

**ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS  
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN**

**UNIVERSIDAD DE CANTABRIA**



***Trabajo Fin de Grado***

**ESTIMACIÓN DE LA FRECUENCIA DE  
BRILLOUIN EN SISTEMAS BOTDA  
MEDIANTE ALGORITMOS SUBPÍXEL**

**(Brillouin frequency estimation in BOTDA  
system via subpixel algorithms)**

Para acceder al Título de  
**Graduado en  
Ingeniería de Tecnologías de Telecomunicación**

**Autor: Elisa Torralba Esquinas**

**12-2016**

## GRADUADO EN INGENIERÍA DE TECNOLOGÍAS DE TELECOMUNICACIÓN

### CALIFICACIÓN DEL TRABAJO FIN DE GRADO

**Realizado por: Elisa Torralba Esquinas**

**Director del TFG: Jesús Mirapeix Serrano**

**Título:** “Estimación de la frecuencia de Brillouin en sistemas BOTDA mediante algoritmos subpíxel”

**Title:** “Brillouin frequency estimation in BOTDA system via subpixel algothms”

**Presentado a examen el día:**

para acceder al Título de

## GRADUADO EN INGENIERÍA DE TECNOLOGÍAS DE TELECOMUNICACIÓN

Composición del Tribunal:

Presidente (Apellidos, Nombre): José Basterrechea

Secretario (Apellidos, Nombre): Jesús Mirapeix

Vocal (Apellidos, Nombre): Antonio Quintela

Este Tribunal ha resuelto otorgar la calificación de: .....

Fdo.: El Presidente

Fdo.: El Secretario

Fdo.: El Vocal

Fdo.: El Director del TFG  
(sólo si es distinto del Secretario)

Vº Bº del Subdirector

Trabajo Fin de Grado Nº  
(asignar por Secretaría)

# Agradecimientos

A mi madre, por qué sé que sin su apoyo y cariño nunca hubiera llegado hasta aquí, siempre ha sido mi punto de apoyo en los momentos difíciles de mi vida y lo seguirá siendo.

A mi padre, que me aconsejó hacer esta carrera y siempre ha confiado en mí.

A Enrique, porque siempre tiene un buen consejo que darme, como si fuera un padre, que para es como si lo fuera y sé que me ha apoyado y me apoyará en todas las decisiones que tome. Sin él nunca hubiese terminado.

A mis amigos y amigas, por saber que siempre han estado, están y estarán ahí para todo lo que necesite.

A Jesús, por estar siempre disponible y hacer que todo haya sido más fácil.

Y al grupo de Ingeniería Fotónica.

# Índice

<b>1. CONTEXTO .....</b>	<b>6</b>
<b>2. OBJETIVOS .....</b>	<b>7</b>
<b>3. INTRODUCCIÓN Y ESTADO DEL ARTE.....</b>	<b>8</b>
a <b>FIBRA OPTICA .....</b>	<b>8</b>
i Atenuación y dispersión .....	10
b <b>SENSORES DE FIBRA OPTICA .....</b>	<b>13</b>
i Puntuales .....	13
ii Sensores distribuidos basados en fibra óptica .....	15
c <b>DISPERSIÓN DE BRILLOUIN: ESPONTANEO Y ESTIMULADO .....</b>	<b>20</b>
i Dispersión de Brillouin espontánea .....	20
ii Dispersión de Brillouin estimulada .....	22
iii Sistema BOTDA.....	28
<b>4. MEDIDA DE TEMPERATURA Y STRAIN EN SISTEMAS BOTDA A TRAVÉS DE LA ESTIMACIÓN DE LA BFS .....</b>	<b>34</b>
a <b>RELACIÓN EXISTENTE ENTRE TEMPERATURA Y STRAIN EN SISTEMAS BOTDA</b>	<b>34</b>
b <b>ESTIMACIÓN DE LA BFS MEDIANTE AJUSTE LORENTZIANO.....</b>	<b>36</b>
c <b>SOLUCIÓN ALTERNATIVA PARA LA ESTIMACIÓN DE LA BFS: ANNS, ESTIMACIÓN DE LA BFS A PARTIR DE LA BGS.....</b>	<b>39</b>
d <b>CONCLUSIONES Y PRESENTACIÓN DE UNA NUEVA ALTERNATIVA. ....</b>	<b>42</b>
<b>5. ALGORITMOS SUBPÍXEL .....</b>	<b>43</b>
a. <b>QUÉ ES UN ALGORITMO SUBPÍXEL.....</b>	<b>43</b>
b. <b>ÁMBITO TÍPICO UTILIZADO .....</b>	<b>43</b>
c. <b>USO DE TEMÁTICAS FÓTONICAS: FBGS, ESPECTROSCOPÍA DE PLASMAS ...</b>	<b>46</b>
i. Espectrómetro CCD .....	46
ii. Espectroscopia óptica de plasma .....	49
d. <b>ALGORITMOS SUBPÍXEL .....</b>	<b>52</b>
i. Algoritmo CDA.....	52
ii. Algoritmo de aproximación Gaussiano.....	52
iii. Algoritmo LPO .....	52
<b>6. RESULTADOS.....</b>	<b>53</b>
a. <b>SETUP EMPLEADO.....</b>	<b>53</b>
b. <b>EXPERIMENTOS REALIZADOS Y RESULTADOS.....</b>	<b>54</b>
<b>7. CONCLUSIONES .....</b>	<b>62</b>
<b>8. Bibliografía .....</b>	<b>64</b>

# ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1. CORTE TRANSVERSAL DE UNA FIBRA ÓPTICA Y LA RESPECTIVA VARIACIÓN DE ÍNDICE DE REFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA COORDENADA RADIAL, PARA FIBRAS «STEP-INDEX» (USADAS EN SISTEMAS DE ALTA CAPACIDAD) Y «GRADED-INDEX» (USADAS EN SISTEMAS DE BAJA CAPACIDAD, COMO REDES LOCALES).....	9
FIGURA 2. CURVAS DE ATENUACIÓN Y DISPERSIÓN DE LA FIBRA ÓPTICA.....	11
FIGURA 3. ESPECTRO DE ATENUACIÓN: FIBRA ESTÁNDAR Y FIBRA CON REDUCCIÓN DEL PICO DE AGUA. DIVISIÓN DEL ESPECTRO EN BANDAS.....	11
FIGURA 4. PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE UNA RED DE BRAGG .....	14
FIGURA 5. REPRESENTACIÓN DEL DESPLAZAMIENTO DE LA LONGITUD DE ONDA.....	15
FIGURA 6. SRS GENERA DISPERSIÓN DE LUZ EN UNA LONGITUD DE ONDA MAYOR, LO QUE DISMINUYE LA POTENCIA DE LA SEÑAL DE LONGITUD DE ONDA DE LA SEÑAL DE BOMBEO. ....	17
FIGURA 7. DEFORMACIÓN DE LA FIBRA ÓPTICA .....	21
FIGURA 8. ESPECTRO DE FRECUENCIA DE LA LUZ RETRODISPERSADA.....	21
FIGURA 9. EXPLICACIÓN CUÁNTICA DEL PROCESO DE DISPERSIÓN .....	23
FIGURA 10. RELACIÓN ENTRE LOS TRES VECTORES DE ONDA INVOLUCRADOS EN EL PROCESO SBS. ....	24
FIGURA 11. POTENCIA DISPERSADA POR SBS EN FUNCIÓN DE LA POTENCIA DE BOMBEO. ....	27
FIGURA 12. ESQUEMA EXPERIMENTAL DE UN SENSOR BOTDA BÁSICO.....	29
FIGURA 13. ESQUEMA DE UN SISTEMA BOTDA CON UNA FUENTE LASER.....	29
FIGURA 14. ESQUEMA DE LA CONFIGURACIÓN BÁSICA DE LOS SISTEMAS BOFDA.....	30
FIGURA 15. SISTEMA BOCDA .....	32
FIGURA 16. POSICIÓN-SELECCIÓN EN LA MEDIDA EN BOCDA.....	32
FIGURA 17. DEMOSTRACIÓN DE 1.6MM DE RESOLUCIÓN ESPACIAL.....	33
FIGURA 18. MEDIDA DISTRIBUIDA BGS CON 7 CM DE RESOLUCIÓN ESPACIAL Y 1,030M MARGEN DEMEDIDA .....	33
FIGURA 19. MEDICIÓN DE LA DEFORMACIÓN DINÁMICA EN MÚLTIPLES PUNTOS ARBITRARIOS POR BOCDA DE ACCESO ALEATORIO .....	34
FIGURA 20. CAMBIO DE LA POTENCIA EN RELACIÓN A LA TEMPERATURA .....	35
FIGURA 21. CAMBIO DEL DESPLAZAMIENTO DE LA FRECUENCIA EN RELACIÓN A LA TEMPERATURA.....	35
FIGURA 22. BGS IDEAL .....	37
FIGURA 23. RED TÍPICA NEURONAL ARTIFICIAL CON UNA CAPA OCULTA.....	40
FIGURA 24. DOS FASES INDEPENDIENTES EN EL USO DE ANN PARA LA EXTRACCIÓN DE LA TEMPERATURA DE LA BGS.....	41
FIGURA 25. INTENSIDAD VS LONGITUD DE ONDA.....	47
FIGURA 26. PÉRDIDA DE LINEALIDAD CAUSADA POR UN CAMBIO EN EL NÚMERO DE PUNTOS CONSIDERADOS EN EL CÁLCULO.....	48
FIGURA 27. CONFIGURACIÓN ESQUEMÁTICA DEL SISTEMA BOTDA .....	54
FIGURA 28. COMPARACIÓN CDA Y LORENTZ CON UN PASO DE 2MHz .....	55
FIGURA 29. COMPARACIÓN GAUSSIANA Y LORENTZ CON UN PASO DE 2MHz .....	55

FIGURA 30.COMPARACIÓN CDA Y LORENTZ CON UN PASO DE 4MHz.....	56
FIGURA 31.COMPARACIÓN GAUSSIANA Y LORENTZ CON UN PASO DE 4MHz .....	56
FIGURA 32.COMPARACIÓN CDA Y LORENTZ CON PASO DE 6MHz .....	57
FIGURA 33.COMPARACIÓN CDA Y LORENTZ CON PASO DE 8MHz .....	57
FIGURA 34.COMPARACIÓN CDA Y LORENTZ CON PASO DE 10MHz .....	58
FIGURA 35.COMPARACIÓN CDA Y LORENTZ CON PASO DE 20MHz .....	58

# ÍNDICE DE TABLAS

TABLA 1. ECM .....	60
TABLA 2. VARIANZA EN LA FIBRA.....	61
TABLA 3. TIEMPO DE EJECUCIÓN.....	62

# 1. CONTEXTO

La fibra óptica ha tenido un gran impacto en el ámbito de las comunicaciones en las últimas décadas, aunque su uso como elemento sensor también ha sufrido un notable auge, con un gran esfuerzo investigador en los últimos años.

Los sensores de fibra óptica permiten la medida de multitud de magnitudes físico-químicas: desde la estimación puntual de temperatura o *strain* (deformación) hasta la medida de concentración de gases, las aplicaciones de los sensores de fibra óptica son innumerables, abarcando ámbitos como el *sensado* en entornos industriales o en el campo de la biomedicina.

Para la monitorización de estas aplicaciones se pueden utilizar los sensores distribuidos en fibra óptica, consiguiendo medir la temperatura, el *strain* y la vibración en cualquier punto de la fibra, por medio de la dispersión de la luz. Gracias a estos sensores, nos permiten reemplazar miles de los sensores puntuales en ciertas aplicaciones. Dentro de los sensores distribuidos, destacan los sensores basados en el efecto no lineal de *scattering* o dispersión de Brillouin, que permiten medir elongación y la resolución de temperatura de menos de un grado, dependiendo del tipo de configuración.

En concreto los sistemas BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis* / Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo), permiten la medida distribuida de temperatura y *strain* a lo largo de varios kilómetros por medio de una fibra óptica. Obteniendo información de algunos parámetros, como la temperatura y la elongación, esto es posible al comportamiento de la luz, por ejemplo, si la fibra se deforma, tiene un impacto directo en la onda de luz, que se propaga a través de la fibra, este comportamiento de la luz se puede medir. De esta forma, podemos obtener información de en qué punto de la fibra ha ocurrido, además de poder obtener información de cuánto se ha deformado.

La detección distribuida basada en la dispersión estimulada de Brillouin, ha sido un área extensa de investigación durante los últimos años, con diversas aplicaciones, como la monitorización de infraestructuras de ingeniería civil, oleoductos o tendidos de transporte y distribución de energía eléctrica... Esta técnica está basada en emplear dos ondas, denominadas *prueba* y *bombeo* que interactúan a través de fonones acústicos de fibra óptica, para dar lugar a una señal de prueba amplificada. Su frecuencia está directamente relacionada con la temperatura y el *strain* de cada punto de la fibra, siempre que la onda de bombeo sea pulsada. La estimación de la temperatura y/o *strain* se realiza a través de la determinación de la frecuencia central del espectro de ganancia de Brillouin. Para ello, se suele emplear un ajuste Lorentziano que, sin embargo, resulta ineficiente desde el punto de vista computacional por tratarse de un proceso iterativo.

## 2. OBJETIVOS

Este trabajo está basado en el ajuste de las trazas de un sistema BOTDA. Normalmente el ajuste se ha realizado con algoritmos de ajuante de curvas, como puede ser el Lorentziano. Pero estos ajustes tienen el problema de que son algoritmos iterativos, lo que resulta un poco lento para implementarlo en aplicaciones a tiempo real. Otro inconveniente es que la inicialización debe de ser cerca del parámetro que deseamos medir, lo que resulta un poco difícil de prever en algunas ocasiones, debido al ruido.

Por estos motivos se propone una alternativa que se basa en algoritmos subpíxel. Lo que se espera es que nos muestre la frecuencia asociada a la amplitud máxima de la traza, de manera que cuando esta frecuencia esté desplazada, podamos interpretarlo como un cambio en la fibra, de temperatura o elongación.

Existen varios algoritmos subpíxel por lo que analizaremos el rendimiento de cada uno de ellos, desde el punto de vista de la frecuencia estimada resultante y el tiempo computacional asociado.

### **3. INTRODUCCIÓN Y ESTADO DEL ARTE**

La fibra óptica aplicada a la transmisión de información representa un importante avance tecnológico debido a las ventajas que presentan frente a los medios habituales de transmisión: peso y volumen reducidos, gran capacidad de transmisión, pérdidas mínimas de señal transmitida, inmunidad total frente a interferencias electromagnéticas seguridad en la transmisión y el coeficientes de detectabilidad muy bajo y, por último son accesibles tanto desde el punto de vista tecnológico como económico (Jose María Abella Martín, José M. Martínez-Duart, Juan José Jiménez Lidón, 1988).

Por todas estas ventajas, la fibra óptica, no sólo se usa como elemento de comunicaciones, también se usa como elemento sensor.

Los sensores de fibra óptica se encargan de realizar mediciones, la ventaja principal de los sensores de fibra óptica es que pueden ser integrados en las capas de los materiales. En ocasiones, puede ser instalada sobre un elemento auxiliar y a su vez, este elemento ser instalado en la estructura.

#### **a FIBRA OPTICA**

En pocos años la fibra óptica se ha convertido en una tecnología muy avanzada, sobre todo como medio de transmisión. Esto se debe a sus ventajas, como su bajo coeficiente de atenuación y su inmunidad a los campos electromagnéticos. Estas ventajas hacen que sea un medio idóneo para propagar la luz a lo largo de grandes distancias, debido a que alcanza una mayor velocidad de transmisión y que se pueda disminuir el ruido y la interferencia. Por lo que ha revolucionado los procesos de las comunicaciones en todos sus sentidos.

La fibra óptica es un medio dieléctrico de forma cilíndrica, son filamentos de vidrio de alta pureza extremadamente compactos. El grosor de una fibra es similar a la de un cabello humano. Fabricadas a alta temperatura con base en silicio, su proceso de elaboración es controlado por medio de ordenadores. Las fibras ópticas están formadas por un núcleo, que es la parte central de la fibra, la luz tiene que viajar a través de una región que posea un índice de refracción

alto, por lo que se suele hacer de sílice. Las fibras de vidrio pueden tener un índice de refracción gradual o idéntico en el núcleo. La ventaja que presenta el índice de refracción gradual es que se pueden conseguir anchos de banda mayores. Este núcleo está cubierto por una capa exterior llamada cubierta, con un índice de refracción menor, lo que provoca que se produzca el fenómeno de reflexión total interna. Para terminar, la cubierta suele cubrirse con una envoltura, generalmente de algún material plástico, para que sea más robusta y poder prevenir daños. (Córdoba, 2003).

Gracias a la reflexión total interna, la luz queda confinada en el núcleo de la fibra, esto es debido a que los rayos inciden en la interfaz núcleo-cubierta de la fibra con ángulos mayores que el ángulo crítico quedando así en el núcleo, mientras que los rayos que tienen un ángulo más pequeño que el crítico pierden parte de su energía y no son guiados por la fibra.

Las fibras se pueden categorizar en fibras monomodo y fibras multimodo.

La diferencia geométrica más relevante entre las fibras monomodo y las multimodo viene dada por el tamaño del núcleo, ver Figura 1. Para estas últimas, el radio  $a$  es típicamente 25-30  $\mu\text{m}$ , mientras que las fibras

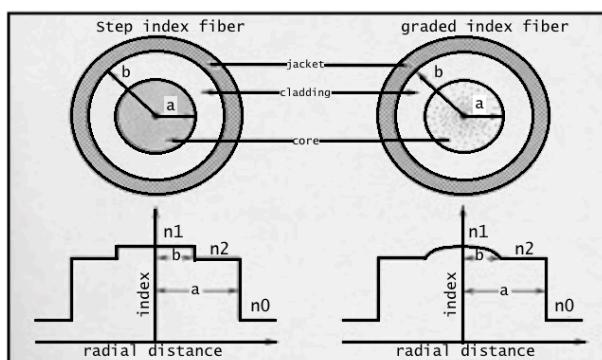


Figura 1. Corte transversal de una fibra óptica y la respectiva variación de índice de refracción en función de la coordenada radial, para fibras «step-index» (usadas en sistemas de alta capacidad) y «graded-index» (usadas en sistemas de baja capacidad, como redes locales).

monomodo, con diferencias relativas de índice de refracción, con radios típicamente menores a 5  $\mu\text{m}$ , están fabricadas con dióxido de Silicio y presentan unas pérdidas de propagación muy bajas. Pero para que se pueda propagar la luz, se tiene que cumplir la condición de reflexión total interna, para lo cual hay que conseguir que el núcleo tenga un índice de refracción mayor que la cubierta. Esto se consigue dopando con sílice con

algún otro elemento. De esta manera, al dopar el núcleo se logra aumentar el índice de refracción para poder confinar la señal óptica. Los valores típicos de índice de refracción del núcleo y de la cubierta son del orden de 1.47 y 1.45 respectivamente con que se cumple la condición de que el índice del núcleo es mayor que el de la cubierta, de esta manera se consigue guiar la luz a través de la fibra óptica. El problema de introducir dopantes en la fibra para cambiar su índice de refracción, es que suponen un aumento considerable de las no linealidades que pueden aparecer en la fibra óptica. Las no linealidades, como puede ser el caso de la dispersión Brillouin, aparecen cuando la intensidad de la señal óptica confinada en el núcleo de la fibra supera un cierto valor umbral.

## i Atenuación y dispersión

Uno de los parámetros más característicos e importantes a la hora de realizar un sistema de comunicaciones basado en fibra óptica, es el valor de la atenuación de la fibra. Este parámetro hace referencia a la disminución de potencia que sufre la luz al propagarse por la fibra óptica.

Durante su propagación por una fibra, la luz sufre una atenuación exponencial al coeficiente de atenuación ( $\alpha$ ) de la fibra óptica y a la longitud que recorre durante su propagación. Esta longitud que recorre conlleva a la pérdida de potencia de la señal que viaja por la fibra. Por lo que la potencia transmitida dependerá, de la potencia inicial  $P_0$  y de la longitud que recorra  $l$ ,

$$P_T = P_0 e^{\alpha l} \quad (1)$$

donde el coeficiente de atenuación  $\alpha$ , da una medida de todas las pérdidas de la fibra óptica.

