

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

Escuela Politécnica Superior

Departamento de Electrónica

Máster Universitario en Sistemas Electrónicos Avanzados.
Sistemas Inteligentes



Trabajo Fin de Máster

“Sensores distribuidos de presencia e intrusiones”

Juan Pastor Graells

2014

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

Escuela Politécnica Superior

Departamento de Electrónica

**Máster Universitario en Sistemas Electrónicos Avanzados.
Sistemas Inteligentes**

Trabajo Fin de Máster

“Sensores distribuidos de presencia e intrusiones”

Autor: Juan Pastor Graells

Director/es: Miguel González y Sonia Martín

Tribunal:

Presidente: D. Francisto Javier Rodríguez Sánchez.

Secretario: D. Miguel Ángel García Garrido.

Vocal 1º: D. Oscar Esteban Martínez.

Vocal 2º: D.^a M.^a Carmen Pérez 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 SUDO E COAL-MGT.

También agradezco a mis tutores, Miguel González y Sonia Martín, por el tiempo que me han dedicado durante estos últimos meses. Unos meses en los que he podido trabajar y aprender con mucho entusiasmo e interés.

Por último, quiero agradecer a mis compañeros del laboratorio su ayuda en mis inicios en el trabajo experimental, siendo éste un tipo de trabajo que puede llegar a dar tanta satisfacción como dolores de cabeza que uno se pueda llegar a imaginar.

Resumen

Los sensores distribuidos de fibra óptica son ampliamente utilizados para el seguimiento de estructuras lineales de gran longitud. Sin embargo, algunas de las estructuras en las que estos sensores podrían ser interesantes no son exactamente lineales, sino que presentan una estructura ramificada. En algunos casos, esto puede ser resuelto mediante el uso de métodos de conmutación, sin embargo, esto no siempre es posible, ya que implica una red de control eléctrico de la que no siempre se puede disponer.

En este trabajo, se presenta la posibilidad de medición totalmente distribuida de vibraciones en una topología de fibra compleja utilizando reflectometría óptica en el dominio del tiempo sensible a la fase (ϕ OTDR) y el uso de enrutamiento en longitud de onda. Esto podría permitir la monitorización simple de estructuras complejas que muestran ramificaciones mediante el uso de un solo interrogador óptico. Creemos que esta posibilidad podría abrir la puerta a nuevas aplicaciones de los sensores distribuidos de fibra óptica.

Presentaremos un diseño experimental de un sistema ϕ OTDR y cómo puede ser empleado para la medición de vibraciones e intrusiones de forma distribuida sobre una fibra óptica. Posteriormente, veremos cómo se puede implementar el sistema de enrutamiento en longitud de onda empleando multiplexores de longitud de onda y realizando barridos en la longitud de onda con el láser de bombeo.

Índice general

| | |
|--|-----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Motivación y objetivos | 3 |
| 1.2. Propagación de la luz en fibras ópticas | 5 |
| 1.2.1. Teoría electromagnética | 5 |
| 1.2.2. Tipos de <i>scattering</i> | 6 |
| 1.2.3. Efectos lineales | 6 |
| 1.2.3.1. Absorción y <i>scattering</i> | 7 |
| 1.2.3.2. Dispersión cromática | 8 |
| 1.2.4. Efectos no lineales | 11 |
| 1.2.4.1. Procesos paramétricos: Inestabilidad de modulación | 11 |
| 1.2.4.2. Procesos no paramétricos: <i>scattering</i> Brillouin y Raman | 13 |
| 1.2.5. Coherencia | 15 |
| 1.2.5.1. Coherencia temporal | 15 |
| 1.2.5.2. Coherencia espacial | 18 |
| 2. Fundamentos y Estado del Arte | 21 |
| 2.1. Fundamento | 23 |
| 2.2. Estado del arte | 27 |
| 2.3. Limitaciones de potencia | 29 |
| 2.4. Relación señal ruido y ratio de extinción: SNR y ER | 31 |
| 3. ϕOTDR tradicional | 35 |
| 3.1. Esquema | 37 |
| 3.2. Resultados experimentales | 42 |
| 3.3. Modelado de traza | 44 |
| 3.4. Simulación de una vibración | 44 |
| 4. Principio de enrutamiento en longitud de onda | 47 |
| 4.1. Esquema | 49 |
| 4.2. Resultados experimentales | 50 |
| 5. Conclusiones y líneas abiertas | 55 |
| 5.1. Conclusiones | 57 |
| 5.2. Futuros desarrollos y líneas abiertas | 57 |
| Bibliografía | 59 |
| A. Código Matlab para modelado de traza | 63 |
| B. Código Matlab para modelado de vibración | 65 |

| | |
|-----------------------|----|
| C. Lista de símbolos | 69 |
| D. Lista de acrónimos | 71 |

