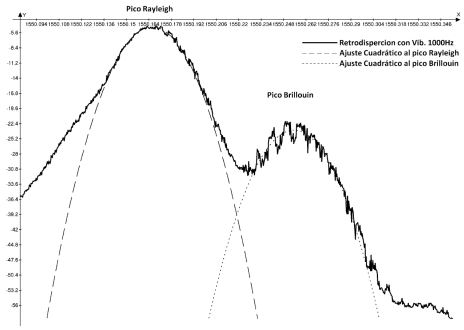


Figura C3: Espectro de retrodispercion con 1000 Hz de vibración mecánica (circuito F), con ajustes de curva cuadráticos en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin.

El ajuste cuadrático al pico Rayleigh tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12488.6519 * x^2 + 38718969.1599 * x - 30010416342.1073}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -24977.3038 * x + 38718969.1599 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -24977.3038 * x + 38718969.1599 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.16608}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.16608 nm.

El ajuste cuadrático al pico de la zona Brillouin tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12348.0923 * x^2 + 38285371.6112 * x - 29676034984.6787}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -24696.1846 * x + 38285371.6112 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -24696.1846 * x + 38285371.6112 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.25451}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.25451 nm.

La diferencia entre picos es de 0.08843 nm.

10. C4: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 3200Hz vibración del circuito F.

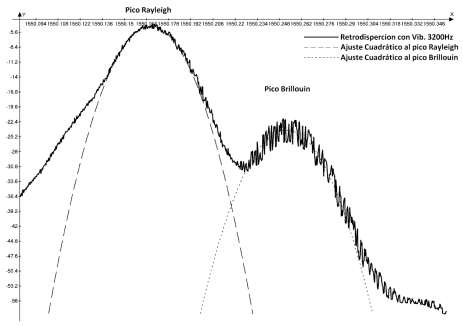


Figura C4: Espectro de retrodispercion con 3200 Hz de vibración mecánica (circuito F), con ajustes de curva cuadráticos en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin.

El ajuste cuadrático al pico Rayleigh tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12938.1166 * x^2 + 40112471.7956 * x - 31090506495.7814}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -25876.2332 * x + 40112471.7956 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -25876.2332 * x + 40112471.7956 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.16657}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.16657 nm.

El ajuste cuadrático al pico de la zona Brillouin tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -11583.7613 * x^2 + 35915508.7327 * x - 27839052751.8687}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -23167.5226 * x + 35915508.7327 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -23167.5226 * x + 35915508.7327 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.25064}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.25245 nm.

La diferencia entre picos es de 0.0858 nm.

10. C5: Separación entre pico Rayleigh y pico Brillouin del espectro de retrodispersión con 10000Hz vibración del circuito F.

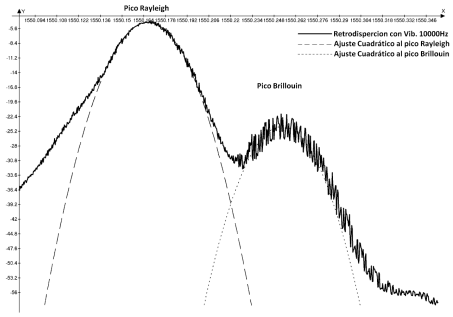


Figura C5: Espectro de retrodispercion con 10000 Hz de vibración mecánica (circuito F), con ajustes de curva cuadráticos en el pico Rayleigh y el pico de la zona Brillouin.

El ajuste cuadrático al pico Rayleigh tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -12149.2347 * x^2 + 38509740.7189 * x - 29194818673.9800}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -24298.4694 * x + 37666680.5145 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -24298.4694 * x + 37666680.5145 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.16679}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.16679 nm.

