

Departamento de Electrónica

Máster Universitario en Sistemas Electrónicos Avanzados.
Sistemas Inteligentes



Trabajo Fin de Máster

**“Mejora de la relación señal-ruido en
sensores distribuidos Brilluoin”**

Alejandro Domínguez López

2014

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

Escuela Politécnica Superior

Departamento de Electrónica

Máster Universitario en Sistemas Electrónicos Avanzados.
Sistemas Inteligentes



Trabajo Fin de Máster

“Mejora de la relación señal-ruido en sensores distribuidos
Brilluoin”

Autor: Alejandro Domínguez López

Directores: Miguel González Herráez y Sonia Martín López

Tribunal:

Presidente: D. Francisco Javier Rodríguez Sánchez.

Secretario: D. Miguel Ángel García Garrido.

Vocal 1º: D. Oscar Esteban Martínez.

Vocal 2º: D^a M^a Carmen Rubio.

Calificación:.....

Fecha:.....

A mi familia

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer a todos los organismos que han financiado este trabajo: al European Research Council a través del proyecto Starting Grant U-FINE (Grant no. 307441), al Plan Nacional de I+D+I a través del proyecto TEC2012-37958-C02-01 y al programa INTERREG SUDOE ECOAL-MGT.

Quiero agradecer a Sonia Martín López y Miguel González Herráez, mis mentores y directores de este Trabajo Fin de Máster, su apoyo, ayuda, consejo y sobre todo paciencia y dedicación a la hora de realizar este trabajo.

Del mismo modo quisiera mencionar la inestimable colaboración de todos mis compañeros de laboratorio: Alexia, Daniel, Hugo, Javi, Juan, Massimo y Xabi. Sin ellos, nada de esto hubiera salido adelante tan satisfactoriamente.

RESUMEN

Hoy en día, estamos inmersos en la era de la globalización y las comunicaciones. Nuestra sociedad se mueve a un ritmo frenético, demandando vorazmente nuevos desafíos, información, conocimiento y experiencias. Vivimos ansiosos por viajar, por ver mundo. Toda esta insaciable avidez de vivencias necesita estar soportada por un entramado enorme de infraestructuras, capaz de dar cabida satisfactoriamente a las necesidades de toda la población mundial. Precisamos de caminos, carreteras, redes eléctricas, presas, puentes, redes ferroviarias, huertos solares, parques eólicos, enlaces de telecomunicaciones, túneles, oleoductos, gaseoductos... y un sinfín más de megaestructuras que necesitamos que se mantengan funcionando y que lo hagan de manera constante, continuada y segura.

La creciente necesidad de preservar la integridad de dichas infraestructuras ha provocado un aumento considerable en el desarrollo e implementación de sensores de fibra óptica en detrimento de los típicos sensores eléctricos. Este reemplazo paulatino se debe a las numerosas ventajas que aportan los sensores basados en fibra óptica, tales como: ligereza, baja atenuación, seguridad en ambientes extremos o inmunidad al ruido electromagnético, entre otras.

Los sensores distribuidos de fibra óptica basados en el efecto Brillouin han adquirido una notable popularidad a lo largo de los últimos años. En particular, los sistemas basados en el Análisis en el Dominio del Tiempo del efecto Brillouin o BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) son especialmente utilizados para monitorizar grandes estructuras civiles, tales como: oleoductos, puentes, presas, etc. Los sensores BOTDA permiten realizar medidas distribuidas a lo largo de grandes distancias (50km) manteniendo una resolución espacial del orden de 1-2 m.

Por supuesto, uno de las principales áreas de investigación en BOTDA se centra en aumentar el alcance de medida. Para ello, se torna necesario aumentar la relación señal-ruido (SNR) de los sensores. Numerosas técnicas se han utilizado a fin de conseguir dicho propósito, tales como amplificación Raman, codificación de los pulsos de bombeo o incluso la combinación de ambos métodos.

En este trabajo, presentamos el uso de una conocida técnica de detección para aumentar la SNR de los sensores: la detección diferencial. Demostraremos que con la aplicación de dicha nueva técnica de detección conseguimos aumentar en 15km el alcance de los sensores BOTDA convencionales. Además nos desharemos del efecto no deseado que acarrea el uso de la amplificación Raman en sistemas BOTDA, la transferencia de RIN, mejorando la SNR del sensor en un factor 5 en comparación con un sistema BOTDA con detección convencional.

ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos	vii
Resumen.....	ix
Índice General	xi
Índice de figuras	xiii
1 Conceptos preliminares	17
1.1 Conceptos teóricos.....	19
1.1.1 Propagación de las ondas en fibra óptica	19
1.1.2 Propagación No-Lineal	21
1.2 Fenómenos de scattering en la fibra óptica.....	25
1.2.1 Scattering espontáneo	25
1.2.2 Scattering estimulado	27
1.3 Análisis en el dominio del tiempo del efecto Brillouin - BOTDA.....	33
1.3.1 Principio de funcionamiento de los sensores BOTDA.....	33
1.3.2 Limitaciones de los sistemas BOTDA.....	38
1.3.3 Estado del arte de los sensores BOTDA	40
1.4 Amplificación Raman.....	42
1.4.1 Amplificación Raman de 1er orden.....	43
1.4.2 Láser Raman de Fibra – RFL (Raman Fiber Laser)	44
1.4.3 Transferencia de RIN.....	46
1.5 Detección diferencial	48
2 Resultados: Detección Diferencial Aplicada a BOTDA	51
2.1 Detección diferencial en BOTDA convencional.....	53
2.1.1 Montaje experimental	54
2.1.2 Ventajas generales de la detección diferencial.....	55
2.2 BOTDA con amplificación Raman.....	60
2.2.1 Montaje experimental	60
2.2.2 Eliminación del RIN en RA-BOTDA	61
2.2.3 Medidas como sensor BOTDA.....	63
2.3 Aplicaciones reales y trabajos de campo	65
2.3.1 ECOAL (Ecological Management of Coal Waste Piles in Combustion).....	66
3 Conclusiones y líneas futuras	71
3.1 Conclusiones	73
3.2 Líneas de trabajo futuras	75
4 Bibliografía	77

ÍNDICE DE FIGURAS

Fig. 1.1: Espectro de los fenómenos de scattering en la fibra óptica	26
Fig. 1.2: Generación de la onda de presión debido al fenómeno de electrostricción.	28
Fig. 1.3: Ilustración del proceso de Scattering Raman Estimulado; a) Generador Raman, b) Amplificador Raman	31
Fig. 1.4: Espectro de ganancia Raman.....	32
Fig. 1.5: Representación gráfica del primer BOTDA desarrollado []	33
Fig. 1.6: Generación de las curvas de Ganancia (Stokes) y Atenuación (anti-Stokes) Brillouin.	35
Fig. 1.7: Respuesta temporal estándar de un sistema BOTDA tanto para Ganancia Brillouin (línea continua), como Atenuación (línea de puntos)	35
Fig. 1.8: Espectro de ganancia Brillouin de una fibra mono-modo de 700 m. El espectro se ajusta perfectamente a una Lorenciana. El ancho de la curva calculado es 35,8 MHz y el BFS (punto máximo de la curva) es 12,81 GHz. [].	36
Fig. 1.9: Dependencia del BFS con la deformación o strain (a) y con la temperatura (b) para una fibra SMF a 1550 nm.	36
Fig. 1.10: Explicación gráfica del principio de funcionamiento de un BOTDA en configuración e Ganancia Brillouin. Mientras que la diferencia en frecuencia entre la sonda y el pulso de bombeo sean iguales al BFS de la fibra, la sonda será amplificada. Esto no ocurrirá para aquellas zonas de la fibra que sufran de cualquier perturbación (cambio de temperatura o deformación), en cuyo caso el BFS será distinto. Por tanto, la amplificación de la sonda en dicha región ocurrirá a diferente frecuencia, haciendo posible así determinar la posición y la magnitud de la inhomogeneidad.	37
Fig. 1.11: Esquema de ejemplo de la reconstrucción del espectro de ganancia Brillouin en un sistema BOTDA.....	38
Fig. 1.12: Simulación de la evolución del espectro del pulso de bombeo a lo largo de 10 km de SMF debido a la MI [21].	39
Fig. 1.13: Ejemplo de agotamiento del pulso de bombeo cuando se pretende determinar el BFS [17]. Como se puede ver en la figura de la derecha, el agotamiento de bombeo causa un desplazamiento del pico máximo de ganancia.	40
Fig. 1.14: Esquema experimental desarrollado por Soto et al. [26] para la implementación de la codificación de los pulsos de bombeo.	41
Fig. 1.15: Traza de ganancia adquirida para una longitud de fibra de ~50 km, usando pulsos de bombeo de 40 ns de ancho. La línea roja muestra una traza de un BOTDA convencional. En verde, la traza obtenida con el mismo ancho de pulso y potencia de sonda, aplicando amplificación Raman de 2º orden. En azul vemos la traza simulada del sistema con amplificación Raman de 2º orden. Finalmente, la línea discontinua muestra la simulación de la traza obtenida con amplificación Raman de 1er orden. La potencia de bombeo Raman usada es de 470 mW en ambos sentidos [].	41

Fig. 1.16: Demostración de la capacidad de medida del sensor BOTDA desarrollado por Soto et al. [], en donde identifican correctamente un punto caliente de 1 metro de ancho localizado en el kilómetro 120.	42
Fig. 1.17: Espectro del funcionamiento de la amplificación Raman de 1er orden en el que se bombea con un RFL a una longitud de onda λ_p para generar amplificación en la longitud de onda de interés λ_1	43
Fig. 1.18: Esquema de un sistema BOTDA asistido por amplificación Raman de 1er orden. WDM: Wavelength Division Multiplexer; FUT: (Fibra a testar) Fiber Under Test; CW: Señal continua (Continuous Wave).	44
Fig. 1.19: Esquema del láser en fibra Raman. CVR RAMAN: cavidad Raman compuesta por las siguientes parejas de redes de Bragg: FBG1 y FBG'1 reflejan la luz a 1180 nm, FBG2 y FBG'2 a 1230 nm, FBG3 y FBG'3 a 1280 nm, FBG4 y FBG'4 a 1360 nm y FBG5 y FBG'5 a 1455 nm; todas con reflectividades del 100%, salvo FBG'5 con una reflectividad de entre 20 y 30%. La fibra de la cavidad es una fibra Raman de centenares de metros de longitud. Esta cavidad Raman es bombeada por diodos láser (DL) a 1110 nm. La salida de la cavidad es controlada por dos fotodetectores. La fibra de salida está conectorizada con un conector FC/APC.	45
Fig. 1.20: Espectro de salida del láser en fibra Raman a 0,025 W.	45
Fig. 1.21: Representación de la transferencia de RIN en función de la potencia de bombeo Raman en un sistema con amplificación Raman de 1er orden [43].	47
Fig. 1.22: Esquema del principio de funcionamiento de un detector diferencial.	48
Fig. 2.1: Montaje experimental de un BOTDA con detección diferencial. LD: Laser Diode; PC: Polarization controller; EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier; RF: Radio-frequency generator; VOA: Variable Optical Attenuator; PS: Polarization Scrambler; WDM: Wavelength Division Multiplexer.	54
Fig. 2.2: Ejemplo de espectro de las salidas de transmisión (línea azul) y de rechazo (línea roja) de un filtro DWDM de ancho de banda de 100 GHz centrado en el canal ITU38 (~1547 nm).	55
Fig. 2.3: Diferencias en la amplitud de las trazas BOTDA temporales, para los casos de detección convencional de una única banda lateral (a), (b) y para la detección diferencial de ambas bandas laterales (c).	56
Fig. 2.4: Perfiles de ganancia Brillouin (BGS) a una distancia de 46,818 km tras la realización de un barrido de frecuencia entre 10,82 GHz y 10,95 GHz. A) Ganancia Brillouin (banda Stokes); b) Atenuación Brillouin (banda anti-Stokes); c) Salida diferencial de ambas bandas laterales.	57
Fig. 2.5: Perfil de desplazamiento Brillouin (BFS) a lo largo de la fibra SMF de ~50km para los casos de detección de banda lateral única (a), (b) y para el caso diferencial (c).	57
Fig. 2.6: Perfil de desplazamiento Brillouin (BFS) a lo largo de la fibra SMF de ~50km para los casos de detección de banda lateral única (a), (b) y para el caso diferencial (c), empeorando la tasa de extinción del pulso de bombeo (27 dB de tasa de extinción). ...	59
Fig. 2.7: Montaje experimental de un BOTDA asistido por amplificación Raman de 1er orden y con detección diferencial. LD: Laser Diode; PC: Polarization controller; EDFA:	

Erbium Doped Fiber Amplifier; RF: Radio-frequency generator; VOA: Variable Optical Attenuator; PS: Polarization Scrambler; WDM: Wavelength Division Multiplexer.	60
Fig. 2.8: Espectros eléctricos de la sonda detectada para una potencia total de bombeo Raman de ~360mW (30 kHz de ancho de banda de resolución).	62
Fig. 2.9: Espectros eléctricos de la sonda detectada para una potencia total de bombeo Raman de ~480mW (30 kHz de ancho de banda de resolución).	63
Fig. 2.10: Traza de ganancia del sistema BOTDA con asistencia Raman de 1er orden en configuración bidireccional usando detección diferencial para un BFS de 10,865 GHz y una potencia total de bombeo Raman de ~360mW.	64
Fig. 2.11: Perfil del BFS traducido a diferencia de temperatura para la zona colindante a un punto caliente de ~ 2 metros de longitud, localizado en el kilómetro 75 de la fibra. .	65
Fig. 2.12: Trabajadoras empujando un carro en la mina de carbón. Sao Pedro da Cova, mediados del siglo XX.	67
Fig. 2.13: Vista general de la zona en combustión e imágenes termográficas usadas para una caracterización preliminar de la temperatura de la pila.	67
Fig. 2.14: Vista aérea de Sao Pedro da Cova, y de la pila de desechos de carbón en combustión (zona rodeada en rojo) así como el esquema de tendido del cable de fibra óptica (en amarillo).	68
Fig. 2.15: Imagen del equipo sensor de medida distribuida de temperatura y deformación FINEST.	69
Fig. 2.16: Esquema de componentes utilizado en el prototipo FINEST incorporando la mejora de la eliminación del ruido de polarización en la sonda.	69
Fig. 2.17: Captura de pantalla de la interfaz gráfica de usuario del prototipo FINEST.	70

1 CONCEPTOS PRELIMINARES

1.1 CONCEPTOS TEÓRICOS

1.1.1 Propagación de las ondas en fibra óptica

El fenómeno de la propagación de la luz a través de una fibra óptica, como con cualquier otro fenómeno en el que intervienen campos electromagnéticos, viene descrito por las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

donde \vec{E} y \vec{H} son los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente, y los vectores \vec{D} y \vec{B} son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética; \vec{J} es la densidad de corriente y ρ es la densidad de carga. Ya que la fibra es un medio dieléctrico, y no existe la presencia de cargas libres, podemos suponer que $\vec{J} = 0$ y $\rho = 0$. La densidad de flujo \vec{B} surge en respuesta a la propagación del campo magnético \vec{H} dentro del medio y están relacionados por:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (1.5)$$

donde μ_0 representa la permeabilidad en el vacío y \vec{M} es la polarización magnética inducida. Como la fibra es un medio no magnético ($\vec{M} = 0$), \vec{B} puede escribirse como $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Para poder expresar la densidad de flujo eléctrico \vec{D} en un medio dieléctrico, hay que tener en cuenta la polarización inducida por el campo en el medio. Esta polarización eléctrica viene motivada por la reorientación de las cargas ligadas pertenecientes al material al paso de un campo eléctrico. Teniendo en cuenta este hecho, \vec{D} se escribe como:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.6)$$

Donde ε_0 es el rotacional de la Ley de Faraday (1.1) y teniendo en cuenta las expresiones obtenidas correspondientes a las densidades de flujo eléctrico (1.6) y magnético (1.5) se puede concluir que:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

donde $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}$. Esta expresión puede simplificarse teniendo en cuenta la pequeña no

linealidad existente. De este modo, $\nabla(\nabla \cdot \vec{B}) = 0$ con lo que (1.7) se puede expresar como:

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

ecuación final que modeliza el comportamiento de la propagación de un campo electromagnético por un medio como la fibra óptica.

El vector \vec{P} se relaciona con el campo eléctrico E mediante la siguiente expresión:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right) \quad (1.9)$$

y puede expresarse mediante su desarrollo en serie:

$$\begin{aligned} \vec{P}(\vec{r}, t) = & \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \vec{E}(\vec{r}, t') dt' + \\ & + \varepsilon_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(t-t_1, t-t_2) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) dt_1 dt_2 + \\ & + \varepsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 + \\ & + \dots \end{aligned} \quad (1.10)$$

donde $\chi^{-(j)}$ (j=1,2,3,...) representa la susceptibilidad de orden j. Hay que tener en cuenta el carácter tensorial de orden i+1 de los elementos $\chi^{-(i)}$, por lo que los productos dentro de las integrales son productos tensoriales. De los tres sumandos que se muestran en el

desarrollo, el primer término asociado a χ^{-1} corresponde a la parte del fenómeno de polarización a la respuesta lineal de la fibra (\vec{P}_L). El resto de los términos asociados a susceptibilidades de orden superior corresponden a la respuesta no lineal de la fibra (\vec{P}_{NL}). Teniendo en cuenta estos dos términos, la expresión abreviada de la polarización inducida quedaría:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \quad (1.11)$$

Los términos de orden superior a tres han sido omitidos ya que en la práctica, generalmente son despreciables frente a los tres primeros [1]. Por otro lado es necesario indicar el hecho de que la fibra óptica tenga como principal componente la sílice, cuya molécula presenta simetría de inversión. Este hecho concluye en la anulación de los productos tensoriales de orden par por lo que podemos obviar el término asociado a χ^{-2} en la expresión del factor de polarización (1.9). Además, al ser la fibra óptica un medio isótropo, podemos representar el tensor χ^{-1} como una única componente escalar y del tensor χ^{-3} disponer de tan sólo cuatro componentes no nulas: $(\chi_{xxxx}^{-3}, \chi_{xyyy}^{-3}, \chi_{xyxy}^{-3})$ [2].

1.1.2 Propagación No-Lineal

El objeto de este trabajo es el estudio de un tipo concreto de sensor en fibra óptica, además de los fenómenos determinantes en los que se fundamenta. Estos fenómenos son consecuencia de la propagación de altas intensidades de luz por la fibra, lo que da lugar a la generación de procesos no lineales. Por esta razón, en esta sección estudiaremos la propagación de un haz de luz por una fibra óptica en el caso en el que su potencia asociada sea elevada (propagación no lineal). Para ello partimos de (1.8), considerando la polarización no lineal \vec{P}_{NL} como una pequeña perturbación en la polarización total, por lo que la ecuación de partida es (1.12):

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.12)$$

Para facilitar la resolución de (1.12) es conveniente realizar una serie de consideraciones. En la primera consideramos que la polarización eléctrica permanece constante a lo largo de la fibra. Esta consideración no es del todo correcta a no ser que se esté trabajando con fibras mantenedoras de polarización o birrefringentes, pero a efectos prácticos simplifica de manera considerable el tratamiento y permite obtener resultados extrapolables a fibras reales [1]. De este modo es posible trabajar con una aproximación escalar de la (1.12), empleando solamente la componente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de susceptibilidad de orden tres. Es importante indicar el hecho de que la respuesta no lineal de la fibra es debida fundamentalmente a dos factores: por un lado, las distorsiones en las órbitas electrónicas de los átomos inducidas por el campo eléctrico que atraviesa la fibra. Estas distorsiones pueden considerarse casi instantáneas ya que se producen en escalas de tiempo de unos pocos ciclos electrónicos; por otro lado, la respuesta Raman que está asociada a los cambios de los estados vibracionales de las moléculas de sílice. Esta respuesta se considera instantánea cuando consideramos un ancho de banda mucho menor que $1/\tau_R \approx 14$ THz, donde τ_R es el tiempo de retardo y tiene valores entre 60-70 fs. Normalmente, la suposición de respuesta instantánea de la fibra es válida para pulsos del orden de 1 ps. En cualquier otro caso no sería correcto tratar la respuesta no lineal de la fibra como instantánea. De este mismo modo, la suposición de ausencia de pérdidas en la fibra suele considerarse aceptable siempre que la longitud de la fibra sea mucho menor que $1/\alpha$, donde α es la atenuación de la fibra.