Índice de figuras

| | | |
|-------|---|----|
| 1.1. | Representación de las ventajas del sensado distribuido frente al puntual | 4 |
| 1.2. | Diferentes componentes de frecuencia al sufrir <i>scattering</i> en un medio no homogéneo | 7 |
| 1.3. | Constante de atenuación en una fibra típica de sílice para diferentes longitudes de onda | 9 |
| 1.4. | Comportamiento en una fibra | 10 |
| 1.5. | Espectro de ganancia inducida por la MI | 11 |
| 1.6. | Variación del espectro de ganancia como resultado del efecto MI | 13 |
| 1.7. | Generación de las curvas de Ganancia Brillouin ($\nu_0 - \nu_B$) y de Atenuación Brillouin ($\nu_0 + \nu_B$) | 14 |
| 1.8. | Curva de ganancia del bombeo Raman a 1450 nm | 15 |
| 1.9. | (a) Una onda ideal perfectamente monocromática presenta una PSD de tipo delta de Dirac y un tiempo de coherencia infinito. Su superposición con una copia de sí misma retrasada por un tiempo τ da una interferencia constructiva (arriba) y un valor de $ g(\vec{r}, \tau) $ constante y unitario (centro). (b) Representación de una onda real parcialmente coherente: autocorrelación (arriba), magnitud de su grado complejo de coherencia temporal y tiempo de coherencia τ_c (centro), densidad de potencia espectral y ancho espectral Δf (abajo) | 17 |
| 1.10. | Representación gráfica de la coherencia espacial. (a) Onda esférica perfectamente coherente. (b) Onda esférica temporalmente coherente y espacialmente incoherente. Los puntos en una distancia radial son correlados, mientras que no todos los puntos de un mismo frente de onda son correlados. La distancia de coherencia es infinito mientras el área de coherencia tiende a un valor infinito. (c) Onda esférica temporalmente y espacialmente incoherente. Los puntos tanto en la distancia radial como en el frente de onda no están correlados. La distancia de coherencia y el área de coherencia toman un valor finito | 18 |
| 2.1. | Traza típica de un OTDR: se muestra cómo se observan los conectores, los empalmes y los tramos de pérdidas por <i>scattering</i> Rayleigh | 23 |
| 2.2. | Traza óptica típica de un ϕ OTDR | 24 |
| 2.3. | Variación de la potencia óptica de un punto de la fibra con el tiempo | 25 |
| 2.4. | Espectro de la variación temporal presentada en la Figura 2.3 | 26 |
| 2.5. | Pulso viajando por la fibra. a) El pulso en la fibra en el instante t_1 excita un conjunto de puntos de <i>scattering</i> . b) El mismo pulso en el instante t_2 | 27 |
| 2.6. | Simulación de la evolución espectral del pulso a lo largo de 10 km bajo el efecto de la MI | 30 |

| | |
|--|----|
| 2.7. (Línea coloreada) Señal ϕ OTDR a lo largo de la fibra bajo test (FUT, <i>Fiber Under Test</i>) para una potencia de pico de entrada de ~ 1.25 W (figura principal) y ~ 0.35 W (figura recuadro). Las pérdidas de la fibra han sido compensadas a lo largo de la traza para mejorar la visualización. La fracción teórica de potencia contenida en la longitud de onda central se ha presentado en ambos casos. La figura superior muestra la visibilidad calculada como $V = (T_{max} - T_{min}) / (T_{max} + T_{min})$, donde T_{max} y T_{min} son los valores máximo y mínimo de la traza sobre un determinado registros de distancia (en este caso, una ventana de 40 m) | 31 |
| 2.8. (Línea coloreada) Potencia óptica normalizada del pico y bandas laterales en el final de la fibra para diferentes potencias de entrada. Figuras insertadas: espectros para potencias de bombeo de entrada de (a) 24.5, (b) 27.8, y (c) 28.8 dBm | 32 |
| 2.9. Distribución de potencia a lo largo de la fibra un pulso de entrada con ER finito | 32 |
| 3.1. Esquema de una configuración típica ϕ OTDR | 37 |
| 3.2. Espectro típico de un láser | 38 |
| 3.3. Inestabilidad de la potencia del láser cuando no se emplea un aislador | 38 |
| 3.4. Espectro de un láser de baja coherencia antes y después de pasar a través del SOA | 39 |
| 3.5. Espectro de amplificación típico de un EDFA | 39 |
| 3.6. Construcción y espectro devuelto de una red de Bragg en fibra | 40 |
| 3.7. Espectro de la luz que ha sufrido <i>backscattering</i> Rayleigh | 41 |
| 3.8. Espectro después del EDFA con y sin señal de entrada | 41 |
| 3.9. Funcionamiento de un DWDM | 42 |
| 3.10. Traza óptica y densidad de energía a lo largo de la fibra óptica para una vibración de 20 Hz al final de la FUT para el caso de estructura no ramificada | 43 |
| 3.11. Espectro de la señal óptica en el punto de máxima energía acústica para el caso de estructura no ramificada | 43 |
| 3.12. Traza simulada según el modelo teórico | 44 |
| 3.13. Espectro simulado según el modelo teórico | 45 |
| 4.1. Esquema de la configuración del ϕ OTDR ramificado | 50 |
| 4.2. Traza óptica y densidad de energía a lo largo de la fibra óptica para una vibración de 20 Hz al final de la FUT para el caso de dos vibraciones de 20 Hz aplicadas | 51 |
| 4.3. Espectro de la señal óptica en el punto de máxima energía acústica para el caso de dos vibraciones de 20 Hz aplicadas | 52 |
| 4.4. Traza óptica y densidad de energía a lo largo de la fibra óptica para una vibración de 30 Hz al final de la FUT para el caso de una vibración de 30 Hz aplicada | 53 |
| 4.5. Espectro de la señal óptica en el punto de máxima energía acústica para el caso de una vibración de 30 Hz aplicada | 53 |

Índice de tablas

| | |
|---|----|
| 1.1. Valores estándar de BFS para fibra monomodo a diferentes longitudes de onda | 14 |
| 1.2. Longitud de coherencia y ancho de banda espectral de distintas fuentes de luz | 18 |
| 4.1. Valores de corriente y temperatura para la sintonización de los distintos valores de longitud de onda empleados en nuestros sistema | 51 |

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación y objetivos

La fibra óptica es conocida generalmente por su uso como medio de transmisión en los sistemas de telecomunicaciones pero cada vez son más las aplicaciones que tiene como elemento sensor. Existen sensores puntuales de fibra óptica que tienen su análogo electrónico (sensores de deformación, temperatura, presión, etc), pero es en los sensores distribuidos de fibra óptica donde se presenta la clara ventaja. En los últimos años, distintos ataques provenientes de diferentes orígenes (ataques terroristas contra infraestructuras ferroviarias en Europa han causado 2100 víctimas en los últimos 7 años; explosiones en gaseoductos como la de Nigeria en 2006 con 150 víctimas o Ghislenghien, Bélgica con 23 muertos y 122 heridos en 2004) han puesto en jaque a los gobiernos y esto ha ocasionado que inviertan muchos esfuerzos en incrementar la seguridad de estas infraestructuras. Las estructuras de transporte y servicios públicos, además de las plantas de generación y distribución energética son cada vez más extensas y complejas. Por ello, evitar accidentes o ataques que puedan poner en peligro a la sociedad es cada vez más difícil y caro. En este marco, los sensores de fibra óptica distribuidos tienen verdadero potencial y es demostrado por numerosos estudios científicos.