El coeficiente de atenuación es un parámetro característico de la fibra que depende de la longitud de onda a la que se trabaje. El coeficiente de atenuación adquiere su valor mínimo en torno a 0.2 dB/Km, en la denominada, tercera ventana a 1500 nm. Existen otras dos ventanas de mínima atenuación, conocidas como, primera ventana a 850 nm y segunda ventana a 1310 nm, ver Figura 2. En el rango de longitudes de onda de

interés, el coeficiente de atenuación muestra una dependencia con la longitud de onda dada, esencialmente, por el *scattering* de Rayleigh.

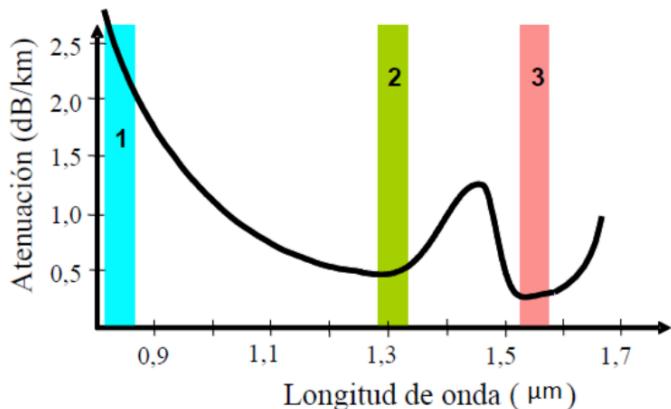


Figura 2. Curvas de atenuación y dispersión de la fibra óptica.

Como se observa en el Figura 2, en la región de 1400nm se puede observar un pico de mayor atenuación, esto se debe a la absorción de OH. Mediante procesos de purificación del material, se consigue eliminar casi todas las moléculas del agua existentes en el material, reduciendo considerablemente el pico de atenuación (Gordon A Thomas, Boris I Shaiman, Paul F Glodis, 2000), resultando una ventana de transmisión mucho más amplia, que da lugar a la adopción de una nueva nomenclatura para hacer referencia a las subdivisiones que se generan en esta gran ventana y que se conocen como bandas. Estas sub-bandas se pueden observar en la Figura 3.

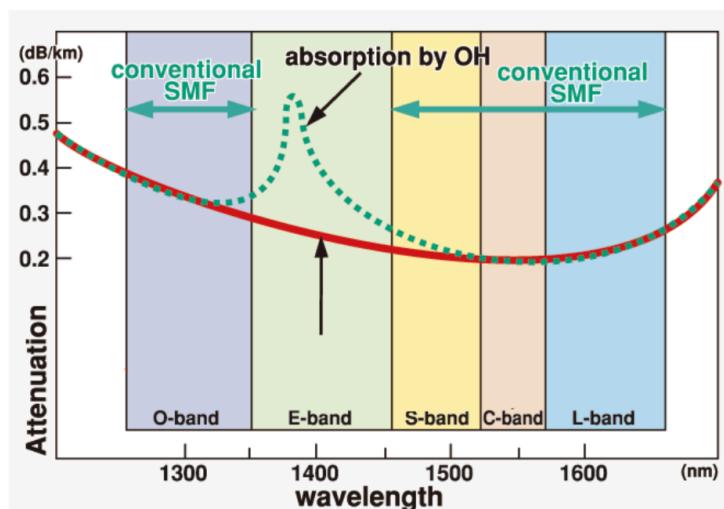


Figura 3. Espectro de atenuación: Fibra estándar y fibra con reducción del pico de agua. División del espectro en bandas.

Existen numerosos factores que influyen en la atenuación de las señales en las fibras ópticas, entre ellos están los que dependen de la absorción del material, los debidos a las curvaturas de la fibra y los que aparecen por los procesos de dispersión. La absorción del material puede ocurrir bien de manera intrínseca, causada por la interacción de uno o más de los componentes principales del vidrio o bien, de manera extrínseca debido a las impurezas existentes.

La dispersión o *scattering* se puede definir como el cambio de dirección de la luz causado por la colisión de los fotones con átomos o moléculas del medio. Se divide en *scattering* elástico o inelástico. Esta división es debida al intercambio de energía entre el medio dieléctrico por el que la señal es propagada y el campo magnético. En el *scattering* elástico no se produce cambio de frecuencia en los fotones dispersados, pero en el caso del inelástico los fotones dispersados si cambian de frecuencia por lo que se produce un intercambio de energía. Generalmente se producen ambas dispersiones simultáneamente en el medio, pero con diferentes intensidades.

### Scattering elástico

En los fenómenos de dispersión elástica hace que la intensidad disminuye a medida que aumenta la longitud de la fibra, no se produce un cambio frecuencial en los fotones dispersados y es producida por las inhomogeneidades que se encuentran en el núcleo de la fibra y según la relación de su tamaño con la longitud de onda se tiene dos tipos de *scattering* elásticos, el de Rayleigh y el de Mie. (Jamro, 2009) Si las partículas con las que interacciona la onda son bastante más pequeñas que la longitud de onda ( $< \frac{1}{10} \lambda$ ) se trata de dispersión de Rayleigh y para que se produzca dispersión de Mie el tamaño de las partículas debe ser del orden de la longitud de onda. En el momento en el que los fotones se dispersan en el núcleo se cumplen las condiciones de propagación, quedan confinados y se propagan a través de la fibra

### Scattering inelástico

En estos procesos se tiene una transferencia de energía entre el medio y la onda, y para conservar dicha energía, se producen ondas de frecuencia inferior llamadas *stokes* y ondas de frecuencia superior llamadas *Anti-stokes*. (G. P. Agrawal, 2007) En este caso existen dos tipos de dispersión: la de Raman y la de Brillouin. En la dispersión de Raman se tiene más energía transferida al medio. Teniendo en cuenta el cambio de la longitud

de onda es mucho mayor en Raman (sobre unos 100 nm) que en Brillouin (alrededor de 80 pm). Una gran diferencia entre estos dos procesos es que en la dispersión de Brillouin aparece un fonón acústico que se propaga a través del material, en cambio en la dispersión de Raman el fonón que participa en el proceso es óptico.

#### i. SENSOR

Un sensor es un dispositivo capaz de medir un parámetro físico o químico, ya sea de manera cualitativa o cuantitativa. Normalmente las magnitudes se transforman en variables eléctricas para su posterior tratamiento por parte de algún tipo de electrónica.

### b SENSORES DE FIBRA OPTICA

La complejidad de los sensores ópticos, varía considerablemente en función de los requerimientos que les impongamos (Zujie Fang, Ken Chin, 2012). Esto hace que haya en el mercado una enorme variedad de dispositivos que responden al termino genérico sensor.

Un sistema sensor se compone generalmente, de un canal de comunicación y/o un subsistema para generar, detectar, tratar y acondicionar la señal, todos estos sistemas o bien están integrados o no.

Se puede decir, por tanto, en general, que un sensor óptico es un sistema fotónico en el que la señal de entrada, presenta modificaciones o algún tipo de modulación en algunas de las características de la luz. Después de que la luz sea detectada, procesada y acondicionada, el sistema entregará una señal de salida, normalmente en el dominio eléctrico, que será una reproducción de la señal de entrada. La luz transmitida o reflejada puede ser modulada en amplitud, fase, frecuencia o polarización (JOSÉ MIGUEL LÓPEZHIGUERA, 2002). Dentro de la categoría de sensores ópticos o fotónicos, se encuentran los sensores basados en fibra, que son aquellos que están realizados a partir de fibras ópticas.

Dentro de los sensores basados en fibra, se puede realizar una clasificación entre sensores puntuales y sensores distribuidos.

#### i Puntuales

Los sensores puntuales consisten en la medida puntual de una magnitud física, en una determinada localización. La técnica de sensado puntual más popular en el ámbito de los sensores basados en fibra óptica es la basada en redes de difracción de Bragg (en adelante FBG, *Fiber Bragg*

*Grating*), aunque existen otras técnicas de medida puntual como, por ejemplo, las basadas en cavidades Fabry-Pérot o en sensores de intensidad. La principal desventaja de los sensores puntuales es que las únicas medidas obtenemos se encuentran en los puntos donde tenemos los sensores, lo que ocasiona que no tengamos ningún tipo de información en los puntos intermedios de donde hemos colocado estos sensores. (Lombo & Carrasquilla, 2010).

Una red de difracción de Bragg consiste en una perturbación periódica del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica. Esta red puede estar compuesta por miles de estas perturbaciones cuya separación espacial es del orden de centenares de nanómetros, de manera que la longitud final de una FBG suele ser de pocos milímetros o centímetros. Estas estructuras se comportan como filtros *band-stop* de modo que si a la entrada de la FBG se inyecta una señal óptica con un espectro suficientemente ancho, cuando la señal llega a las perturbaciones, parte de la luz se transmite y parte de ella se refleja. El máximo acoplamiento al modo reflejado, se da a la longitud de onda conocida como longitud de onda de Bragg. Este máximo de reflectividad o mínimo de transmisividad viene determinado por:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (2)$$

donde  $\lambda_B$  es la longitud de onda que cumple la condición de Bragg y que por tanto se refleja,  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo del modo fundamental, y  $\Lambda$  es el periodo espacial de las perturbaciones en el índice de refracción.

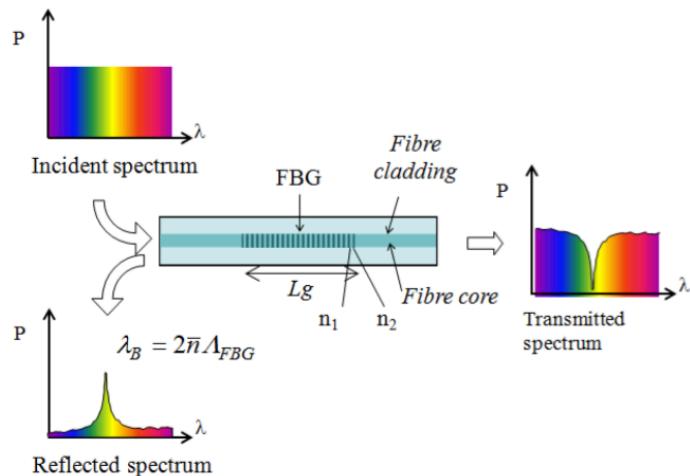


Figura 4. Principio de funcionamiento de una red de Bragg

Debido al efecto de diferentes magnitudes físicas como la deformación, temperatura, humedad... la longitud de onda de Bragg puede desplazarse. Aunque debemos tener en cuenta que las redes FBGs tienen una mayor sensibilidad a las variaciones de temperatura y deformación que al resto de efectos.

Por lo que se puede introducir la magnitud de deformación unitaria, que se calcula dividiendo la deformación total del objeto, entre la longitud original y se mide en *strain* ( $\epsilon$ ) y se puede definir como “la cantidad de deformación por unidad de longitud de un objeto sometido a una fuerza” (Antonio Bueno Martínez, 2012).

Las variaciones de temperatura o deformación se traducen en un cambio del periodo de la red, que produce una variación en la longitud de onda reflejada.

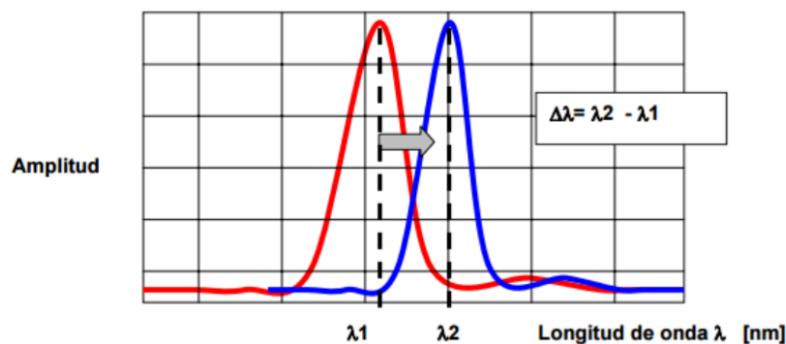


Figura 5. Representación del desplazamiento de la longitud de onda

El hecho de que los parámetros de temperatura y deformación influyan en el desplazamiento de la longitud de resonancia de un FBG, hace que sea complicado distinguir en qué proporción afecta cada uno de estos parámetros en un instante determinado a este desplazamiento.

## ii Sensores distribuidos basados en fibra óptica

Los sensores distribuidos son aquellos que consisten en un enlace de fibra óptica capaz de medir de forma continua en tramos que pueden ser de diferentes longitudes, desde decenas de centímetros hasta cientos de kilómetros. Las técnicas más utilizadas para el sensado distribuido son las basadas en diferentes fenómenos de *scattering*, como Rayleigh, Raman o Brillouin.

## 1. *Scattering de Rayleigh*

La dispersión de Rayleigh se descubrió en 1899 por Lord JWS Rayleigh (Young, 1981). Según demostró Lord Rayleigh, si se ilumina con luz un medio que contiene partículas de un tamaño mucho menor que la longitud de onda  $\lambda$ , la intensidad  $I$  esparcida en una determinada dirección es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda (Vivar, Salinas, & España, 2016).

La dispersión de Rayleigh, es el mecanismo de la pérdida intrínseca dominante en la ventana de baja absorción entre el ultravioleta y los infrarrojos (Bates, 1993). Esto se debe a las inhomogeneidades que presenta la fibra, estas inhomogeneidades se manifiestan como fluctuaciones del índice de refracción y surgen de la densidad y de las vibraciones de la composición del material, que pueden ser reducidas a la hora de la fabricación, pero no se pueden evitar totalmente. Esta dispersión es provocada en todas las direcciones, produciendo una atenuación descrita por la fórmula de dispersión Rayleigh viene dada por:

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_c K T_F \quad (3)$$

donde  $\gamma_R$  es el coeficiente de dispersión de Rayleigh,  $\lambda$  la longitud de onda óptica,  $n$  es el índice de refracción del medio,  $p$  es el coeficiente fotoelástico promedio,  $\beta_c$  es la compresibilidad isotérmica a una temperatura ficticia  $T_F$  y  $K$  es la constante de Boltzman. La temperatura ficticia es definida como la temperatura a la cual el vidrio puede alcanzar un estado de equilibrio térmico.

Un gran ejemplo que se utiliza a la hora de explicar la dispersión de Rayleigh, es la razón por la cual se ve el cielo de color azul, o el porqué del color rojo de las puestas de sol. La longitud de onda de la luz azul se sitúa sobre 400 nanómetros, y la de la luz roja a unos 700 nanómetros. Según el *scattering* de Rayleigh el porcentaje de la luz dispersada es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. Por esta razón, las partículas pequeñas de la atmósfera dispersarán un porcentaje mayor de la luz de longitud de onda corta que de longitud de onda larga. Una diferencia pequeña de longitud de onda puede producir una diferencia significativa en la dispersión de la eficiencia. En las longitudes de onda azul y roja, pequeñas partículas dispersan la luz azul cerca de diez veces más que la roja.

## 2. Scattering de Raman

El *scattering* de Raman fue descubierto por C. Raman en 1926 (Govind P Agrawal, 2005) y (Keiser, 2003). La dispersión estimulada de Raman (SRS) es una interacción entre las ondas de luz y la vibración de las moléculas de sílice. Si un fotón con energía  $h\nu_1$  incide en una molécula que tiene una frecuencia vibracional  $\nu_m$ , la molécula puede absorber algo de energía del fotón. En esta interacción el fotón es dispersado, obteniendo de esta manera una frecuencia más baja  $\nu_2$  y una energía correspondiente a  $h\nu_2$ . El fotón es llamado fotón de *stokes*. Dado que la onda de señal óptica que es inyectada en la fibra es una fuente de los fotones que interactúan, es llamada onda de bombeo (*pump*) o señal *anti-stokes*, ya que suministra energía a las ondas generadas.

Este proceso genera una dispersión de la luz a una longitud de onda mayor que el incidente. Si otra señal está presente a esa longitud de onda, la SRS será amplificada y la longitud de onda de la señal de bombeo disminuirá la potencia. La Figura 6, ilustra este efecto.

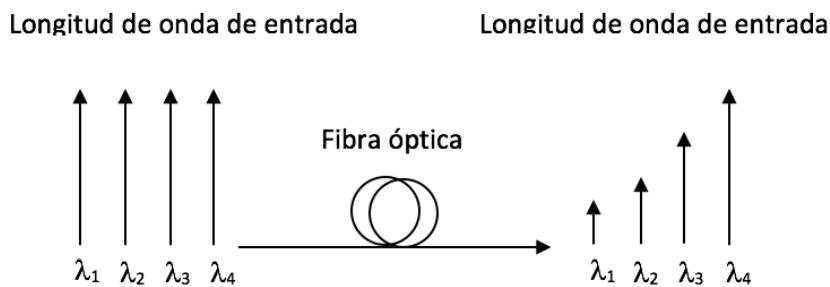


Figura 6. SRS genera dispersión de luz en una longitud de onda mayor, lo que disminuye la potencia de la señal de longitud de onda de la señal de bombeo.

Por consiguiente, SRS podría limitar el rendimiento de un sistema de comunicaciones óptico multicanal debido a la energía transferida de los canales de longitudes de onda corta a los canales de longitudes de onda mayores. Esto afecta al ancho de banda y puede ocurrir en ambas direcciones.

El proceso de SRS en fibra óptica se rige por el siguiente conjunto de dos ecuaciones no lineales:

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} = g_R(\Omega) I_p I_S - \alpha_S I_S \quad (4)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\Omega) I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (5)$$

Donde  $I_p$  es la intensidad de la onda que incide,  $I_s$  la intensidad de la onda de *stokes*,  $\alpha_s$  es el coeficiente de absorción de la onda de *stokes* y  $\alpha_p$  el de la onda incidente,  $g_R$  el coeficiente de ganancia de Raman y  $\omega_p$  y  $\omega_s$  son las frecuencias portadoras de la de *stokes* y de la señal de bombeo, respectivamente.

En el SRS existe una potencia umbral que es igual a la potencia de la onda que incide para la cual la onda de *stokes* y la onda incidente tienen la misma potencia a la salida de la fibra.

$$P_{umbral} \approx 16b \frac{A_e}{L_e g_R} \quad (6)$$

Donde la longitud de onda es  $L_e$  y  $b$  es un valor entre uno y dos, este valor depende de las polarizaciones relativas de la onda *stokes* y el incidente. La potencia umbral más pequeña se obtendrá cuando el valor de  $b$  es uno.

La onda *stokes* también tiene una potencia umbral para ser generada en sentido inverso al de la propagación de la onda incidente. La razón por la que no se tiene mucho en cuenta en los sistemas de comunicaciones ópticas es porque se alcanza primero el umbral para la SRS hacia delante que el umbral hacia atrás. Es importante decir que para minimizar los efectos de la SRS es conveniente no sobrepasar la potencia umbral y reducir el espacio entre canales, siempre que se hable de comunicaciones ópticas y no de aplicaciones de sistemas sensores distribuidos.

### 3. *Scattering de Brillouin*

El físico francés León Nicolás Brillouin presentó en 1922 un estudio de la propagación de ondas de luz monocromática y su interacción con ondas acústicas, es decir, la dispersión de la luz con un cambio de frecuencia, que se conoce como dispersión de Brillouin (Brillouin, 1922). Este tipo de dispersión es uno de los efectos no lineales más importantes quiere decir que a partir de una potencia umbral, el resultado de la interacción de la dispersión Brillouin no sigue una relación lineal con los desencadenantes de esa interacción.

Esta dispersión puede darse en procesos espontáneos y estimulados. En los procesos espontáneos, un fotón procedente de un haz de luz incidente se transforma en un fotón y un fonón dispersado, produciendo una onda

*stokes*, es decir, una onda bajada en frecuencia, la cual, generalmente tiene una intensidad de la señal muy baja, pero que se puede propagar a gran distancia (decenas de kilómetros) en una fibra óptica sin apenas verse atenuada. Este fenómeno es bastante indeseado en el ámbito de las comunicaciones, ya que parte de la señal transmitida se puede ver dispersada y no llegar al detector.

Actualmente esta desventaja es utilizada en láseres y amplificadores de efecto Brillouin. Además, este efecto es el fundamento para la realización de sensores distribuidos de temperatura y deformación.