El ajuste cuadrático al pico de la zona Brillouin tiene la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{y = -13502.3850 * x^2 + 41864231.1208 * x - 32450078959.9707}$$

Para determinar la longitud de onda donde ocurre el máximo, se deriva y se iguala a cero:

$$\boldsymbol{\frac{dy}{dx} = -27004.77 * x + 41864231.1208 \rightarrow}$$
$$\boldsymbol{0 = -27004.77 * x + 41864231.1208 \therefore}$$
$$\boldsymbol{x = 1550.2532}$$

Donde el máximo ocurre en la longitud de onda de 1550.2532 nm.

La diferencia entre picos es de 0.0864 nm.

11. Anexo D.

11. D1: Espectro truncado de retrodispersión sin vibración del circuito G.

La grafica truncada (1550.2277 a 1550.2977 nm) y ajuste de 4to grado en la zona Brillouin del espectro de retrodispersión sin vibración del circuito G se muestra a continuación.

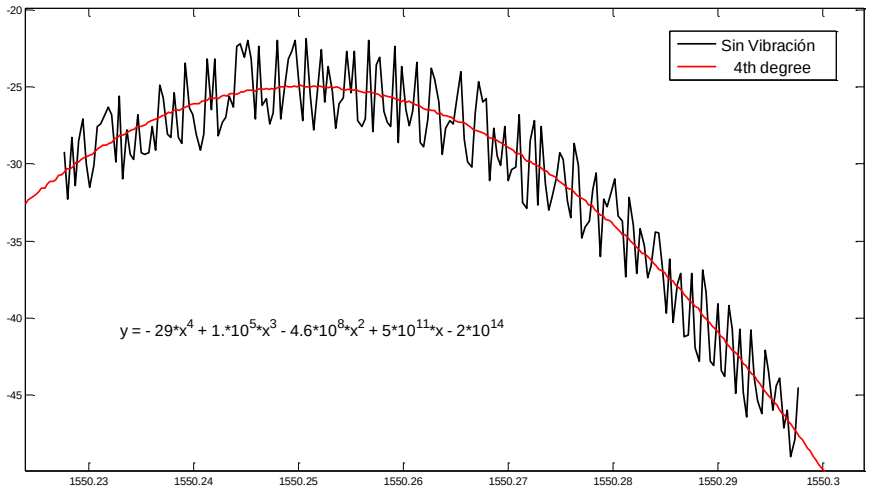


Figura D1: Retrodispersión sin vibración y ajuste de 4°.

El ajuste de curva tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = -29 * x^4 + 1 * 10^5 * x^3 - 4.6 * 10^8 * x^2 + 5 * 10^{11} * x - 2 * 10^{14}}$$

Donde:

La desviación estándar es:

$$\boldsymbol{S = 2.015126}$$

El coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.908740}$$

11. D2: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 100 Hz del circuito G.

La grafica truncada (1550.2277 a 1550.2977 nm) y ajuste de 4to grado en la zona Brillouin del espectro de retrodispersión con vibración 100Hz del circuito G se muestra a continuación.

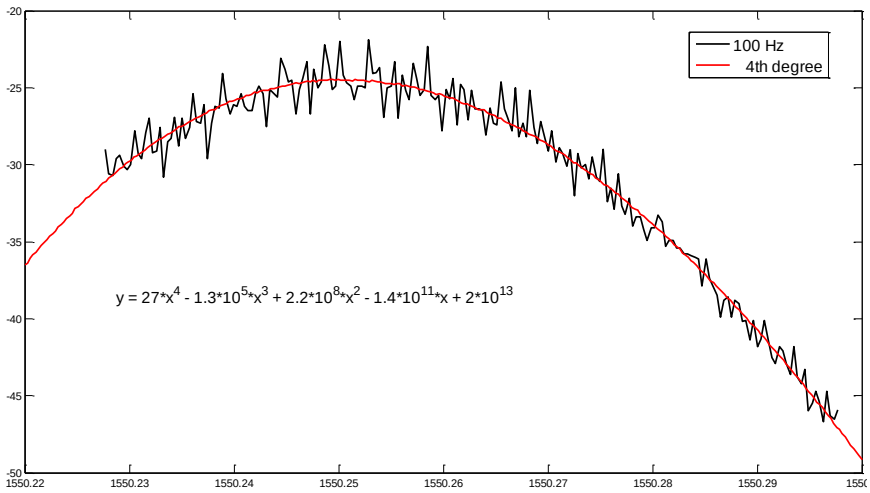


Figura D2: Retrodispersión con vibración 100Hz y ajuste de 4°.