La fibra óptica tiene otras muchas ventajas frente a los sensores puntuales que estamos acostumbrados a utilizar:

- No se ve afectada por radiación electromagnética
- No emite radiación electromagnética
- Permite realizar sensado remoto a largas distancias
- Presenta seguridad ante deflagraciones
- Es posible la monitorización en tiempo real
- Presenta tolerancia a altas temperaturas
- Es estable y duradera

Estas propiedades la hacen idónea cuando las condiciones ambientales de trabajo son muy duras, donde otras tecnologías no pueden ofrecer soluciones fiables. De esta forma, los sensores de fibra óptica pueden adaptarse a un gran número de escenarios posibles, son versátiles, fáciles de instalar y utilizar, asequibles económicamente, apenas son perceptibles para evitar sabotajes, requieren poco mantenimiento y presentan una baja tasa de falsas alarmas.

La tecnología de sensores distribuidos de fibra óptica ofrece claras ventajas sobre los sensores convencionales puntuales cuando el número de puntos que se analizan a lo largo de la estructura alcanza valores de varios cientos o miles. Tienen la particularidad de ser los únicos capaces de ofrecer una medida de prácticamente tantos puntos como se desee, utilizando un único hilo de fibra óptica, tanto para medir como para transmitir la información. De este modo es posible monitorizar grandes distancias (>20 km) de manera continua, haciendo posible sustituir centenas de miles de sensores puntuales por un único cable de fibra óptica y un único elemento interrogador.

En la Figura 1.1 se muestra de forma gráfica lo que pretendemos transmitir. Si uno quiere monitorizar una gran estructura, si no emplease sensado distribuido, requeriría una gran cantidad de sensores que a su vez necesitaran muchas conexiones y calibrados. Empleando la fibra óptica esto se simplifica, teniendo que calibrar únicamente un sistema interrogador.

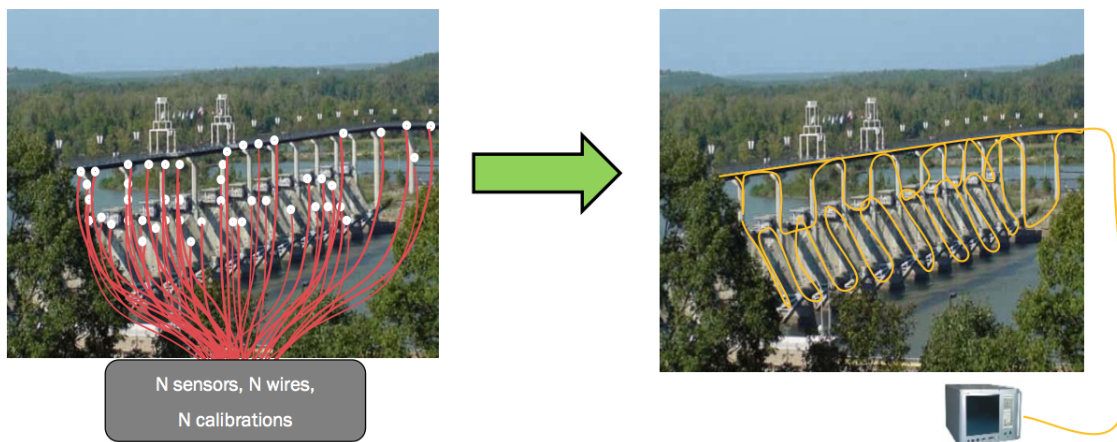


Figura 1.1: Representación de las ventajas del sensado distribuido frente al puntual

Los sensores distribuidos se pueden dividir, según en la literatura, en dos grandes grupos: los que utilizan técnicas de *backscatter* no lineal y *backscatter* lineal. En general todos estos sistemas utilizan pulsos de luz que se propagan por la fibra óptica y cuyo *backscatter* se analiza en función del tiempo de vuelo del pulso por la fibra. Este tiempo de vuelo está relacionado, a través de la velocidad de la luz en la fibra, con la distancia que ha recorrido el pulso. Sin entrar en más detalle, los basados en *backscatter* no lineal son los sensores Raman y Brillouin y los basados en *backscatter* lineal son los sensores basados en Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo (OTDR, *Optical Time Domain Reflectometry*) y sus variantes, técnica desarrollada ya hace 3 décadas, cuyo uso para la medida de atenuación, así como para la localización de fracturas de la fibra o pérdidas por microcurvaturas, conectores, etc... está muy extendida. Más adelante veremos cómo hay otras técnicas basadas en la reflectometría óptica, pero nosotros nos centraremos en la Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo sensible a la fase (ϕ OTDR, *Phase Sensitive Optical Time Domain Reflectometry*), demostrando como puede ser utilizada para la medición distribuida de vibraciones con aplicación en control de perímetros e intrusiones.