La expresión que define la magnitud de salto en frecuencia Brillouin viene dada por (Boyd, 2003):

$$\nu_B = \beta V_A = 2V_A \beta_p \left| \sin \frac{\theta}{2} \right| = 2\omega_p \left( \frac{V_A n}{c} \right) \sin \frac{\theta}{2} \quad (7)$$

donde  $V_A$  es la velocidad de propagación acústica en la fibra,  $\beta$  es el vector de onda del fonón,  $\beta_p$  es el vector de onda de la radiación de onda de bombeo y  $\omega_p$  su frecuencia angular y  $\theta$  es el ángulo de la dispersión de la onda *stokes*. Debido a la geometría de la fibra, la dispersión siempre es hacia adelante (dirección de la onda incidente)  $\theta = 0^\circ$  o hacia atrás  $\theta = 180^\circ$ . La dispersión hacia delante es muy débil, debido a que se anula el factor del seno, por lo que la mayor parte de la onda de *stokes* se propaga en sentido contrapropagante a la señal de la luz incidente o también conocida como señal de bombeo. En este caso,  $\theta = 180^\circ$  la expresión se reduce a (Kurashima, Horiguchi, & Tateda, 1990):

$$\Omega = 2\omega_p \frac{V_A n}{c} \quad (8)$$

A pesar de que la intensidad de la luz retrodispersada de forma espontánea es baja, este proceso se convierte en estimulado en el momento en el que la potencia óptica inyectada en la fibra supera un determinado umbral, debido a una eficiente conversión notablemente superior.

El *scattering* de Brillouin se aplica a una gran cantidad de ámbitos, de los cuales, los más relevantes son:

- Filtros activos sintonizables. Se basan en el proceso SBS (*Stimulated Brillouin Scattering*, dispersión Brillouin estimulada), tratando de bombar una fibra a una frecuencia que sea exactamente la de la señal a amplificar desplazada el valor de la frecuencia Brillouin. El ancho de ganancia puede ser unos 50MHz (Ziel., n.d.).

- Láseres de efecto Brillouin con ancho de banda muy estrecho utilizando configuraciones en anillo (Hill, Kawasaki, & Johnson, 1976).
- Medida distribuida de temperatura y deformación. Este campo de aplicación es en el que se trabaja en este proyecto. De acuerdo con la estructura del proyecto, se explicará más adelante (Horiguchi, Kurashima, & Tateda, 1990)(Hotate, 2014).

## c DISPERSIÓN DE BRILLOUIN: ESPONTANEO Y ESTIMULADO

Como se ha comentado en el apartado anterior, si la dispersión procede de fonones ópticos, se denomina *scattering* de Raman mientras que si la iteración ocurre entre luz y fonones acústicos es *scattering* Brillouin.

Este tipo de dispersión no lineal puede darse en procesos espontáneos y estimulados.

### i Dispersión de Brillouin espontánea

Los sensores basados en la dispersión Brillouin espontánea emplean una única señal incidente en la fibra para producir dispersión de la luz incidente, sin necesidad de otro estímulo o señal óptica adicional.

Por lo que dentro de esta clase de sensores se encuentran, por ejemplo, los que utilizan técnicas de reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDR) y correlado (DOCDR).

#### Los sistemas BOTDR

Los sensores basados en esta técnica emplean la dispersión Brillouin espontánea para analizar las variaciones de temperatura y/o deformación a lo largo de la fibra óptica basándose en la ganancia-pérdida de Brillouin.

El sistema BOTDR es un lector en el eje tiempo de un eco retrodispersado que se genera en una fibra óptica (ver Figura 7). Si la estructura física de la fibra es homogénea, la frecuencia de este eco es constante, en cambio, esta respuesta es diferente si la fibra está deformada o si sufre un cambio de temperatura (Fujihashi, 2003).

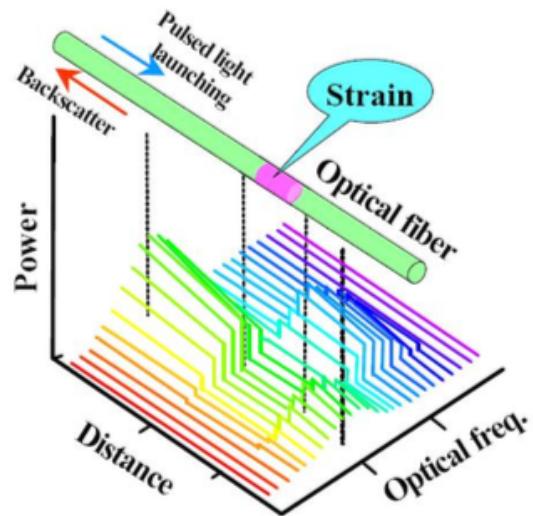


Figura 7. Deformación de la fibra óptica

El desplazamiento del rango acústico de la retrodispersión es directamente proporcional a la magnitud de la deformación en un punto dado de la fibra. Por lo tanto, el BOTDR mide la posición de la deformación y su magnitud.

La magnitud y posición de la deformación en un punto de la fibra es determinada por el tiempo de respuesta y por la magnitud del desplazamiento de la frecuencia. Se pueden recibir entonces múltiples ecos con distintos desplazamientos en frecuencia si la fibra es deformada en distintos puntos, como se puede ver en la Figura 8.

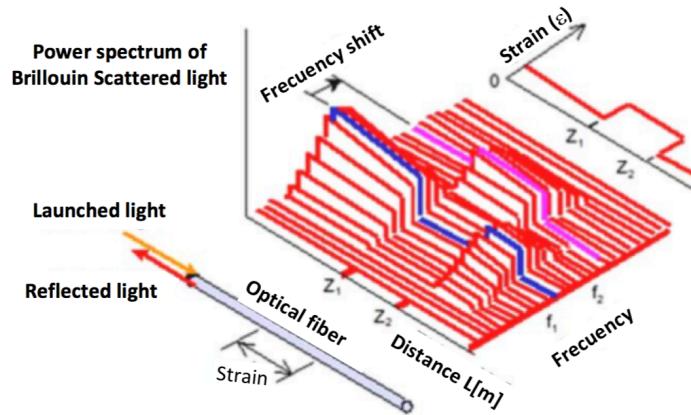


Figura 8. Espectro de frecuencia de la luz retrodispersada

Este desplazamiento de la frecuencia de Brillouin en función de la deformación de la fibra, se puede expresar por la siguiente forma:

$$\nu_B(\varepsilon) = \nu_B(0) + \frac{d\nu_B(\varepsilon)}{d\varepsilon} \cdot \varepsilon \quad (9)$$

Donde  $\nu_B(\varepsilon)$  es el desplazamiento en frecuencia con deformación,  $\nu_B(0)$  es la frecuencia de Brillouin de la fibra sin deformación,  $\frac{d\nu_B(\varepsilon)}{d\varepsilon}$  es el coeficiente proporcional de deformación que es de unos 0.5GHz en una longitud de onda de  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ; por último,  $\varepsilon$  es la deformación. La luz pulsada se lanza por un extremo de la fibra óptica, y se produce la onda de Brillouin retrodispersada que se detecta en el mismo extremo. La distancia  $Z$  desde el extremo de la fibra óptica está dada por la siguiente ecuación:

$$Z = \frac{cT}{2n} \quad (10)$$

Donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $n$  es el índice de refracción, y  $T$  es el intervalo de tiempo entre el lanzamiento de la luz pulsada y la recepción de la luz dispersada.

Esta técnica tiene un rango de medida por encima de los 10 kilómetros sin regeneración de señal, y cientos de kilómetros con regeneración de señal en línea, tiene una limitación en su resolución espacial, que no puede ser inferior a 1 metro. Se necesita introducir un filtrado para quitar la componente de dispersión Rayleigh, ya que el desplazamiento en frecuencia depende de la deformación y de la temperatura de manera simultánea.

## ii Dispersión de Brillouin estimulada

Al asumirse que la intensidad luminosa es lo suficientemente baja como para no alterar las propiedades ópticas del medio, el *scattering* de Brillouin espontáneo únicamente se produce debido a fluctuaciones térmicas (Newnham & Sundar, 1997). En la presencia de un fuerte campo óptico, debido a una variedad de fenómenos como son la electrostricción o absorción, las fluctuaciones pueden amplificarse y dispersar una mayor cantidad de luz. Se produce *scattering* de Brillouin estimulado cuando el campo óptico produce la onda acústica en el medio, interviniendo por lo general, un campo óptico con frecuencia  $\omega_p$  que interactúa con la onda de presión copropagante de frecuencia  $\Omega$  o frecuencia Brillouin  $\nu_B$ .

El mecanismo físico por el cual dos campos ópticos pueden generar una onda de presión es la electrostricción o la absorción, estando el primero de ellos siempre presente y siendo dominante en un medio con pérdidas muy bajas, como puede considerarse a una fibra óptica.

La onda *stokes* que se retrodispersa, se cruza con el bombeo de la luz incidente y genera un fonón acústico debido al fenómeno de electrostricción. El fonón acústico es el encargado de modular el índice de refracción del medio, produciendo un efecto similar al de una red de difracción de Bragg, ya que se propaga con la onda de bombeo que la genera, y que produce una cierta dispersión sobre ésta.

Como consecuencia del efecto *Doppler* producido por el movimiento de la red de difracción a la velocidad acústica propia del medio, la luz dispersada se propaga a una frecuencia menor (onda *stokes*). Esta misma onda se transmite en la dirección opuesta a la propagación de la onda de bombeo que la genera, llevando con ella la mayoría de la potencia de la onda de bombeo, una vez sobrepasado el umbral de potencia que se necesita para la generación del *scattering* de Brillouin estimulado (SBS).

Debido a que la dispersión Brillouin estimulada produce una banda de amplificación a otra frecuencia, la potencia del canal en la dirección propagante se ve muy limitada, teniendo unos efectos muy perjudiciales en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica.

Este proceso de dispersión puede verse también desde el punto de vista de la mecánica cuántica. Un fotón con una energía determinada, al interaccionar con una molécula de sílice en la fibra, es eliminado, generando al mismo tiempo un fotón de energía menor y un fonón acústico.

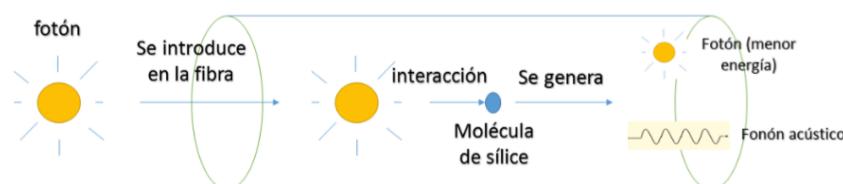


Figura 9. Explicación cuántica del proceso de dispersión

Como indican las leyes de conservación de la energía, cuando se produce la interacción, la energía y el momento del proceso deben conservarse y como consecuencia, dan lugar a estas expresiones:

$$\omega_s = \omega_p - \Omega \quad (11)$$

$$\beta_s = \beta_p - \beta \quad (12)$$

donde  $\omega_p$  es la frecuencia del fonón de la onda incidente,  $\beta_p$  es el momento del fonón incidente,  $\omega_s$  y  $\beta_s$  corresponden la frecuencia y al momento del

fonón de *stokes*, respectivamente y  $\Omega$  y  $\beta$ , son la frecuencia y el momento de la onda acústica.

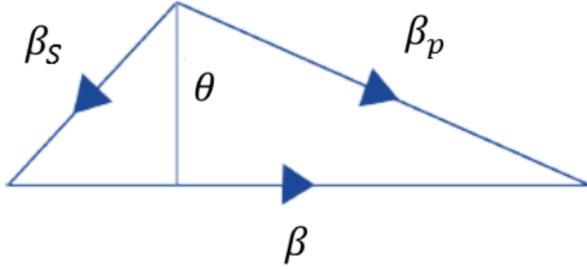


Figura 10. Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS.

El proceso de Brillouin tiene una fuerte dependencia angular a nivel de eficiencia. Esto sucede debido a la forma de dispersión de los fonones acústicos, que pueden ser aproximados por una línea recta.

$$\Omega \approx V_A \beta \quad (13)$$

En esta ecuación,  $V_A$  es la velocidad acústica en el medio, y el valor de  $\beta$  depende del ángulo  $\theta$  entre los vectores de onda del bombeo y la onda de *stokes*. Sustituyendo el valor  $\theta$  en la ecuación anterior, se obtiene el desplazamiento en la frecuencia de Brillouin:

$$\Omega \approx 2V_A \frac{\omega_p n}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (14)$$

donde se utiliza la aproximación  $\beta_s \approx \beta_p = \frac{\omega_p n}{c}$ , debido a la relativamente pequeña desviación de frecuencia del fonón dispersado,  $\omega \ll \omega_{p,s}$ . Como se puede ver en la ecuación del desplazamiento de la frecuencia de Brillouin, el desplazamiento depende del ángulo de dispersión, por lo que la máxima dispersión se consigue para  $\theta = \pi$ . La dispersión hacia delante,  $\theta = 0$ , hace que el desplazamiento en frecuencia se aproxime a cero ( $\Omega \rightarrow 0$ ). Por esta razón, la dispersión de Brillouin estimulada solo ocurre hacia atrás con una frecuencia Brillouin dada por:

$$\nu_B = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{2nV_A}{\lambda_p} \quad (15)$$

donde se utiliza  $\beta_p = \frac{2nV_A}{\lambda_p}$ , y  $n$  es el índice del nucleo a la longitud de onda  $\lambda_p$  de trabajo.

El proceso responsable de que se produzca la dispersión estimulada de Brillouin es el proceso físico de la electrostricción. Éste se produce por la tendencia de los materiales dieléctricos a comprimirse en presencia de un campo eléctrico intenso. Gracias a esta compresión, en el material aparece una cierta presión interna que se denomina presión electrostrictiva y que se relaciona con el campo eléctrico que lo genera a través de la siguiente ecuación:

$$p_{st} = -\frac{1}{2}c_e \langle |E|^2 \rangle \quad (16)$$

donde  $c_e$  es la constante electrostrictiva del material, que de acuerdo con la ley de Lorentz-Lorentz, se puede calcular como:

$$c_e = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad (17)$$

Las fluctuaciones de presión ocasionadas en la fibra provocan que se produzca una variación de la densidad del medio,  $\Delta \rho$ , y como consecuencia se produce una variación de la constante dieléctrica de acuerdo con:

$$\Delta \epsilon = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta \rho \quad (18)$$

siendo  $\rho$  la densidad del material en ausencia de electrostricción. Como consecuencia de este proceso, las variaciones de densidad en el medio,  $\Delta \rho$  se traducen en la aparición de una onda acústica.

### Espectro de ganancia de Brillouin

La amplificación de la onda *stokes* en la dispersión estimulada de Brillouin se debe al espectro de ganancia  $g_B(\Omega)$ , donde el máximo de ganancia se produce a la frecuencia Brillouin ( $\Omega_B$  o  $\omega_B$ ). El perfil de la curva de ganancia de Brillouin es Lorentziana y se define como,

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{\left(\Gamma_B/2\right)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + \left(\Gamma_B/2\right)^2} \quad (19)$$

donde  $\Gamma_B$  esta relacionado con el tiempo de vida del fonón  $\tau_B = \Gamma_B^{-1} \sim 10\text{ns}$  y la onda acústica tiene un decaimiento de  $e^{-\Gamma_B t}$ . El valor de pico de la curva de ganancia Brillouin ( $g_p$ ) se establece como,

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p \rho_0 V_A \Gamma_B} \quad (20)$$

Siendo  $n$  el índice de refracción del medio de propagación o del núcleo de la fibra,  $p_{12}^2$  el coeficiente elasto-óptico longitudinal,  $\lambda_p$  la longitud de onda de bombeo y  $\rho_0$  la densidad del material.

### Potencia umbral de Brillouin

La potencia crítica o potencia umbral de Brillouin se alcanza cuando la mitad de la potencia de bombeo ha sido transferida a la onda *stokes*. En términos matemáticos,

$$P_s(0) = P_p(L) \quad (21)$$

donde  $L$  es la longitud total de la fibra,  $P_s(0)$  la potencia de la onda *stokes* al comiendo de la fibra y  $P_p(L)$  la potencia de la onda de bombeo al final. Al comenzar la onda de *stokes* por el final de la fibra y el bombeo por el comienzo, tras la interacción Brillouin, la potencia se divide entre la onda de bombeo y *stokes*. Por encima de este valor umbral, el SBS trasfiere rápidamente potencia del bombeo a la sonda. La potencia de bombeo umbral necesaria para que tenga lugar el SBS puede aproximarse como,

$$P_{th} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_b L_{eff}} \quad (22)$$

donde  $g_b$  es el coeficiente de ganancia Brillouin,  $A_{eff}$  el área efectiva del núcleo y  $L_{eff}$  la longitud efectiva de la fibra, que se relaciona con la longitud real de la fibra ( $L$ ) y su atenuación ( $\alpha$ ) mediante la fórmula

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (23)$$

Conceptualmente, la longitud efectiva de la fibra es aquella en la que, manteniendo una intensidad constante e igual a la intensidad en el origen, se obtendría el mismo efecto que sobre la longitud real teniendo en cuenta la atenuación. Como puede comprobarse fácilmente, para longitudes muy grandes la longitud puede aproximarse a  $\frac{1}{\alpha}$ .

El concepto de área efectiva es similar. En general, se desconoce la distribución transversal del campo electromagnético que se propaga por la fibra, por lo que se define como una zona donde se supone que la intensidad del modo es constante. Se trata por tanto de encontrar el valor de  $A_{eff}$  cuyo

efecto sea el mismo que el producido por la distribución real de la intensidad.

Como ya se ha comentado anteriormente, la transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda *stokes* crece drásticamente una vez superada la potencia umbral.

Se puede observar unos resultados experimentales, en la Figura 11, obtenidos para una fibra monomodo de 8.6 Km de longitud, resultando una potencia umbral de 16mW, gracias a estar bombeada por un láser semiconductor a 1532nm

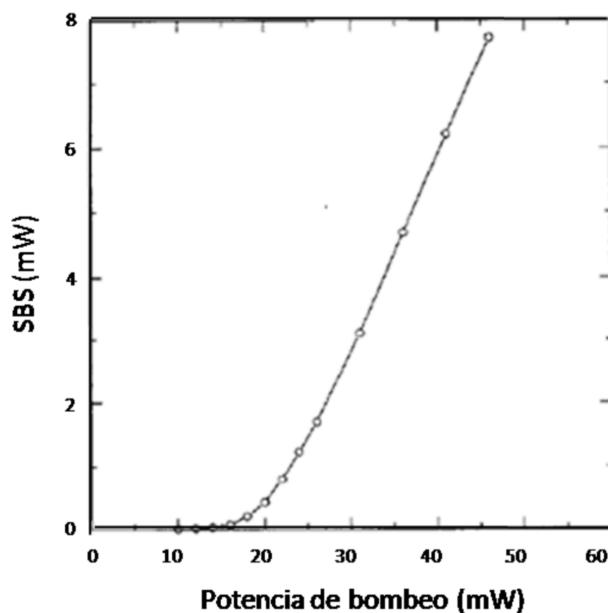


Figura 11. Potencia dispersada por SBS en función de la potencia de bombeo.

El valor de la potencia umbral depende de varios factores como son la anchura y repetición del puso de bombeo, su anchura espectral y modulación.

En resumen, la dispersión estimulada de Brillouin se puede describir como la interacción no lineal entre dos ondas ópticas, normalmente denominadas onda de bombeo y de prueba o *stokes* y una onda acústica. Estas interacciones generan un fenómeno de ganancia que amplifica la onda de prueba y puede ser usado para medir de manera distribuida tanto temperatura como deformación a lo largo de la fibra óptica.

Dentro de la dispersión estimulada de Brillouin se pueden englobar tres técnicas basadas en el análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDA), en el análisis óptico de Brillouin en el dominio de la

frecuencia (BOFDA) y en el análisis óptico de Brillouin en el dominio correlado (BOCDA).

### iii Sistema BOTDA

Esta técnica se presentó por primera vez hacia 1980 (Tateda, 1989), como herramienta para medir la atenuación en una fibra óptica. Este fue el principio de esta tecnología, la cual se comenzó a estudiar con más detenimiento, y pronto se presentaron los primeros sistemas sensores distribuidos, los cuales únicamente utilizaban la dependencia Brillouin con la temperatura.

Este sistema es el más conocido para la realización de sensores basados en la dispersión Brillouin. Como es un sistema sensor basado en la dispersión estimulada, se utilizan dos señales para poder realizar la medida, por un lado, el bombeo y por otro la onda de prueba.