El ajuste de curva tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = 27 * x^4 + 1.4 * 10^5 * x^3 + 2.2 * 10^8 * x^2 - 1.4 * 10^{11} * x + 2 * 10^{14}}$$

Donde:

La desviación estándar es:

$$\boldsymbol{S = 1.03282}$$

El coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.974721}$$

11. D3: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 320 Hz del circuito G.

La grafica truncada (1550.2277 a 1550.2977 nm) y ajuste de 4to grado en la zona Brillouin del espectro de retrodispersión con vibración 320Hz del circuito G se muestra a continuación.

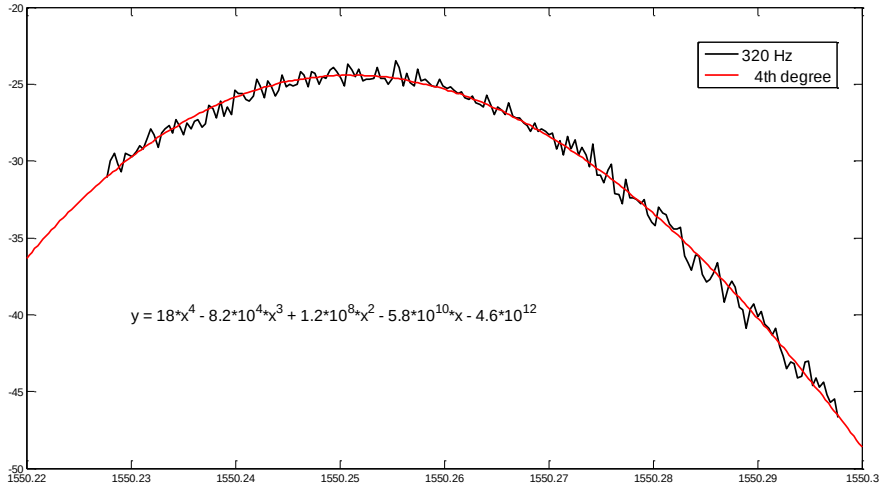


Figura D3: Retrodispersión con vibración 320Hz y ajuste de 4°.

El ajuste de curva tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = 18 * x^4 - 8.2 * 10^4 * x^3 + 1.2 * 10^8 * x^2 - 5.8 * 10^{10} * x - 4.6 * 10^{12}}$$

Donde:

La desviación estándar es:

$$\boldsymbol{S = 0.540595}$$

El coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.992551}$$

11. D4: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 1000 Hz del circuito G.

La grafica truncada (1550.2277 a 1550.2977 nm) y ajuste de 4to grado en la zona Brillouin del espectro de retrodispersión con vibración 1000Hz del circuito G se muestra a continuación.