Normalmente, los sensores distribuidos son muy adecuados para el seguimiento de estructuras largas y lineales como los ferrocarriles, oleoductos, líneas eléctricas de alta potencia, etc. Por lo tanto, los ingenieros que utilizan sensores de fibra distribuidos, piensan que su uso es adecuado para estructuras lineales. Sin embargo, muchas de las estructuras en las que estos sensores pueden resultar interesantes no son lineales, ya que siguen patrones de red. Un claro ejemplo se encuentra en el transporte de gas y distribución de petróleo. A la hora de transportar el petróleo, los sensores distribuidos se pueden utilizar como una buena herramienta de seguridad, pero en el momento de hacer la distribución hay una limitación. Las tuberías de distribución muestran ramificaciones, y los sensores distribuidos no se acomodan fácilmente a esta nueva estructura. Ocurre lo mismo en el transporte y distribución de electricidad.

Hasta donde sabemos, hay pocas o ninguna referencia sobre la interrogación distribuida de estructuras ramificadas complejas, tales como las redes de gas o distribución de petróleo, *smart grids*, puentes colgantes, etc. El control de estructuras ramificadas complejas sin un aumento en el número de interrogadores podría ser muy beneficioso para algunas aplicaciones. Hay esquemas simples basados en la conmutación que pueden parecer sencillos, sin embargo, esta solución requeriría el despliegue de una red paralela para el control eléctrico lo cual puede ser un inconveniente indeseado en algunos casos.

Por ello es interesante presentar un método sencillo para hacer frente al control de cada una

de las ramas sin necesidad de más interrogadores. En este trabajo, se presenta la posibilidad de medición totalmente distribuida de vibraciones en una topología de fibra compleja utilizando reflectometría óptica en el dominio del tiempo sensible a la fase y el enrutamiento en longitud de onda a cada rama. Esto permitiría monitorizar de forma simple estructuras complejas que presentan ramificación empleando un solo sistema interrogador. Pensamos que dicha técnica abriría las puertas a nuevas aplicaciones de este tipo de sensores distribuidos.

1.2. Propagación de la luz en fibras ópticas

1.2.1. Teoría electromagnética

En esta sección vamos a estudiar los distintos procesos que pueden afectar a la luz al propagarse por una fibra óptica. Estos efectos son los que nos permitirán luego emplear la fibra óptica como un sensor distribuido, pudiendo medir diferentes magnitudes físicas a lo largo de toda la fibra óptica. Dependiendo de cómo sea polarizado el medio por el campo eléctrico, los dividiremos en efectos lineales y no lineales.

Comenzamos exponiendo las ecuaciones de Maxwell [1], que toda onda electromagnética en cualquier medio debe cumplir,

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

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

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

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

donde \vec{E} y \vec{H} son los vectores del campo eléctrico y magnético respectivamente y los vectores \vec{D} y \vec{B} son el desplazamiento eléctrico e inducción magnética; \vec{J} es la densidad de corriente y ρ la densidad de carga. Debido a que vamos a tratar siempre la fibra óptica [2] como medio transmisor y está compuesta de sílice, un medio dieléctrico, supondremos $\vec{J} = 0$ y $\rho = 0$.

La inducción magnética y el campo magnético están relacionados por,

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

donde μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío y \vec{M} es la polarización magnética del medio, pero al tratarse la fibra óptica de un medio no magnético $\vec{M} = 0$, entonces,

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.6)$$

El desplazamiento eléctrico y el campo eléctrico están relacionados por,

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.7)$$

donde ε_0 es la permitividad dieléctrica del vacío y \vec{P} es la polarización inducida por el campo en el medio, debida a la reorientación de las cargas ligadas pertenecientes al medio.

La polarización \vec{P} se relaciona con el campo eléctrico \vec{E} con la siguiente expresión [3],

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E}) + \dots \quad (1.8)$$

donde $\chi^{(j)}$ son los términos de orden j de la susceptibilidad eléctrica. El primer orden corresponde a la parte lineal de la polarización y el resto a los términos no lineales, por lo que podremos dividir la polarización en dos términos,

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \quad (1.9)$$

El principal efecto lineal que vamos a estudiar es el *scattering* Rayleigh, efecto en el que se basa nuestro sensor de intrusiones, pero comentaremos otros efectos como la absorción y la dispersión cromática. De los efectos no lineales, hablaremos de los procesos paramétricos, como la inestabilidad de modulación, y de los no paramétricos, como el *scattering* Brillouin y Raman.

Antes de encaminarnos a estudiar cada uno de estos efectos, es interesante presentar las principales diferencias entre el *scattering* lineal y el no lineal, para así poder tener una idea general que nos permita entender mejor el desarrollo de esta sección.

1.2.2. Tipos de *scattering*

Al transmitir luz por un medio no homogéneo como la fibra óptica, el proceso de dispersión produce que los fotones de la luz incidente se conviertan en fotones dispersados que pueden sufrir un desplazamiento en dirección, fase y frecuencia. En función de si los nuevos fotones tienen la misma energía o distinta a la de los incidentes, podemos hacer la clasificación de *scattering* elástico (lineal) e inelástico (no lineal) [4].

- *Scattering* elástico: los fotones dispersados, al mantener su energía, tienen la misma frecuencia que la luz incidente.
 - *Scattering* Rayleigh espontáneo: surge por las fluctuaciones de densidad del medio por el que se propaga la luz.
- *Scattering* inelástico: los fotones dispersados tienen una frecuencia diferente por una transferencia de energía que surge desde o hacia el medio. Desde el punto de vista mecanocuántico, es debido a la interacción entre los fotones y los fonones. Cuando los fotones son dispersados con menor frecuencia, se habla de componentes de Stokes y cuando el desplazamiento es a una mayor frecuencia se habla de componentes de anti-Stokes.
 - *Scattering* Brillouin espontáneo: debido a fluctuaciones de densidad asociadas a variaciones de presión en el medio. La agitación molecular térmica activa las ondas acústicas que viajan a través de la fibra. La interacción inelástica fotón-fonón acústico conlleva un desplazamiento de frecuencia de los fotones retrodifundidos que es directamente proporcional a la velocidad acústica del medio.
 - *Scattering* Raman: en este caso los fonones que actúan son ópticos originados por la interacción de la luz con los modos vibracionales moleculares. El desplazamiento en frecuencia es de unos tres órdenes de magnitud por encima del generado por *scattering* Brillouin.