Para obtener la expresión de la ecuación de propagación no lineal teniendo en cuenta toda esta serie de consideraciones necesitamos recurrir a la aplicación de una serie de herramientas matemáticas, cuyo desarrollo se expone extensamente en [1]. De esta manera partiremos directamente de la expresión final para la amplitud compleja del campo electromagnético $A(z, t)$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j \frac{\beta_2 \partial^2 A}{2 \partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = \\ & = j\gamma \left(1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{xxxx}} R_{xxxx}(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

donde $A(z, t)$ ha sido normalizada de manera que la potencia óptica de la onda se calcula según la ley $P(z, t) = |A(z, t)|^2$ y γ es un parámetro que recibe el nombre de coeficiente no lineal

y representa el valor de la no linealidad de la fibra. γ está relacionada con la susceptibilidad según la relación:

$$\gamma = \frac{n_{2e} \omega_0}{c A_{eff}} \quad (1.14)$$

donde ω_0 es la inversa de la velocidad de grupo, siendo esta velocidad de grupo la velocidad a la que se propaga la envolvente de variación lenta de una onda armónica (por ejemplo una senoide que modula la salida de un láser), n_{2e} es el índice no lineal de la fibra, y cuyo valor se ha medido experimentalmente obteniéndose un resultado $\approx 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [1], [3], [4].

El parámetro A_{eff} tiene unidades de área y está definido por:

$$A_{eff} = 2\pi \frac{\left(\int_0^\infty F^2(\rho) \rho d\rho \right)^2}{\int_0^\infty F^4(\rho) \rho d\rho} \quad (1.15)$$

donde A_{eff} representa el área real que ocupa el campo en el interior de la fibra o lo que es lo mismo, la sección eficaz de área de fibra ocupada por el campo, $F(\rho)$ es la distribución del campo del modo fundamental, que sigue, en general, una ley que se puede expresar por una gaussiana tal y como se muestra en (1.16)[5].

$$F(\rho) \approx e^{\left(-\frac{\rho^2}{\rho_w^2} \right)} \quad (1.16)$$

El área efectiva es una de las características básicas responsables de la generación de efectos no lineales en fibras (la intensidad del campo aumenta al quedar confinado en el pequeño valor que presenta este área). Los valores típicos para fibras monomodo convencionales están entorno a $80 \mu\text{m}^2$, para fibras de dispersión desplazada (DSF, *Dispersion Shift Fiber*) $\sim 50 \mu\text{m}^2$ y para fibras compensadoras de dispersión este valor estaría en torno a $20 \mu\text{m}^2$.

Para simplificar los cálculos se ha omitido la variación de la distribución radial del campo del modo fundamental, $F(\rho)$, con la frecuencia y se ha supuesto que para todo el rango de frecuencias cubierto por el pulso, $F(\rho)$ permanece constante. Si suponemos que trabajamos en régimen continuo o que el ancho espectral de los pulsos es mayor de 1 ps,

podemos considerar la ausencia de pérdidas en la guía, obviar la contribución Raman y suponer que la respuesta se puede expresar finalmente como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j \frac{\beta_2 \partial^2 A}{2 \partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = j \gamma |A|^2 A \quad (1.17)$$

La expresión (3.17) recibe el nombre de Ecuación No Lineal de Schrödinger (NLSE, *Non Linear Schrödinger Equation*) por su similitud con la ecuación del mismo nombre con potencial no lineal.

Las ecuaciones se van complicando a medida que consideremos la propagación de dos o más frecuencias, ya sea en el mismo sentido o sentidos opuestos. Junto con el área efectiva existen dos parámetros más, característicos de la fibra óptica, responsables de la tendencia a la generación de efectos no lineales en fibra: la Dispersión de Velocidad de Grupo (GVD, *Group Velocity Dispersion*) y la longitud efectiva de la fibra (L_{eff}). La GVD es la derivada segunda de la constante de propagación del modo en la fibra $\beta(\omega)$, siendo la ω la frecuencia. Este parámetro suele denominarse β_2 (1.18), y representa la variación en función del inverso de la velocidad de grupo v_g , donde tal y como comentamos anteriormente, dicha velocidad de grupo es la velocidad a la que se propaga la envolvente de variación lenta de una onda armónica. v_g coincide con el inverso de la derivada de la constante de propagación en función de la frecuencia, tal y como describimos en (1.19)

$$\beta_2 = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) \quad (1.18)$$

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \quad (1.19)$$

necesita recorrer la luz para que se produzca la generación de cada efecto no lineal, teniendo en cuenta las pérdidas que se producen en la fibra. Su valor queda determinado por la siguiente ecuación:

$$L_{eff} = \int_0^L e^{-\alpha z} dz = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.20)$$

Para fibras de gran longitud en las que $\alpha L \gg 1$, se suele considerar $L_{eff} = 1/\alpha$, por lo que para fibras monomodo con $\alpha = 0,2$ dB/km empleadas en propagación en la tercera ventana (1550 nm) y en sistemas de telecomunicaciones, la longitud efectiva es de 20 km aproximadamente.

En cambio para fibras de longitud intermedia donde $\alpha L \ll 1$, el valor de la longitud efectiva se considera el mismo que el de la longitud de la fibra, $L_{eff} = L$, por lo que una longitud de 10 km tendrá una $L_{eff} = 7$ km en fibras de segunda ventana (1300 nm) y 8 km en fibras para la tercera ventana (1550 nm).

1.2 FENÓMENOS DE SCATTERING EN LA FIBRA ÓPTICA

A pesar de las ya de sobra conocidas bondades de la fibra óptica como medio transmisor de luz (inmunidad al ruido electromagnético, baja atenuación, fácil encaminamiento de la luz, etc.), la fibra óptica no es, sin embargo, inmune a otro tipo de fenómenos que ocurren en el dominio óptico, como son los fenómenos de scattering.

El scattering de la luz en fibra óptica es un fenómeno que acontece para cualquiera que sea la potencia óptica de la luz incidente. Se puede dividir en dos categorías: espontáneo y estimulado.

1.2.1 Scattering espontáneo

El scattering espontáneo hace referencia al proceso en el que no se producen cambios en las propiedades ópticas del material por la presencia de un campo eléctrico incidente. Para permanecer en el régimen de scattering espontáneo, la potencia del haz de luz incidente no puede sobrepasar un determinado umbral, a partir del cual, ya consideraríamos que se produciría scattering estimulado, el cual estudiaremos en detalle más adelante. Dicha potencia umbral se define como aquel nivel de potencia de bombeo al cual la potencia transmitida y la potencia retrodifundida son iguales [6].

Los fenómenos de scattering pueden considerarse como la interacción de la luz con la excitación del medio. Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, es la interacción de fotones con fonones en el medio.

Considerando un medio no homogéneo tal como la fibra óptica, cualquier proceso de scattering obtendrá fotones de la luz incidente y producirá, al mismo tiempo, fotones que pueden variar en dirección, frecuencia o fase. Atendiendo a la transferencia de energía del medio a los nuevos fotones que ha surgido del proceso de scattering, se puede realizar la siguiente clasificación:

- Scattering Elástico: Los fotones que surgen del proceso de scattering mantienen su energía, o lo que es lo mismo, tendrán la misma frecuencia que la onda incidente.

- Scattering Inelástico: En este caso, los fotones que han surgido del proceso de scattering tienen distinta frecuencia que el haz de luz incidente debido a que se ha producido una transferencia de energía en el medio. Cuando los fotones se desplazan a frecuencias inferiores, se le suele conocer como la componente Stokes. Por el contrario, cuando los fotones son desplazados a frecuencias superiores, se suele etiquetar como componente anti-Stokes.

La Fig. 1.1 nos muestra el espectro de los distintos fenómenos de scattering presentes en la fibra óptica, los cuales analizamos a continuación:

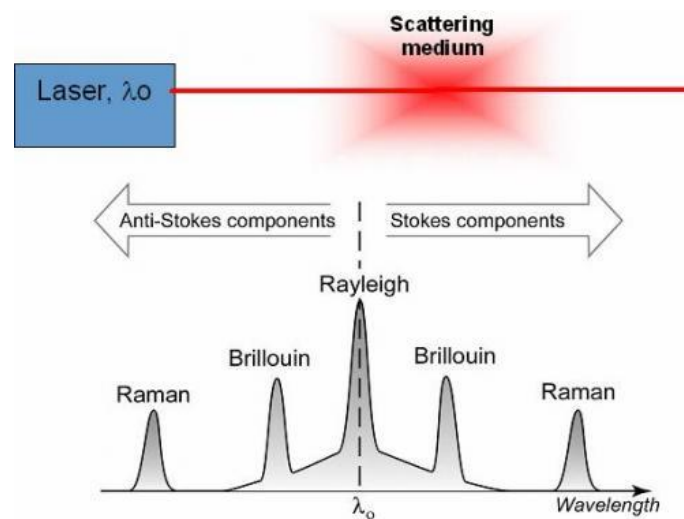


Fig. 1.1: Espectro de los fenómenos de scattering en la fibra óptica

- Scattering Rayleigh: Es un proceso elástico, ya que no conlleva ningún cambio en frecuencia. Ocurre debido a la interacción del haz de luz incidente con las imperfecciones en la estructura molecular del medio.
- Scattering Brillouin: Es un proceso inelástico originado por la interacción de la luz incidente con ondas presión que se propagan a través de la fibra, originado por fonones acústicos cuyo cambio en frecuencia viene determinado por la velocidad acústica en el medio.
- Scattering Raman: Este es otro fenómeno inelástico provocado por la interacción de fotones y fonones ópticos. Surge de la interacción de la luz con los modos vibracionales de las moléculas que forman la estructura del medio.

Los efectos no lineales en fibra óptica de tipo inelástico, el scattering Brillouin y el scattering Raman, son la base fundamental de este trabajo. El primero de ellos, es el proceso no lineal necesario para la implementación de sensores BOTDA, tal y como veremos más adelante, y el segundo, para la mejora del rango dinámico de este tipo de sensores, y que describimos en detalle en la sección 1.4.

1.2.2 Scattering estimulado

1.2.2.1 Scattering Brillouin estimulado, SBS

El scattering Brillouin puede ser entendido como el proceso por el cual un fotón de energía determinada es aniquilado para generar otro fotón de energía menor y un fonón de origen acústico cuya energía está determinada por la diferencia de energía de los dos fotones. De esta manera, como en cualquier proceso de difusión, las leyes de conservación de energía y momento se satisfacen:

$$\omega_p = \omega_s + \Omega \quad (1.21)$$

$$q = k_p + k_s \quad (1.22)$$

donde ω_p y k_p representan la energía y el momento de la onda de bombeo, ω_s y k_s son las pertenecientes al fotón generado a la frecuencia Stokes y Ω y q son las representantes de la onda acústica generada. Hay que tener en cuenta que el valor de ω_s es nulo en dirección co-propagante a la onda incidente y máximo en dirección contra-propagante.

El proceso físico que subyace bajo el scattering Brillouin es la tendencia de los materiales dieléctricos a la compresión en presencia de campos eléctricos intensos. Este fenómeno es conocido como electrostricción (Fig. 1.2). Esta compresión se traduce en la aparición de una presión interna denominada presión electrostrictiva y se relaciona con el campo eléctrico a través de:

$$p_{st} = -\frac{1}{2}c_e \langle |\vec{E}|^2 \rangle \quad (1.23)$$

siendo c_e la constante electrostrictiva del material. Las variaciones de presión presentes en la fibra generan una variación de la densidad del medio, $\Delta\rho$, y como consecuencia una variación de la constante dieléctrica según la siguiente expresión:

$$\Delta\varepsilon = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta\rho \quad (1.24)$$

Siendo ρ_0 la densidad del material en ausencia de electrostricción. De forma efectiva las variaciones de $\Delta\rho$ se traducen en una onda sonora cuya propagación es:

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} + 2\Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} - V_A^2 \nabla^2 \Delta\rho = \nabla^2 \rho_{st} \quad (1.25)$$

donde recordemos que ρ_{st} presenta una dependencia cuadrática con el campo (ver (1.23)). Γ_B es el coeficiente de amortiguamiento acústico y V_A es la velocidad acústica en la fibra. El efecto de esta onda acústica sobre la propagación de las dos ondas ópticas presentes en la fibra se trata a través de las variaciones de constante dieléctrica reflejadas en (1.24).

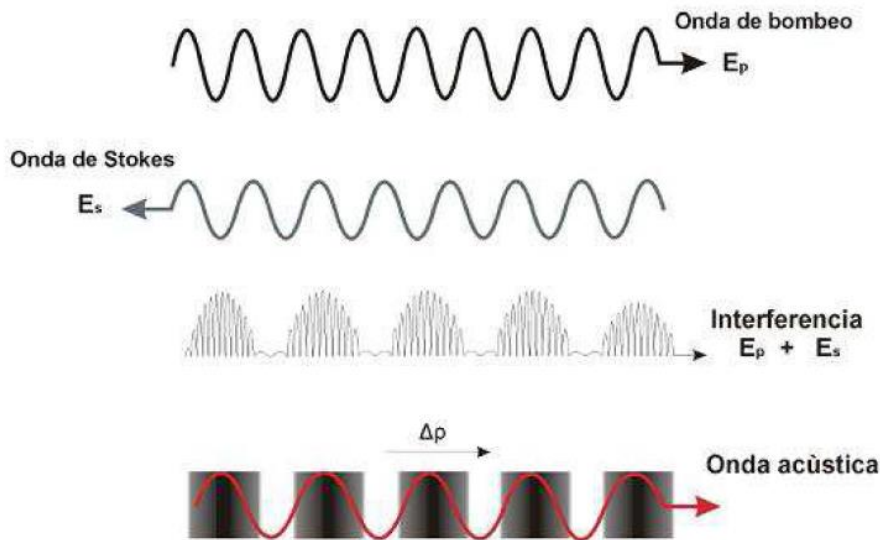


Fig. 1.2: Generación de la onda de presión debido al fenómeno de electrostricción.

La Fig. 1.2 muestra de manera esquemática la superposición de dos ondas que se propagan a distinta frecuencia dentro de un material electrostrictivo, donde se produce una compresión de zonas del material de forma periódica dando lugar a zonas de alta y baja densidad. Estas se desplazan a una velocidad determinada por la diferencia de frecuencias dada por las ondas que interactúan. Cuando la velocidad a la que se propagan dichas ondas es igual a la velocidad acústica del medio (V_A), se estimula el proceso [1].

En la resolución matemática del proceso de scattering Brillouin estimulado hay que tener en cuenta la presencia de tres ondas, por lo que requiere considerar tres ecuaciones de

propagación acopladas. Las dos primeras ecuaciones reflejan la propagación de la onda de bombeo y la onda de Stokes. La tercera ecuación refleja la propagación de la onda acústica y nace de la variación de la misma a lo largo del medio (1.24). En general tiene la forma:

$$\Delta\rho(z, t) = A(z, t)e^{j(\Omega t - k_B z)} + c.c. \quad (1.26)$$

con lo que podemos reescribir las ecuaciones acopladas en función de las amplitudes de variación lenta, de la forma:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_p = -\frac{jK_p c_e}{4\epsilon\epsilon_0} B A_s e^{j\Delta K z} \quad (1.27)$$

$$-\frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_s = \frac{jK_s c_e}{4\epsilon\epsilon_0} B^* A_p e^{-j\Delta K z} \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{\Gamma_B}{v_A} B + \frac{\Omega - j\Gamma_B}{\Omega v_A} \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{jK_B c_e}{2v_A^2 n\epsilon_0 c} A_p A_s^* e^{-j\Delta K z} \quad (1.29)$$

Siendo ΔK un término de desfase por unidad de longitud que se calcula como $\Delta K = k_p + k_s + q$. Este término de desfase es pequeño cuando la frecuencia de la onda acústica es cercana al desplazamiento Brillouin de la fibra considerada ($\Omega \approx \Omega_B$). Es precisamente en estos casos cuando se produce una amplificación significativa de la onda Stokes. En el resto de los casos, la acumulación de este desfase a lo largo de la distancia de fibra hace que la amplificación Brillouin sea menos eficiente. Por ello es importante que sólo hay amplificación significativa de la onda Stokes cuando la diferencia entre la frecuencia de la onda Stokes y la onda de bombeo es cercana al desplazamiento Brillouin. La forma del espectro de ganancia Brillouin puede deducirse a partir de (1.27), (1.28) y la (1.29), anulando la dependencia temporal ($\partial/\partial t = 0$). En este caso es inmediato obtener la expresión de la amplitud de la onda acústica y sustituirla en las ecuaciones de propagación de las dos ondas ópticas:

$$\frac{dA_p}{dz} = -\frac{g_B}{2\Delta_{eff}} \frac{|A_s|^2}{1 - 2j(\Delta\nu/\Delta\nu_B)} A_p - \frac{\alpha}{2} A_p \quad (1.30)$$

$$\frac{dA_S}{dz} = \frac{g_B}{2\Delta_{eff}} \frac{|A_P|^2}{1 + 2j(\Delta\nu/\Delta\nu_B)} A_S + \frac{\alpha}{2} A_S \quad (1.31)$$

donde $\Delta\nu$ es la separación de la frecuencia de la onda de Stokes respecto a la frecuencia correspondiente al desplazamiento Brillouin ($\Delta\nu = (\nu_p - \nu_B) - \nu_s$, siendo ν_B el desplazamiento Brillouin) y $\Delta\nu_B$ es el ancho de la curva de ganancia Brillouin, medido como el ancho de la curva a media altura (FWHM, *Full Width at Half Maximum*).

Valores típicos de estos dos parámetros para fibras estándar son $\nu_B \sim 10\text{-}12$ GHz y $\Delta\nu_B \sim$

20-50 MHz. g_B es una constante que tiene el valor dado por la expresión:

$$g_B = \frac{qKc_e^2}{4\epsilon_B \nu_A \rho_0 n \epsilon_0 c_0} = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c_0 \lambda_p \rho_0 \nu_A \Delta\nu_B} \quad (1.32)$$

Con intención de ver de manera más directa los efectos de los parámetros más influyentes en el SBS, como la potencia umbral y la ganancia Brillouin, es necesario reescribir las ecuaciones (1.27), (1.28) y (1.29) en función de la intensidad óptica $I_K = |A_K|^2 / A_{eff}$. De esta manera es inmediato obtener el modelo de intensidad del scattering Brillouin estimulado:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha I_p - g_B(\Delta\nu) I_s I_p \quad (1.33)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha I_s - g_B(\Delta\nu) I_p I_s \quad (1.34)$$

donde $g_B \Delta\nu$ es el espectro de ganancia Brillouin, que tiene forma Lorenciana, tal y como muestra la siguiente expresión:

$$g_B(\Delta\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B)^2}{(\Delta\nu)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (1.35)$$

donde $\Delta\nu_B$ es la anchura a mitad de altura (FWHM). Esta anchura está en el rango de 35 MHz a 1300 nm y de 25 MHz a 1550 nm, en las fibras estándar de comunicaciones.

1.2.2.2 Scattering Raman estimulado

Como se ha mencionado anteriormente, en el proceso de scattering Raman, las ondas ópticas interactúan con los estados vibracionales de las moléculas del material. Si una onda incidente excita una molécula, su vibración variará el índice de refracción del medio a la frecuencia natural de vibración (Ω_R). Al igual que el SBS, este proceso genera dos bandas laterales (Stokes y anti-Stokes) con respecto a la frecuencia de bombeo. Si se introduce otra onda incidente (onda de Stokes) que se propaga a una frecuencia $\omega_S = \omega_p - \Omega_R$ (ver Fig. 1.3 b), el bombeo y la onda Stokes interactuarán entre ellas modulándose al mismo tiempo la intensidad total de la vibración.

La intensidad modulada, por tanto, propicia una oscilación molecular a frecuencia $\Omega'_R = \omega_p - \omega_S$, que al mismo tiempo amplifica la onda Stokes, convirtiéndose en un proceso realimentado y auto consistente que genera una vibración molecular más fuerte y un campo amplificado a la frecuencia Stokes.