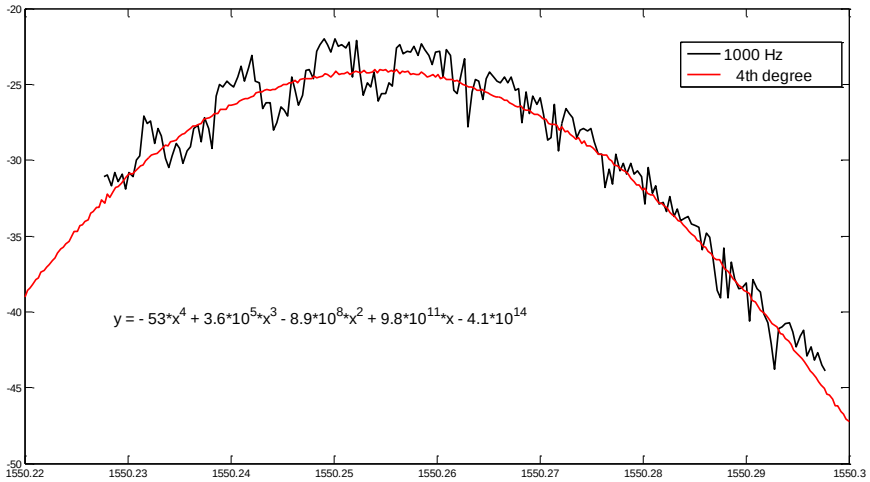


Figura D4: Retrodispersión con vibración 1000Hz y ajuste de 4°.

El ajuste de curva tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = -53 * x^4 + 3.6 * 10^5 * x^3 - 8.9 * 10^8 * x^2 + 9.8 * 10^{11} * x - 4.1 * 10^{14}}$$

Donde:

La desviación estándar es:

$$\boldsymbol{S = 1.239134}$$

El coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.955662}$$

11. D5: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 3200 Hz del circuito G.

La grafica truncada (1550.2277 a 1550.2977 nm) y ajuste de 4to grado en la zona Brillouin del espectro de retrodispersión con vibración 3200Hz del circuito G se muestra a continuación.

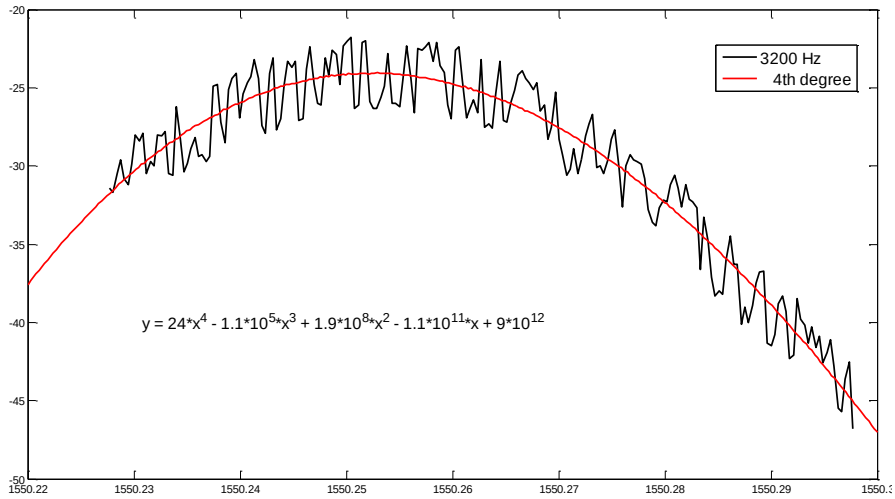


Figura D5: Retrodispersión con vibración 3200Hz y ajuste de 4°.

El ajuste de curva tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = 24 * x^4 - 1.1 * 10^5 * x^3 + 1.9 * 10^8 * x^2 - 1.1 * 10^{11} * x + 9 * 10^{14}}$$

Donde:

La desviación estándar es:

$$\boldsymbol{S = 1.665392}$$

El coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.924541}$$

11. D6: Espectro truncado de retrodispersión con vibración 10000 Hz del circuito G.

La grafica truncada (1550.2277 a 1550.2977 nm) y ajuste de 4to grado en la zona Brillouin del espectro de retrodispersión con vibración 10000Hz del circuito G se muestra a continuación.