Por un extremo de la fibra se inyecta la señal de bombeo, generalmente es una señal pulsada. Por el otro extremo de la fibra, se inyecta la señal de prueba, normalmente se suele usar una señal continua modulada a una frecuencia próxima a los 11 GHz, y sobre la que se realiza un barrido en frecuencia para visualizar el espectro de la ganancia de Brillouin de la fibra. Generalmente la intensidad de la señal de prueba suele ser bastante más pequeña que la de bombeo.

Como ya se ha mencionado con anterioridad, la señal de bombeo es pulsada, lo que permite poder determinar de forma distribuida el valor de la frecuencia Brillouin, o lo que es lo mismo la temperatura y/o deformación de la fibra óptica. Por lo que, al propagarse el pulso por la fibra, la interacción entre las ondas sólo se produce en la posición del pulso, por lo que, si se analiza la ganancia en función del tiempo y la frecuencia, se puede establecer el valor de la frecuencia de Brillouin en cada punto de la fibra.

En la Figura 12 se muestra uno de los primeros sensores implementados con esta técnica. El sistema está compuesto por dos láseres, uno de ellos sintonizable, que transmiten las señales de bombeo y *stokes*. Mediante acopladores se consigue que una pequeña parte de la potencia se desvíe y con esto se controle y se mida la diferencia de frecuencia entre los láseres para que sea posible analizar el barrido de frecuencia del espectro Brillouin. Otro dispositivo importante es el modulador electro-óptico, situado en la rama superior del montaje, que se encarga de pulsar la señal óptica para que después ésta llegue a la fibra óptica. En la rama inferior, la onda continua se propaga directamente hasta la FUT (fibra bajo test), donde se produce la interacción SBS con el pulso creado en la rama superior y por lo tanto se crea la señal BOTDA que, mediante un circulador, llega hasta el receptor. Una vez observada y capturada la traza por el osciloscopio, se

podrá reconstruir el espectro Brillouin y de esta manera obtener los valores distribuidos de temperatura y deformación.

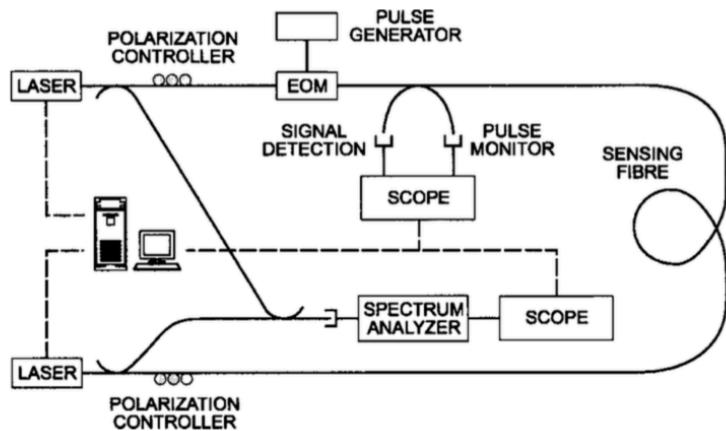


Figura 12. Esquema experimental de un sensor BOTDA básico

Más adelante, se diseñó otro modelo en el que el bombeo y la prueba son proporcionados por la misma fuente láser, como se puede observar en la Figura 13 (Niklès, Thévenaz, & Robert, 1997). Este tipo de esquema es el que se ha estado implantando los últimos años, gracias a la gran ventaja que supone poder trabajar con una única fuente óptica. Gracias a un modulador óptico, se genera la señal de prueba y se sintoniza sus bandas laterales en la frecuencia de la onda de bombeo. Si la frecuencia de Brillouin de la fibra es igual a la frecuencia de modulación, la onda de bombeo interacciona con la banda inferior por la dispersión Brillouin estimulada, la banda inferior se amplifica y se obtiene el espectro de ganancia de Brillouin haciendo un barrido de frecuencias de la banda lateral de la onda de prueba.

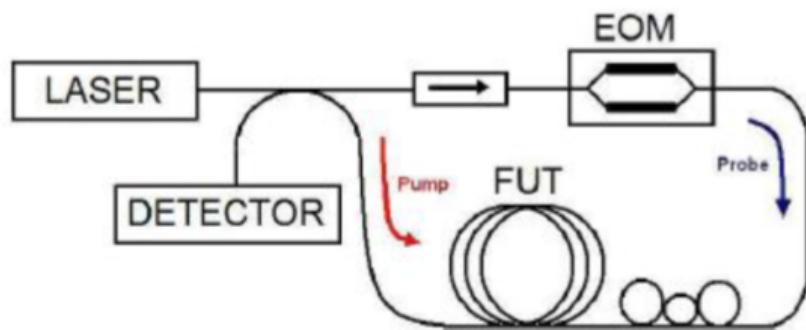


Figura 13. Esquema de un sistema BOTDA con una fuente láser

Existen distintas técnicas para mejorar la resolución espacial y la longitud de medida distribuida. Una de ellas es la técnica *dark-pulse*, en la que se añade un amplificador óptico semiconductor para generar el pulso de bombeo ya que tiene una alta relación de excitación, consiguiendo

mediante esta técnica resoluciones espaciales de hasta 5cm en un rango de 100m. Existen otras técnicas para reducir la resolución espacial como añadir un pulso de pre-excitación (Cho, Lee, & Kwon, 2004) para generar el fonón o el método de echo-Brillouin (Thevenaz & Foaleng Mafang, 2008).

Hay otros métodos basados en eliminar la dependencia con la polarización de la luz en estos sistemas, la idea es descomponer el pulso de bombeo en dos ramas, las cuales tienen una polarización ortogonal, a continuación, una de las ramas se retrasa un tiempo proporcional a la anchura del pulso. Por último, se recombinan ambas señales y de esta manera se elimina la dependencia con la polarización (Yang, Yu, Chen, Ng, & Yang, 2008).

Uno de los principales problemas que presenta esta configuración es que hay que limitar en potencia la señal de bombeo, a fin de evitar que se produzcan unos fenómenos no lineales. Pero además de los efectos no lineales de estos sistemas, hay que tener en cuenta que no se puede diferenciar si una medida es provocada por un cambio de temperatura o de deformación, tampoco puede localizar roturas en la fibra, si se quiere mejorar la calidad de la medida es necesario un alto promediado en la detección. Este alto promediado y el barrido frecuencial hacen que las medidas lleven un tiempo algo elevado, lo que impide implementaciones para medidas dinámicas salvo que se usen sistemas BOTDA específicos.

### **Sistema BOFDA**

Otra técnica que utiliza la dispersión Brillouin como sensor distribuido es la implementación llamada BOFDA, propuesta en 1996 por D. Garus (Garus, Krebber, Schliep, & Gogolla, 1996) y otros colaboradores. Esta técnica está basada en la medida de la función de transferencia compleja en banda base que relaciona las amplitudes de la onda de prueba y la de bombeo a lo largo de la fibra óptica.

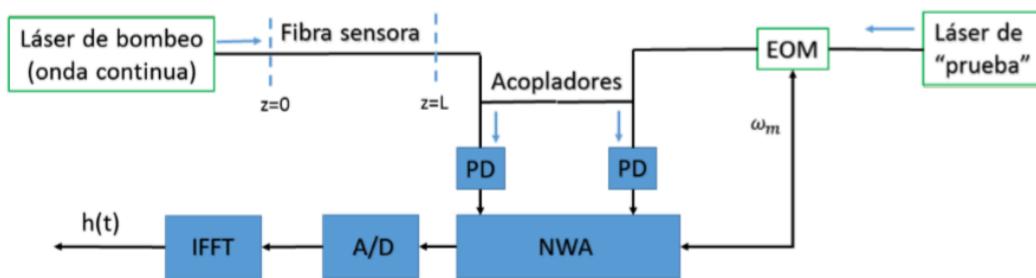


Figura 14. Esquema de la configuración básica de los sistemas BOFDA

Como se observa en la Figura 14, por un lado, la onda continua se introduce en un extremo de la fibra sensora y en el otro extremo de la fibra se inyecta una onda cuya frecuencia está desplazada  $\nu_B$ . La onda de prueba continua se modula en intensidad mediante un modulador electro-óptico con una señal sinusoidal en un rango de frecuencias  $\omega_m$ . La onda de bombeo modulada indirectamente por la transferencia de energía hacia la onda de prueba. Como consecuencia, aparece en la señal inducida una componente alterna (AC) entre ambas señales.

Cuando las dos señales salen de los fotodetectores que están señalados en la figura con las letras PD, pasan por un analizador de redes NWA (Network Analyzer), y su salida permite medir los cambios en la componente AC de la onda de bombeo y determinar así el perfil de la frecuencia Brillouin determinado por la función de transferencia banda base compleja. Se puede determinar el perfil de temperatura y de deformación a lo largo de la fibra calculando la respuesta al impulso aplicando la transformada de Fourier inversa.

### **Sistema BOCDA**

Esta técnica fue propuesta por Hotate et al (Hotate, 2014), para conseguir mejorar el límite de la resolución espacial hasta el orden de los milímetros, con una velocidad de muestreo que alcanza los kHz.

En la Figura 15 se muestra una configuración de un sistema BOCDA. La onda de luz continua de un láser se divide entre las dos ramas. Una es inyectada a la fibra como onda de prueba con una frecuencia desplazada a través de un modulador a una banda lateral única en torno a la frecuencia de Brillouin. La otra onda, es modulada en intensidad y se lanza en el otro extremo de la fibra como onda de bombeo. El objetivo de un sistema BOCDA es modular la frecuencia del láser con una forma de onda periódica, mediante la cual se puede realizar la excitación selectiva de la dispersión estimulada de Brillouin a lo largo de la fibra

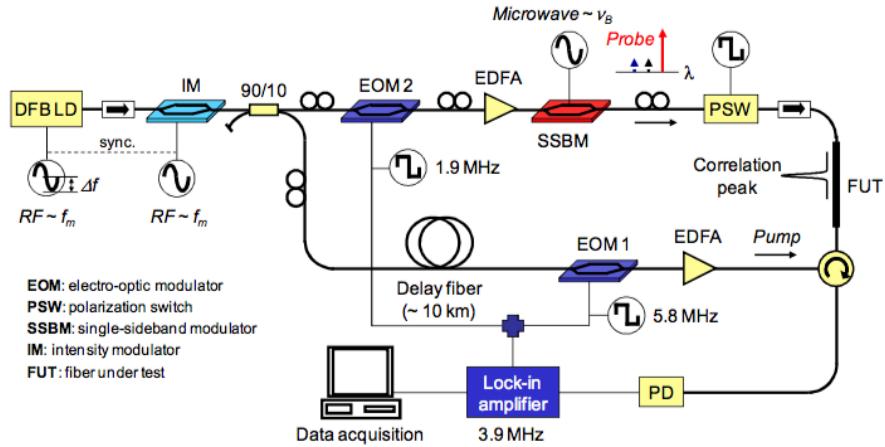


Figura 15. Sistema BOCDA

El espectro de ganancia de Brillouin (BGS) medido en el sistema BOCDA se ilustra esquemáticamente en la Figura 16. En la posición donde se genera la dispersión estimulada de Brillouin, la diferencia entre la frecuencia de la señal de bombeo y la de prueba se pueden mantener constantes. Sin embargo, si no se mantiene constante, la diferencia entre ambas frecuencias fluctúa para evitar el proceso estimulado. La posición que se desea medir, se denomina “posición de pico de correlación”,

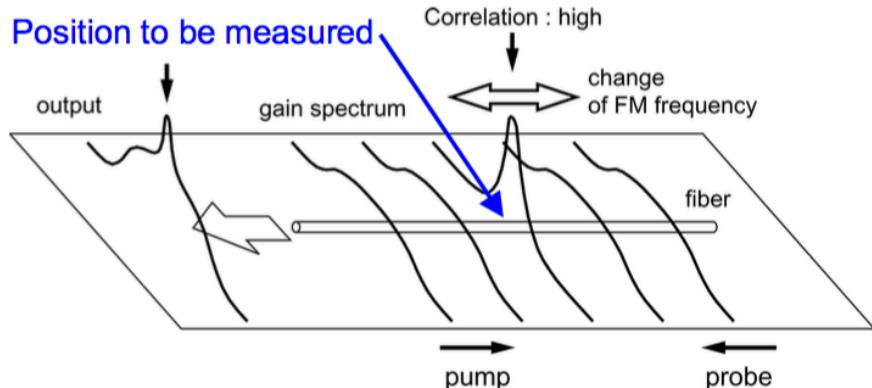


Figura 16. Posición-selección en la medida en BOCDA

se puede cambiar fácilmente por la frecuencia FM, de esta manera se consigue una medición distribuida. Al aumentar la frecuencia FM y la amplitud FM, la resolución espacial puede ser mejorada. Con la introducción de sistemas para reducir el ruido de fondo, la resolución espacial puede ser de 1.6mm como se muestra en la Figura 17.

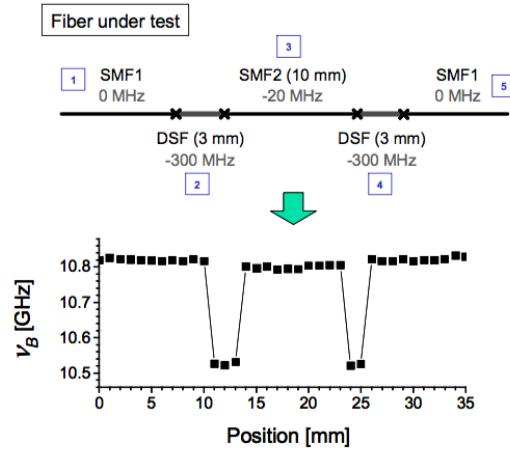


Figura 17. Demostración de 1.6mm de resolución espacial

La señal modulada en frecuencia para la posición selectiva es periódica, por lo se pueden obtener múltiples picos de correlación a lo largo de la fibra. El intervalo máximo básicamente decide el rango de medición. Para ampliar este intervalo existen algunas propuestas como el “*esquema temporal gating*”. Otra forma que se usa para ampliar el rango de medidas es usar la modulación de impulsos con un periodo igual al intervalo de pico de correlación. La Figura 18 muestra una medición de espectro de ganancia de Brillouin distribuida con 7cm de resolución espacial y 1.030m de margen de medición, que se realiza por el sistema “*gating temporal*”.

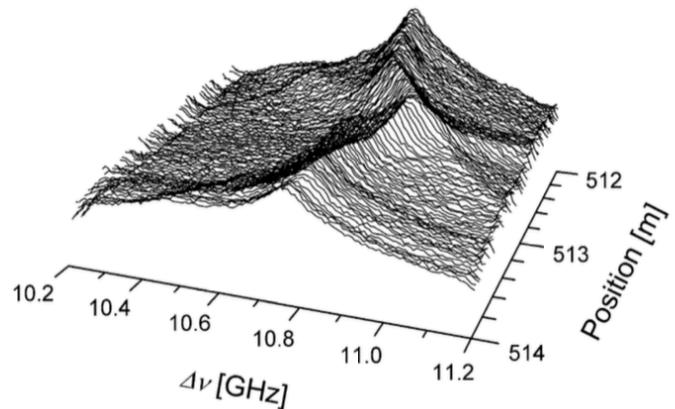


Figura 18. Medida distribuida BGS con 7 cm de resolución espacial y 1,030m margen de medida

Una de las principales características de este sistema es la accesibilidad aleatoria a múltiples puntos arbitrarios a lo largo de la fibra, que no pueden ser realizados por otras tecnologías en el dominio del tiempo.

Esta característica puede hacer que sea posible medir la deformación/tensión dinámica en múltiples puntos arbitrarios, como se muestra en la Figura 19.

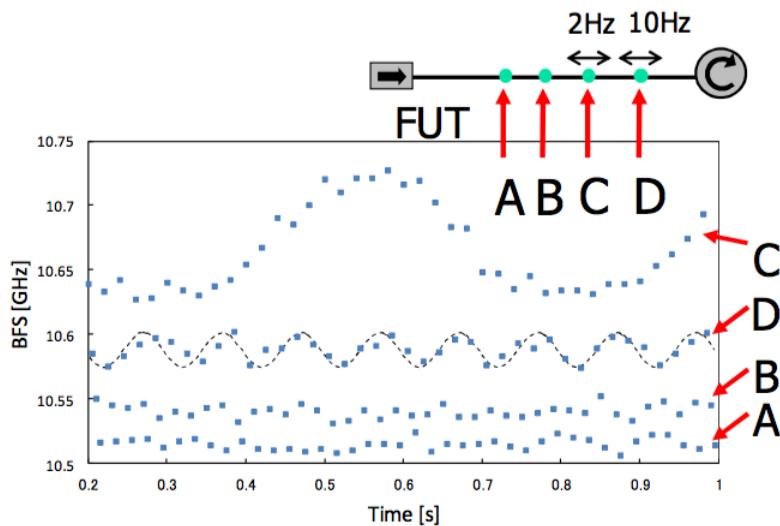


Figura 19. Medición de la deformación dinámica en múltiples puntos arbitrarios por BOCDA de acceso aleatorio

## 4. MEDIDA DE TEMPERATURA Y STRAIN EN SISTEMAS BOTDA A TRAVÉS DE LA ESTIMACIÓN DE LA BFS

### a RELACIÓN EXISTENTE ENTRE TEMPERATURA Y STRAIN EN SISTEMAS BOTDA

Como se ha mencionado en los capítulos anteriores, la dispersión de Brillouin es un fenómeno que depende fuertemente de las variables termodinámicas del medio por el que se propaga la luz. En la mayoría de los casos, estas variables afectan el desplazamiento de la frecuencia Brillouin o su anchura de línea espectral. Por lo tanto, cambios de temperatura o de deformación (*strain*) en la fibra tienen una influencia lineal en la magnitud del desplazamiento. Sin embargo, tanto la temperatura como la deformación afectan simultáneamente al valor de la frecuencia Brillouin. Por ello, aunque algunas técnicas de sensado son capaces de diferenciar sus efectos independientemente, en la mayoría de los casos se asume que bien la temperatura o la deformación es constante.

Nuevas investigaciones (Parker, Farhadiroshan, Handerek, & Rogers, 1997) afirman la posibilidad de crear un sensor con una fibra

monomodo, en la que sea posible medir la temperatura y la deformación independientemente. Esto se debe gracias a una fibra y unos coeficientes de temperatura y deformación específicos.

En este caso, el cambio de la potencia estaría relacionado con la temperatura y la deformación con el desplazamiento en frecuencia. Aquí se muestran las Figuras 20 y 21 con los resultados que obtuvieron.

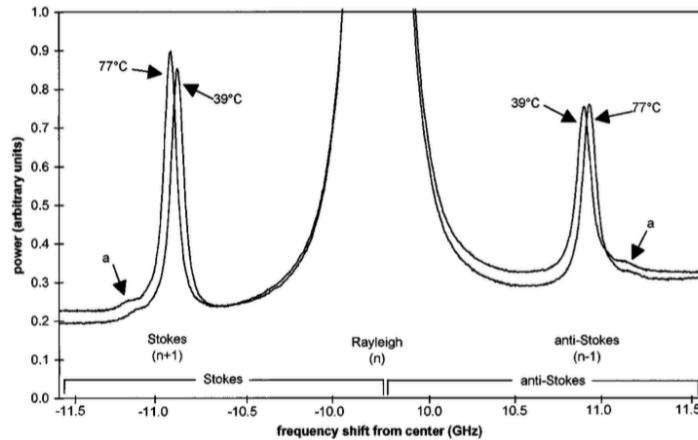


Figura 20. Cambio de la potencia en relación a la temperatura

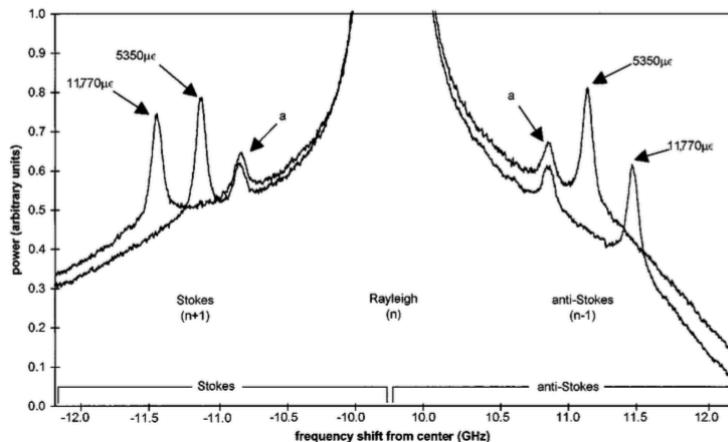


Figura 21. Cambio del desplazamiento de la frecuencia en relación a la temperatura

Como se puede observar los cambios deben de ser muy bruscos para poder diferenciar si se debe a temperatura o deformación. Por lo en un sistema BOTDA dinámico normal no se podría implementar, ya que generalmente estos cambios no suelen ser lo suficientemente bruscos para detectarlos.