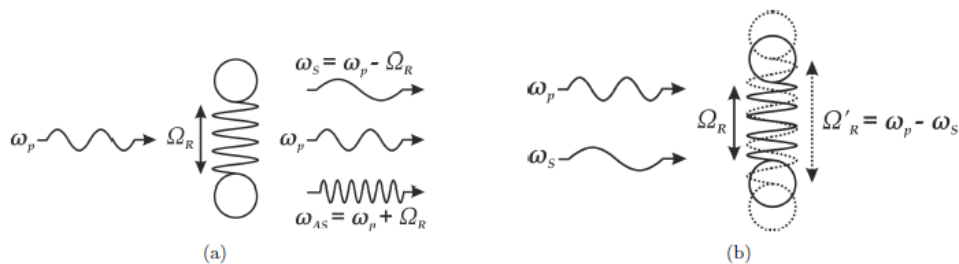


Fig. 1.3: Ilustración del proceso de Scattering Raman Estimulado; a) Generador Raman, b) Amplificador Raman

Comparándolo con el SBS, el SRS puede amplificar la señal Stokes de manera co- y contra-propagante, mientras que el SBS solo puede hacerlo en sentido contra-propagante.

El SRS se puede generar a través de dos procesos distintos, que mostramos a continuación:

- Generador Raman: En este caso, una onda de bombeo de potencia considerable se introduce en la fibra creando scattering Raman espontáneo. Dicho componente, que actuará como una señal de sonda, será amplificada de nuevo de manera distribuida a lo largo de toda la fibra.
- Amplificador Raman: En este caso, una señal co-propagante o contra-propagante se introduce en la fibra a una frecuencia $\omega_S = \omega_p - \Omega_R$. Esta onda excitará los modos vibracionales de la estructura molecular generando amplificación en la componente Stokes.

El espectro de ganancia Raman se expresa de la siguiente forma:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R(\Omega)I_p I_S \quad (1.36)$$

Donde I_S es la intensidad Stokes, I_p es la intensidad del bombeo y g_R es el coeficiente de ganancia Raman. El espectro de ganancia Raman ($g_R(\Omega)$), en donde Ω representa la diferencia de frecuencia entre el bombeo y la señal Stokes, es la cantidad más importante cuando se describe el SRS. Depende de la composición del material, lo que provoca que varíe dependiendo del dopante actual. Una de las principales características de la curva de ganancia Raman en fibras de sílice es que se extiende hasta los 40 THz con un pico de máxima ganancia relativamente ancho y localizado a ~ 13 THz del bombeo (ver Fig. 1.4).

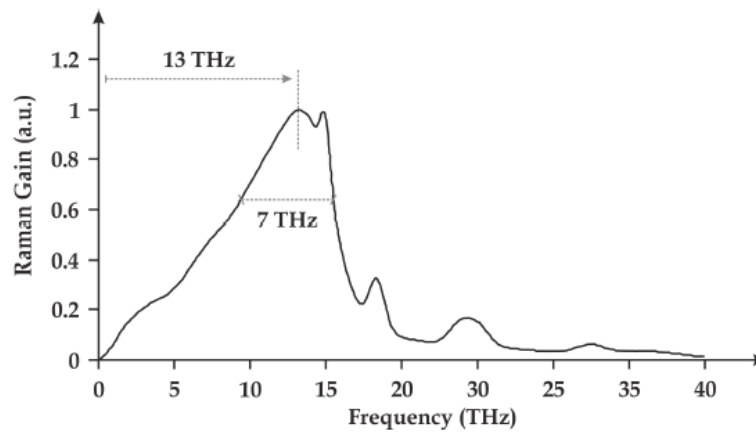


Fig. 1.4: Espectro de ganancia Raman

En capítulos posteriores explicaremos cómo, haciendo uso de esta curva de ganancia, conseguiremos realizar amplificación distribuida a lo largo de la fibra.

1.3 ANÁLISIS EN EL DOMINIO DEL TIEMPO DEL EFECTO BRILLOUIN - BOTDA

En los últimos años, los sensores distribuidos de temperatura y deformación basados en scattering Brillouin han atraído la atención de tanto la comunidad académica como del sector industrial. En particular, los sensores basados en el Análisis en el Dominio del Tiempo del efecto Brillouin (BOTDA, Brillouin Optical Time Domain Analysis) están muy de moda, debido a sus numerosas aplicaciones, tales como monitorización de grandes estructuras civiles, red eléctrica o aplicaciones medioambientales. Fue propuesto en primera instancia como una técnica no-destructiva para la medida de atenuación en fibras ópticas [7], [8], intentando sustituir a la técnica de Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo (OTDR, Optical Time Domain Reflectometry) gracias a la mejora en la resolución y en el alcance de medida [9].

1.3.1 Principio de funcionamiento de los sensores BOTDA

Es una técnica de medida de sensores de fibra óptica que, a través del scattering Brillouin, permite hacer medidas distribuidas de temperatura y deformación a lo largo de decenas de kilómetros de fibra manteniendo resoluciones espaciales de alrededor de los 1-2 metros. Es posible medir deformación y temperatura debido a que estas dos magnitudes tienen una dependencia lineal con la variación de frecuencia del Desplazamiento de Frecuencia Brillouin (BFS, *Brillouin Frequency Shift*) [1], [2].

El BOTDA fue propuesto en primera instancia como una técnica no-destructiva para la medida de atenuación en fibras ópticas. Debido a la dependencia lineal del desplazamiento de frecuencia Brillouin con la temperatura y la deformación (*strain*) [10], [11], [12], [13], el BOTDA se ha extendido como una técnica de sensado distribuido de temperatura y desplazamiento [14], [15], [49]:

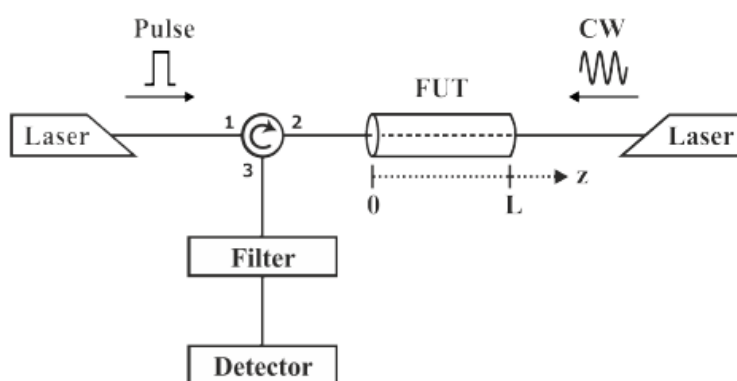


Fig. 1.5: Representación gráfica del primer BOTDA desarrollado []

El esquema original del BOTDA se puede observar en la Fig. 1.5. Su principio de funcionamiento se basa en la introducción de dos señales contra-propagantes en la fibra bajo test (FUT, Fiber

Under Test); una señal pulsada en $z = 0$ que viaja en la dirección z y una onda continua (CW, Continuous Wave) en $z = L$ en sentido opuesto.

Basándonos en dicha estructura (Fig. 1.5), un sistema BOTDA puede trabajar según dos configuraciones distintas [7]:

- **Ganancia Brillouin:** En esta estructura de BOTDA, la señal pulsada actúa como la onda de bombeo. Dicha configuración crea una ganancia Brillouin cuya máxima frecuencia se verá desplazada a la frecuencia Stokes ($\nu_0 - \nu_B$), donde ν_B es el BFS (Brillouin Frequency Shift) (ver Fig. 3.2). Si la frecuencia de la señal continua (CW) es igual a la frecuencia Stokes, esta será amplificada a través de la interacción Brillouin con la señal de bombeo. En detección filtraremos para quedarnos únicamente con CW, y por tanto, se realiza un análisis temporal de la señal detectada, como se muestra en la Fig. 1.6. En este caso, la CW amplificada al final de la fibra ($z = L$) alcanza el detector en el instante $t = 2L/c$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío, con lo cual, la señal amplificada viaja con un periodo igual a $2L/c$. La señal continua amplificada sufre atenuación desde $z = 0$ a $z = L$, según el propio coeficiente de atenuación de la fibra.
- **Atenuación Brillouin:** Está configuración se basa en usar la CW como señal de bombeo. Bajo dicha condición, la señal pulsada será amplificada por la CW puesto que la curva de ganancia del scattering provocado se verá desplazada hacia la frecuencia anti-Stokes ($\nu_0 + \nu_B$) [16], como muestra la Fig. 1.6. Por tanto, la señal continua detectada en $z = 0$ será atenuada a lo largo del fenómeno de interacción Brillouin siguiendo a su vez la tasa de atenuación de la fibra. Si se compara con el caso anterior de Ganancia Brillouin, la Atenuación Brillouin podría considerarse una configuración más eficiente ya que la señal pulsada se ve amplificada a medida que recorre la fibra. Sin embargo, dicho fenómeno puede conllevar efectos no lineales y/o agotamiento de bombeo (ver [17] para más detalles), lo que podría deteriorar o perturbar notablemente la medida.

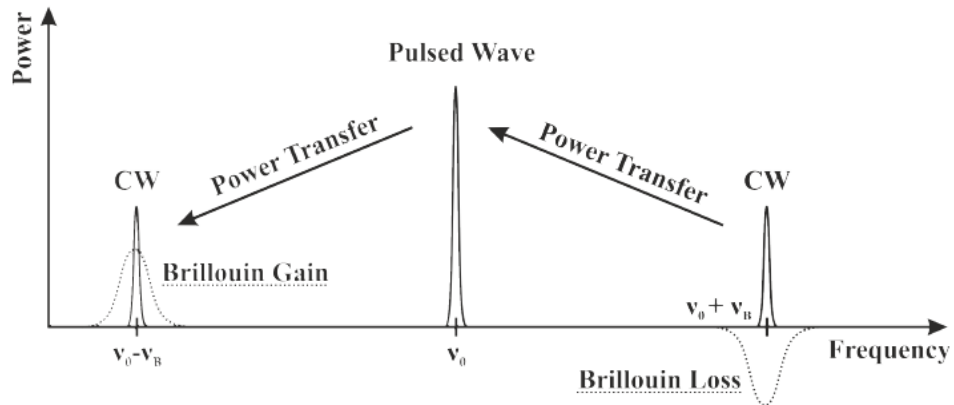


Fig. 1.6: Generación de las curvas de Ganancia (Stokes) y Atenuación (anti-Stokes) Brillouin.

No obstante, tal y como proponen Minardo *et al.* [18], el uso de ambas bandas laterales para modular la señal continua de sonda para sistemas BOTDA mitiga notablemente efectos no deseados en el sistema, tales como el agotamiento del pulso de bombeo. A su vez, el esquema de detección que proponemos, hace uso de dicha modulación de doble banda lateral para mitigar este y otros efectos indeseados, entre otros, tal y como veremos en detalle en el capítulo 2.

La resolución espacial de las respuestas en ganancia/atenuación será directamente proporcional al ancho de los pulsos de bombeo usados, tal y como se puede ver en la siguiente expresión:

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{c}{n} T_0 \approx T_0 \cdot 10^8 \quad (1.37)$$

Donde T_0 es el ancho del pulso en segundos, considerando que la velocidad de la luz en el vacío es $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s y que el índice de refracción de una fibra estándar mono-modo es $n \approx 1.45$. Por lo tanto, la resolución espacial del sistema sigue la equivalencia de 1 metro por cada 10 ns de ancho de pulso.

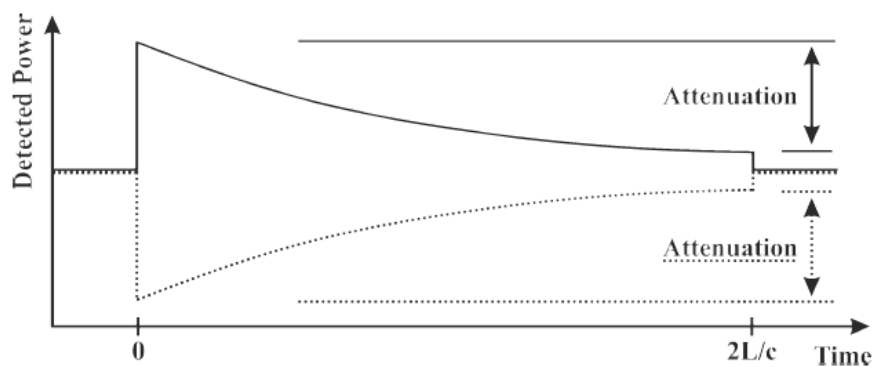


Fig. 1.7: Respuesta temporal estándar de un sistema BOTDA tanto para Ganancia Brillouin (línea continua), como Atenuación (línea de puntos)

Tal y como se ha detallado anteriormente, el espectro de ganancia Brillouin (BGS, *Brillouin Gain Spectrum*) se ajusta a una curva Lorenciana, y por tanto, la determinación del BFS vendrá de determinar el máximo del ajuste Lorenciano del BGS.

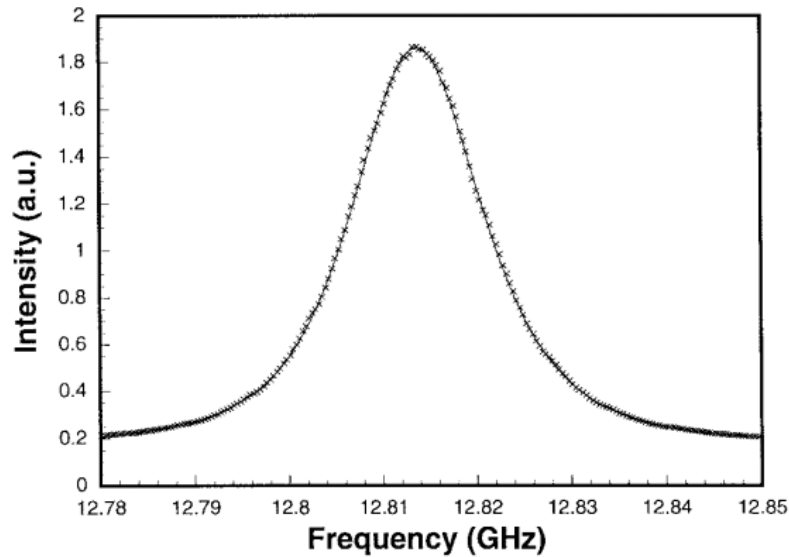


Fig. 1.8: Espectro de ganancia Brillouin de una fibra mono-modo de 700 m. El espectro se ajusta perfectamente a una Lorenciana. El ancho de la curva calculado es 35,8 MHz y el BFS (punto máximo de la curva) es 12,81 GHz. [].

La dependencia lineal del BFS con la temperatura ΔT y con la deformación $\Delta \epsilon$ ha sido extensamente estudiada en numerosas publicaciones [19], [16], y sigue la expresión:

$$\Delta BFS = C_{vB\epsilon} \Delta \epsilon + C_{vBT} \Delta T \quad (1.38)$$

Donde $C_{vB\epsilon} \approx 505,5 \text{ MHz}/\%$ y $C_{vBT} \approx 0,95 \text{ MHz}/^\circ \text{C}$.

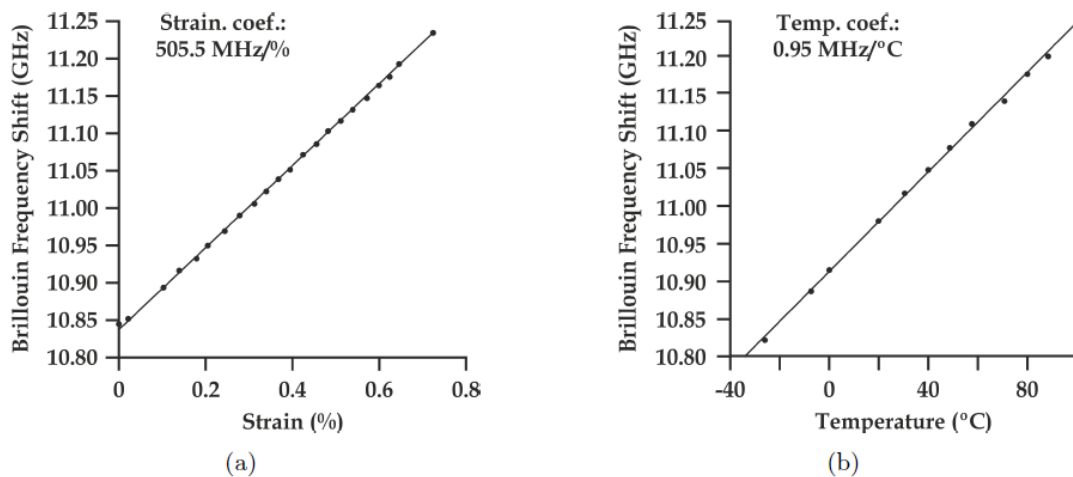


Fig. 1.9: Dependencia del BFS con la deformación o strain (a) y con la temperatura (b) para una fibra SMF a 1550 nm.

En la Fig. 1.10 podemos ver una explicación esquematizada del modo de funcionamiento de un sensor BOTDA.

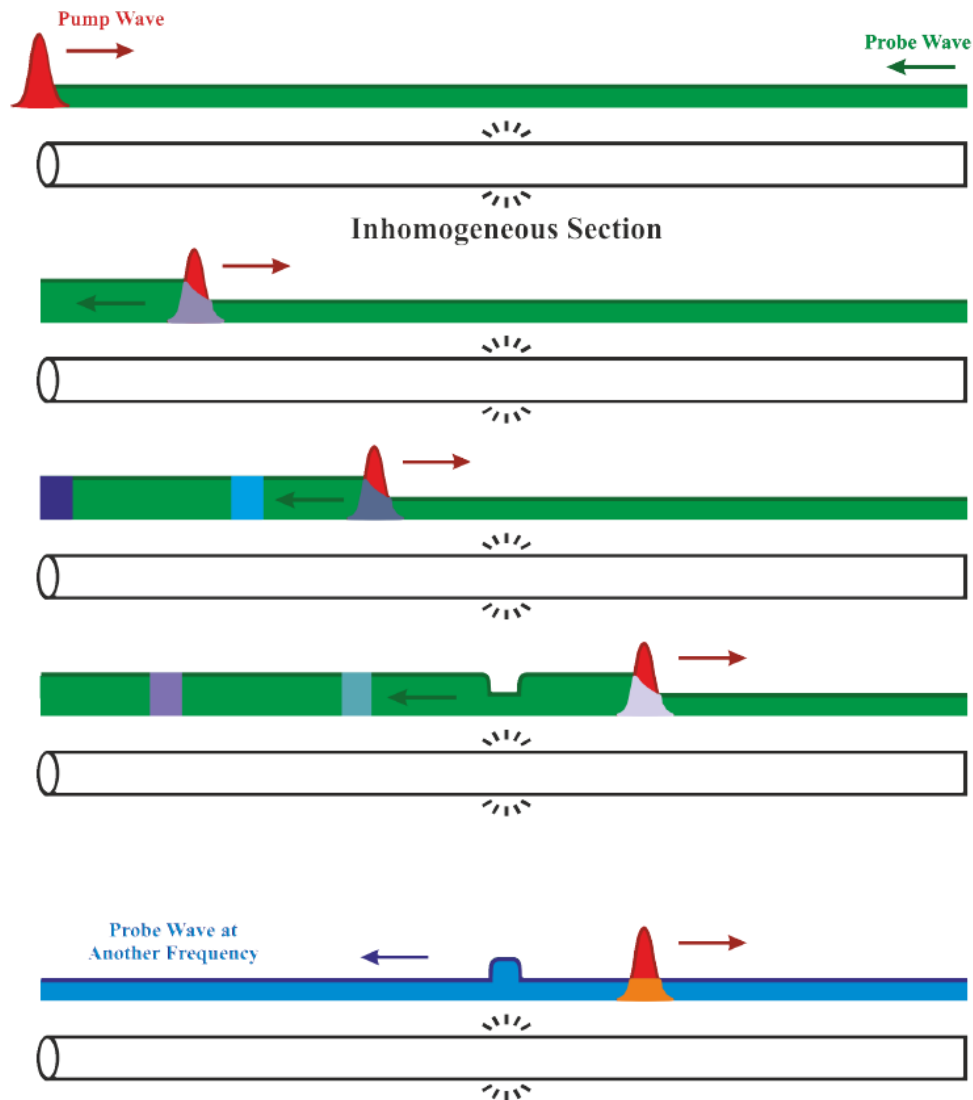


Fig. 1.10: Explicación gráfica del principio de funcionamiento de un BOTDA en configuración e Ganancia Brillouin. Mientras que la diferencia en frecuencia entre la sonda y el pulso de bombeo sean iguales al BFS de la fibra, la sonda será amplificada. Esto no ocurrirá para aquellas zonas de la fibra que sufran de cualquier perturbación (cambio de temperatura o deformación), en cuyo caso el BFS será distinto. Por tanto, la amplificación de la sonda en dicha región ocurrirá a diferente frecuencia, haciendo posible así determinar la posición y la magnitud de la inhomogeneidad.