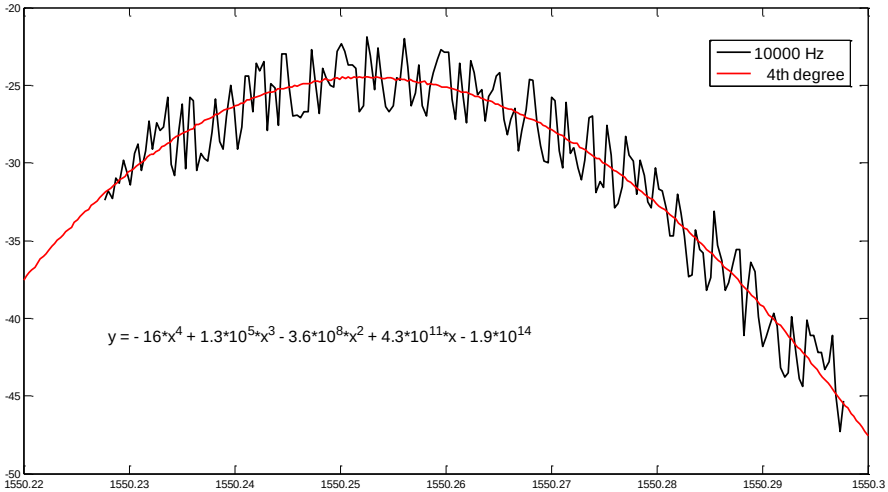


Figura D6: Retrodispersión con vibración 10000Hz y ajuste de 4°.

El ajuste de curva tiene la siguiente forma:

$$\boldsymbol{y = -16 * x^4 + 1.3 * 10^5 * x^3 - 3.6 * 10^8 * x^2 + 4.3 * 10^{11} * x - 1.9 * 10^{14}}$$

Donde:

La desviación estándar es:

$$\boldsymbol{S = 1.682042}$$

El coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.922897}$$

12. Anexo E.

No existe modelo matemático que se ajuste al comportamiento de los datos, pero, podemos ajustar dos modelos independientes. La primera región domina el comportamiento hasta los 220 Hz (aproximadamente) de frecuencia de vibración, y tiene un comportamiento de decaimiento exponencial cuadrático. La segunda región opera de los 220 Hz en adelante, y tiene un comportamiento logístico de potencia.

El primer modelo que domina el fenómeno es el siguiente:

Este modelo tiene la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{dy}{dx} = A * x * y$$

Donde la solución tiene la siguiente ecuación:

$$y = a * e^{b*x^2}$$

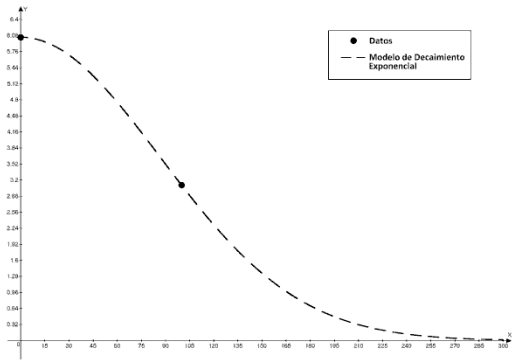


Figura E1: Modelo de decaimiento exponencial cuadrático.

Donde:

$$a = 6.045378$$
$$b = -0.0000668388$$

El segundo modelo que domina el fenómeno es el siguiente:

Este modelo tiene la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{dy}{dx} = A * y^B * (D - y)^E$$

Donde la solución tiene la siguiente ecuación:

$$y = \frac{c}{1 + \left(\frac{x}{d}\right)^i}$$

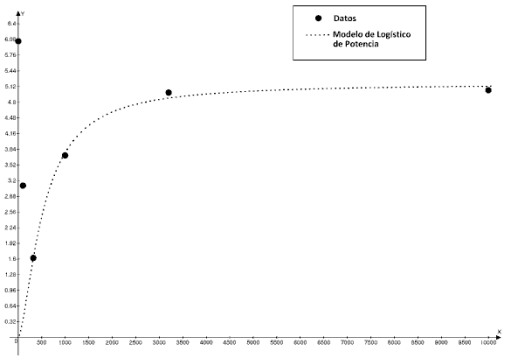


Figura E2: Modelo logístico de potencia.