## **b ESTIMACIÓN DE LA BFS MEDIANTE AJUSTE LORENTZIANO**

Como se ha mencionado anteriormente, los sensores se fibra óptica distribuidos basados en la dispersión de Brillouin han sido estudiados en las últimas décadas para medir deformación y temperatura a lo largo de muchos kilómetros. Además se ha investigado en ellos debido a su gran capacidad de medir la temperatura y la deformación a lo largo de una fibra con una precisión y resolución superiores a otros sistemas (Farahani, Castillo-Guerra, & Colpitts, 2013).

En los sistemas BOTDA, dos señales en sentido contrario, la señal de bombeo y la prueba con diferentes frecuencias, interactúan con una onda acústica. Debido a esta interacción, la señal de bombeo transfiere parte de la energía a la señal de prueba en sentido contrario y se amplifica la señal de prueba. La amplificación máxima se produce cuando la diferencia de frecuencia de estas dos señales es exactamente igual a la frecuencia de Brillouin (BFS).

El espectro de ganancia de Brillouin (BGS) se obtiene posteriormente escaneando las frecuencias de la señal más el ancho de banda de la ganancia de Brillouin. La BGS obtenida en una posición particular a lo largo de la fibra es idealmente una curva en forma de Lorentziana y la BFS simplemente se puede determinar mediante la búsqueda de la frecuencia central, la frecuencia con la máxima amplitud local de la BGS. Sin embargo, determinar la BFS, no es un proceso tan sencillo en situaciones prácticas como con las trazas obtenidas a partir de las mediciones BOTDA a menudo distorsionadas y con ruido.

Los métodos de ajuste de curvas como el ajuste a la curva Lorentziana, es adaptado para encontrar la BFS.

Esta técnica de ajuste de curvas, consiste en ajustar una curva ideal sobre la BGS y la frecuencia asociada a la amplitud máxima. En el ajuste de la BGS se supone que es la BFS de la medida. Sin embargo, esto requiere unos ajustes de los parámetros iniciales y podría conducir a la estimación inexacta de la BFS, especialmente si las inicializaciones están demasiado lejos de los valores reales.

Además, para el procesado de la señal de detección BOTDA, el tiempo empleado, después de la adquisición de los datos mediante la técnica de ajuste de curvas Lorentziano, es relativamente larga. Esto es debido a

que es un proceso iterativo. Si intentamos reducir, tanto el tiempo de medida como el de procesado, mediante el aumento del paso de frecuencia, nos puede llevar a un pobre ajuste de curva de estimación, afectando así a la precisión, debido a la utilización de menos puntos.

Una BGS ideal se modela mediante una curva de distribuida en el dominio del tiempo.

$$g(v) = \frac{g_B}{1 + 4 \left( \frac{v - v_B}{\Delta v_B} \right)^2} \quad (24)$$

Tres parámetros son los que describen la BGS, el desplazamiento de la frecuencia de Brillouin  $v_B$ , la anchura de línea  $\Delta v_B$ , y la ganancia  $g_B$ . En la Figura 22 se muestra el espectro ideal, con una ilustración de cómo se determina cada parámetro de la ecuación.

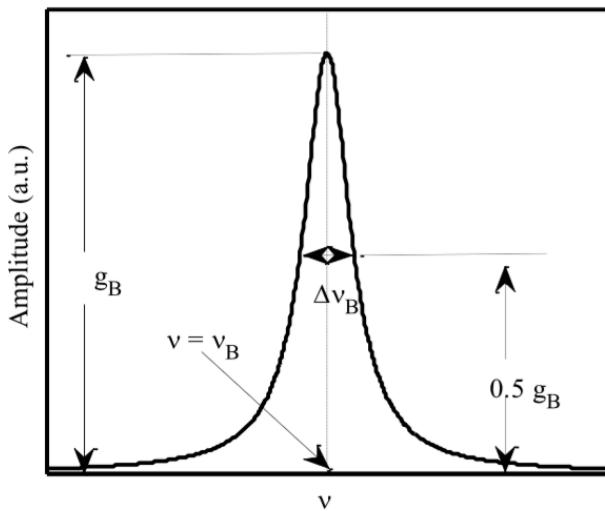


Figura 22. BGS ideal

Desde el punto de vista de un sistema de detección,  $v_B$  es el parámetro más importante debido a que es linealmente dependiente a la deformación y la temperatura de la siguiente manera:

$$v_B = C_T \Delta T + C_\varepsilon \varepsilon + v_{B_0} \quad (25)$$

En esta ecuación  $C_T$  es el coeficiente de temperatura en MHz/°C,  $\Delta T$  es el cambio de la temperatura en °C,  $v_{B_0}$  es la referencia de la frecuencia de Brillouin en MHz,  $C_\varepsilon$  es el coeficiente de deformación en MHz/με y  $\varepsilon$  es la deformación en με.

La BFS podría determinarse simplemente mediante la búsqueda de la frecuencia central, la frecuencia de la máxima amplitud de un espectro ideal. Sin embargo, los espectros que se adquieren a partir de las mediciones

BOTDA están lejos de ser ideales y hacer la estimación de la frecuencia central asociada a la amplitud máxima es un proceso difícil. De hecho, en ciertas ocasiones, la forma de los espectros se desvía completamente de una curva Lorentziana a una distribución Gaussiana con deformaciones adicionales introducidas por el ruido presente en los sensores BOTDA. Por lo tanto, una curva ideal de Lorentz se monta sobre un espectro medido, y la frecuencia asociada a la amplitud máxima de la curva ideal se asume como la frecuencia central del espectro medido, tal suposición es sensible al ruido, la deformación del espectro y al algoritmo utilizado para el ajuste de la curva.

Para poder hacer el ajuste Lorentziano lo primero es conseguir un modelo de la curva de Lorentz de la ecuación anterior donde los términos se puedan expresar en términos parámetros ajustables  $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)$  como:

$$g(v_i) = \frac{p_1}{1 + 4 \left( \frac{v_i - p_2}{p_3} \right)^2} \quad (26)$$

donde  $p_1$  es la ganancia,  $p_2$  es la frecuencia central y  $p_3$  es el parámetro de anchura de la línea.

El proceso de ajuste de curvas se inicia con una aproximación inicial para el vector  $\vec{p}$ , y posteriormente se actualiza en cada iteración hasta que converge al mejor modelo de una curva de Lorentz que minimice el riesgo de una estimación.

El error de mínimos cuadrados es una de las funciones de mérito más precisas y comunes que se utilizan para reducir al mínimo, el riesgo de estimación. Se reduce al mínimo el error cuadrático entre los datos (numero N de puntos) y el modelo como:

$$\begin{aligned} \min(e^2) &= \min([g - g(v_i, \vec{p})]^2) \\ &= \min \sum_i^N [g_i - g(v_i, \vec{p})]^2 \end{aligned} \quad (27)$$

El cálculo de los parámetros minimizando esta ecuación puede no resultar el mejor ajuste de la curva en todos los casos, ya que la superficie de error cuadrático podría contener varios mínimos locales que pueden ser percibidos como el mínimo global. Por esta razón, la inicialización de los parámetros de ajuste se realiza con valores cercanos al óptimo, se vuelve relevante para tener resultados precisos con este enfoque. Sin embargo, no es fácil anticipar los parámetros cercanos al óptimo en implantaciones prácticas debido al ruido. Esto puede hacer que los parámetros de ajuste con los que se inicializan sean los valores más alejados de los óptimos y dar lugar a una estimación incorrecta de los parámetros de la curva.

## **c SOLUCIÓN ALTERNATIVA PARA LA ESTIMACIÓN DE LA BFS: ANNS, ESTIMACIÓN DE LA BFS A PARTIR DE LA BGS**

La red neuronal artificial (ANN) se ha empleado para diversas aplicaciones para lograr modelar complejas relaciones entrada-salida, así como la capacidad de mapeo no lineal en los últimos años (Azad, Wang, Guo, Tam, & Lu, 2016).

Supera a otros métodos no lineales convencionales, ya que no requiere de relaciones entrada-salida previas. Por lo tanto, es intrínsecamente mucho más flexible para la aplicación práctica.

Como la BGS es una curva no lineal, la estimación de la BFS y la temperatura de la BGS también lo es. Por lo tanto, la capacidad de mapeo no lineal de ANN puede ser utilizado para extraer información de la temperatura a partir de la BGS a lo largo de la fibra.

El uso de la red neuronal artificial puede usarse para extraer la información de la temperatura directamente de las BGS, medidas por el sistema BOTDA, sin necesidad determinar la BFS y la conversión de la BFS a temperatura.

Algunos resultados muestran que ANN puede proporcionar una mayor precisión, tolerancia de error de medición y una velocidad de datos más rápida. Por lo que esta técnica puede ayudar a reducir el tiempo de medición en gran medida.

Una red ANN es un método computacional simplificado, compuesto de varias capas de elementos interconectados, también conocidos como neuronas.

Normalmente contiene una capa de entrada con neuronas “l”, una capa oculta con neuronas “m” y la capa de salida que tiene neuronas “n” como se muestra en la Figura 23.

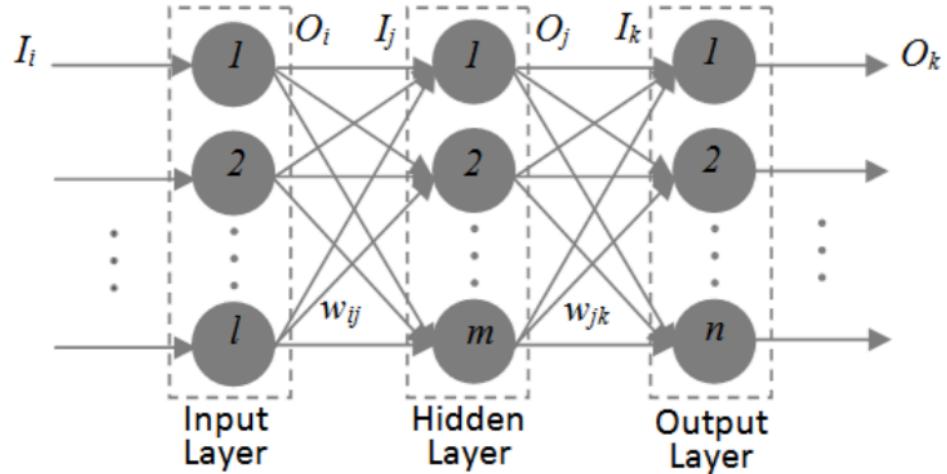


Figura 23. Red típica neuronal artificial con una capa oculta.

Las neuronas de dos capas adyacentes están interconectadas por pesos, los cuales tienen resistencias variables. Como se muestra en la Figura 24.

El peso conectado a la neurona de entrada  $i$ -ésima a la neurona  $j$ -ésima oculta es  $w_{ji}$  y la conexión de la neurona oculta  $j$ -ésima a la  $k$ -ésima neurona de salida es  $w_{jk}$ . Las neuronas en la capa de entrada alimentan el patrón de entrada a la red sin ninguna modificación.

La capa de entrada está seguida por una o más capas intermedias, llamadas capas ocultas. El número de capas ocultas y de las neuronas en cada capa puede variar, dependiendo de la aplicación a la que esté destinado. Las entradas de las neuronas en la capa oculta ( $I_j$ ) se determinan mediante la suma ponderada de  $O_i$  y  $w_{ij}$ .

Esta suma pasa a una función de activación no lineal, llamada función de transferencia para las neuronas, que generan la salida ( $O_j$ ) de esta capa. Del mismo modo, las salidas de las neuronas de la capa de salida ( $O_k$ ) están determinadas por  $O_j$  y  $w_{jk}$ , de manera que se obtienen los resultados finales de la ANN. La función de transferencia para las neuronas en ambas capas (la capa oculta y la de salida) puede ser una función sigmoide.

El uso de ANN para los problemas de asignación entrada-salida implica dos fases independientes.

Una es la fase de entrenamiento, donde los pesos de conexión entre las neuronas de dos capas adyacentes están optimizados para los patrones entrada-salida conocidos.

Otra es la fase de prueba, en el que la red, con pesos optimizados se utiliza para determinar los patrones de salida a partir de los patrones de entrada dados.

En la fase de entrenamiento, la propagación hacia atrás (BP), es un algoritmo basado en la regla delta generalizada. Este algoritmo es utilizado en la práctica para entrenar la red neuronal. La formación de ANN con este algoritmo es un proceso iterativo que comienza con pesos iniciales seleccionados al azar. Con los pesos iniciales, las salidas de la ANN se determinan utilizando todos los patrones de entrada, comparándolos con los patrones de salidas conocidos, de esta manera se puede calcular el error cuadrático medio (MSE). Los pesos se actualizan, de tal forma que se minimiza el MSE.

Después de la optimización de los pesos entre las neuronas de diferentes capas, la red neuronal se vuelve a configurar y ya está prepara para producir salidas para el ensayo de patrones de entrada, en la fase de prueba.

El número de capas ocultas, así como los parámetros de ajuste del algoritmo BP, se ajustan normalmente a través de la base de ensayo empírico y error.

Sin embargo, no es fácil ajustar estos parámetros. La parte que consume más tiempo de una ANN es la fase de entrenamiento antes de su uso. Pero la fase de entrenamiento y las pruebas de ANN son independientes, y una vez que se entrena, se puede proporcionar una salida muy rápida.

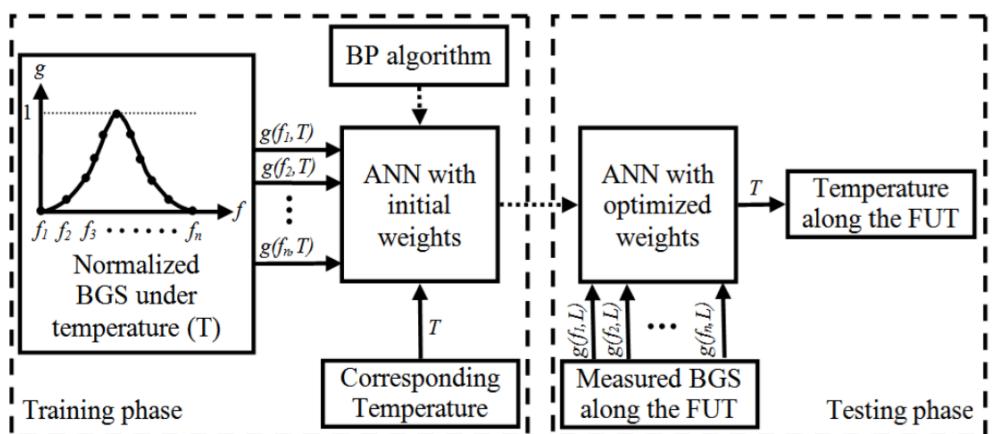


Figura 24. Dos fases independientes en el uso de ANN para la extracción de la temperatura de la BGS.

Para extraer el perfil de temperatura de la BGS medida por BOTDA, se utiliza una multicapa retroalimentada ANN. Las fases de entrenamiento y de prueba de la ANN para extraer información de la temperatura se muestra en la figura 24.

En la fase de entrenamiento, la BGS bajo una temperatura (T), constituyen un patrón de entrada-salida para la formación ANN. Y un número de pares BGS-T se utilizan como patrones de entrada-salida para entrenar la red.

Se debe tener en cuenta que la BGS de cada temperatura se normaliza. Los pesos de ANN se actualizan y se optimizan mediante el algoritmo BP. Una vez completado el entrenamiento, los pesos que conectan las neuronas de diferentes capas se optimizan y la ANN ya está lista para la extracción de la temperatura.

En la fase de prueba, la BGS medida a lo largo del FUT del sistema BOTDA, se alimenta a la capa de entrada de ANN. La capa de salida de ANN con pesos optimizados produce la distribución de temperatura a lo largo del FUT directamente sin el proceso de tener que determinar la BFS, y por lo tanto la conversión de la BFS a temperatura.

## **d CONCLUSIONES Y PRESENTACIÓN DE UNA NUEVA ALTERNATIVA.**

La estimación de la BFS mediante ajuste loretziano, como hemos dicho anteriormente, es una alternativa no eficiente, si queremos mediciones en tiempo real. Es bastante lento, debido a que es un proceso iterativo. Por otra parte, para que la estimación tenga el mínimo error, necesitamos que los parámetros de inicialización sean lo más próximos a los valores que queremos calcular y en muchas ocasiones no es posible saberlo, lo que conlleva a un error, que en ocasiones puede ser elevado.

Sin embargo, la alternativa de usar una red ANN, es bastante buena, para aplicaciones basadas en tiempo real. Además, no es un proceso iterativo por lo que no tarda mucho tiempo. Tarda tiempo, en la fase de entrenamiento y de prueba, para optimizar los pesos que se van a utilizar. Por otro lado, es una red que no necesita de la conversión de la BFS a temperatura.

Nuestra propuesta es usar algoritmos subpíxeles para el cálculo de la frecuencia asociada al pico máximo y con ello podremos ver si existe alguna mejora respecto a la estimación de la frecuencia, tiempo de

ejecución... Para estas comprobaciones se usarán los algoritmos subpíxel, en concreto el CDA y la aproximación Gaussiana.

Vamos a compararlos con el estimador de ajuste Lorentziano, y se observarán las ventajas y los inconvenientes que presentan.

## 5. ALGORITMOS SUBPÍXEL

### a. QUÉ ES UN ALGORITMO SUBPÍXEL

La estimación subpixel es el proceso de estimar el valor de una cantidad geométrica para mejorar la precisión del píxel, aunque los datos se muestrearon originalmente en un espacio cuantificado de píxeles enteros.

Se asume que la información a una escala menor que el nivel de píxel se pierde cuando los datos contiguos se muestrean o cuantifican en píxeles de señales que varían por ejemplo con el tiempo, imágenes, volúmenes de datos, volúmenes espacio-tiempo etc. Sin embargo, puede ser posible estimar cantidades geométricas mejor que la precisión original del píxel (Robert B Fisher, n.d.). Los fundamentos de esta estimación son los siguientes:

- Modelos de variación espacial esperada: Estructuras discretas, como bordes o líneas. Producen patrones característicos de datos cuando se miden, permitiendo la adaptación de un modelo a los datos para estimar los parámetros de la estructura.
- Integración espacial durante el muestreo: los sensores, típicamente integran una señal sobre el dominio finito (espacio o tiempo), dando lugar a mediciones cuyos valores dependen de la posición relativa de la ventana de muestreo y de la estructura original.
- Función de dispersión de puntos: Se puede usar la PSF, por ejemplo, por deconvolución de una señal borrosa, para estimar la posición de la señal.

### b. ÁMBITO TÍPICO UTILIZADO

El ámbito de los algoritmos subpíxeles ha sido el de las imágenes, sobre todo para el procesado de éstas (Tian & Huhns, 1986).

Para una gran variedad de aplicaciones se desea registrar dos imágenes dentro de una pequeña fracción de un píxel para tareas de procesamiento de señal o evaluación (Guizar-Sicairos, Thurman, & Fienup, 2008). La técnica más habitual para abordar este problema era calcular una correlación cruzada super-amplificada entre la imagen a registrar y una imagen de referencia, mediante la transformada de Fourier. La carga computacional asociada a esta técnica aumenta a medida que aumenta la precisión requerida del registro, especialmente en términos de memoria, lo que no permite realizarlo en un ordenador personal.

Por eso para esta aplicación se comenzaron a usar algoritmos de registro eficientes, con tiempos de computo mucho más cortos y requisitos de memoria más reducidos.