La técnica de medida BOTDA hace uso del SBS para realizar medidas basadas en la interacción sonda-bombeo. Se aplica una señal pulsada de bombeo suficientemente intensa como para crear una curva de ganancia en sentido contra-propagante debido al SBS en la fibra en uso, la cual interactuará con una CW débil en sentido opuesto. La ganancia producida en cada punto de la fibra debido a la amplificación Brillouin puede ser monitorizada analizando la amplitud de la señal de sonda en el dominio del tiempo. Se analiza la diferencia de frecuencia entre el

bombeo y la sonda y se determina la amplificación causada en una zona sobre la que haya cualquier inhomogeneidad (cambio de temperatura o deformación). En la Fig. 1.11 se puede ver un espectro completo de ganancia reconstruido a partir del estudio de la ganancia en función del tiempo y la frecuencia.

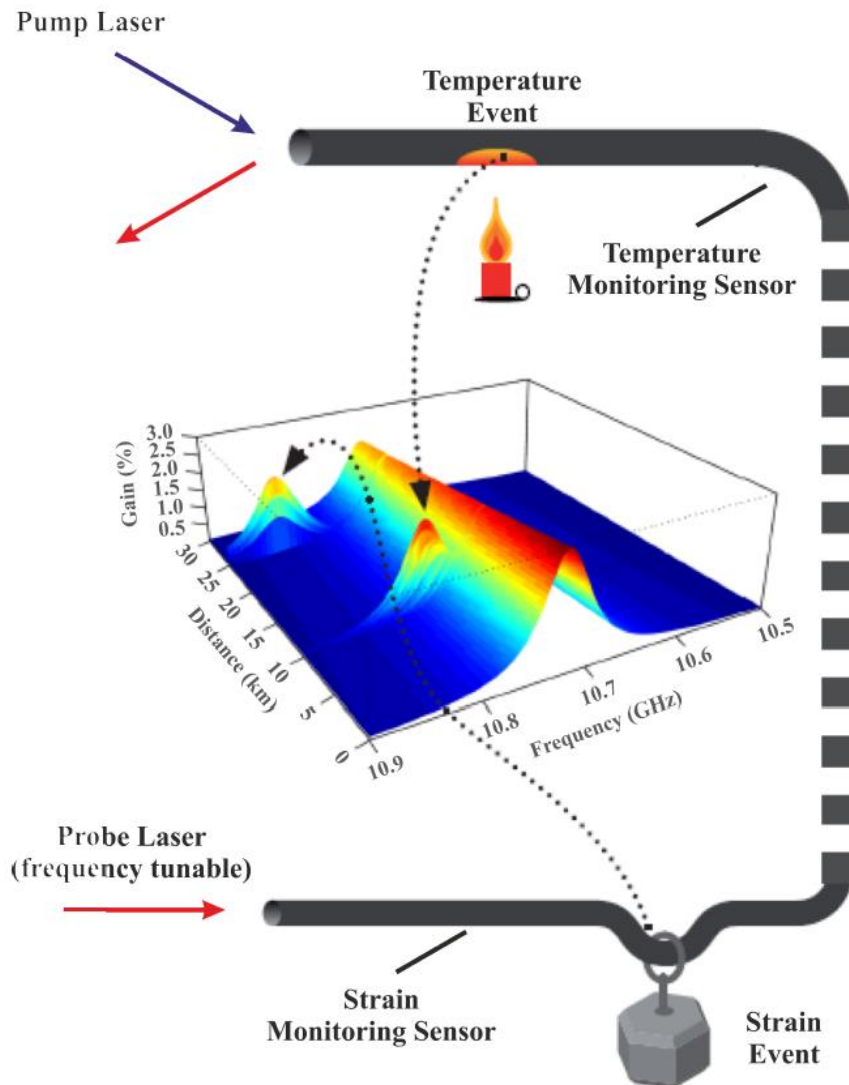


Fig. 1.11: Esquema de ejemplo de la reconstrucción del espectro de ganancia Brillouin en un sistema BOTDA.

1.3.2 Limitaciones de los sistemas BOTDA

Los sistemas sensores BOTDA buscan realizar medidas fidedignas tanto de temperatura como de deformación a lo largo de largas distancias y con una resolución espacial lo más baja posible (del orden de 1-2 metros).

Por ello, existen diversos factores limitantes a la hora de crear un sensor distribuido BOTDA, los cuales exponemos a continuación:

- En primer lugar, existe una limitación intrínseca en la fibra, que no es otra que la atenuación que sufre la onda transmitida al recorrer la fibra. Típicamente es del orden de 0,2 dB/km si trabajamos a una longitud de onda de 1550 nm.
- La resolución espacial del sistema depende del ancho de los pulsos de bombeo. Dicho ancho no puede ser reducido por debajo de los 10 ns, que, en general, es dos veces mayor que el tiempo de vida del fonón ($\tau_p \approx 6ns$) [9], con lo cual estaremos limitados a tener 1 m de resolución espacial.
- A pesar de que podríamos pensar que, para evitar el efecto de la atenuación, a medida que aumentamos la potencia de las señales introducidas en la fibra, conseguimos más alcance de medida, existen ciertos efectos no deseados que también limitan la potencia de las señales a usar:
 - Inestabilidad de Modulación (MI, Modulation Instability) [20], [21]: Este fenómeno se manifiesta como la aparición dos lóbulos laterales en espectro de una fuente de bombeo continua (Fig. 1.12). Desde el punto de vista temporal, se puede observar como la aparición de una serie de pulsos ultracortos provenientes de una fuente de señal continua.

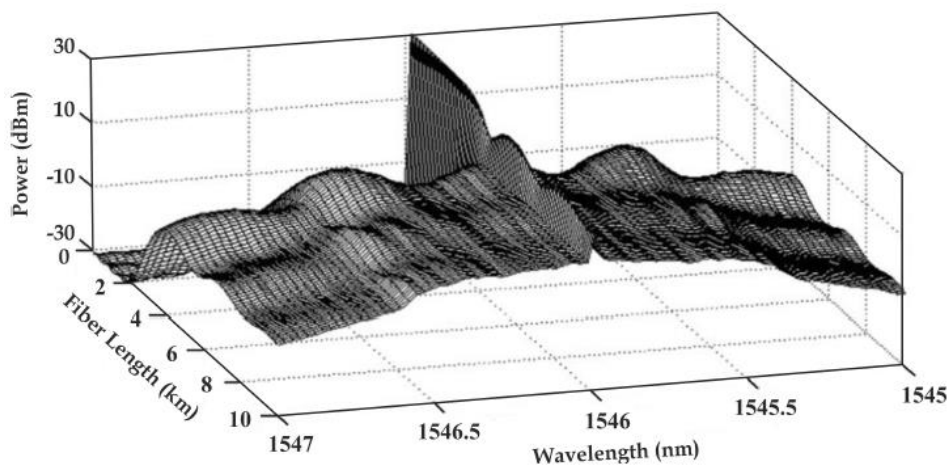


Fig. 1.12: Simulación de la evolución del espectro del pulso de bombeo a lo largo de 10 km de SMF debido a la MI [21].

- Agotamiento del pulso de bombeo debido al SBS [17]: El agotamiento del pulso de bombeo hace referencia al proceso de atenuación (dependiente de la frecuencia) del bombeo debido a la transferencia de potencia bombeo-sonda (Fig. 1.13). Puede ser entendido, a grandes rasgos, como la transferencia

paulatina de potencia de la componente a mayor frecuencia hacia la de frecuencia menor.

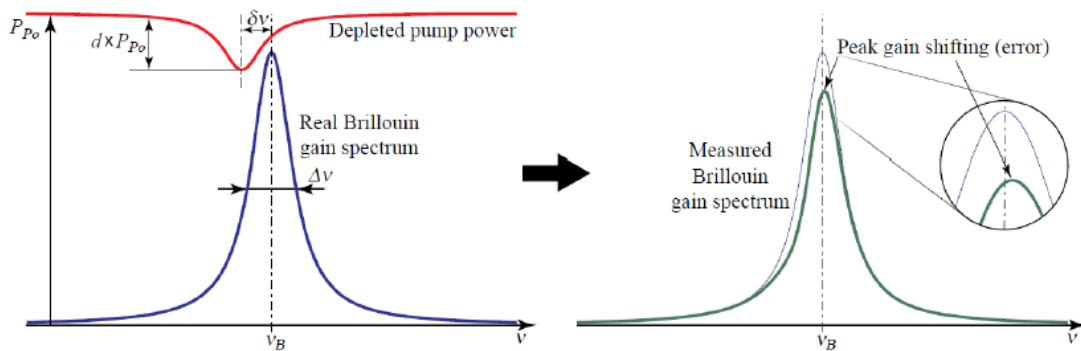


Fig. 1.13: Ejemplo de agotamiento del pulso de bombeo cuando se pretende determinar el BFS [17]. Como se puede ver en la figura de la derecha, el agotamiento de bombeo causa un desplazamiento del pico máximo de ganancia.

1.3.3 Estado del arte de los sensores BOTDA

El primer sensor distribuido basado en BOTDA fue desarrollado en 1990 por Kurashima *et al.*, desarrollando un sensor con 100 m de resolución espacial sobre 1,2 km de fibra SMF con 3°C de incertidumbre [22]. Desde el desarrollo de este primer sensor han pasado más de 20 años y, hoy en día, gracias a los avances y progresos conseguidos, podemos alcanzar distancias de medida de 50 km con BOTDAs convencionales. En cuanto a resolución espacial, la limitación natural es el tiempo de vida del fonón, como ya hemos comentado, dando lugar a una resolución espacial de 1 m.

Los primeros sistemas BOTDA usaban dos fuentes láser distintas para generar sonda y bombeo (Fig. 1.5). Esta configuración presentaba el gran inconveniente de que cualquier variación o descompensación entre ambos láseres podría ser trasladado a variaciones en la interacción Brillouin entre ambas señales.

Una de las más importantes mejoras propuestas para sistemas BOTDA, la cual incrementó considerablemente la estabilidad de las medidas, fue realizada por Niklès *et al.* [16], [23] en 1997. En ella proponían el uso de una misma fuente láser para generar la señal de sonda y de bombeo, evitando así problemas derivados de variaciones en la longitud de onda del láser.

En 2004, Cho y Lee [24] propusieron una técnica basada en BOTDA con pulso doble que mejoraba la resolución espacial sin disminuir el rango dinámico. En 2005, Brown *et al.* [25] presentaron la técnica de "dark-pulse", basada en BOTDA, que aumentaba la resolución espacial hasta los 5 cm en un rango de medida de 100m.

En 2010, Soto *et al.* [26] propusieron un sistema sensor que ofrecía una resolución espacial de 1m en un rango de 50 km utilizando técnicas de codificación del pulso de bombeo. El esquema del montaje utilizado se muestra en la Fig. 1.14.

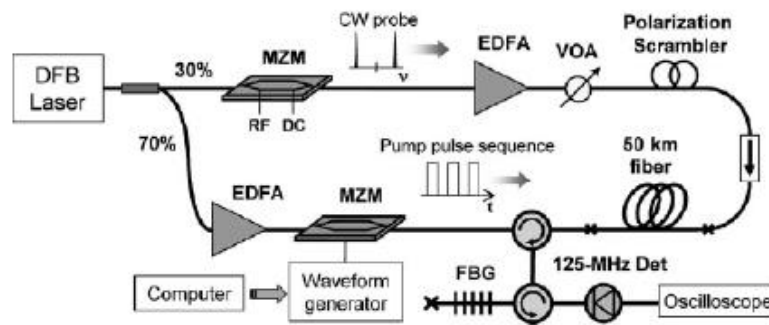


Fig. 1.14: Esquema experimental desarrollado por Soto *et al.* [26] para la implementación de la codificación de los pulsos de bombeo.

Otro gran progreso para los sistemas BOTDA fue la aplicación de amplificación Raman a los mismos. En primer lugar, Rodríguez-Barrios *et al.* [27] consiguieron utilizar amplificación Raman de 1er orden en un sistema BOTDA, y posteriormente Martín-López *et al.* [28] (Fig. 1.15) aplicaron asistencia Raman de 2º orden satisfactoriamente, incrementando el alcance de medida notablemente. Dichas soluciones fueron propuestas en nuestro grupo de trabajo.

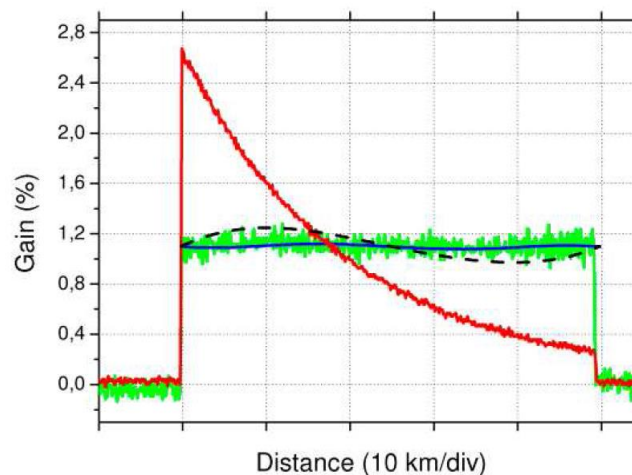


Fig. 1.15: Trazas de ganancia adquirida para una longitud de fibra de ~50 km, usando pulsos de bombeo de 40 ns de ancho. La línea roja muestra una traza de un BOTDA convencional. En verde, la traza obtenida con el mismo ancho de pulso y potencia de sonda, aplicando amplificación Raman de 2º orden. En azul vemos la traza simulada del sistema con amplificación Raman de 2º orden. Finalmente, la línea discontinua muestra la simulación de la traza obtenida con amplificación Raman de 1er orden. La potencia de bombeo Raman usada es de 470 mW en ambos sentidos [].

A su vez, Soto *et al.* [29], en 2012, aglutinaron la codificación de los pulsos de bombeo y la amplificación Raman para conseguir longitudes de medida de 120 km manteniendo una resolución espacial de 1 m, cuyos resultados podemos ver en la Fig. 1.16.

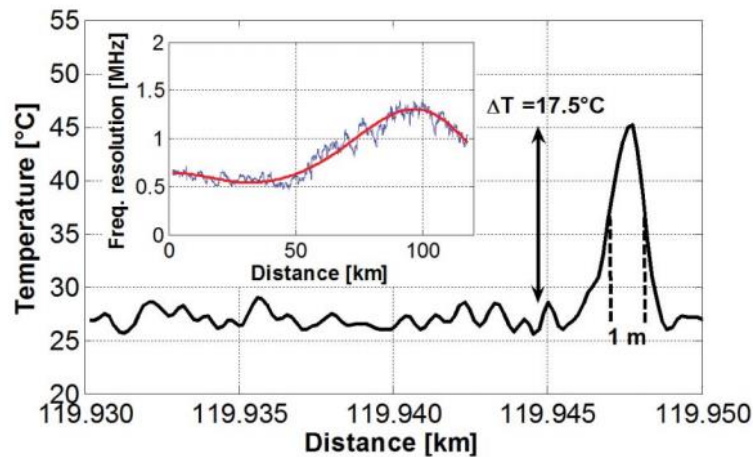


Fig. 1.16: Demostración de la capacidad de medida del sensor BOTDA desarrollado por Soto et al. [], en donde identifican correctamente un punto caliente de 1 metro de ancho localizado en el kilómetro 120.

Asimismo, con el fin de aumentar la resolución espacial de los sensores BOTDA, Li et al. [30] propusieron usar la técnica DPP (*Differential pulse-width pair*) en la cual a través de la resta de dos trazas de ganancia correspondientes a pulsos de notable ancho (por ejemplo: 50 ns y 45 ns), podemos conseguir medidas equivalentes a enviar un pulso de anchura igual a la diferencia de ambos anchos de pulso (5 ns = 50 cm de resolución espacial), aumentando notablemente la resolución espacial de medida. Usando dicha técnica, Li et al. consiguieron resoluciones espaciales de 15 cm sobre 1 km de medida, con una incertidumbre de medida de 2,6 MHz.

Posteriormente, Angulo-Vinuesa et al. [31] conseguirían medir satisfactoriamente con resoluciones espaciales de 0,5 m en una longitud de medida de 100 km, aprovechándose de la combinación de la técnica DPP explicada anteriormente y de la amplificación Raman de 1^{er} orden.

1.4 AMPLIFICACIÓN RAMAN

Una de las técnicas más empleadas para aumentar el alcance de medida en BOTDA es el uso de amplificación Raman distribuida. Esta técnica, que está basada en el scattering Raman estimulado (SRS) proporciona ganancia distribuida a lo largo de toda la fibra, de modo que se puede compensar la atenuación propia de la fibra (α) y por tanto, mantener los niveles de sonda y bombeo lo suficientemente altos como para asegurar una ganancia mínima que permita realizar las medidas. La amplificación Raman de 1^{er} orden en sensores de fibra BOTDA fue

propuesta por primera vez por Rodriguez-Barrios *et al.* [27] y por Martín-López *et al.* [28] para amplificación de 2º orden.

1.4.1 Amplificación Raman de 1er orden

La amplificación Raman distribuida permite amplificar las señales a lo largo de la fibra ya que usa la propia fibra como elemento amplificador. Esto ocurre debido a que la energía proveniente de uno o varios bombeos Raman continuos de alta potencia se transfiere a la señal propagándose a mayor longitud de onda. La curva característica de ganancia del SRS muestra que, para un bombeo Raman a una longitud de onda de 1455 nm (~206 THz) (λ_p en Fig. 1.17) se producirá amplificación a 1550 nm (~193 THz, 13 THz de diferencia) (λ_1), donde precisamente trabajamos con el sensor BOTDA.

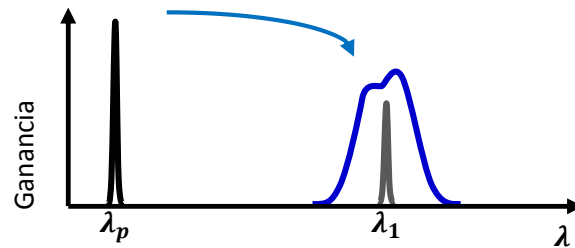


Fig. 1.17: Espectro del funcionamiento de la amplificación Raman de 1er orden en el que se bombea con un RFL a una longitud de onda λ_p para generar amplificación en la longitud de onda de interés λ_1 .

Asimismo, la amplificación Raman distribuida puede usarse siguiendo tres configuraciones distintas, dependiendo de cómo introduzcamos el bombeo Raman en la fibra.

- Co-propagante (X on, Y off en la Fig. 1.18): en donde el bombeo Raman se introduce en la misma dirección que la señal pulsada.
- Contra-propagante (X off, Y on): En este caso, introduciendo el bombeo Raman en sentido opuesto a la señal pulsada.
- Bi-direccional (X on, Y on): En donde el bombeo Raman se introduce en ambos sentidos por sendos extremos de la fibra.

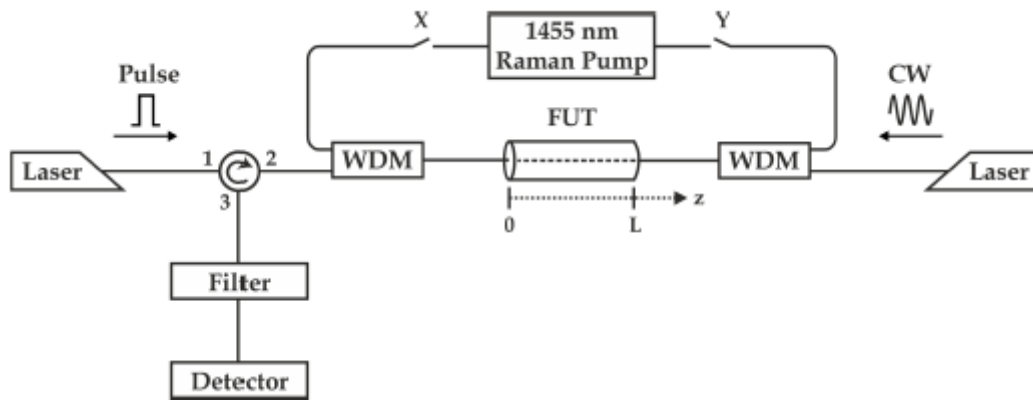


Fig. 1.18: Esquema de un sistema BOTDA asistido por amplificación Raman de 1er orden. WDM: Wavelength Division Multiplexer; FUT: (Fibra a testar) Fiber Under Test; CW: Señal continua (Continuous Wave).