En la Figura 1.2, se muestran los distintos tipos de *scattering* que sufre una luz monocromática de frecuencia ν_0 .

1.2.3. Efectos lineales

Como ya hemos comentado, en este subapartado hablaremos de los principales efectos lineales que puede sufrir la luz al transmitirse por una fibra óptica. Comentaremos con más detalle que

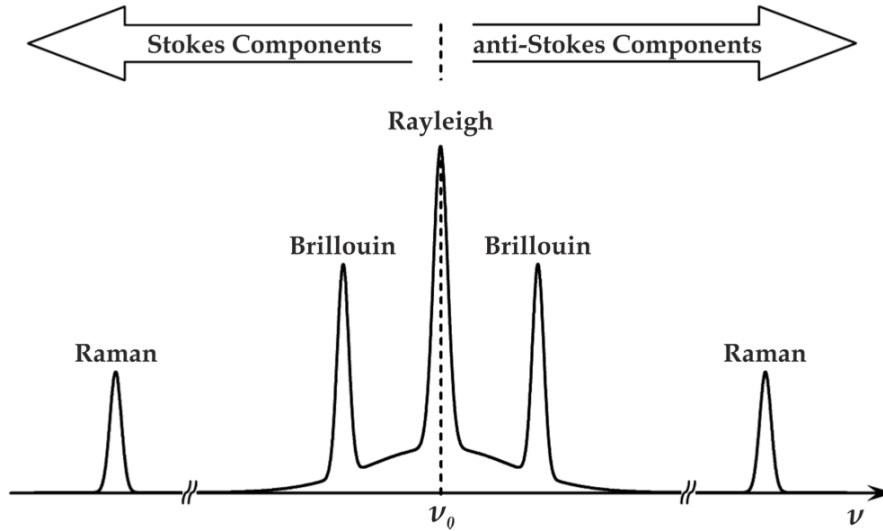


Figura 1.2: Diferentes componentes de frecuencia al sufrir *scattering* en un medio no homogéneo [4].

antes las pérdidas por *scattering* y absorción junto a la dispersión cromática.

1.2.3.1. Absorción y *scattering*

Actualmente, al estar tan desarrollada la técnica de fabricación de fibras ópticas, las impurezas y los defectos son mínimos, haciendo que las principales pérdidas sean debidas a *scattering* Rayleigh y absorción óptica. Las fibras monomodo estándar (SMF, *Single Mode Fiber*) presentan unas pérdidas próximas a 0.2 dB/km en la tercera ventana de comunicación (longitud de onda de 1.55 μm), en la que se suele trabajar por presentar un mínimo de pérdidas.

En una fibra óptica, las pérdidas de potencia de una señal óptica son proporcionales a la potencia óptica que se propaga. La potencia óptica $\mathcal{P}(z)$ después de haber recorrido una distancia z viene dada por,

$$\mathcal{P}(z) = \mathcal{P}_i e^{-\alpha z} \quad (1.10)$$

donde \mathcal{P}_i es la potencia óptica de inserción, en la posición inicial $z = 0$, y α es la constante de atenuación que acumula todas las pérdidas que genera el medio.

La constante de pérdidas α se puede obtener a partir del índice de refracción complejo dependiente de la frecuencia $n_c(\omega)$,

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} \text{Im} \left(n_c(\omega) \right) \quad (1.11)$$

Las pérdidas por absorción se pueden dividir en tres tipos: pérdidas intrínsecas del material (resonancias en el material), pérdidas extrínsecas (debidas a impurezas en la fibra) e irregularidades atómicas.

Todos los materiales presentan ciertas frecuencias de resonancia que producen picos de absorción. Cuando hablamos de fibras de sílice, nos referimos a las resonancias de los enlaces de Si-O y los electrones en los átomos, produciendo picos de absorción en el ultravioleta (<200 nm) y en el infrarrojo (≈ 7000 nm). Estos picos de absorción presentan colas que se extienden hasta el rango del visible y el infrarrojo cercano.

Como ya hemos comentado, las principales pérdidas por *scattering* son generadas por el *scattering* Rayleigh. Esto se puede observar en la Figura 1.3, donde se ve que cuando se trabaja cerca de los $1.55 \mu\text{m}$, las pérdidas son principalmente debidas al *scattering* Rayleigh. Este efecto es debido a cambios aleatorios en el índice de refracción producidos por fluctuaciones de densidad que generan un fenómeno de *scattering* en todas las direcciones.

Ya sabemos que es una dispersión elástica de la luz debido a cambios de índice de refracción aleatorios, pero tiene como característica que se produce en todas las direcciones. Sucede cuando las fluctuaciones de densidad son más pequeñas que la longitud de onda de la onda que se propaga ($<10\%$).

Las pérdidas inducidas por el *scattering* Rayleigh (α_R) se puede expresar como,

$$\alpha_R = \frac{C_R}{\lambda^4} \quad (1.12)$$

Normalmente α_R suele darse en dB/km. La constante C_R depende de los componentes y del método de fabricación de la fibra, pero está típicamente dentro del rango de $0.7\text{-}0.9 \text{ dBkm}^{-1}\mu\text{m}^4$ [1]. Dado que las pérdidas inducidas por *scattering* Rayleigh dependen de λ^4 , son predominantes para longitudes de onda bajas.

Debido a que el *scattering* Rayleigh se produce en todas las direcciones, parte de la luz se acopla de nuevo a la fibra en el sentido contrario a la propagación de la señal inicial. Esto es conocido como el *backscatter* Rayleigh, el cual puede ser medido utilizando un OTDR.