Pero para el problema de la reconstrucción de la imagen por recuperación de fase, una imagen  $g(x, y)$  de un objeto  $f(x, y)$ , puede reconstruirse numéricamente a partir de las mediciones de la magnitud de la transformada de Fourier de  $f(x, y)$ . La calidad de reconstrucción debe ser evaluada a través de una métrica de error que es invariante a estas operaciones como, por ejemplo, la normalización del error cuadrático medio (NRMSE)  $E$  entre  $f(x, y)$  y  $g(x, y)$  definida por:

$$E^2 = \min_{\alpha, x_0, y_0} \frac{\sum_{x,y} |\alpha g(x - x_0, y - y_0) - f(x, y)|^2}{\sum_{x,y} |f(x, y)|^2} = 1 - \frac{\max_{x_0, y_0} |r_{fg}(x_0, y_0)|^2}{\sum_{x,y} |f(x, y)|^2 \sum_{x,y} |g(x, y)|^2} \quad (28)$$

donde los sumatorios se toman sobre todos los puntos de la imagen  $(x, y)$ ;

$$r_{fg}(x_0, y_0) = \sum_{x,y} f(x, y) g^*(x - x_0, y - y_0) = \sum_{u,v} F(u, v) G^*(u, v) \exp \left[ i2\pi \left( \frac{ux_0}{M} + \frac{vy_0}{N} \right) \right] \quad (29)$$

Es la correlación cruzada de  $f(x, y)$  y  $g(x, y)$ ;  $N$  y  $M$  son las dimensiones de la imagen;  $(*)$  denota una conjugación compleja; las letras mayúsculas representan la DFT de sus funciones minúsculas, que viene dada por la relación

$$F(u, v) = \sum_{x,y} \frac{f(x, y)}{\sqrt{MN}} \exp \left[ -i2\pi \left( \frac{ux}{M} + \frac{vy}{N} \right) \right] \quad (30)$$

y  $E^2$  se minimiza con respecto a  $\alpha$ .

Así, la evaluación del RMSE por la Ec. 27 requiere resolver el problema más general del registro de imagen de subpíxel para localizar el pico de la correlación cruzada  $r_{fg}(x, y)$ .

Para este enfoque, se utilizan tres algoritmos que mejoran significativamente el rendimiento sin sacrificar la precisión. Los tres algoritmos comienzan con una estimación inicial de la localización del pico de correlación cruzada, obtenido por el método de la FFT con un factor de muestreo  $k_0=2$ . Este muestreo inicial se utiliza para seleccionar un punto de partida apropiado para correlaciones cruzadas que podrían tener más de un pico de magnitud similar.

El primer algoritmo, mejora la estimación inicial utilizando una rutina de optimización no lineal del gradiente conjugado para maximizar la correlación cruzada  $|r_{fg}(x_0, y_0)|^2$ .

Este algoritmo busca iterativamente el desplazamiento de imagen  $(x_0, y_0)$  que maximiza  $r_{fg}(x_0, y_0)$  y que tiene una precisión de registro dentro de una fracción arbitraria de un píxel.

El segundo algoritmo, se le denomina el enfoque DFT de un solo paso, utiliza una implementación de multiplicación de la matriz de la DFT de dos dimensiones, la Ec. 29 se utiliza para refinar la estimación inicial de localización de picos. Una FFT de dos dimensiones es el enfoque más eficiente cuando se requiere el cálculo de todos los puntos de la correlación cruzada sobre-muestreada.

Por desgracia, la FFT se limita a calcular toda la matriz de sobre-muestreo, de dimensiones  $(kM, kN)$ , lo que es un gran desperdicio de recursos, si sólo nos interesa una versión sobreexplotada de  $r_{fg}(x_0, y_0)$  en un barrido muy pequeño de frecuencias, sobre la estimación inicial de la ubicación del pico. La ventaja de una matriz DFT es el hecho de que una versión sobre-amplificada de  $r_{fg}(x_0, y_0)$  puede calcularse dentro de un intervalo pequeño, sin necesidad de “zero-pad”  $F(u, v) G^*(u, v)$ . En el algoritmo DFT de un solo paso, se calcula una correlación cruzada (por un factor  $k$ ) sobre-muestreada en un rango de  $1.5 \times 1.5$  píxeles (en unidades de los píxeles originales) sobre la estimación inicial. Esta operación se realiza

mediante el producto de tres matrices con dimensiones  $(1.5k, N)$ ,  $(N, M)$  y  $(M, 1.5k)$ . El registro de subpíxel se logra mediante la búsqueda del pico en la salida de la matriz  $(1.5k, 1.5k)$ . Suponiendo que para casos de interés es menor que  $M$  y  $N$ , la complejidad del algoritmo para este muestreo es  $O(MNk)$ ; Una mejora sustancial sobre el enfoque de sobre-muestreo de la FFT.

El tercer algoritmo, se le denomina el enfoque DFT de dos pasos, que resulta útil cuando se quiere reducir la cantidad de muestras calculadas tomando el método de la matriz DFT de un paso, multiplicando cuando se refina la estimación de traducción inicial  $k_0=2$ . El algoritmo DFT de dos pasos inicialmente muestrea una región de  $1.5 \times 1.5$  píxeles por un factor  $k_1=k^{1/2}$  sobre la estimación inicial y encuentra el pico de la correlación cruzada en esa matriz. En el segundo paso, la ubicación del pico se refine adicionalmente con una región más pequeña de la rejilla de píxeles original, alrededor de la nueva estimación por un factor completo de  $k$ . De esta manera la complejidad del algoritmo se reduce  $O(MNk^{1/2})$ .

## **c. USO DE TEMÁTICAS FÓTONICAS: FBGS, ESPECTROSCOPÍA DE PLASMAS**

### **i. Espectrómetro CCD**

El interés de monitorizar las estructuras de ingeniería civil ha aumentado, sobre todo, para puentes, presas, y edificios en general. Ha dado lugar a la disponibilidad de medios técnicos para la ejecución de la monitorización.

La tecnología convencional se basa en sensores resistivos. Pero estas técnicas presentan problemas difíciles de resolver como la interferencia electromagnética, el volumen de cables o el deterioro del elemento sensor, lo que perjudica la vida útil de estos equipos.

Se ha visto que la red de difracción de Bragg (FGB “*Fiber Bragg Grating*”), es un buen elemento sensor en la monitorización de estructuras por sus múltiples ventajas como la operación multipunto, obtenido mediante técnicas espaciales, su inmunidad a interferencias electromagnéticas o su precisión de medición. Por tanto, se está comenzando a utilizar un espectrómetro CCD comercial como sensor óptico y dispositivo de medición, asociado a un algoritmo de resolución subpíxel, ya que uno de los principales problemas que presenta el espectrómetro CCD es que la resolución espacial es muy pobre.

Para la implementación de estos algoritmos, se ha probado el algoritmo de detección central (CDA) y el algoritmo de aproximación polinomial (PAA). El primero, se basa en el cálculo del “centro de masas” del pico, considerando todos los puntos que componen el espectro de reflexión de la rejilla.

$$\lambda_B = \frac{\sum_k \lambda_k i_k}{\sum_k i_k} \quad (31)$$

Donde  $\lambda_B$  es la longitud de onda de Bragg y  $\lambda_k$  y  $i_k$  representan la longitud de onda central y la intensidad de la luz incidente en el píxel  $k^{\text{th}}$ , respectivamente.

En la Figura 25, se muestra un ejemplo de la respuesta espectral de uno de los sensores, indicando también el límite mínimo de adquisición (MACql).

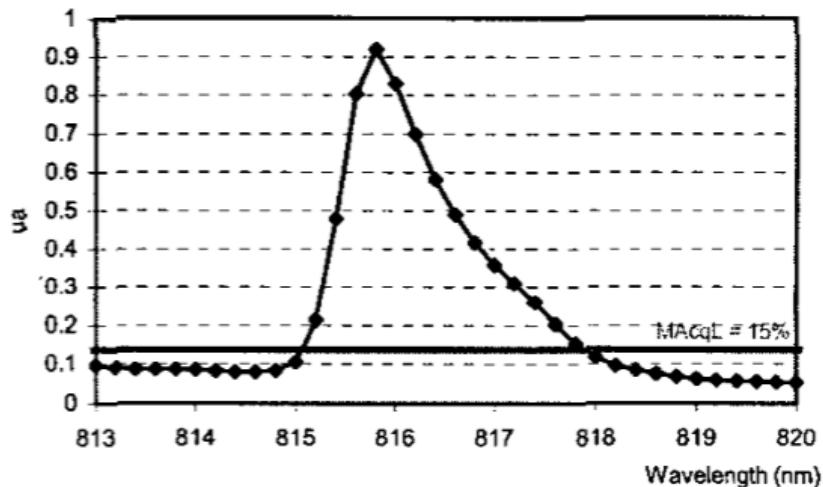


Figura 25. Intensidad vs longitud de onda

Esta línea representa el límite desde el cual se consideran los puntos del espectro para el cálculo del “centro de masas”. Por debajo de este valor se rechazan todos los puntos porque se considera que la SNR es demasiado baja.

Por lo tanto, la suma de la Ec. 30, tiene un número limitado de términos, dependiendo de la forma de pico y el nivel de MACql considerado. Este hecho tiene una influencia directa en el tiempo de procesado requerido.

En el segundo algoritmo, el de aproximación polinomial (PAA), se consideran diferentes órdenes de magnitud (2º a 4º orden). Por lo tanto, es posible determinar el mejor ajuste al conjunto de puntos adquiridos por el espectrómetro. Los resultados son mejores utilizando polinomios de mayor

orden que utilizando polinomios de orden más bajo como, por ejemplo, el de 2º orden.

El conjunto de puntos considerado para el ajuste, se forma con los puntos que tienen un nivel de intensidad mayor que un cierto límite. La longitud de onda de Bragg se define por el pico de la función polinomial que se obtenga.

En ambos algoritmos se alcanza una resolución de longitud de onda de 1pm. Sin embargo, ambos enfoques revelaron algunos inconvenientes importantes.

La cuestión de trabajar con un número constante de puntos no es práctica, particularmente en el método CDA, en el que es conveniente utilizar el mayor número de puntos posible debido a que hay una variación en la forma espectral de la FGB. Donde a veces el número de puntos en la pendiente positiva es muy bajo en comparación en el número de puntos de la pendiente negativa, como se puede observar en la Figura 26. Sin embargo, la solución de trabajar un número variable de puntos también revela un problema: la entrada o salida de un punto en el conjunto considerado puede inducir a una respuesta en el sistema errónea, especialmente en la linealidad esperada.

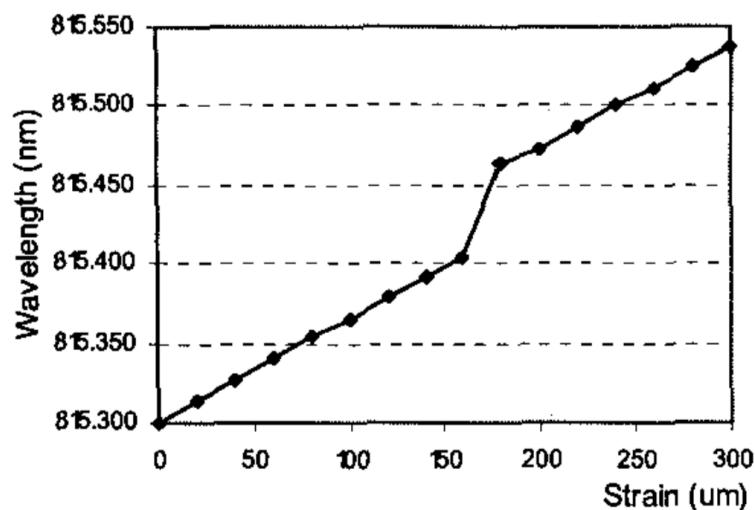


Figura 26. Pérdida de linealidad causada por un cambio en el número de puntos considerados en el cálculo.

En el caso del algoritmo de ajuste polinomial, este problema se puede minimizar ya que no hay necesidad de tantos puntos en el cálculo del punto central. Es posible utilizar un número constante y muy bajo de puntos. Sin embargo, en este caso, es necesario disponer de una fuente óptica con alta

potencia de salida y/o de una FBG con gran reflectividad, para obtener una significativa relación señal a ruido en la señal de entrada del espectrómetro. Pero, el problema principal de este algoritmo es el tiempo de procesado necesario. Incluso un ajuste polinomial de 2º orden es una tarea que requiere tiempo. Las funciones de ajuste son recursivas, necesitan muchas iteraciones para lograr un buen resultado. Por lo tanto, se vuelve engorroso utilizar este algoritmo en aplicaciones en las que las restricciones de tiempo son más severas.

## ii. Espectroscopía óptica de plasma

Una de las utilizaciones de esta técnica es para el análisis de los espectros de emisión de procesos de soldadura para estimar con precisión la temperatura electrónica del plasma en tiempo real (Mirapeix, Cobo, Jaúregui, & López-Higuera, 2006).

En el empleo de la espectroscopía óptica de plasma la supervisión de la calidad de la soldadura, el principal inconveniente viene dado por la incertidumbre de las líneas de emisión más adecuadas para calcular la señal control empleada convencionalmente, esto es, la  $T_e$ . Además, la clasificación de los mismos en función de sus posibles causas resulta compleja. Si esto fuera posible el sistema de soldado tendría información disponible en tiempo real acerca del parámetro a modificar lo cual permitiría una reducción considerable de la frecuencia de aparición de los defectos, mejorándose, en consecuencia, la productividad.

La estimación de la temperatura electrónica en plasma, implica un proceso complejo que tiene una elevada implicación en el rendimiento temporal del sistema de supervisión.

Una técnica capaz de procesar el espectro obtenido de la emisión de plasma, identificar las líneas espectrales dentro del rango de interés y finalmente identificar con precisión los cambios en el perfil de  $T_e$ , que pueden estar asociados con los defectos de la soldadura, en tiempo, son las técnicas basadas en los algoritmos subpíxel.

El algoritmo de fase lineal (LPO) es una buena solución para el problema de determinación de la longitud de onda de pico central y, por lo tanto, para la terminación de la  $T_e$  de plasma.

La determinación de la  $T_e$  de plasma puede realizarse mediante la ecuación de Boltzmann, que permite calcular la población de un nivel excitado mediante la siguiente expresión:

$$N_m = \frac{N}{Z} g_m \exp\left(\frac{-E_m}{kT_e}\right) \quad (32)$$

donde  $N$  es la densidad de población del estado  $m$ ,  $Z$  la función de partición,  $g_m$  el peso estadístico,  $E_m$  la energía de excitación,  $k$  la constante de Boltzmann y  $T_e$  la temperatura electrónica del plasma. La Ec. 31 se puede utilizar cuando el plasma está en equilibrio térmico local (LTE), una condición que se supone que es válida cuando

$$N_e \geq 1.6 \times 10^{12} T_e^{1/2} (\Delta E)^3 \quad (33)$$

donde  $N_e$  es la densidad electrónica y  $\Delta E$  es la brecha de energía más grande en el sistema de nivel de energía atómica. La Ec. 32 se puede determinar considerando que una condición necesaria para LTE es que la tasa de colisión tiene que exceder la emisión espontánea por un factor de diez. El supuesto de LTE implica que las diferentes partículas dentro del plasma tienen distribuciones de energía Maxwell.

En los plasmas ópticamente delgados, la intensidad de una línea de emisión dada  $I_{nm}$ , inducida por una transición del nivel  $m$  al nivel  $n$ , puede estar relacionada con la densidad de población del nivel superior  $N_m$  a través de

$$I_{nm} = N_m A_{mn} h \gamma_{mn} \quad (34)$$

donde  $A_{mn}$  es la probabilidad de transición y  $h \gamma_{mn}$  es la energía de esa transición.

Combinando Ec. 31 y Ec. 33,  $T_e$  puede ser obtenida de la siguiente expresión:

$$\ln\left(\frac{I_{mn} \lambda_{mn}}{A_{mn} g_m}\right) = \ln\left(\frac{hcN}{Z}\right) - \frac{E_m}{kT_e} \quad (35)$$

la gráfica resultante del uso de varias líneas de la misma especie-atómica en el mismo estado de ionización y que representa el lado izquierdo de la Ec. 34 contra  $E_m$  tiene una pendiente inversamente proporcional a  $T_e$ . Esta técnica se conoce generalmente como un diagrama de Boltzmann.

Típicamente, para simplificar los cálculos requeridos, sólo se usa un par de líneas espectrales de una especie de las intensidades relativas de las líneas seleccionadas y usando la Ec. 34. Entonces,  $T_e$  puede calcularse por medio de la siguiente expresión:

$$T_e = \frac{E_m(2) - E_m(1)}{k \ln \left( \frac{I(1)A(2)g_m(2)\lambda(1)}{I(2)A(1)g_m(1)\lambda(2)} \right)} \quad (36)$$

El uso de esta ecuación, en lugar de determinar la  $T_e$  usando la llamada parcela de Boltzmann ofrecerá obviamente temperaturas menos precisas, especialmente cuando se usan líneas de emisión con energías de excitación similares.

La incertidumbre asociada con la estimación  $T_e$  mediante la Ec. 35 está dada por:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{E_1 - E_2} \frac{\Delta(I_1/I_2)}{I_1/I_2} \quad (37)$$

donde  $\frac{\Delta T}{T}$  es la incertidumbre de temperatura y  $\Delta(I_1/I_2)$  es la incertidumbre en la probabilidad de transición de la línea de emisión seleccionada.

Para el caso particular de los plasmas de soldadura por arco, donde sólo se necesita la temperatura del eje del plasma,  $T_e$  se puede determinar con la siguiente formula:

$$T_e = \frac{E_m(2) - E_m(1)}{k \ln \left( \frac{E_m(1)I(1)A(2)g_m(2)\lambda(1)}{E_m(2)I(2)A(1)g_m(1)\lambda(2)} \right)} \quad (38)$$

donde la diferencia con la Ec. 35 está en la inclusión de la relación de las energías de excitación de las líneas seleccionadas en el logaritmo en el denominador. La Ec. 37 permite el cálculo aproximado de la temperatura axial local en plasma axi-simétricos sin utilizar el método de inversión de Abel más complejo.

De las Ec. 34 y 37 está claro que se necesita una estimación precisa de la longitud de onda de pico central de cada línea de emisión considerada, especialmente teniendo en cuenta que este valor se utilizará en la identificación de las especies químicas asociadas con la línea. Como ya se ha indicado, la utilización de un algoritmo de subpíxel permitirá un cumplimiento eficaz de esta etapa.

## d. ALGORITMOS SUBPÍXEL

### i. Algoritmo CDA

El algoritmo CDA o centroide (R. B. Fisher & Naidu, 1996), es uno de los algoritmos más utilizados, que se basa en el cálculo del “centro-masa” del pico máximo:

$$\lambda_{sus} = \frac{\sum_j \lambda_j i_j}{\sum_j i_j} \quad (39)$$

donde  $\lambda_{sus}$  es la longitud de onda central y  $i_j$  y  $\lambda_j$  son la intensidad y la longitud de onda asociada con el pixel  $j$ -ésimo, respectivamente.

### ii. Algoritmo de aproximación Gaussiano

Este algoritmo, utiliza los tres valores de intensidad contiguos más altos alrededor del pico observado y asume que la forma de pico observada se ajusta a un perfil Gaussiano. Esta suposición es aproximadamente verdadera ya que la luz incidente, se sabe que es casi una distribución Gaussiana distribuida. La distribución real, por supuesto, no será Gaussiana, ya que cada píxel integra luz sobre su campo de visión, las almohadillas sensoriales físicas de las cámaras de estado sólido que usamos tienen un espacio entre ellas, las almohadillas sensoriales tienen una estructura interna que afecta a su sensibilidad, y no todas las almohadillas del sensor son igual de sensibles. No obstante, aunque no conocemos la forma exacta de la distribución, suponemos que la composición de todos estos efectos puede ser modelada por una distribución gaussiana. El desplazamiento de subpíxel del pico viene dado por:

$$\hat{\delta} = \frac{1}{2} \frac{\ln(f(x-1)) - \ln(f(x+1))}{2 \ln(f(x-1)) - 2 \ln(f(x)) + \ln(f(x+1))} \quad (40)$$

$f(\quad)$  es normalmente algún número entero en el rango de 0-255 el cálculo del registro puede ser realizado por la tabla de búsqueda.

### iii. Algoritmo LPO

Los algoritmos de fase lineal son una técnica bastante nueva para encontrar el centro de pico de un espectro. Tiene su origen en un enfoque para extraer información 3D de las imágenes obtenidas de una cámara CCD. Este algoritmo es una combinación de un filtro FIR que se puede describir mediante la transformada Z con la siguiente ecuación y una etapa de interpolación lineal:

$$Z\{h(n)\} = H(z) = \sum_{i=1}^{N-1} h_i z^{-i} \quad (41)$$

La salida del filtro se puede describir por la ecuación:

$$y(n) = \sum_{i=1}^N h_i I_{n-i} \quad (42)$$

$$h_0 = 1, h_1 = 1, h_2 = 0, h_3 = -1, h_4 = -1$$

donde  $h_i$  son los coeficientes para la transformación Z de orden 4 e I es el valor del píxel correspondiente.