1.4.2 Láser Raman de Fibra – RFL (Raman Fiber Laser)

Para poder conseguir amplificación Raman distribuida de manera efectiva es necesario usar potencias de bombeo altas. Para ello, la fuente de bombeo que empleamos es un láser Raman de fibra (RFL, Raman Fiber Laser). En nuestro caso usamos un instrumento comercial (Keopsys KPS-BT2-RFL-1455-02-FA). Dicho láser está compuesto por una fibra dopada de Iterbio (Yt) como medio de ganancia láser, bombeada por cuatro diodos láser (cada uno de ellos emite 10W de potencia a la longitud de onda de 980 nm), en una cavidad resonante, formada por dos redes de Bragg (FBG0 y FBG'0). La salida de este láser, que emite a la longitud de onda de ~ 1100 nm, seleccionada por las redes de Bragg que conforman el resonador, se introduce en una nueva cavidad Raman formada por un nuevo conjunto de redes de Bragg (FBG1 y FBG'1, FBG2 y FBG'2, etc.) con las mismas longitudes de onda reflejadas a cada lado del resonador, (ver Fig. 1.19) y una fibra Raman. La primera cavidad resonante descrita opera según un esquema clásico de láser de estado sólido: se bombean con los láseres de diodo los electrones del nivel fundamental del Yt a un nivel metaestable, hasta conseguir inversión de población y una emisión que se amplifica en sucesivos rebotes en la cavidad guiada en la fibra óptica. En el caso de la segunda etapa o cavidad Raman, el proceso se basa en la pura generación de sucesivas frecuencias por SRS, que son seleccionadas con las redes de Bragg. La ventaja de este esquema frente al diseño clásico de un láser de estado sólido estriba en que el resonador clásico emite sólo a las longitudes de onda permitidas por los niveles electrónicos propios del material usado como dopante de la fibra (en nuestro caso Yt), mientras que en la cavidad Raman la emisión se puede seleccionar de forma continua más o menos flexible, alterando la estructura del resonador.

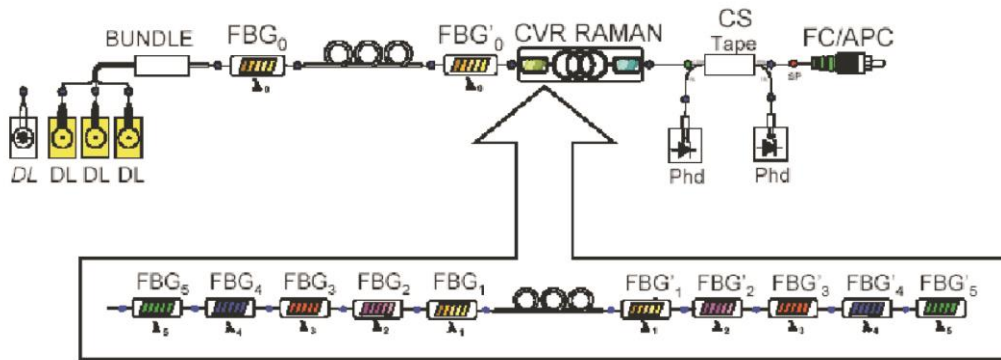


Fig. 1.19: Esquema del láser en fibra Raman. CVR RAMAN: cavidad Raman compuesta por las siguientes parejas de redes de Bragg: FBG1 y FBG'1 reflejan la luz a 1180 nm, FBG2 y FBG'2 a 1230 nm, FBG3 y FBG'3 a 1280 nm, FBG4 y FBG'4 a 1360 nm y FBG5 y FBG'5 a 1455 nm; todas con reflectividades del 100%, salvo FBG'5 con una reflectividad de entre 20 y 30%. La fibra de la cavidad es una fibra Raman de centenas de metros de longitud. Esta cavidad Raman es bombeada por diodos láser (DL) a 1110 nm. La salida de la cavidad es controlada por dos fotodetectores. La fibra de salida está conectorizada con un conector FC/APC.

Las redes de Bragg de la cavidad Raman tienen anchuras que oscilan entre los 2 y los 5 nm y todas ellas poseen altas reflectividades (entorno al 100%) excepto la red de Bragg situada a la salida de la cavidad (FBG'5) que posee una reflectividad de entre un 20 y un 30%. Las longitudes de onda de las FBGs están elegidas de tal manera que el pico de ganancia Raman originado por la longitud de onda de resonancia previa, caiga dentro de la red. En la figura mostramos una simulación de los espectros de las distintas resonancias que tienen lugar en la cavidad de un láser Raman y los espectros de reflectancia de las redes de Bragg superpuestas. Como puede apreciarse en esta figura las redes de Bragg de las diferentes etapas han sido seleccionadas para conseguir máxima eficiencia Raman en la longitud de onda de 1455.5 nm.

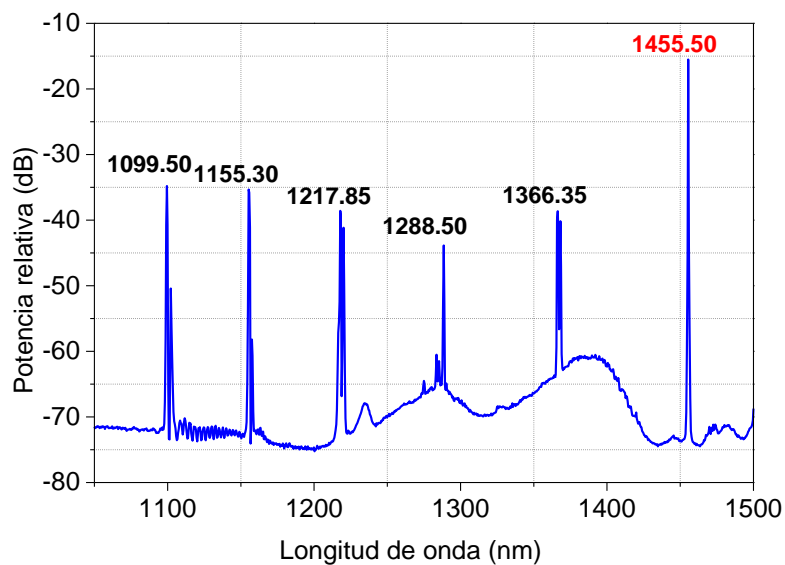


Fig. 1.20: Espectro de salida del láser en fibra Raman a 0,025 W.

El espectro de salida de nuestro láser Raman en fibra, a 0,025 W se muestra en la Fig. 1.20. En ella podemos ver los picos correspondientes a cada una de las redes del resonador, junto con el pico de bombeo del láser de Yt a 1099,5 nm.

1.4.3 Transferencia de RIN

El ruido relativo en intensidad o RIN (*Relative Intensity Noise*), ha supuesto tradicionalmente una limitación importante en sistemas de telecomunicaciones con amplificación Raman[32][33][34]. Por supuesto, este fenómeno también es perjudicial en sistemas BOTDA con asistencia Raman (RA-BOTDA, *Raman-assisted BOTDA*), especialmente cuando se aumenta la longitud de medida.

El principal problema que presenta la transferencia de RIN en sistemas BOTDA es que las fluctuaciones de los elementos de bombeo Raman producen variaciones temporales de la ganancia de la señal, las cuales quedan marcadas en la sonda del BOTDA. Dichas fluctuaciones provienen de pequeñas variaciones que se producen en las cavidades resonantes internas del RFL (ver apartado 1.4.2) debido al tiempo de vuelo de las cavidades y al hecho de que, la luz que se refleja dentro de las cavidades debido a las FBG se vuelve a amplificar dentro de las mismas, provocando inestabilidades en la potencia de salida resultante [35].

Basándose en el modelo de transferencia de RIN desarrollado en [32], es posible interpretar cómo se comporta el RIN en un sistema BOTDA, destacando que la mayor parte del ruido transferido recae en las frecuencias de interés de nuestro sistema (< 200 MHz) y que, obviamente, la cantidad de RIN aumenta proporcionalmente a la potencia del láser. A su vez, en la Fig. 1.21, podemos ver un análisis de la cantidad de RIN transferido al sistema en función de la potencia de bombeo Raman, usando amplificación Raman de primer orden en una fibra de 100 km de longitud.

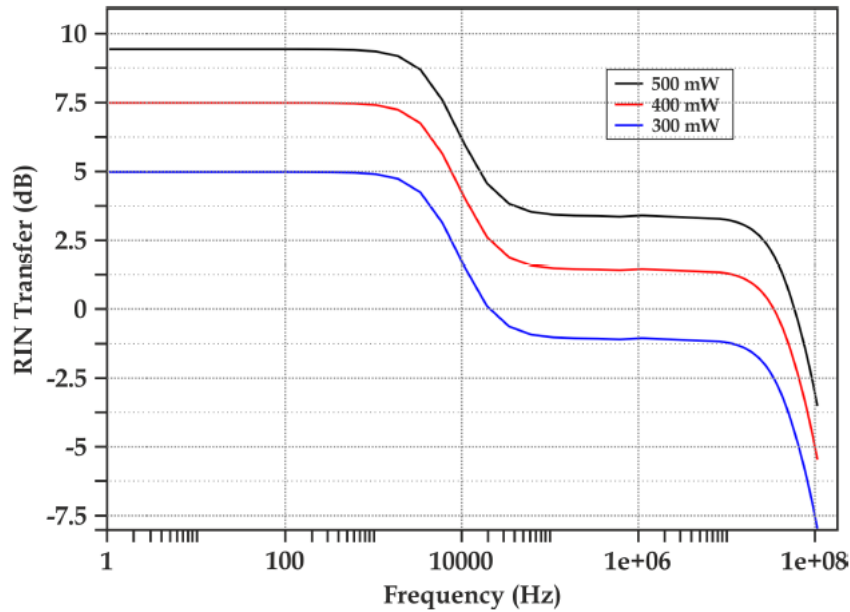


Fig. 1.21: Representación de la transferencia de RIN en función de la potencia de bombeo Raman en un sistema con amplificación Raman de 1er orden [43].

En definitiva, un valor típico del RIN para láseres Raman de primer orden es -110 dBc/Hz, y el valor RMS (*Root Mean Square*) de ruido esperado en este caso es del orden de 10^{-3} , lo cual se acerca a los valores de ganancia que se pretenden medir. La transferencia de RIN aumenta con mayor celeridad que la ganancia, con lo cual, el uso de amplificación Raman debe estar controlado para conseguir el equilibrio necesario. A fin de evitar los inconvenientes de la transferencia de RIN se pueden utilizar láseres de bombeo de semiconductor, tal y como proponen Soto *et al.* [36], si bien es cierto que dicha solución no es siempre aplicable debido a que, hasta la fecha, esta tecnología no proporciona valores de potencia de bombeo tan elevados como los RFL, descartándolos, por tanto, para generar amplificación Raman de 2º orden. Asimismo, podemos controlar la cantidad de bombeo Raman introducido en la fibra hasta alcanzar una visibilidad suficiente en la señal a medir, lo cual implica que la transferencia de RIN limita la longitud de fibra que el sistema será capaz de medir. De igual modo, Angulo-Vinuesa *et al.* [31], de nuestro grupo de trabajo, propusieron el uso de procesado numérico para eliminar el ruido transferido al sistema a través del análisis espectral del ruido, consiguiendo medir satisfactoriamente sobre 100 km de fibra, demostrando una resolución espacial inferior a 1 m (0,5 m). El objetivo de éste trabajo es mostrar una manera eficiente y sencilla de eliminar el problema de la transferencia de RIN en sistemas BOTDA mediante el uso de la detección diferencial de las bandas Stokes y anti-Stokes, como se verá en detalle en la sección 2.2.

1.5 DETECCIÓN DIFERENCIAL

La detección balanceada o diferencial es un método de detección bastante extendido que se usa principalmente cuando se requiere de un contraste señal-ruido mejorado. Aunque este método no es inherente al dominio óptico, por cuestiones obvias, nos centraremos en su aplicabilidad y uso en el campo de la fotónica.

La detección diferencial es particularmente interesante a la hora de eliminar ruidos en modo común, así como a la hora de detectar pequeñas variaciones de señal sobre considerables valores de continua.

Esta técnica de detección ha supuesto una mejora destacable para numerosos métodos [37] en otras áreas de la fotónica, tales como la detección heterodina [38]; las comunicaciones ópticas [39], como la codificación CDMA Óptica Coherente [40]; o aplicaciones biomédicas [41] tales como la Tomografía Óptica Coherente (OCT, *Optical Coherent Tomography*).

Para entender un poco mejor el principio de funcionamiento de este procedimiento de detección, veamos la Fig. 1.22. En este caso, el sistema de recepción (Fig. 1.22) está compuesto por dos fotodiodos idénticos. Dos haces de luz inciden sobre sendos fotodetectores y sus correspondientes intensidades obtenidas son restadas. Posteriormente, la diferencia de corriente restante es amplificada a través de un amplificador de transimpedancia. Dicha salida amplificada (RF output) es la que nos aporta la señal a estudiar a posteriori.

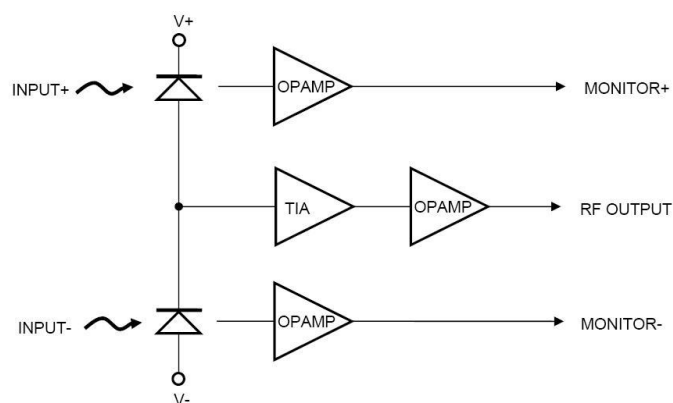


Fig. 1.22: Esquema del principio de funcionamiento de un detector diferencial.

Dicho procedimiento aporta notables ventajas a los sistemas BOTDA cuando se usa para detectar sobre ambas bandas laterales (Stokes y Anti-Stokes). La señal detectada será la resultante de restar la banda de atenuación a la de ganancia.

Algunas de las ventajas que aporta dicha técnica, entre otras, son, la eliminación de cualquier ruido común a ambas bandas (RIN del láser, derivas de los moduladores, etc.) o la mejora notable de la SNR. No obstante, dichas ventajas se estudian en detalle en el capítulo 2.

Cabe destacar que, la aplicación del principio de detección diferencial a sistemas BOTDA y sus numerosas ventajas dio lugar a la obtención, por parte de nuestro grupo de trabajo, de la siguiente patente, de la cual soy co-inventor:

- “Sistema y método de sensado distribuido sobre fibra óptica basado en scattering Brillouin estimulado” (PCT/ES2014070540).

2 RESULTADOS: DETECCIÓN DIFERENCIAL APLICADA A BOTDA

2.1 DETECCIÓN DIFERENCIAL EN BOTDA CONVENCIONAL

En esta sección discutiremos las posibles ventajas que el uso de la detección diferencial puede aportar a los sistemas BOTDA convencionales.

Analizando el fenómeno físico que ocurre en la fibra, sabemos que, para una determinada posición z a lo largo de la fibra, el cambio de señal detectado en la banda Stokes será proporcional a $+g_B P_P(z) P_S(z) \Delta z$, donde g_B es el coeficiente de ganancia Brillouin de la fibra, P_P es la potencia del pulso de bombeo, P_S es la potencia de la banda Stokes y Δz es la longitud del pulso. Asimismo, en la banda anti-Stokes, el cambio en la señal será proporcional a $-g_B P_P(z) P_{AS}(z) \Delta z$, donde P_{AS} es la potencia anti-Stokes. Después de atravesar el esquema de detección diferencial, el cambio global será proporcional a $+g_B P_P(z) [P_S(z) + P_{AS}(z)] \Delta z$. En condiciones normales (cuando se usa un modulador electro-óptico Mach-Zehnder), $P_S = P_{AS}$, con lo cual la señal detectada se verá lógicamente doblada en comparación con un esquema de detección de banda lateral única de igual responsividad.

Asimismo, es muy interesante observar también qué ocurre con el ruido de la señal cuando se aplica este procedimiento. Si consideramos idénticas características de ruido para ambos fotodetectores, el uso de la detección diferencial conllevará un aumento del ruido de solo un factor $\sqrt{2}$ (suma de dos variables aleatorias independientes equi-distribuidas). Por tanto, es de esperar que haya una mejora en la relación señal-ruido (SNR) de al menos $\sqrt{2}$ en comparación con un sistema de detección convencional de banda lateral única.

Además de lo comentado anteriormente, esta técnica de detección tiene otra serie de ventajas adicionales. En primer lugar, aporta al sistema gran robustez frente a ruidos en modo común (ruidos que afectan por igual a ambas bandas laterales). Dichos ruidos en modo común pueden ser: Ruido en intensidad transferido desde el láser, derivas del modulador, diferencias en las pérdidas de acoplo en la fibra, etc. No obstante, una cancelación efectiva de los ruidos en modo común solo ocurrirá cuando los caminos ópticos de ambas bandas laterales (distancia de fibra recorrida hasta alcanzar el sistema de detección) sean exactamente iguales.

A su vez, la aplicación de la detección diferencial acoplada en continua permite la amplificación de las señales a valores muy superiores comparado con el sistema de detección simple, debido a que, los valores de continua de ambas señales independientes son restados previamente a la etapa amplificadora, lo que significa que nuestra señal de interés podrá tener valores de amplitud mayores sin saturar el detector.

2.1.1 Montaje experimental

Para probar las ventajas que aporta la detección diferencial a un sistema BOTDA, se ha montado el esquema de la Fig. 2.1, el cual es una variación del clásico BOTDA [31] pero incorporando el nuevo sistema de detección.

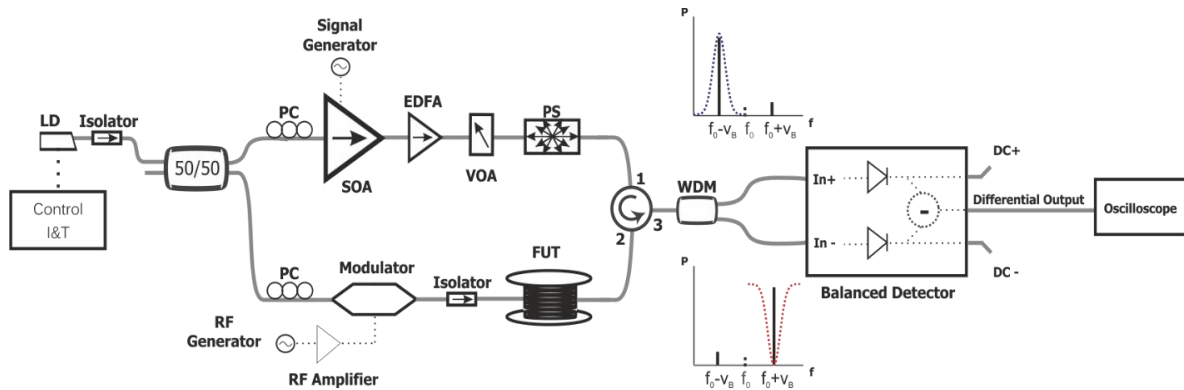


Fig. 2.1: Montaje experimental de un BOTDA con detección diferencial. LD: Laser Diode; PC: Polarization controller; EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier; RF: Radio-frequency generator; VOA: Variable Optical Attenuator; PS: Polarization Scrambler; WDM: Wavelength Division Multiplexer.