El *scattering* Mie (generado por inhomogeneidades del tamaño mayor a la longitud de onda) y el *scattering* generado por imperfecciones en la interfase recubrimiento-núcleo (*scattering* de guías de onda) también pueden causar pérdidas en la fibra, pero son por lo general insignificantes debido a la calidad de los procesos de fabricación.

También pueden producirse pérdidas extrínsecas, como por ejemplo al aplicar tensiones mecánicas o curvaturas a la fibra que producen pérdidas locales.

En la Figura 1.3 se pueden observar las distintas contribuciones a la constante de pérdidas y como varían en función de la longitud de onda. Vemos como las pérdidas por *scattering* Rayleigh disminuyen a medida que aumenta la longitud de onda. El mínimo local en la curva de atenuación se encuentra en torno a 1550 nm , entre las pérdidas máximas inducidas por los iones OH y la absorción del infrarrojo. Como ya hemos comentado, este mínimo corresponde a la ventana tercera de comunicación, que se emplea en las telecomunicaciones y en nuestro trabajo. Los otros dos mínimos locales que se observan corresponden a la primera y segunda ventanas de comunicación, que se encuentran a 800 nm y 1310 nm , respectivamente.

1.2.3.2. Dispersión cromática

La dispersión cromática es la dependencia de la velocidad de fase (y por lo tanto el índice de refracción) con la frecuencia de la onda que se propaga. Este efecto es responsable de la elongación de los pulsos que se propagan en fibras ópticas y por lo tanto es un efecto no deseado en las comunicaciones ópticas, debido a que pueden producirse solapamientos de datos.

Cuando una onda electromagnética $\vec{E}(\omega)$ se propaga en un medio dieléctrico, induce una polarización lineal $\vec{P}_L(\omega)$ el cual normalmente es dependiente de la frecuencia. Esta polarización depende de cómo responden los electrones ligados del medio con el campo aplicado $\vec{E}(\omega)$ y por lo tanto es fuertemente dependiente de las frecuencias de resonancia del medio. La susceptibilidad

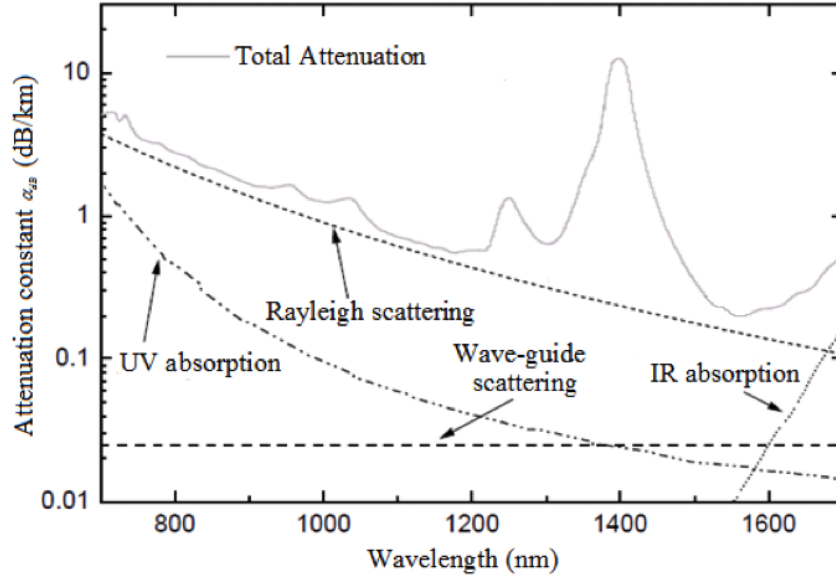


Figura 1.3: Constante de atenuación en una fibra típica de sílice para diferentes longitudes de onda [5].

lineal que ya vimos anteriormente $\chi^{(1)}(\omega)$ se define como,

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{\vec{P}_L(\omega)}{\varepsilon_0 \vec{E}(\omega)} \quad (1.13)$$

donde ε_0 es la permitividad dieléctrica del vacío. Muchas características de la fibra pueden ser derivadas de la susceptibilidad eléctrica de primer orden $\chi^{(1)}(\omega)$. La parte imaginaria y real de este parámetro están relacionadas por las relaciones de Kramers-Kronig [6],

$$\text{Re}(\chi^{(1)}(\omega)) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im}(\chi^{(1)}(\omega')) d\omega'}{\omega' - \omega} \quad (1.14)$$

$$\text{Im}(\chi^{(1)}(\omega)) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}(\chi^{(1)}(\omega')) d\omega'}{\omega' - \omega} \quad (1.15)$$

donde ω es la frecuencia angular de la onda. La susceptibilidad eléctrica de primer orden y el índice de refracción complejo se pueden relacionar como,

$$n_c(\omega) = \sqrt{1 + \chi^{(1)}(\omega)} \quad (1.16)$$

De esta forma vemos que la parte real e imaginaria de $n_c(\omega)$ están relacionadas. La velocidad de fase v_p define la dispersión cromática de la fibra y está relacionada con la parte real del índice de refracción complejo de la siguiente forma,

$$v_p(\omega) = \frac{c}{\text{Re}(n(\omega))} \quad (1.17)$$

En la Figura 1.4 mostramos una representación gráfica de este efecto, donde vemos cómo distintas frecuencias viajan a distinta velocidad.