La señal de salida del filtro define los dos valores  $\zeta_{LPO}(I_{\lambda_B})$  y  $g_{LPO}(I_{\lambda_B})$ , donde  $\zeta_{LPO}$  es el valor de la intensidad a la derecha del mismo. Mediante la siguiente ecuación (42) para  $I_{\lambda_B-1} > I_{\lambda_B+1}$  o la ecuación (43) para  $I_{\lambda_B+1} > I_{\lambda_B-1}$  se calcula la ecuación de pico deseada.

$$\lambda_{B,sub} = \lambda_B + \frac{g_{LPO}(I_{\lambda_B})}{g_{LPO}(I_{\lambda_B}) - \zeta_{LPO}(I_{\lambda_B+1})} \quad (43)$$

$$\lambda_{B,sub} = \lambda_B + \frac{g_{LPO}(I_{\lambda_B-1})}{g_{LPO}(I_{\lambda_B-1}) - \zeta_{LPO}(I_{\lambda_B})} \quad (44)$$

## 6. RESULTADOS

### a. SETUP EMPLEADO

El esquema BOTDA convencional representado en la Figura 27 (Ruiz-Lombera, Mirapeix, Laarossi, Rodríguez-Cobo, & Lopez-Higuera, 2016) se utilizó para realizar pruebas experimentales. Una fuente de luz láser ( $\lambda=1550,92\text{nm}$ ) genera la luz necesaria para ambas ondas la de bombeo y la de prueba. El acoplador óptico situado a la salida de la fuente de laser divide la luz (10% en la onda de bombeo y un 90% la onda de prueba) en dos ramas. La superior genera pulsos de la señal de bombeo a través del amplificador óptico semiconductor (SOA). El pulso de bombeo se amplifica mediante un amplificador de fibra dopado con erbio (EDFA) y luego se emplea un aleatorizado de polarización. La onda de prueba es generada por el EOM y el generador de RF, lo que daría lugar a dos bandas laterales y una portadora que se suprime mediante el ajuste de la tensión de la polarización del MOE. Ambas bandas laterales son transmitidas a través de la FUT, donde interactuarán con el pulso de bombeo. La etapa de detección está

formada por dos circuladores ópticos, que permiten seleccionar la banda lateral de frecuencia inferior con un FBG, y un fotodetector de alta ganancia de trans-impedancia 125MHz y una tarjeta de adquisición (ACQ) integrada en un PC.

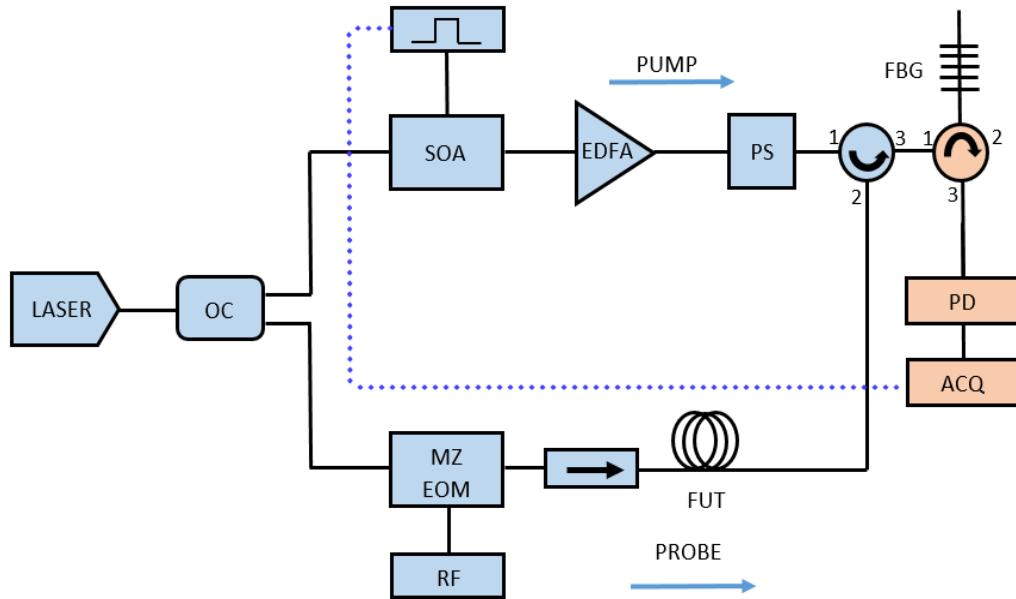


Figura 27. Configuración esquemática del sistema BOTDA

## b. EXPERIMENTOS REALIZADOS Y RESULTADOS

Lo que se ha comprobado con los resultados es, cómo se puede mejorar la estimación de la frecuencia de Brillouin de un sistema BOTDA, para poder estimar la deformación y la temperatura de forma más eficiente.

Los experimentos realizados con los algoritmos subpíxel, han sido comparados, con el ajuste Loretziano. Este ajuste de curvas ha sido el más usado para la estimación de la frecuencia de Brillouin en una traza BOTDA, pero los inconvenientes ya mencionados anteriormente hacen que no sea posible usarlo en un sistema en tiempo real, ya que esta estimación conlleva un tiempo considerable.

Vamos a observar si con los algoritmos subpíxel obtenemos alguna mejora, tanto en el ajuste como en el tiempo de ejecución.

Para ello se realizan varias mediciones, considerando un rango de frecuencias entre 10,59 y 10,79 GHz y un barrido en frecuencias de 2, 4, 6, 8, 10 y 20MHz.

Lo primero que se ha realizado ha sido una comparativa de las frecuencias de Brillouin obtenidas a lo largo de la fibra, mediante el ajuste Lorentziano y los algoritmos subpíxel con diferentes pasos frecuenciales.

- Con paso de 2MHz hemos obtenido:

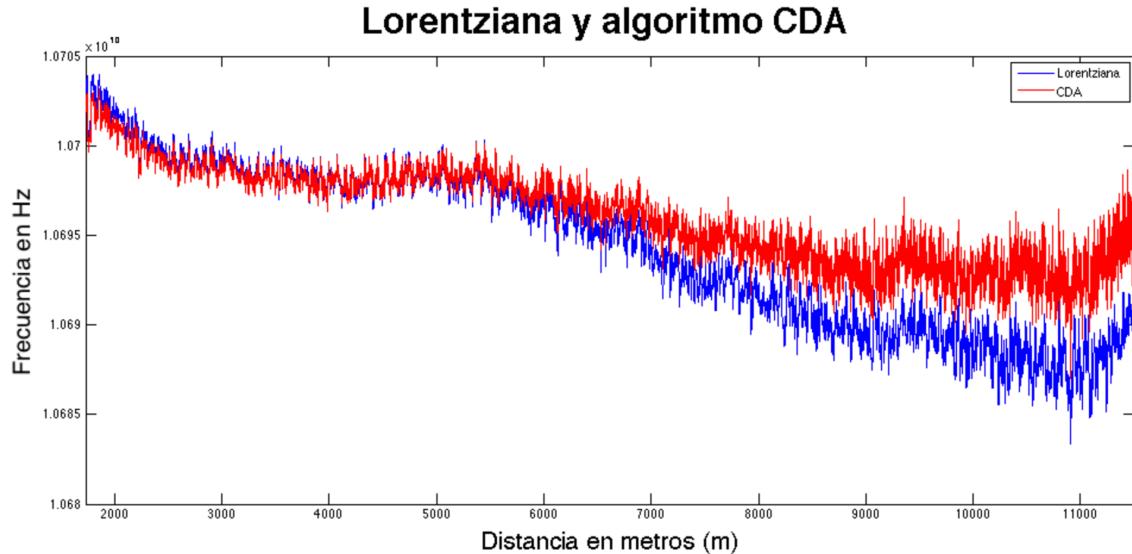


Figura 28. Comparación del algoritmo CDA y del ajuste de Lorent con un paso de 2MHz

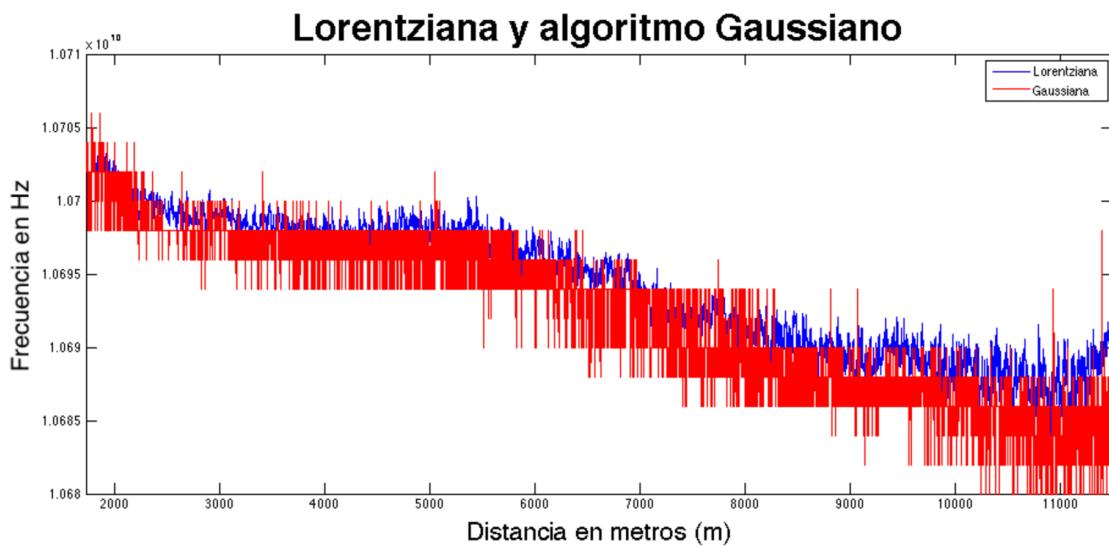


Figura 29. Comparación del algoritmo Gaussiano y del ajuste de Lorent con un paso de 2MHz

En este primer caso, con paso de 2MHz, podemos observar que con el algoritmo CDA obtenemos un perfil menos ruidoso que con el algoritmo Gaussiano.

Esto es bastante normal, ya que estamos usando un paso frecuencial pequeño, el objetivo de esto es observar si para pasos frecuenciales mayores se sigue obteniendo resultados así de buenos o peores.

- Con paso de 4MHz hemos obtenido:

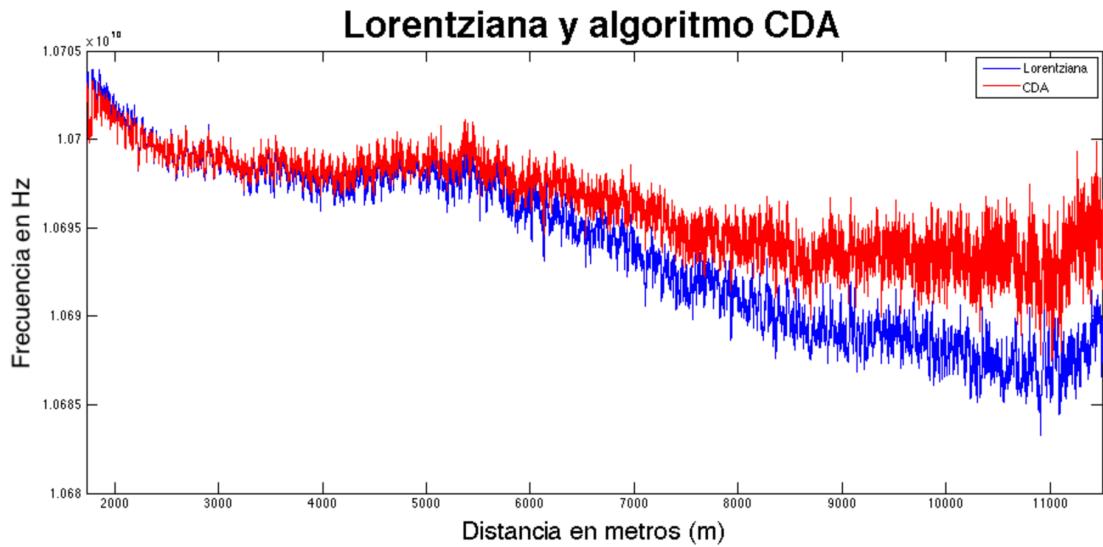


Figura 30.Comparación del algoritmo CDA y ajuste de Lorentz con un paso de 4MHz

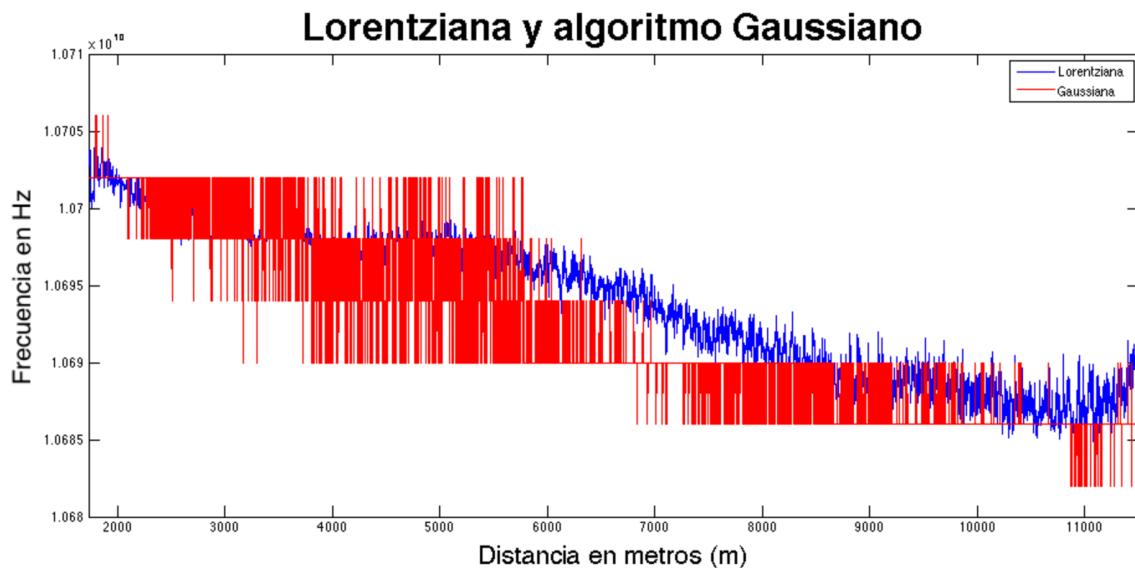


Figura 31.Comparación del algoritmo Gaussiano y ajuste de Lorentz con un paso de 4MHz

En este caso, en el que el paso frecuencial es de 4 MHz, podemos observar que los algoritmos subpíxel, se ajustan peor que en el caso de utilizar un paso frecuencial de 2MHz. Pero, no obstante, el algoritmo CDA es el que mejor se ajusta de los dos.

El algoritmo subpíxel Gaussiano con este paso frecuencial y mayores no está funcionando como se esperaba, por lo que ya lo descartamos.

- Con paso de 6MHz hemos obtenido:

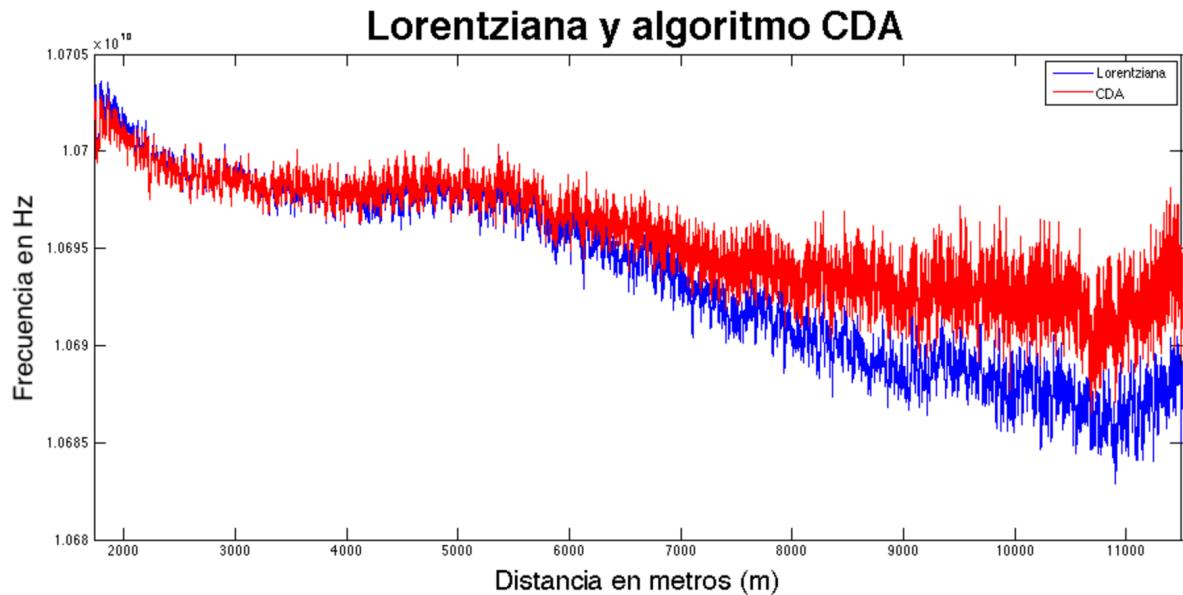


Figura 32. Comparación del algoritmo CDA y del ajuste de Lorentziana con un paso de 6MHz

En este caso, podemos observar que ocurre algo similar al caso anterior sin embargo, el algoritmo CDA, al tener ruido en la mitad de la fibra en adelante no se podría decir a priori si se ajusta un poco mejor que en alguno de los casos anteriores.

- Con paso de 8MHz hemos obtenido:

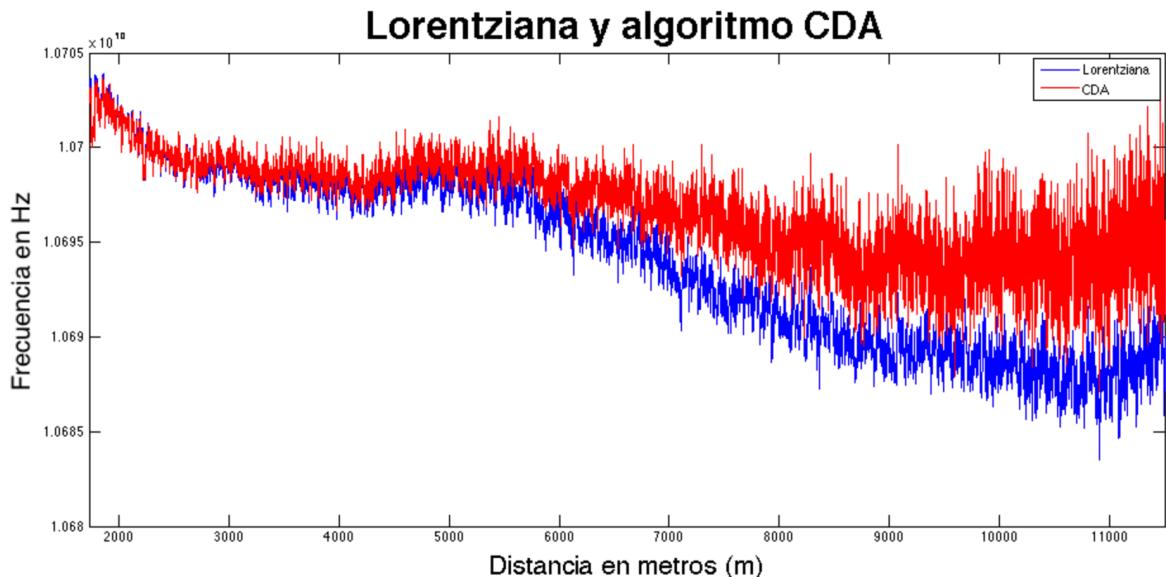


Figura 33 Comparación del algoritmo CDA y del ajuste de Lorentziana con un paso de 8MHz

Este caso, como se puede observar ocurre lo mismo que para el caso anterior, lo único diferente es que el ruido ha aumentado.