Como en la mayoría de sistemas BOTDA, las señales tanto de sonda como de bombeo se obtienen de la misma fuente láser. Un modulador electro-óptico (EOM, *Electro-Optical Modulator*) Mach-Zehnder es usado para hacer una modulación de doble banda lateral con portadora suprimida. La tasa de extinción del EOM es >40 dB, permitiendo eliminar casi por completo la señal portadora. La potencia de la sonda que se introduce en la fibra es $\sim 330 \mu\text{W}$ por cada banda. La frecuencia de modulación se controla con un generador de RF. Se hace un barrido de frecuencia alrededor de la frecuencia de desplazamiento Brillouin (BFS) de la fibra a testar.

En la rama del bombeo, la señal se pulsa usando un amplificador óptico de semiconductor (SOA, *Semiconductor Optical Amplifier*). El SOA permite crear pulsos ópticos con alta tasa de extinción (>30 dB). El ancho de los pulsos usados en este trabajo es de 40 ns (lo que implica que el sensor tiene una resolución espacial de 4 m), y la potencia de pico del pulso es de ~ 25 mW. Después de pulsar, la señal óptica se amplifica a través de un EDFA (Amplificador de Fibra Dopada con Erblio). La potencia de los pulsos se controla con atenuador óptico variable (VOA, *Variable Optical Attenuator*) y su polarización se aleatoriza con un aleatorizador de polarizaciones de alta frecuencia (5 MHz).

Después de atravesar la fibra y experimentar el fenómeno de scattering Brillouin, la señal se divide usando un filtro DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexer*), mediante el cual

separamos las bandas de ganancia (Stokes) y atenuación (anti-Stokes). El filtro usado tiene una caída lo bastante abrupta como para separar correctamente ambas bandas, atenuando la banda rechazada en >13 dB (espectro similar al de la Fig. 2.2). Estas dos bandas se introducen por separado en el sistema de detección diferencial. En última instancia, el sistema de detección diferencial nos proporcionará tres salidas diferentes: dos salidas de monitorización para ambas entradas individuales y otra salida que será la salida diferencial, fruto de la resta de ambas señales a la entrada.

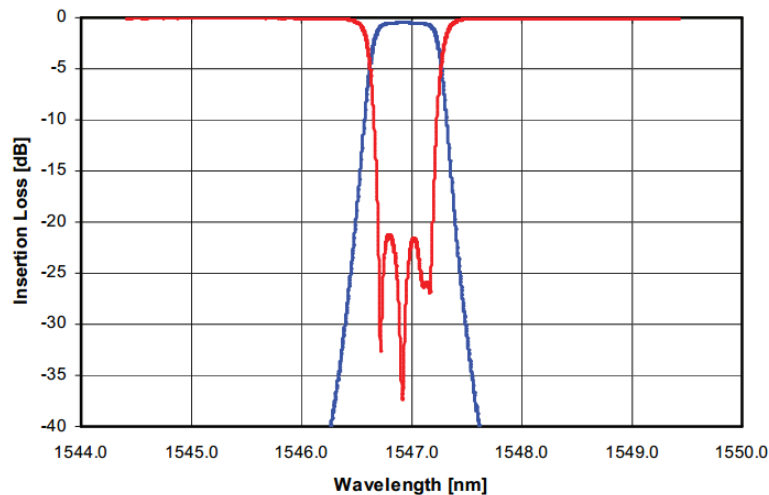


Fig. 2.2: Ejemplo de espectro de las salidas de transmisión (línea azul) y de rechazo (línea roja) de un filtro DWDM de ancho de banda de 100 GHz centrado en el canal ITU38 (~1547 nm)

En general, para sistemas BOTDA, la señal adquirida es una pequeña variación de voltaje sobre un nivel considerable de señal continua. Para analizar correctamente las medidas de ganancia obtenidas es necesario normalizar la señal obtenida por el valor de continua sobre el que se superpone.

En detección diferencial, la señal obtenida suele tener un valor de continua muy bajo, ya que los valores de continua de ambos fotodetectores se restan en el proceso de detección. Por tanto, para normalizar la señal por su valor de continua real es necesario detectar los valores de continua de ambas entradas por separado y sumarlos. Dicho valor será el que usemos a posteriori para realizar la normalización de la señal diferencial.

2.1.2 Ventajas generales de la detección diferencial

En esta sección mostraremos los resultados obtenidos con la técnica de detección diferencial explicada anteriormente, aplicada a un sistema BOTDA convencional. Para poder realizar comparaciones fidedignas, todas las medidas han sido realizadas con el mismo esquema experimental, primero usando la banda de ganancia únicamente, a continuación la banda de

atenuación, y finalmente la detección diferencial de ambas bandas laterales. En todos los casos las medidas se han promediado 1024 veces.

Las medidas han sido realizadas sobre ~50km de fibra mono-modo (SMF) con un desplazamiento Brillouin esencialmente homogéneo localizado a 10.883 GHz para la longitud de onda del bombeo (~1550 nm).

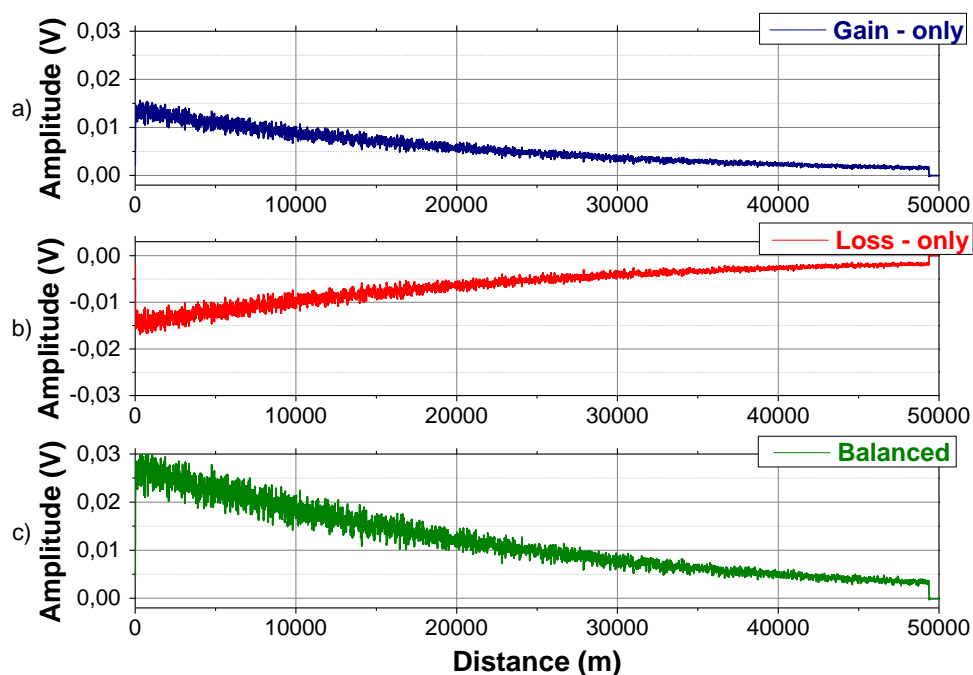


Fig. 2.3: Diferencias en la amplitud de las trazas BOTDA temporales, para los casos de detección convencional de una única banda lateral (a), (b) y para la detección diferencial de ambas bandas laterales (c).

El primer resultado a destacar es que, cuando se adquiere en modo diferencial, la amplitud de la traza de la salida diferencial es el doble de la amplitud de la traza de cualquiera de las dos bandas laterales, como se muestra en la Fig.2. Este resultado era de esperar, considerando la justificación expuesta en el apartado 2.1. Doblar la amplitud de la traza provoca un aumento de contraste de señal de 3 dB, lo cual es prácticamente equivalente a 15 km de fibra. La SNR, por otro lado, vendrá aumentada en un factor $\sqrt{2}$, tal y como se ha mostrado anteriormente. Además de todas estas mejoras, la detección diferencial incrementa la robustez del sistema frente a ruidos en modo común (ruidos que afecten a ambas bandas laterales).

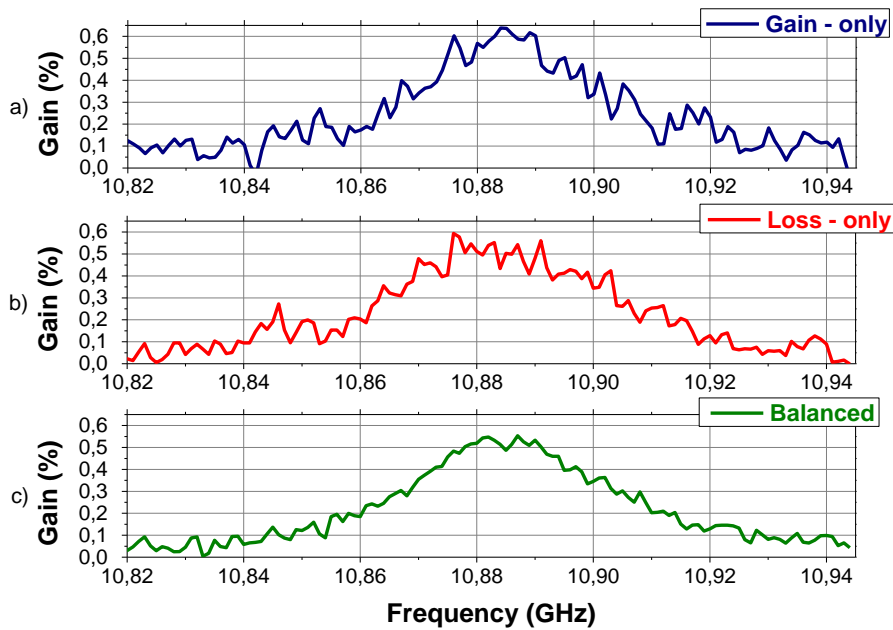


Fig. 2.4: Perfiles de ganancia Brillouin (BGS) a una distancia de 46,818 km tras la realización de un barrido de frecuencia entre 10,82 GHz y 10,95 GHz. A) Ganancia Brillouin (banda Stokes); b) Atenuación Brillouin (banda anti-Stokes); c) Salida diferencial de ambas bandas laterales.

La Fig. 2.4 muestra tres perfiles de ganancia, a una distancia de 46,818 km, habiendo realizado un barrido en frecuencia desde 10.82 GHz a 10.95 GHz. Como se puede apreciar, el ruido de la salida diferencial (Fig. 2.4 c) se ha reducido considerablemente en comparación con los perfiles de ganancia de la banda de ganancia Brillouin (Fig. 2.4 a) y de atenuación Brillouin (Fig. 2.4 b).

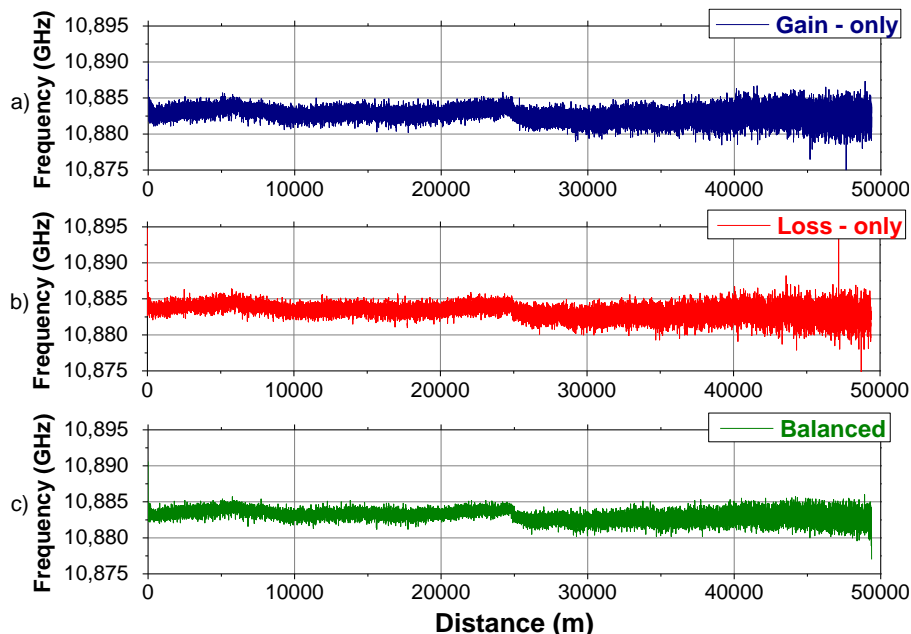


Fig. 2.5: Perfil de desplazamiento Brillouin (BFS) a lo largo de la fibra SMF de ~50km para los casos de detección de banda lateral única (a), (b) y para el caso diferencial (c).

Una vez se ha realizado el barrido en frecuencia, el desplazamiento Brillouin en frecuencia (BFS, por sus siglas en inglés) se obtiene ajustando un polinomio de segundo orden a la curva de

ganancia, y después buscando la posición del máximo de la curva. Como se muestra en la Fig. 2.5, el proceso de determinación del BFS es mucho más preciso cuando se aplica la detección diferencial. La desviación típica del BFS obtenido tras adquirir cinco trazas consecutivas al inicio de la fibra (ventana de los primeros 5000 puntos) es $\sim 0,618$ MHz para ambas bandas laterales adquiridas por separado y $\sim 0,432$ MHz cuando se adquiere en modo diferencial. La mejora en la desviación estándar es de un factor $\sim \sqrt{2}$, lo cual coincide con la mejora esperada de la SNR haciendo uso de la detección diferencial (ver [42] para profundizar en la relación entre la SNR y la estimación del error en frecuencia). Al final de la fibra (ventana de los últimos 5000 puntos), la desviación estándar para el caso en que se usa detección simple es $\sim 1,232$ MHz y, como era de esperar, aplicando detección diferencial es $\sim 0,884$ MHz, resultando de nuevo en un factor de mejora de $\sim \sqrt{2}$. Extrapolando este análisis según la figura de mérito propuesta por Soto *et al.* [42], la figura de mérito calculada al final de la fibra es 25,28, para el caso de detección simple, y mejora a 35,24 cuando se usa detección diferencial, confirmando de nuevo el factor de mejora de $\sim \sqrt{2}$.

Asimismo, otra de las interesantes mejoras que presenta la detección diferencial es que aporta una mayor robustez ante ciertas variables del experimento. Una importante variable a controlar es la tasa de extinción (ER, por sus siglas en inglés) del pulso de bombeo. Como se ha comentado anteriormente, el SOA empleado es controlado eléctricamente por el generador de señales. En condiciones normales, se suele trabajar a la más alta tasa de extinción que el SOA pueda proporcionar. Operar con un pulso de alta tasa de extinción se torna esencial cuando se busca una buena SNR. Sin embargo, utilizar un SOA para generar un pulso es una solución avanzada y no siempre está disponible. Por el contrario, podemos encontrar fácilmente moduladores electro-ópticos convencionales usados para generar los pulsos de bombeo, los cuales, sin embargo, proporcionan una peor tasa de extinción. En nuestro caso, empeoramos la tasa de extinción a propósito variando los voltajes en alta y en baja del pulso eléctrico que controla al SOA.

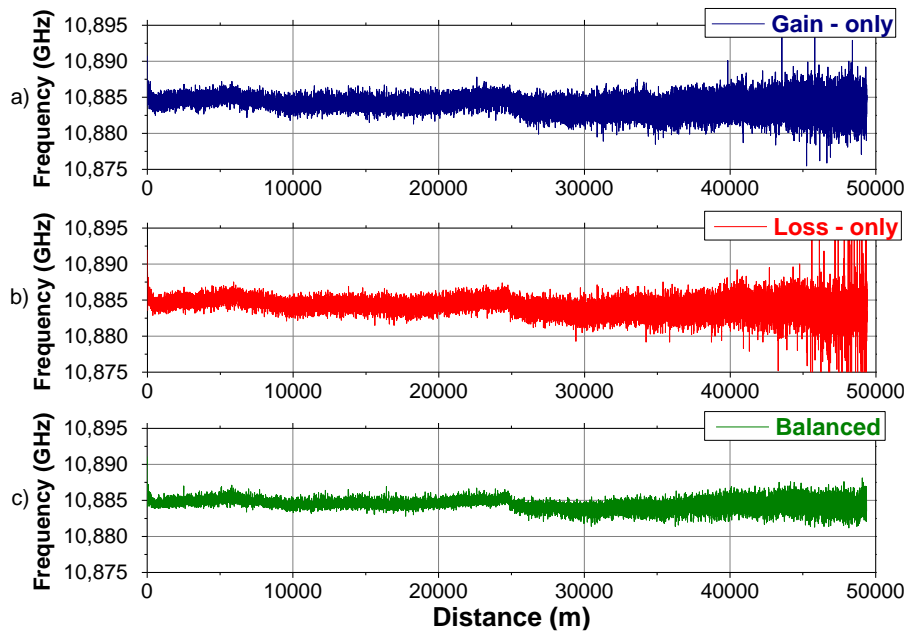


Fig. 2.6: Perfil de desplazamiento Brillouin (BFS) a lo largo de la fibra SMF de ~50km para los casos de detección de banda lateral única (a), (b) y para el caso diferencial (c), empeorando la tasa de extinción del pulso de bombeo (27 dB de tasa de extinción).

La aplicación de la detección diferencial al sistema BOTDA le hace más robusto frente al deterioro de la tasa de extinción del pulso de bombeo. La Fig. 2.6 muestra los perfiles del BFS obtenidos para una tasa de extinción del SOA de 27 dB, en comparación con los 24 dB de tasa de extinción mostrados en la Fig. 2.5.

La desviación estándar del BFS obtenido para el caso de peor tasa de extinción (27 dB) permanece prácticamente igual al inicio de la fibra. En los casos de detección de una banda lateral exclusivamente, es ~0,625 MHz y, de nuevo, en el caso diferencial, es ~0,438 MHz, mejorando en un factor ~√2. Sin embargo, la desviación estándar al final de la fibra es ~1,759 MHz para los casos de detección de una única banda lateral y ~0,891 MHz para el caso diferencial, lo que implica que, la desviación estándar en el primer caso es más del doble que la del caso diferencial.

En cualquiera de los dos casos en que detectamos una única banda lateral, el proceso de ajustar a un polinomio de segundo orden y de búsqueda del máximo de la curva puede derivar en puntos totalmente erróneos en el perfil del BFS, lo cual se observa normalmente al final de la fibra. Esta situación es causada por la aparición de picos considerables en el perfil de ganancia en tal posición, lo cual perjudica el proceso de ajuste al polinomio de segundo orden. Como se puede comprobar, los puntos de ajuste erróneos son prácticamente inexistentes en el caso de detección diferencial, incluso cuando se usan perfiles de ganancia que no han sido suavizados en modo alguno.

La más destacada ventaja de usar este método de detección es que, la desviación estándar del BFS obtenido al final de la fibra permanece estable ($\sim 0,89$ MHz) a medida que la tasa de extinción empeora, mostrando una robustez notablemente incrementada frente al deterioro de este parámetro experimental.

2.2 BOTDA CON AMPLIFICACIÓN RAMAN

En esta sección discutiremos las posibles ventajas que el uso de la detección diferencial puede aportar a los sistemas BOTDA.

2.2.1 Montaje experimental

En este caso, para demostrar las bondades que la detección diferencial aporta a sistemas asistidos por amplificación Raman, modificamos ligeramente el esquema anterior, tal y como se hizo en otros trabajos previos de este grupo de investigación [43], añadiendo el nuevo esquema de detección.

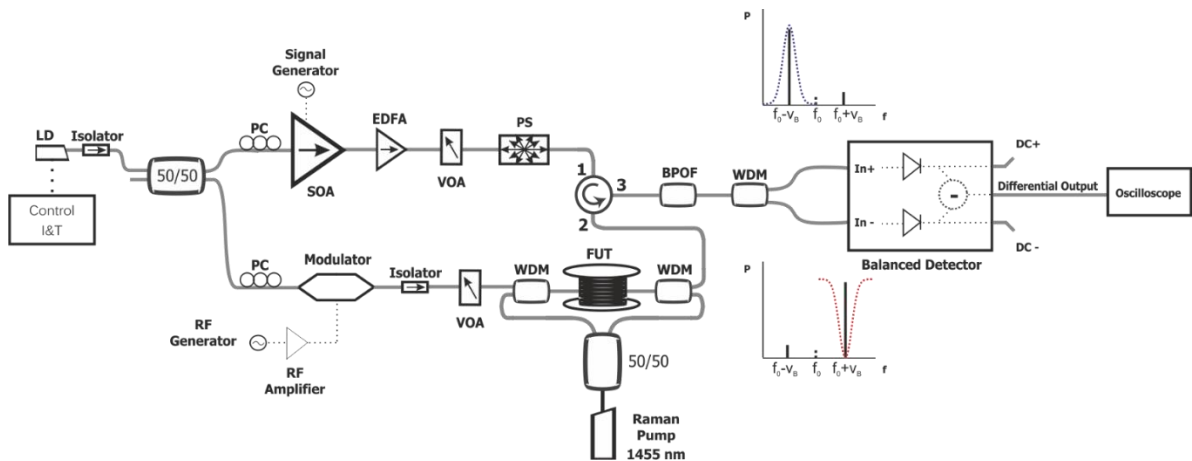


Fig. 2.7: Montaje experimental de un BOTDA asistido por amplificación Raman de 1er orden y con detección diferencial. LD: Laser Diode; PC: Polarization controller; EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier; RF: Radio-frequency generator; VOA: Variable Optical Attenuator; PS: Polarization Scrambler; WDM: Wavelength Division Multiplexer.