Donde:

$$c = 5.165868$$
$$d = 534.170448$$
$$i = -1.56975$$

Al sumar ambos fenómenos, tenemos un modelo bajo la superposición de las dos ecuaciones de solución, entonces, el modelo tiene la siguiente forma:

$$y = a * e^{b*x^2} + \frac{c}{1 + \left(\frac{x}{d}\right)^i} \ ;$$

Donde:

$$a = 6.045378$$
$$b = -0.0000668388$$
$$c = 5.165868$$
$$d = 534.170448$$
$$i = -1.56975$$

La siguiente figura muestra la grafica de los datos y el modelo de ajuste:

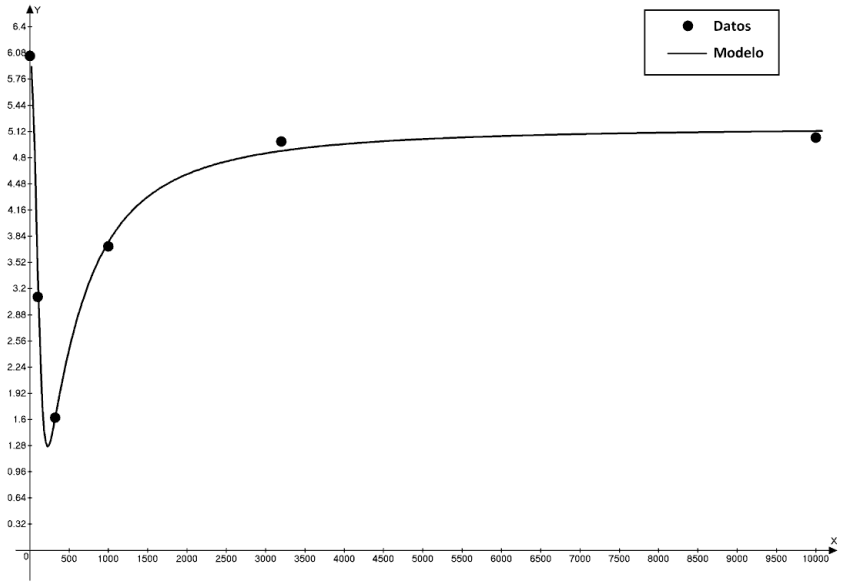


Figura E2: Modelo Matemático.

Su desviación estándar es:

$$\boldsymbol{\sigma = 0.168958}$$

Su coeficiente de determinación:

$$\boldsymbol{R^2 = 0.988825}$$

Su nivel de confianza es del 95%.

Agradecimientos.

Para mí, hubo mucha gente involucrada en el desarrollo y culminación de este proyecto, y me es difícil recordar y agradecer a todos, pero a continuación, hago mención de algunas de aquellas personas.

Institucionalmente, agradezco al Concejo Nacional de Ciencia y Tecnología por su apoyo económico a esta investigación, y al Centro de Investigación en Materiales Avanzados, por acogerme como su estudiante todo este tiempo.

Agradezco también, a mi mamá, María Elena Escobedo Sánchez que desde siempre me ha aguantado todo. Gracias por darme todo tu apoyo incondicional en este proyecto.

Un especial agradecimiento a mi Asesor, el doctor Alfredo Márquez por invitarme al área tan bonita de sensores de fibras ópticas, sin él, este proyecto hubiera sido en otra cosa.

Al doctor Antonino Pérez, mi Co-Asesor, por ayudarme en el desarrollo de esta tesis.

Agradezco también al equipo de laboratorio de integridad y diseño de materiales, con especial mención al técnico Ing. Miguel Orozco por facilitarme material y equipo, así como el doctor Martin Herrera.

Al estudiante de doctorado MC Cesar López, por darme tips en los fenómenos observados en esta tesis, así como a todos mis compañeros de maestría que de alguna u otra manera nos ayudamos mutuamente a seguir adelante y comprender aspectos académicos.

Y por último a todos mis amigos, que sin la ayuda de ellos, la tesis se hubiera escrito más rápido.

José Luis Bueno Escobedo.

Noviembre 2012.