- Con paso de 10MHz hemos obtenido:

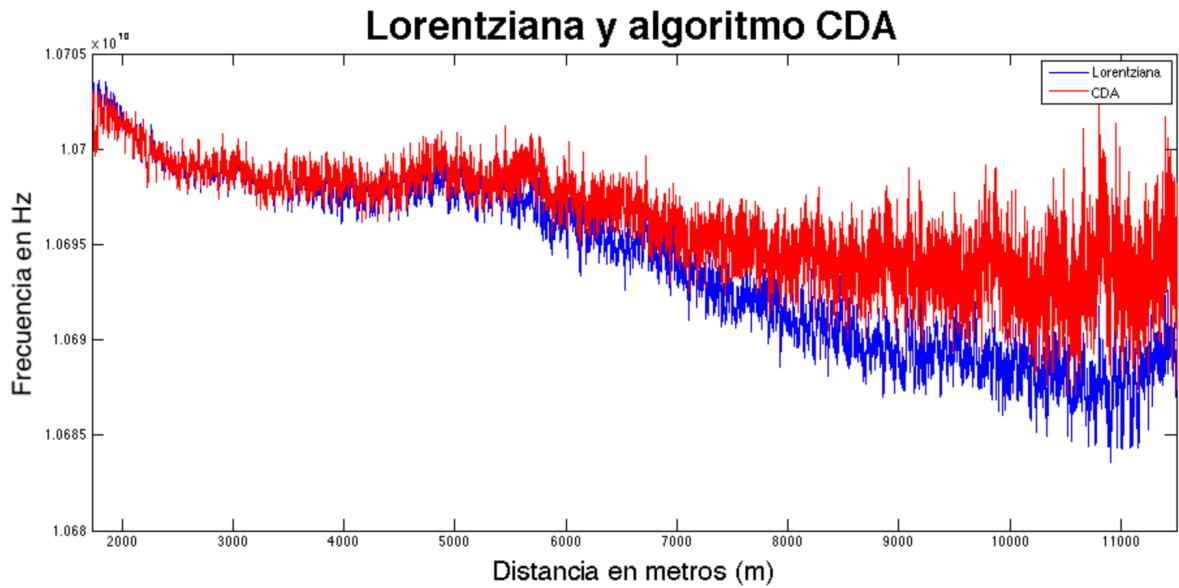


Figura 34. Comparación del algoritmo CDA y del ajuste de Lorentziano con un paso de 10MHz

En el caso, en el que usamos un paso frecuencial de 10 MHZ, podemos observar que el algoritmo CDA, se aproxima al ajuste Lorentziano, aunque la señal sea más ruidosa que otros casos.

- Con paso de 20MHz hemos obtenido:

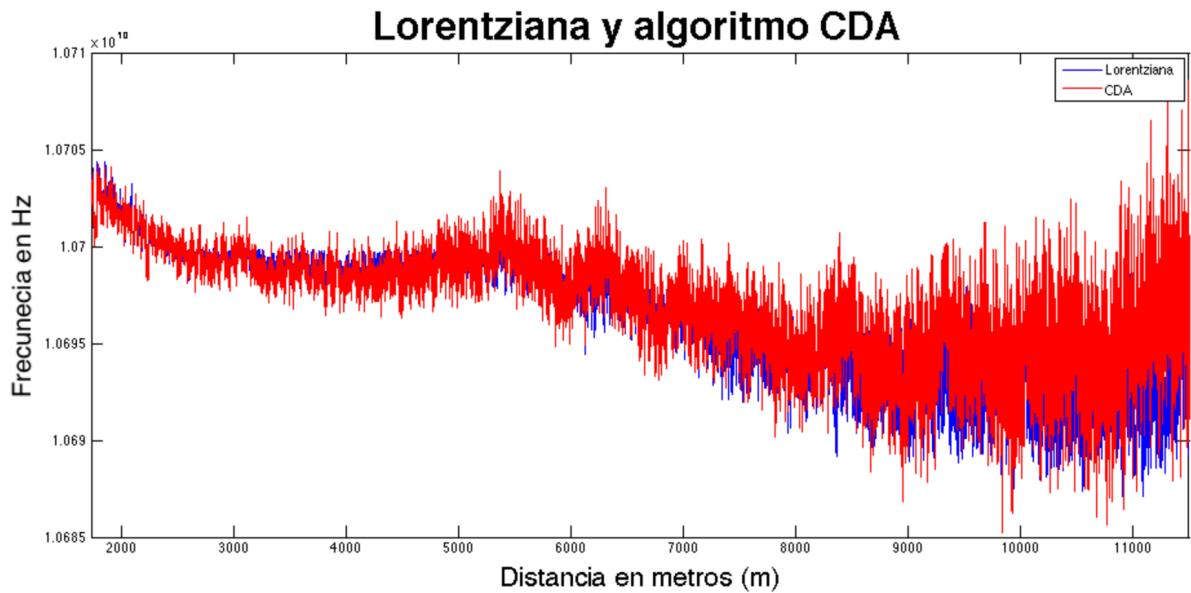


Figura 35. Comparación del algoritmo CDA y del ajuste de Lorentziano con un paso de 20MHz

En este último caso, aunque el algoritmo CDA se intenta ajustar al ajuste Lorentziano, no se puede justificar con la imagen debido al ruido, que enmascara la señal del ajuste Lorentziano.

Lo que se puede observar de estas gráficas en general, es que para pasos frecuenciales más pequeño, como es lógico, el perfil de ruido es menor. Pero esto no es suficiente para afirmar si el algoritmo CDA es mejor que el ajuste Lorentziano.

Sin embargo, lo que sí que podemos afirmar observando las gráficas es que, el algoritmo Gaussiano no funciona como esperábamos.

El objetivo de usar el algoritmo Gaussiano y el CDA estudiar su comportamiento, y elegir el algoritmo más eficiente comparándolos con el ajuste Lorentziano.

Pero como se ha dicho anteriormente el algoritmo Gaussiano no funciona como esperábamos, debido los datos con los que se trabaja.

Estos son obtenidos mediante la medición de las trazas BOTDA, lo que resulta de aplicar un barrido en frecuencia en las diferentes trazas obtenidas a lo largo de la fibra, calculando las intensidades asociadas a cada una de estas trazas. Una vez obtenidos estos resultados, se aplica el algoritmo subpíxel para buscar la frecuencia asociada a la intensidad máxima, pero el inconveniente de este proceso es que no podemos asegurar que las intensidades para la búsqueda de la frecuencia de Brillouin, sean números enteros ni que estén en el rango de [0-255]. Por lo tanto, deducimos que el algoritmo Gaussiano no es el más apropiado, para esta aplicación.

Para intentar solventar este problema se han normalizado y escalado las intensidades, pero tampoco se obtuvo los resultados esperados, por lo que esta opción fue descartada.

No obstante, el algoritmo CDA, fijándonos en las gráficas, a priori parece que se ajusta mejor con un paso mayor como el de 20MHz, que, por ejemplo, cuando tenemos un paso de 4MHz. Esto es muy importante, ya que lo que estamos buscando es que a mayor paso frecuencial se ajuste a los resultados que se obtiene con el ajuste de curvas Lorentziano, de esta forma obtendríamos menos densidad de datos y el tiempo de ejecución sería mucho menor pudiendo ser utilizado para aplicaciones en tiempo real.

Una vez que hemos comparado los diferentes algoritmos mediante las gráficas, vamos a hacer un estudio de la varianza y del error cuadrático medio de cada uno de los algoritmos usados. Ya que estas características van a ser determinantes a la hora de decidir si el algoritmo supone una mejora o no.

Primero vamos a ver el error cuadrático medio, el cual mide la diferencia entre la señal de referencia y la señal que queremos que se ajuste. En este caso se ha usado como señal de referencia la obtenida mediante el ajuste Lorentziano con un paso frecuencia de 2MHz, mientras que la señal que debe ajustarse a este resultado es la obtenida mediante el algoritmo CDA, para ello se ha usado la siguiente expresión:

$$ECM = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\hat{Y}_i - Y_i)^2 \quad (48)$$

Como se puede observar en la ecuación 47, el estimador  $\hat{Y}_i$ , en este caso representa la frecuencia de Brillouin del algoritmo subpíxel y  $Y_i$ , la señal de referencia, es decir, el ajuste Lorentziano.

Los cálculos se realizan en todo el tramo de la fibra (12km) y al igual que la varianza, el ECM tiene las mismas unidades de medida  $\text{Hz}^2$ , como se muestran en la tabla 1.

ECM		
Paso	Lorent	CDA
2MHz	0	6.64e+12
4MHz	3,13E+11	7,61E+12
6MHz	6,98E+11	5,08E+12
8MHz	2,74E+11	1,17E+13
10MHz	3,03E+11	9,08E+12
20MHz	5,62E+12	1,49E+13

Tabla 1. ECM

Haciendo una comparativa de los resultados del error cuadrático medio, nos fijamos que como es obvio el ajuste Lorentziano es el que mejor se ajusta a la señal de referencia, ya que es ella misma cambiando el paso frecuencial.

En segundo lugar, podemos observar como el algoritmo CDA sólo varia en un orden de magnitud de ajuste Lorentziano. Lo que es un resultado bastante aceptable

La siguiente comparativa que vamos a realizar es la varianza de todas las señales obtenidas. La varianza sirve para ver la dispersión que ofrece cada una de ellas respecto a su media, de esta manera nos podemos hacer una idea de cómo de buena es la señal que hemos obtenido. Está medida en la unidad de medida de la variable al cuadrado, como en este caso se ha realizado con la frecuencia en Hz, la varianza se expresa en  $\text{Hz}^2$ .

Los resultados, como en el caso del ECM se realizan en la misma sección de fibra, y se pueden observar en la tabla 2.

Varianza		
Paso	Lorent	CDA
2MHz	7,81E+15	5.881E+17
4MHz	1,246E+16	1,059E+18
6MHz	1,989E+16	2,462E+18
8MHz	1,33E+16	1,695E+20
10MHz	3,309E+16	4,665E+17
20MHz	1,24E+17	1,546E+18

Tabla 2. Varianza en la fibra

En tabla 2, se observa como para el algoritmo subpíxel CDA, en el paso frecuencial de 2MHz y de 10MHz se encuentra en el mismo orden de magnitud, lo mismo acurre en el caso de 4, 6 y 20 MHz. Esto significa que la desviación del valor a calcular es el mismo en estos casos, pero con la ventaja de que, a mayor paso frecuencial menos datos se obtienen, lo que conlleva un tiempo de ejecución menor. Que en el caso de aplicaciones que necesiten hacer la estimación de la BFS en tiempo real es una ventaja muy importante.

Comparado los resultados del algoritmo CDA y del ajuste Gaussiano, se observa que a pasos frecuenciales mayores el orden de magnitud sólo varía en una unidad, lo que para ciertas aplicaciones se puede considerar despreciable.

Por último, para saber si realmente estos algoritmos son más eficientes, hemos calculado el tiempo de ejecución de cada uno de ellos,

para los diferentes pasos frecuenciales, estos tiempos están calculados en segundos y se pueden observar en la tabla 3.

Tiempo de ejecución en (segundos)		
Paso	Lorent	CDA
2MHz	254	0,61
4MHz	305,47	0,53
6MHz	303,17	0,51
8MHz	297,89	0,5
10MHz	330,21	0,47
20MHz	950,8	0,48

Tabla 3. Tiempo de ejecución

En esta tabla queda muy claro lo que hemos estado mencionando sobre que el ajuste Lorentziano no se puede emplear para aplicaciones en tiempo real, ya que el tiempo de ejecución es elevado. Sin embargo, los algoritmos Subpixel, tienen tiempo inferiores a 1 seg. Por lo que en este aspecto podría ser apto para aplicaciones en las que el tiempo de ejecución sea un factor importante a tener en cuenta.

## 7. CONCLUSIONES

Mediante la elaboración de este trabajo fin de grado se ha buscado algoritmos subpíxeles, que nos ayuden a estimar la frecuencia de Brillouin (BFS) de un sistema BOTDA de manera rápida y eficiente y de esta manera poder observar los cambios en la deformación y la temperatura que puedan ocurrir a lo largo de la fibra.

Con el *setup* empleado, hemos obtenido una serie de medidas de la traza, y con ellas hemos realizado medidas con los algoritmos subpíxel, obteniendo algunas características importantes. Con estas características, hemos podido comparar las frecuencias de Brillouin (BFS) de los algoritmos subpíxel con el ajuste Lorentziano para distintos pasos frecuenciales a lo largo de la fibra.

A partir de estas medidas hemos obtenido características importantes como el error cuadrático medio respecto a una señal de referencia, la cual hemos escogido la señal Lorentziana con un paso frecuencial de 2MHz, la

varianza de cada una de las señales y el tiempo de ejecución de cada uno de los algoritmos implementados.

Como se ha mencionado en el apartado anterior, el algoritmo Gaussiano queda descartado, debido a que no obtenemos los resultados esperados. Esto puede ser debido a que los datos que obtenemos con el sistema BOTDA no se ajustan a las características necesarias para implementar el algoritmo Gaussiano.

Como se ha podido observar en los resultados obtenidos, el algoritmo CDA es una buena opción, para sustituir al ajuste Lorentziano en el cálculo de la frecuencia de Brillouin en trazas BOTDA. Esto se debe a varios motivos:

En primer lugar, se ajusta mejor a mayores pasos frecuenciales, lo cual es importante, ya que esta característica implica que el tiempo de ejecución sea menor, debido a que realiza un barrido de frecuencias tomando menos valores.

Otro motivo es que es un algoritmo que tiene el mismo orden de magnitud de varianza en pasos frecuenciales pequeños y grandes, lo cual significa que la señal está igual de dispersada respecto al valor que queremos medir.

Por último, el error cuadrático medio del algoritmo CDA sólo varía en un orden de magnitud comparándolo con los resultados obtenidos del ajuste Lorentziano, lo que se puede considerar aceptable, teniendo en cuenta, que como señal de referencia se ha utilizado el ajuste Lorentziano con un paso frecuencial de 2MHz.

## 8. Bibliografía

- Agrawal, G. P. (2005). *Lightwave technology: telecommunication system*.
- Agrawal, G. P. (2007). Nonlinear fiber optics. *Academic Press*.
- Alves, J., Física, D., Sup, I., Porto, E., Física, D., & Porto, I. (2003). Fiber Bragg Sensor Interrogation System Based on a CCD Spectrometer, 0–4.
- Antonio Bueno Martínez. (2012). Diseño de técnicas de interrogación y sensores en fibra para el sector de la construcción.
- Azad, A. K., Wang, L., Guo, N., Tam, H.-Y., & Lu, C. (2016). Signal processing using artificial neural network for BOTDA sensor system. *Optics Express*, 24(6), 6769. <https://doi.org/10.1364/OE.24.006769>
- Bates, R. J. S. (1993). Optical Fiber Communications, Principles and Practice. *IEEE Communications Magazine*, 31(12), 11.
- Boyd, R. W. (2003). Nonlinear optics. *Academic Press*.
- Brillouin, L. (1922). Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. Influence de l'agitation thermique,. *Ann Phys*, 17, 88–122.
- Cho, S.-B., Lee, J.-J., & Kwon, I.-B. (2004). Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical fiber sensor. *Optics Express*, 12(18), 4339–46. <https://doi.org/10.1364/OPEX.12.004339>
- Córdoba, M. (2003). Proceso de fabricación de fibras ópticas, 61.
- Farahani, M. A., Castillo-Guerra, E., & Colpitts, B. G. (2013). A detailed evaluation of the correlation-based method used for estimation of the Brillouin frequency shift in BOTDA sensors. *IEEE Sensors Journal*, 13(12), 4589–4598. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2013.2271254>
- Fisher, R. B. (n.d.). Sub-pixel estimation, 2, 1–4.
- Fisher, R. B., & Naidu, D. K. (1996). A comparison of algorithms for subpixel peak detection. *Image Technology*, 385–404. [https://doi.org/10.1007/978-3-642-58288-2\\_15](https://doi.org/10.1007/978-3-642-58288-2_15)
- Fujihashi, K. (2003). Development of a Road Disaster Monitoring System Using Optical Fiber Sensing Technology. *NTT Technical Review*.
- Garus, D., Krebber, K., Schliep, F., & Gogolla, T. (1996). Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis. *Optics Letters*, 21(17), 1402–1404. <https://doi.org/10.1364/OL.21.001402>
- Gordon A Thomas, Boris I Shaiman, Paul F Glodis, M. J. S. (2000). Towards the clarity limit in optical fibre. *Nature*, 262–264.

- Guizar-Sicairos, M., Thurman, S. T., & Fienup, J. R. (2008). Efficient subpixel image registration algorithms. *Optics Letters*, 33(2), 156–158. <https://doi.org/10.1364/OL.33.000156>
- Hill, K. O., Kawasaki, B. S., & Johnson, D. C. (1976). Cw Brillouin laser. *Applied Physics Letters*, 28(10), 608–609. <https://doi.org/10.1063/1.88583>
- Horiguchi, T., Kurashima, T., & Tateda, M. (1990). A Technique to Measure Distributed Strain in Optical Fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2(5), 352–354. <https://doi.org/10.1109/68.54703>
- Hotate, K. (2014). Recent Achievements in BOCDA / BOCDR. *Sensors*, 142–145. <https://doi.org/10.1109/ICSENS.2014.6984953>
- Jamro, J. M. S. and M. Y. (2009). Optical fiber communications: principles and practice. *Pearson Education*.
- Jose María Abella Martín, José M. Martínez-Duart, Juan José Jiménez Lidón, C. (1988). *Optoelectrónica y comunicación óptica*. Madrid: Consejo Superior de Investigaciones Científicas.
- JOSÉ MIGUEL LÓPEZHIGUERA. (2002). *Handbook of Optical Fibre Sensing Technology*.
- Keiser, G. E. (2003). *Optical Communications Essentials*.
- Lombo, A., & Carrasquilla. (2010). Avances en comunicaciones por fibra óptica . *Dialnet*, 1, 36–42.
- Mirapeix, J., Cobo, A., Jaúregui, C., & López-Higuera, J. M. (2006). Fast algorithm for spectral processing with application to on-line welding quality assurance. *Measurement Science and Technology*, 17(10), 2623–2629. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/10/013>
- Newnham, R., & Sundar, V. (1997). Electrostriction: nonlinear electromechanical coupling in solid dielectrics. *J. Phys. Chem. B*, 101(ref 2), 10141–10150. <https://doi.org/10.1021/jp971522c>
- Niklès, M., Thévenaz, L., & Robert, P. A. (1997). Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 15(10), 1842–1851. <https://doi.org/10.1109/50.633570>
- Parker, T. R., Farhadiroshan, M., Handerek, V. a, & Rogers, a J. (1997). Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers. *Optics Letters*, 22(11), 787–789. <https://doi.org/10.1364/OL.22.000787>
- Ruiz-Lombera, R., Mirapeix, J., Laarossi, I., Rodríguez-Cobo, L., & Lopez-Higuera, J. M. (2016). Brillouin frequency shift estimation in BOTDA via subpixel processing, 9916, 99162L. <https://doi.org/10.1117/12.2236862>

- Tateda, M. (1989). BOTDA-Nondestructive Measurement of Single- Mode Optical Fiber Attenuation Characteristics Using Brillouin Interaction : Theory, 7(8), 1170–1176.
- Thevenaz, L., & Foaleng Mafang, S. (2008). Distributed fiber sensing using Brillouin echoes. *19th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 7004, 70043N–70043N. <https://doi.org/10.1117/12.786283>
- Tian, Q., & Huhns, M. N. (1986). Algorithms for subpixel registration. *Computer Vision, Graphics, and Image Processing*. [https://doi.org/10.1016/0734-189X\(86\)90028-9](https://doi.org/10.1016/0734-189X(86)90028-9)
- Vivar, M., Salinas, I. E. S. F., & España, S. (2016). Esparcimiento de Rayleigh \*, 13(2), 505–510.
- Yang, J., Yu, C., Chen, Z., Ng, J., & Yang, X. (2008). Suppression of Polarization sensityvity in BOTDA biber distributed sensing system. *Intenational Conference on Optical Fiber Sensors*, 7004, 700421-700421-4. <https://doi.org/10.1117/12.785907>
- Young, A. T. (1981). No Title, 20(4), 533–535.
- Ziel., N. O. and J. Van Der. (n.d.). Characteristics of a semiconductor laser pumped brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth. *Lightwave Technology*.
- Zujie Fang, Ken Chin, R. Q. and H. C. (2012). Fundamentals of optical fiber sensors. *John Wiley & Sons*.