Este esquema es análogo al descrito previamente, compartiendo la casi totalidad de elementos y configuraciones, a excepción de los elementos correspondientes a la amplificación Raman de primer orden. La potencia de sonda aportada en este caso será de $\sim 60 \mu\text{W}$ en cada banda lateral. Por otro lado, en la rama del bombeo introduciremos pulsos de 20ns de ancho, con lo cual nuestro sistema tendrá 2 metros de resolución espacial. La potencia pico de los pulsos de bombeo a la entrada de la fibra será de ~ 10 mW.

Para proporcionar amplificación Raman de primer orden usaremos un láser Raman de fibra (RFL, por sus siglas en inglés), el cual es capaz de proporcionar suficiente potencia de señal como para conseguir la amplificación necesaria. La configuración del sistema amplificador Raman escogida será la bidireccional, ya que nos aporta ciertas ventajas, tales como la incertidumbre homogénea a lo largo de toda la longitud de fibra. La potencia de bombeo Raman introducida en la fibra es de ~ 240 mW en cada dirección de propagación para la longitud de onda de bombeo de ~ 1455 nm (potencia total de ~ 480 mW). Se usan a su vez dos filtros WDM para combinar el bombeo Raman y las señales Brillouin.

Después de que las señales recorran la fibra y experimenten el efecto Brillouin, filtramos con un filtro paso-banda óptico (BPOF, *Band Pass Optical Filter*) para eliminar gran parte del ruido proveniente de la emisión espontánea amplificada (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) que introducen tanto la amplificación Raman como el EDFA. De este modo conseguimos quedarnos únicamente con las bandas laterales de interés, que, a posteriori serán separadas con un filtro DWDM convencional. A continuación ambas bandas pasarán al sistema de detección diferencial, cuyo funcionamiento ya hemos explicado anteriormente.

2.2.2 Eliminación del RIN en RA-BOTDA

Como ya se comentó en detalle en la SECCIÓN X, la transferencia de RIN se ha convertido en un auténtico problema a la hora de utilizar la amplificación Raman en sensores distribuidos.

A través del uso del esquema experimental previamente explicado, analizamos la proposición para solventar este problema. Las medidas han sido realizadas sobre 100 km de fibra óptica mono-modo (SMF), la cual tiene un desplazamiento Brillouin homogéneo alrededor de 10,865 GHz para la longitud de onda del bombeo (~ 1550 nm). Las trazas han sido adquiridas con 1024 promediados.

El primer y más destacable resultado es que, cuando se adquiere en modo diferencial, se consigue una efectiva eliminación del RIN introducido por los RFL. Para demostrarlo, hemos realizado medidas espectrales de la intensidad del ruido medida en detección, tanto para detección convencional como diferencial. La Fig. 2.8 muestra el espectro eléctrico de la señal de sonda detectada para ambos esquemas de detección, para una potencia de bombeo Raman de 360 mW (180 mW en cada sentido). En detección simple, la transferencia de RIN se aprecia como una serie de picos con un espaciado periódico de 1,5 MHz. Esta frecuencia viene dada por la

inversa de la longitud de la cavidad del oscilador primario de Yb en el RFL. Como se puede, estos picos de RIN son completamente eliminados en el caso en el que usamos detección diferencial [44]. Este resultado es de esperar debido al hecho de que el RIN es común tanto a la banda de Ganancia Brillouin (Stokes) como a la de Atenuación Brillouin (anti-Stokes).

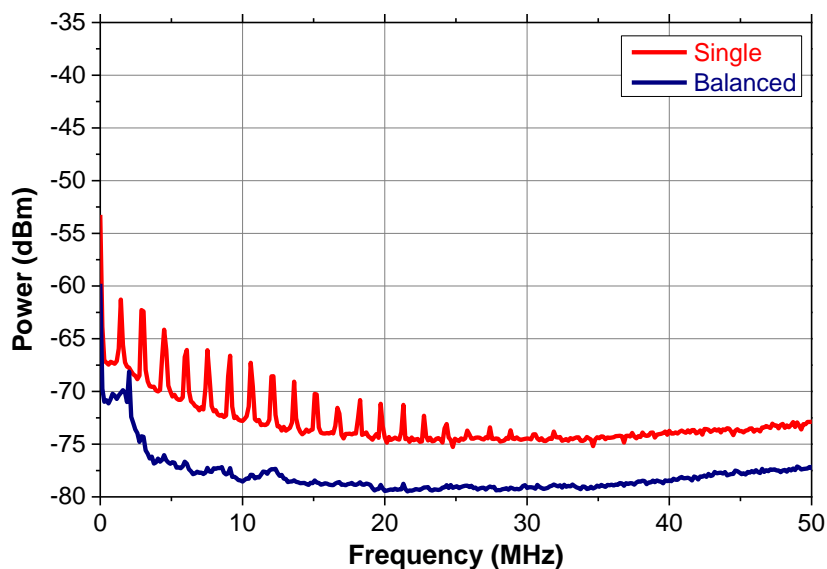


Fig. 2.8: Espectros eléctricos de la sonda detectada para una potencia total de bombeo Raman de ~ 360 mW (30 kHz de ancho de banda de resolución).

Para probar los límites de la cancelación de ruido, repetimos la misma medida pero esta vez aumentando la potencia de bombeo Raman hasta 480 mW (240 mW en cada sentido). En particular, con este valor de potencia, el RFL usado introduce un gran pico de ruido a 44 MHz. Tal y como se puede comprobar en la Fig. 2.9, la cancelación de los picos de RIN es superior a 15 dB para frecuencias inferiores a 10 MHz. Sin embargo, el notable pico de ruido a 44 MHz no ha sido atenuado más allá de 10 dB.

A pesar de que se ha reducido significativamente el ruido en este caso, no se ha podido conseguir una completa y perfecta eliminación del ruido. Esto puede ser debido a diversos defectos del esquema usado. En primer lugar, una pequeña diferencia de longitud en los caminos ópticos de cada una de las bandas (± 1 cm en nuestro experimento) podría conllevar una descompensación cuando llegasen al receptor, y por tanto, desequilibrar la cancelación del ruido a altas frecuencias. Además, la longitud de onda del láser principal debe estar perfectamente sintonizada acorde a los filtros usados en detección, para poder así separar correctamente ambas bandas laterales y tener la misma cantidad de señal de sonda en cada puerto del detector. Cualquier pequeña descompensación en el ajuste de estos parámetros puede acarrear una separación no simétrica de las bandas Stokes y anti-Stokes, causando así una eliminación

del ruido imperfecta. Estas no idealidades cobran mayor importancia cuando trabajamos a altas frecuencias. No obstante, el ruido a altas frecuencias es fácilmente mitigable con el promediado convencional que se realiza normalmente en BOTDA. Por tanto, podemos afirmar con rotundidad que, usando esta nueva técnica de detección, somos capaces de eliminar prácticamente por completo los habituales problemas derivados de la transferencia de RIN en RFL.

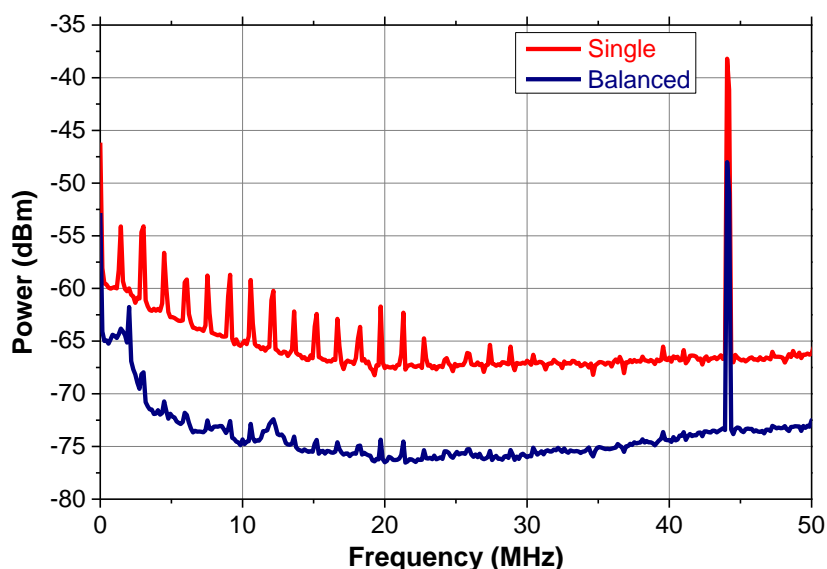


Fig. 2.9: Espectros eléctricos de la sonda detectada para una potencia total de bombeo Raman de $\sim 480\text{mW}$ (30 kHz de ancho de banda de resolución).

2.2.3 Medidas como sensor BOTDA

Para poder llevar a cabo una cancelación perfecta del RIN hemos vuelto a establecer la potencia del bombeo Raman en 360 mW. Con estos parámetros realizamos medidas BOTDA a lo largo de una fibra de 100 km de longitud, con 2 metros de resolución espacial (pulso de bombeo de 20 ns de ancho).

Para realizar estas medidas se hace un barrido en frecuencia desde 10,75 GHz a 10,95 GHz. Una vez finaliza el barrido, el perfil de desplazamiento Brillouin (BFS) se obtiene tal y como ya explicamos anteriormente. Las trazas adquiridas han sido promediadas únicamente 1024 veces. La Fig. 2.10 muestra una traza de amplitud de ~ 100 km usando detección diferencial para una frecuencia de sonda de 10,865 GHz. La traza muestra la imperfecta aleatorización de la polarización que introduce el dispositivo usado, obteniendo un peor ruido de polarización en los primeros kilómetros de fibra. El ruido medido en la traza actual es equivalente al ruido medido en otros experimentos de BOTDA asistidos por Raman sobre la misma distancia pero con 64 veces más promediados [43].

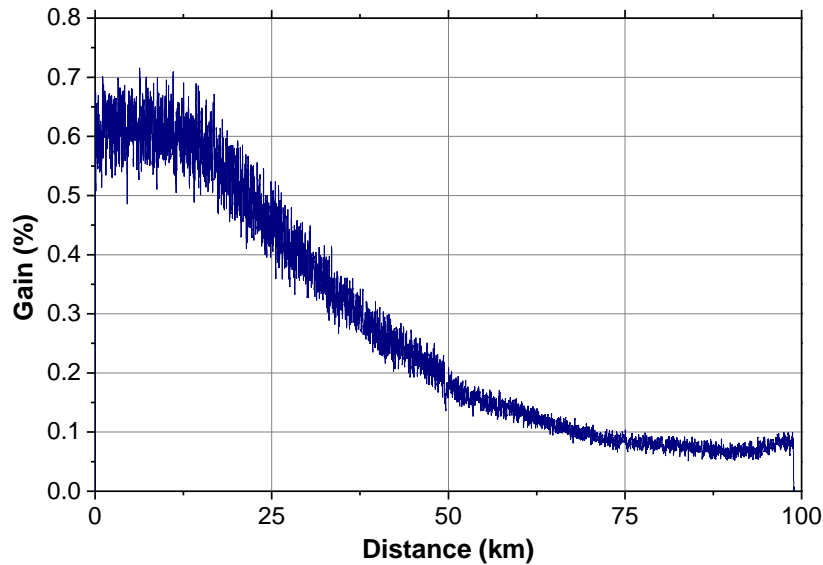


Fig. 2.10: Traza de ganancia del sistema BOTDA con asistencia Raman de 1er orden en configuración bidireccional usando detección diferencial para un BFS de 10,865 GHz y una potencia total de bombeo Raman de ~360mW.

Para verificar la capacidad de nuestro sistema para trabajar como sensor, se ha procedido a crear un punto caliente en la posición de menor contraste de señal de la fibra (alrededor del kilómetro 75). Dicho punto caliente se ha conseguido mediante la inmersión de ~2 metros de fibra e un baño de agua caliente. De nuevo se realiza un barrido completo en frecuencia para poder detectar el cambio en el BFS en la posición del punto caliente. Los resultados obtenidos se pueden observar en la Fig. 2.11, en donde vemos la variación de temperatura a lo largo de la fibra. El proceso de traducción de frecuencia a temperatura es prácticamente directo y poco tedioso ya que la relación es lineal, con un factor de conversión de $\sim 1 \text{ }^\circ\text{C}/\text{MHz}$. En este caso el sistema ejerce correctamente como sensor de temperatura, midiendo una elevación de temperatura de $\sim 22 \text{ }^\circ\text{C}$, lo cual concuerda con la medida realizada usando un termómetro externo.

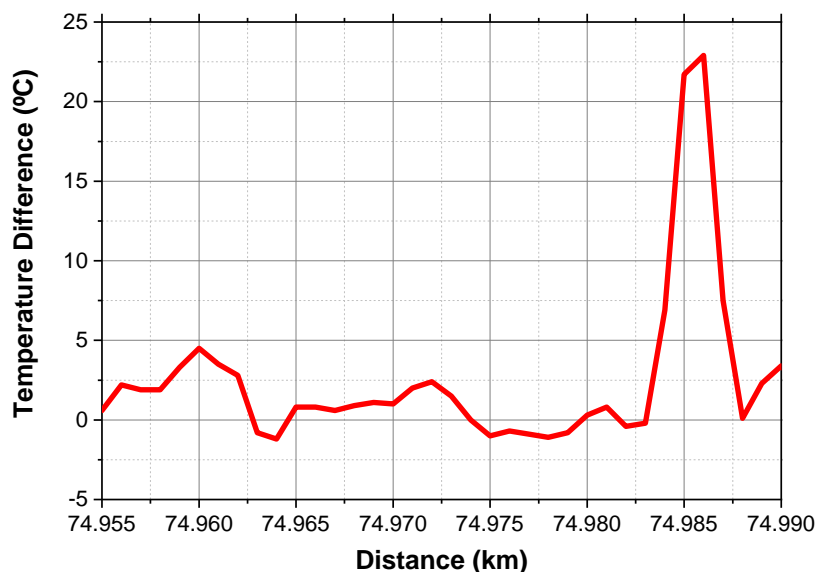


Fig. 2.11: Perfil del BFS traducido a diferencia de temperatura para la zona colindante a un punto caliente de ~ 2 metros de longitud, localizado en el kilómetro 75 de la fibra.

La incertidumbre de la medida en la zona de fibra adyacente al punto caliente (ventana de 1000 metros de longitud) es de ± 2 °C. Por otro lado, el punto caliente identificado verifica la distancia de 2 metros introducida en el baño de agua.

Es interesante también comparar este esquema en términos de figura de mérito (FOM) [42] con el mismo experimento sin usar detección diferencial [43]. Mientras que en [43] la FOM estimada era 108, en el actual esquema, la FOM asciende a 500, lo cual implica un incremento en un factor 5. Por tanto, además de la mejora esperada de $\sqrt{2}$ solo por usar detección diferencial, en este caso añadimos un factor de mejora extra de 3,5 debido a la eliminación de la transferencia de RIN. Esto resalta la importancia que cobra la correcta gestión del RIN en los sistemas BOTDA con asistencia Raman. Si analizamos los resultados en función de la cantidad de RIN eliminada, cabe destacar que la mejora de FOM conseguida en este caso mejora sobremedida a otras soluciones en las que se usan procedimientos numéricos de reducción de ruido [10].

2.3 APLICACIONES REALES Y TRABAJOS DE CAMPO

Por suerte, nuestras investigaciones han podido salir del laboratorio y, después de mucho trabajo y mucha dedicación, hemos podido ir viendo resultados aplicables y reales de lo que hasta la fecha únicamente habíamos podido percibir teóricamente. Esto ha sido posible, en parte, gracias a la participación en el proyecto europeo *ECOAL – MGT, SUDOE – Interreg IV B*, que aglutina grupos de trabajo de Portugal, España y Francia.

2.3.1 ECOAL (Ecological Management of Coal Waste Piles in Combustion)

La combustión espontánea de restos minerales puede ocurrir en escombreras de minas de carbón, así como en pilas de almacenaje o durante el transporte. El impacto medioambiental causado por dichos desechos de carbón normalmente se asocia a la contaminación de aguas o del terreno donde yacen los mismos, pero no es menos importante el impacto que provocan cuando dichas pilas están combustionando. La combustión del carbón provoca la movilización de considerables cantidades de agentes contaminantes a causa de la volatilización de elementos presentes en el carbón y en el agua mineral. La liberación incontrolada de dichos contaminantes, tales como gases de efecto invernadero, partículas en suspensión, gases tóxicos o compuestos orgánicos, representa un alto riesgo para el medio ambiente así como para la salud humana. Dichos problemas se ven acrecentados cuando los desechos de carbón se encuentran cerca de núcleos urbanos, puesto que estos contaminantes pueden llegar a ser inhalados o ingeridos. En este contexto, la monitorización de la temperatura de combustión y de la emisión de gases se torna esencial a la hora de identificar posibles amenazas o para predecir la posible evolución de la situación de los desechos, permitiendo así tomar medidas correctivas para minimizar los efectos nocivos causados por dicho fenómeno.

Para estudiar la evolución de dichos procesos de forma controlada, remotamente y en multitud de puntos, se realizará el estudio de la concentración de determinados gases (amonio, dióxido de carbono y metano), así como medidas de temperatura distribuidas a lo largo de la pila de carbón usando fibra óptica. En nuestro caso, nuestra tarea recae en dicha medición distribuida de la temperatura a lo largo de toda la pila usando un sensor de fibra óptica.

2.3.1.1 *La pila de desechos de carbón*

El objeto de nuestro estudio es una escombrera de una mina de carbón situada en una pequeña localidad en el norte de Portugal, cerca del río Duero y de la ciudad de Oporto. Dicha ciudad, S. Pedro da Cova, albergó una mina de carbón que se mantuvo activa hasta el año 1972.



Fig. 2.12: Trabajadoras empujando un carro en la mina de carbón. Sao Pedro da Cova, mediados del siglo XX.

La escombrera en cuestión comenzó a combustionar cuando en el año 2005, un incendio arrasó los bosques aledaños de la región. Dicho incendio provocó la ignición de los restos minerales, los cuales han permanecido en continua combustión desde entonces, contaminando los alrededores de la mina y dejando notables consecuencias para la población.

La monitorización del comportamiento de la escombrera se torna esencial para poder predecir su evolución y poder evitar así daños a la población. En la Fig. 2.13 podemos ver una imagen del estado de la pila en 2013, con unas capturas con cámara de infrarrojos para poder determinar a grandes rasgos las zonas calientes (zonas de interés) de la pila.

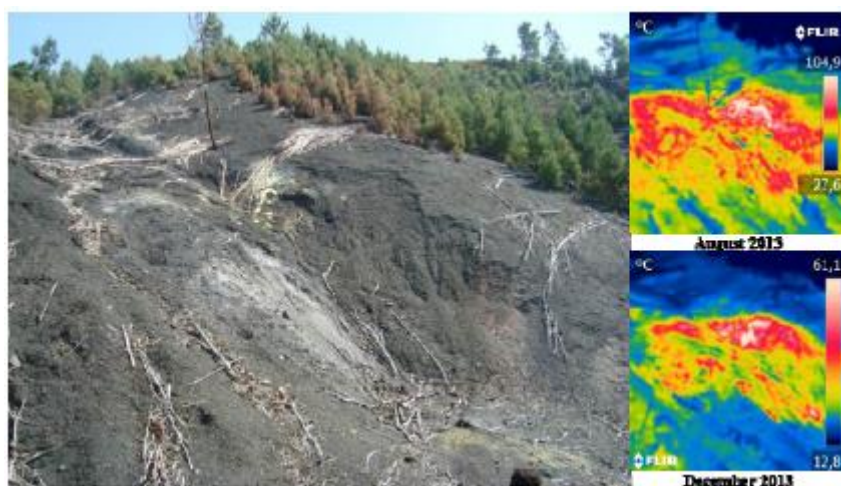


Fig. 2.13: Vista general de la zona en combustión e imágenes termográficas usadas para una caracterización preliminar de la temperatura de la pila.