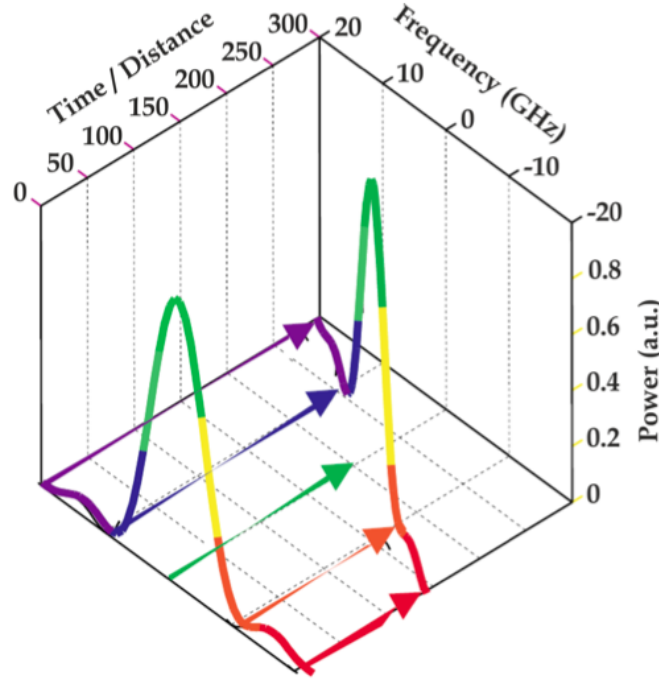


Figura 1.4: Comportamiento en una fibra [7].

En cuanto a la parte imaginaria de $n_c(\omega)$ sabemos que se relaciona con la atenuación como vimos en la ecuación (1.12). Por lo tanto, midiendo el espectro de absorción se puede obtener mediante cálculo la dispersión cromática de la fibra.

Cuando se trabaja con pulsos ópticos, es útil definir la dispersión como un desarrollo de Taylor de la constante de propagación $\beta(\omega)$ alrededor de la frecuencia angular central del pulso ω_0 ,

$$\begin{aligned}\beta(\omega) &= \beta_0 + \frac{\partial\beta(\omega)}{\partial\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\beta(\omega)}{\partial\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\frac{\partial^3\beta(\omega)}{\partial\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \\ &= \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots\end{aligned}\quad (1.18)$$

donde β_0 es el la constante de propagación de ω_0 y β_1 es el coeficiente de dispersión de primer orden el cual es la inversa de la velocidad de grupo v_g ,

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

donde β_2 es el coeficiente de dispersión de segundo orden, también conocido como Dispersión de Retardo de Grupo (GDD, *Group Delay Dispersion*) y β_3 es el coeficiente de Dispersión de Tercer Orden (TOD, *Third Order Dispersion*).

Cuando el $GDD > 0$ (< 0), la dispersión se dice que es normal (anómala). En las fibras de sílice el GDD aumenta con la longitud de onda, que cruza el cero en $\approx 1.3 \mu\text{m}$, aun que se ha conseguido desplazar a $\approx 1.5 \mu\text{m}$ hace ya bastante tiempo [8].

Cuando se emplea una fibra multimodo, los diferentes modos de propagación pueden experimentar diferentes índices de refracción, pero cuando se emplea fibras monomodo, esto no puede suceder. Otro tipo de dispersión en fibras es la dispersión de guía de ondas. Es un fenómeno que sea asocia con el cambio del radio modal con la frecuencia. Puesto que existe una diferencia

entre los índices de refracción del núcleo y el recubrimiento, esto conduce a una variación del índice de refracción efectivo con la frecuencia. La dispersión total en una fibra monomodo será la suma de la cromática y la dispersión de guía de ondas.

1.2.4. Efectos no lineales

Debido a que en nuestro experimento no utilizamos los efectos no lineales para nuestras medidas, sino que debemos de tratar de evitarlos, solo procederemos a exponer cuales son los posibles efectos no lineales que se pueden producir.

Comenzaremos hablando de la Inestabilidad de Modulación (MI, *Modulation Instability*), que es un proceso paramétrico y ya ha sido demostrado hace mucho tiempo que sucede en las fibras ópticas [9]. En este tipo de proceso, los estados iniciales y finales de los átomos del medio en el que las ondas electromagnéticas actúan son iguales. De esta forma, el momento y la energía de las ondas que interactúan se conserva. También son procesos paramétricos la Automodulación de Fase (SPM, *Self-Phase Modulation*) y la Modulación de Fase Cruzada (XPM, *Cross Phase Modulation*), responsables del efecto Kerr. El efecto Kerr induce una dependencia no lineal del índice de refracción con la potencia óptica sin el cual no se produciría la MI.

Por otro lado, en los procesos no paramétricos, el medio ahora sí actúa y absorbe o libera energía del campo electromagnético. Aquí juega un papel importante el efecto Brillouin y Raman, los cuales se pueden emplear para hacer medidas de magnitudes físicas o amplificar señales ópticas de forma distribuida, pero también pueden resultar perjudiciales.

1.2.4.1. Procesos paramétricos: Inestabilidad de modulación

En el dominio espectral, la MI tiene una apariencia de dos bandas laterales a cada lado de la longitud de onda central. En la Figura 1.5 podemos ver un espectro de ganancia típico inducido por la inestabilidad de modulación.

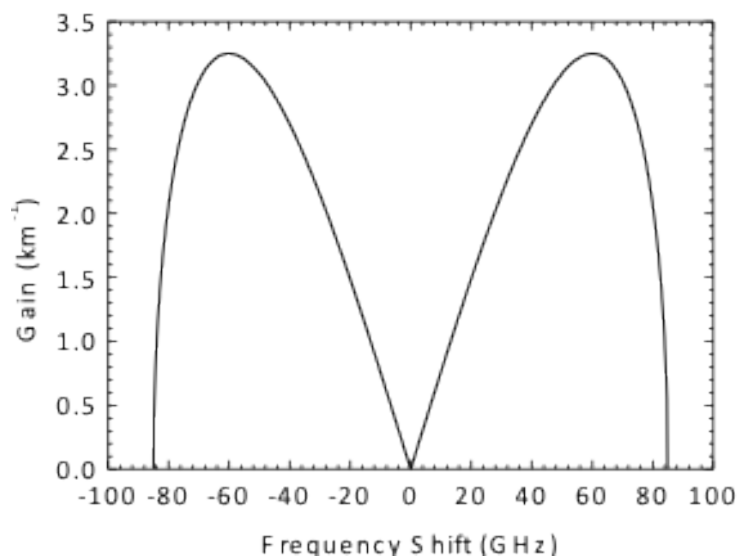


Figura 1.5: Espectro de ganancia inducida por la MI.