2.3.1.2 Monitorización con sensores de fibra óptica

La monitorización continua de temperatura sobre una extensa superficie de terreno se torna difícil de realizar con medios convencionales, sin embargo, los sensores distribuidos de fibra óptica son capaces de dar una respuesta satisfactoria a este tipo de problemáticas. En este caso, se propone el uso de un sistema BOTDA para monitorizar una fibra óptica mono-modo tendida por toda la superficie de la pila en combustión. No obstante, en el caso que nos ocupa, las condiciones extremas del terreno requieren que tanto el cable como la fibra a instalar esté preparados para soportar altas temperaturas. De este modo, se ha elegido una fibra óptica que está recubierta de un material especialmente indicado para este tipo de aplicaciones, la poliimida, que resiste altas temperaturas (hasta 350 °C).



Fig. 2.14: Vista aérea de Sao Pedro da Cova, y de la pila de desechos de carbón en combustión (zona rodeada en rojo) así como el esquema de tendido del cable de fibra óptica (en amarillo).

En la Fig. 2.14 podemos ver (en amarillo) la disposición que se ha elegido para el cable de fibra especial para altas temperaturas, que nos permitirá monitorizar una distancia lineal de 1 km, en un anillo de 2 km de fibra. En azul podemos ver el cable de fibra SMF convencional que se usa para conectar con la estación donde se situará la unidad interrogadora de media.

2.3.1.3 Prototipo FINEST

Nuestra labor en el proyecto ECOAL, como ya hemos comentado anteriormente, era la de crear el equipo de medida BOTDA para monitorizar la fibra óptica tendida en la zona de interés. Para ello se desarrolló un equipo (ver Fig. 2.15) llamado FINEST (*Fiber Network Strain and Temperature distributed sensor*) en colaboración con FOCUS S.L.



Fig. 2.15: Imagen del equipo sensor de medida distribuida de temperatura y deformación FINEST.

El equipo desarrollado se basa en el esquema habitual de un sistema BOTDA, pero a su vez incorporando el sistema de detección diferencial, que ya hemos comentado en los capítulos 1.5 y 2. A su vez, este equipo incorpora un novedoso procedimiento para eliminar el ruido de polarización en la traza haciendo uso de la detección diferencial, realizado por mi compañera Alexia López-Gil *et al.* [45]. En la Fig. 2.16, podemos observar un esquema similar al implementado en el prototipo, donde apreciamos las mejoras añadidas sobre el sistema BOTDA convencional.

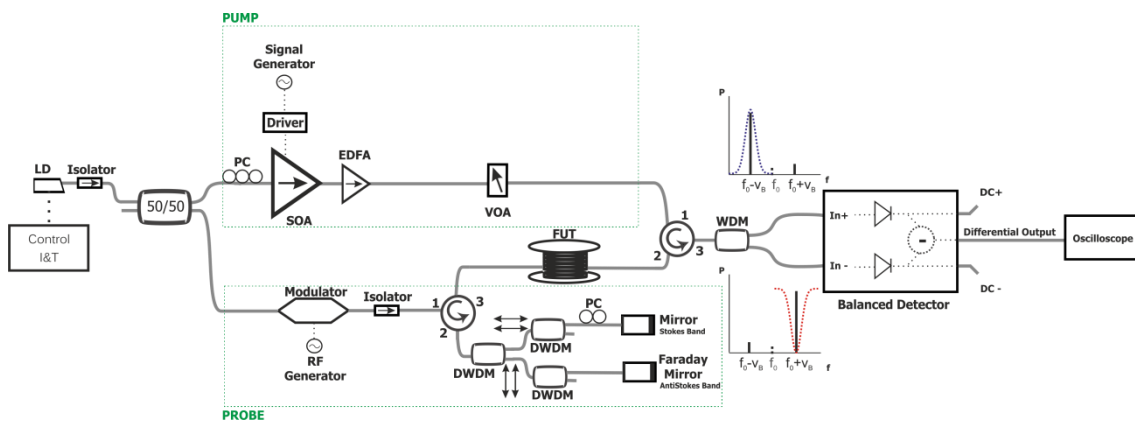


Fig. 2.16: Esquema de componentes utilizado en el prototipo FINEST incorporando la mejora de la eliminación del ruido de polarización en la sonda.

El prototipo ha sido diseñado para monitorizar 1 km de fibra en un anillo de 2 km, con lo cual habrá redundancia de fibra, es decir, tendremos dos puntos de medida de fibra por cada punto

real del terreno. A su vez, tendremos una resolución espacial sub-métrica (50 cm de resolución) gracias al uso de la técnica DPP y el post procesado realizado (Fig. 2.17).

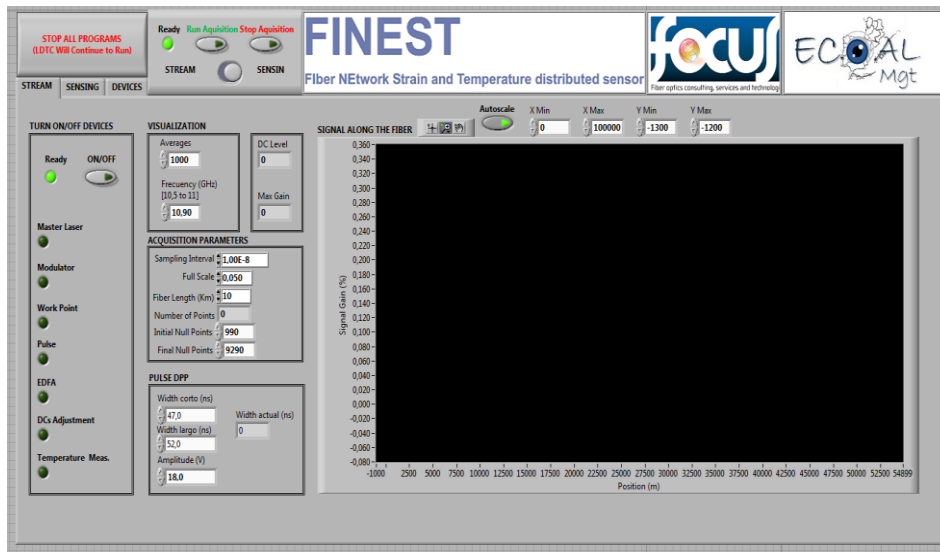


Fig. 2.17: Captura de pantalla de la interfaz gráfica de usuario del prototipo FINEST.

3 CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS

3.1 CONCLUSIONES

Hemos presentado la aplicación de una técnica de detección sobradamente conocida (detección diferencial) a sistemas BOTDA. Hemos demostrado a su vez, tanto teórica como experimentalmente, que se pueden obtener considerables mejoras en la relación señal ruido (SNR). En condiciones normales, haciendo uso del nuevo método de detección desarrollado, la detección diferencial, la amplitud de la traza se ve multiplicada por dos mientras que la SNR mejora en un factor $\sqrt{2}$.

El sistema, a su vez, mejora en cuanto a inmunidad a ruidos en modo común presentes en ambas bandas laterales, tales como el ruido relativo en intensidad (RIN) transferido desde el láser, derivas de los moduladores, etc. Además se ha conseguido demostrar que la aplicación de la detección diferencial aumenta la robustez frente al deterioro de la tasa de extinción del pulso de bombeo, lo cual reduce considerablemente los requerimientos técnicos de los componentes a utilizar en futuros desarrollos.

Además de las ventajas anteriormente mencionadas, hemos probado la eficacia de la cancelación de ruido para eliminar el RIN en sistemas BOTDA con asistencia Raman (RA-BOTDA). Se ha conseguido una eliminación efectiva del RIN, puesto que el RIN introducido por los láseres Raman es común a ambas bandas laterales. El uso de la detección diferencial sobre una configuración con asistencia Raman implica un factor de mejora de 5 en figura de mérito (FOM) comparado con el mismo esquema usando detección convencional. Por tanto, hemos sido capaces de medir el potencial de mejora en cuanto a FOM debido a la amplificación Raman, obviando así las problemáticas relacionadas con el RIN.

Dichos avances han propiciado que se haya patentado dicho sistema de detección y sus ventajas bajo la siguiente patente:

- “Sistema y método de sensado distribuido sobre fibra óptica basado en scattering Brillouin estimulado” (PCT/ES2014070540).

Los cuales también a su vez, han supuesto la publicación de sendos artículos en revistas de prestigio,

- “Signal-to-Noise Ratio Improvement in BOTDA using Balanced Detection”
 - Autores: A. Domínguez-López, A. López-Gil, S. Martín-López, and M. González-Herráez.
 - Revista: IEEE Photonic Technology Letters, vol. 26, no. 4, pp. 338-341, 2014.

- “Strong Cancellation of RIN Transfer in a Raman-assisted BOTDA using Balanced Detection”.
 - Autores: A. Domínguez-López, A. López-Gil, S. Martín-López, and M. González-Herráez.
 - Revista: IEEE Photonic Technology Letters, vol. 26, no. 18, pp. 1817-1820, 2014.

Así como la presentación de dos artículos en conferencia “23rd International Conference on Optical Fiber Sensors”:

- “Balanced Detection in Brillouin Optical Time Domain Analysis”.
 - Autores: A. Domínguez-López, A. López-Gil, S. Martín-López, and M. González-Herráez.
 - Proceedings SPIE, vol. 9157, no. 915765, 2014.

- “Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes sidebands”.
 - Autores: A. Lopez-Gil, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez.
 - Proceedings SPIE, vol. 9157, no. 91573U, 2014.

Además de todo esto, hemos puesto en práctica lo desarrollado en laboratorio y, de este modo, hemos conseguido diseñar e implementar un equipo para monitorizar la evolución de la temperatura en una pila de desechos de una mina de carbón en combustión, situada en Sao Pedro da Cova (Oporto, Portugal). Dicho trabajo también fue presentado en la misma conferencia bajo el nombre:

- “Fiber optic sensing system for monitoring of coal waste piles in combustion”.
 - Autores: D. Viveiros; J. Ribeiro; J. P. Carvalho; J. Ferreira; A. M. R. Pinto; R. A. Perez-Herrera; S. Diaz; A. Lopez-Gil; A. Dominguez-Lopez; O. Esteban; H. F. Martins; S. Martin-Lopez; H. Baierl; J.-L. Auguste; R. Jamier; S. Rougier; J. L. Santos; D. Flores; P. Roy; M. González-Herráez; M. López-Amo; J. M. Baptista.
 - Proceedings SPIE, vol. 9157, no. 91573O, 2014.

3.2 LÍNEAS DE TRABAJO FUTURAS

A continuación se proponen una serie de posibles líneas de trabajo en las que seguir trabajando y profundizando:

- Habiendo sido capaces de demostrar la notable eficacia de la detección diferencial a la hora de cancelar el RIN en sistemas BOTDA asistidos por amplificación Raman de 1er orden, el siguiente paso es testear y corroborar que el novedoso procedimiento de detección es igualmente capaz de eliminar el RIN en sistemas BOTDA asistidos por amplificación Raman de 2º orden.
- Explorar nuevos métodos o procedimientos que, haciendo uso de la detección diferencial, den solución a las limitaciones que sufren los sistemas BOTDA, ya sea simplificando los instrumentos necesarios para la tecnología o bien incrementando las prestaciones del propio sistema sensor.
- Asimismo, existe gran interés en conseguir realizar medidas dinámicas o incluso en tiempo real. De este modo se podrían explorar nuevas soluciones tecnológicas usando sistemas BOTDA. En particular, la medida distribuida de vibraciones, la cual hasta la fecha ha estado reservada a otro tipo de técnicas de medida, tales como el ϕ -OTDR [46], [47].
- Intentar, aumentando considerablemente la resolución espacial de medida, crear tejidos inteligentes integrando fibra óptica que ayuden a monitorizar magnitudes o constantes vitales, con aplicaciones biomédicas y en el sector de la salud.

4 BIBLIOGRAFÍA

- [1] G.P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics" 2nd Edition, Academic Press, 1995
- [2] G.P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics" 3rd Edition, Academic Press, 2001.
- [3] J. Subías, J. Pelayo, R. Alonso, F. Villuendas, and C.Heras, "Electrostriction-free n_2 measurements in single-mode optical fibers based on nonlinear polarization evolution" *Journal of the OSA B*, pp. 390-394, 2002.
- [4] J. Toulouse, "Optical nonlinearities in fibers: Review, recent examples and system applications" *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 23
- [5] E. G. Neumann, "Single-mode fiber: Fundamentals," *Springer Series in Optical Sciences*, Springer-Verlag, Berlin, vol. 57, 1988.
- [6] F. Rodríguez-Barrios, "Estudio de los métodos de mejora de sensores Brillouin distribuidos en fibra óptica mediante amplificación Raman", Tesis doctoral, Universidad de Alcalá, 2013
- [7] M. A. Soto, "Advanced techniques for distributed optical fiber sensors based on Raman and Brillouin scattering," Tesis doctoral, Scuola Superiore Sant' Anna di Studi Universitari e di Perfezionamento, 2011.
- [8] M. Niklès, "La difusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués," Tesis doctoral, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [9] S. Foaleng-Mafang, "Brillouin echoes for advanced distributed sensing in optical fibres," Tesis doctoral, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2011.
- [10] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 1, p. 107, 1989.
- [11] T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Izumita, S. Furukawa, and Y. Koyamada, "Brillouin optical-fibre time domain reflectometry," *IECE Transactions on Communications*, vol. E76-B, no. 4, pp. 382-390, 1993.
- [12] K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, and T. Kurashima, "Brillouin optical-fibre time domain reflectometry," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 5, pp. 730-736, 1994.
- [13] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical fibres," *Applied Optics*, vol. 29, no. 15, pp. 2219-2220, 1990.
- [14] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibre," *Photonics Technology Letters*, vol. 2, no. 5, 1990.
- [15] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 3, 1995.

- [16] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 10, pp. 1842-1851, 1997.
- [17] L. Thévenaz, S. Foaleng-Mafang, and J. Lin, "Effect of pulse depletion in a Brillouin optical time-domain analysis system," *Opt. Express*, vol. 21, no. 12, pp. 14017-14035, 2013.
- [18] A. Minardo, R. Bernini, and L. Zeni, "A simple technique for reducing pump depletion in long-range distributed Brillouin fiber sensors," *IEEE Sens. J.*, vol. 9, no. 6, pp. 633-634, 2009.
- [19] L. Thévenaz, Ed., "Advanced Fiber Optics - Concepts and Technology", EPFL Press, 2011.
- [20] M. N. Alahbadi, Y. T. Cho, T. P. Newson, P. C. Wait, and A. H. Hartog, "Influence of modulation instability on distributed optical fiber sensors based on spontaneous Brillouin scattering," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, no. 6, pp. 1156-1160, 2004.
- [21] H. F. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, P. Salgado, O. Frazao, and M. Gonzalez-Herraez, "Modulation instability-induced fading in phase-sensitive optical time-domain reflectometry," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 872-874, 2013.
- [22] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 18, pp. 1038-1040, 1990.
- [23] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 10, pp. 758-760, 1996.
- [24] S.B. Cho, J.J. Lee, "Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical sensor", *Optics Express*, vol. 12, no. 18, pp. 4339-4346, 2004.
- [25] A.W. Brown, B.G. Colpitts y K. Brown, "Distributed sensor based on dark-pulse Brillouin scattering", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 7, pp. 1501-1502, 2005.
- [26] M.A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale y L. Thévenaz, "Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range", *Optics Letters*, Vol. 35, No. 2, pp. 259-261, 2010.
- [27] F. Rodriguez-Barrios, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J.D. Ania-Castañon, L. Thévenaz, M. Gonzalez-Herraez, "Distributed Brillouin Fiber Sensor Assisted by First-order Raman Amplification," *J. Lightwave Technol.* 28, pp. 2162-2172, 2010.
- [28] S. Martin-Lopez, M. Alcon-Camas, F. Rodriguez-Barrios, P. Corredera, J.D. Ania-Castañon, L. Thévenaz, and M. Gonzalez-Herraez, "Brillouin optical time-domain analysis assisted by second-order Raman amplification", *Opt. Express* 18, pp. 18769-18778, 2010.
- [29] M. A. Soto, M. Taki, G. Bolognini, and F. Di Pasquale, "Simplex-coded BOTDA sensor over 120-km SMF with 1-m spatial resolution assisted by optimized bidirectional

- Raman amplification," *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 24, no. 20, pp. 1823 – 1826, 2012.
- [30] W. Li, X. Bao, Y. Li, and L. Chen, "Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing," *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21616-21625, 2008.
- [31] X. Angulo-Vinuesa, S. Martín-López, P. Corredera, and M. Gonzalez-Herraez, "Raman-assisted Brillouin optical time-domain analysis with sub-meter resolution over 100 km," *Opt. Express*, vol. 20, no. 11, pp. 12147-12154, 2012.
- [32] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 8, pp. 1140-1148, 2001.
- [33] R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no. 6, pp. 276-278, 1973.
- [34] J. Bromage, "Raman amplification for fiber communications systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 1, pp. 79-93, 2004.
- [35] M. Krause, S. Cierullies, H. Renner, and E. Brinkmeyer "Pump-to-Stokes RIN transfer in Raman fiber lasers and its impact on the performance of co-pumped Raman amplifiers", *Optics Communications*, vol. 260, no. 2, pp. 656–661, 2006.
- [36] M. A. Soto, G. Bolognini, and F. D. Pasquale, "Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman amplification," *Opt. Express*, vol. 19, no. 5, pp. 4444-4457, 2011.
- [37] P. C. D. Hobbs, "Ultrasensitive laser measurements without tears," *Appl. Opt.* vol. 36, no. 4, pp. 903-920, 1997.
- [38] H. R. Carleton and W. T. Maloney, "A balanced optical heterodyne detector," *Appl. Opt.*, vol. 7, no 6, pp. 1241-1243, 1968.
- [39] I. Andonovic, L. Tancevski, M. Shabeer, and L. Bazgaloski, "Incoherent all-optical code recognition with balanced detection" *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 6, pp. 1073 - 1080, 1994.
- [40] X. Wang, N. Wada, T. Miyazaki, and K. Kitayama, "Coherent OCDMA system using DPSK data format with balanced detection," *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 826 - 828, 2006.
- [41] T. Dennis, S. D. Dyer, and A. Dienstfrey, "Phase-dispersion light scattering for quantitative size-imaging of spherical scatterers," *Proc. SPIE*, vol. 6446, no. 644609, 2007
- [42] M. A. Soto, and L. Thévenaz, "Modeling and evaluating the performance of Brillouin distributed optical fiber sensors" *Opt. Express*, vol. 21, no. 25, pp. 31347-31366, 2013.
- [43] X. Angulo-Vinuesa, S. Martín-López, J. Nuno, P. Corredera, J. D. Ania-Castanon, L. Thevenaz, and M. Gonzalez-Herraez, "Raman-assisted Brillouin distributed temperature sensor over 100 km featuring 2 m resolution and 1.2° C uncertainty," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 30, no. 8, pp. 1060-1065, 2012.

- [44] A. Dominguez-Lopez, A. Lopez-Gil, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Balanced detection in Brillouin optical time domain analysis", Proc. SPIE, vol. 9157, no. 915765, 2014.
- [45] A. Lopez-Gil, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes probe sidebands", Proc. SPIE, vol. 9157, no. 91573U, 2014.
- [46] H. F. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, M. L. Filograno, O. Frazao, and M. Gonzalez-Herraez, "Coherent noise reduction in high visibility phase sensitive optical time domain reflectometer for distributed sensing of ultrasonic waves," J. Lightw. Technol., vol. 31, no. 23, pp. 3631–3637, Dec. 2013.
- [47] H. F. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, M. L. Filograno, O. Frazao, and M. Gonzalez-Herraez, "Phase-sensitive optical time domain reflectometer assisted by first-order Raman amplification for distributed vibration sensing over >100 km," J. Lightw. Technol., vol. 32, no. 8, pp. 1510-1518, 2014.