Antes de pasar a explicar el fundamento de la MI, tenemos que introducir ciertos conceptos antes. El índice de refracción del medio, debido a la automodulación de fase y la modulación

cruzada de fase, efectos en los que no vamos a entrar en detalle, puede expresarse en función de la intensidad óptica que viaje por el medio como,

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.20)$$

donde n_0 y n_2 son los índices de refracción lineal y no lineal respectivamente. Este efecto es conocido como el efecto Kerr. Cuando trabajamos con fibras ópticas, las fases no lineales inducidas por el SPM y el XPM se suelen expresar en función del coeficiente no lineal de la fibra γ , definido como,

$$\gamma = \frac{\omega_n n_2}{c A_{eff}} \quad (1.21)$$

donde ω_n es la frecuencia del modo que se transmite por la fibra y A_{eff} es el área efectiva del modo guiado.

El efecto MI puede ser una seria limitación en todo sistema de monitorización distribuido, debido a que se emplean haces de luz muy intensos, como es el caso de los sistemas basados en dispersión estimulada como Brillouin y ϕ OTDR. Como veremos más adelante, la MI es un proceso recurrente: cuando las bandas laterales son suficientemente intensas, éstas generan a su vez MI recuperándose en cierta medida el pico central previamente agotado. Debido a esto, en nuestra trazas tendremos regiones en las que se pierde la visibilidad y regiones en las que se recupera cuando se supera el umbral para la MI.

Definidos los anteriores conceptos, vamos a tratar de obtener las ecuaciones que explican la MI. La propagación de un pulso óptico cuasi-monocromático ($\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$) con una frecuencia central ω_0 y un ancho de $\Delta\omega$ en una fibra óptica dispersiva no lineal puede ser descrita a partir de la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE):

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z, T)}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A(z, T) = i\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \quad (1.22)$$

donde β_n es el n-esimo orden del coeficiente de dispersión, $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$ (v_g es la velocidad de grupo), t es el tiempo y z la posición de la fibra. El término $A(z, t)$ es el pulso de campo eléctrico escalar envolvente, que está normalizado con la potencia del pulso como $|A|^2 = \mathcal{P}_0$. Si se asume que la longitud de onda de la portadora no esta cercana al cero de dispersión y la anchura temporal del pulso es mayor a >5 ps, la contribución de β_3 puede ser despreciada. Si consideramos que hay muy pocas pérdidas ($\alpha \approx 0$), la ecuación (1.22) se puede simplificar de la siguiente forma [1, 7],

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} = i\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \quad (1.23)$$

Si $A(z, T)$ permanece constante en el tiempo durante su propagación a lo largo de la fibra, la solución es fácil de obtener:

$$A(z, T) = \sqrt{\mathcal{P}_0} e^{i\mathcal{P}_0 \gamma z} \quad (1.24)$$

Si hay perturbaciones esta solución no es estable. Cuando hay pequeñas perturbaciones $a(z, T)$,

$$a(z, T) = a_1 e^{i(Kz - \Omega T)} + a_2 e^{-i(Kz - \Omega T)} \quad (1.25)$$

donde K y Ω son el número de onda y la frecuencia angular de la perturbación, y satisfacen la relación de dispersión [1, 7]:

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| \sqrt{\Omega^2 + \frac{4\gamma \mathcal{P}_0}{\beta_2}} \quad (1.26)$$

La demostración matemática de este resultado no es trivial por lo que es aconsejable, si se quiere una explicación más extendida, acudir a la bibliografía. Analizando esta última expresión, se puede apreciar como determinante es el régimen de dispersión de la luz viajando por la fibra óptica. Si β_2 es positivo, el número de onda será real para cualquier frecuencia alrededor de la frecuencia central. En este caso, todas las soluciones tendrán una amplitud constante y por lo tanto la solución estacionaria de la ecuación (1.23) será estable en presencia de perturbaciones pequeñas. En cambio, cuando la propagación es anómala, $\beta_2 < 0$, para $|\Omega| < \sqrt{4\gamma\mathcal{P}_0\beta_2^{-1}}$ los valores de K pasan a ser imaginarios, y por lo tanto la amplitud de la perturbación se incrementa exponencialmente conforme la luz viaja por la fibra. El efecto de ganancia en la potencia que sufre una señal separada una frecuencia Ω viene determinado por [1, 7]:

$$g_{mi}(\Omega) = |\beta_2\Omega| \sqrt{\frac{4\gamma\mathcal{P}_0}{|\beta_2|} - \Omega^2} \quad (1.27)$$

donde $g_{mi}(\Omega) = 2 \operatorname{Re}(K)$.

Nos podemos dar cuenta de que la función de ganancia g_{mi} tiene dos máximos a las frecuencias $\Omega_{max} = \pm\sqrt{2\gamma\mathcal{P}_0/|\beta_2|}$ y el valor de la ganancia en estas regiones es $g_{mi}(\Omega_{max}) = 2\gamma\mathcal{P}_0$. La influencia de la dispersión y de la potencia óptica en el efecto MI ha sido demostrado experimentalmente en la tesis de Martín-López. Cuanto menor es el coeficiente de dispersión (D), la bandas laterales de ganancia se extienden mientras la ganancia se mantiene constante (Figura 1.6(a)). Cuando la potencia se incrementa, las bandas de ganancia también aumentan pero en este caso se incrementa su nivel (Figura 1.6(b)).

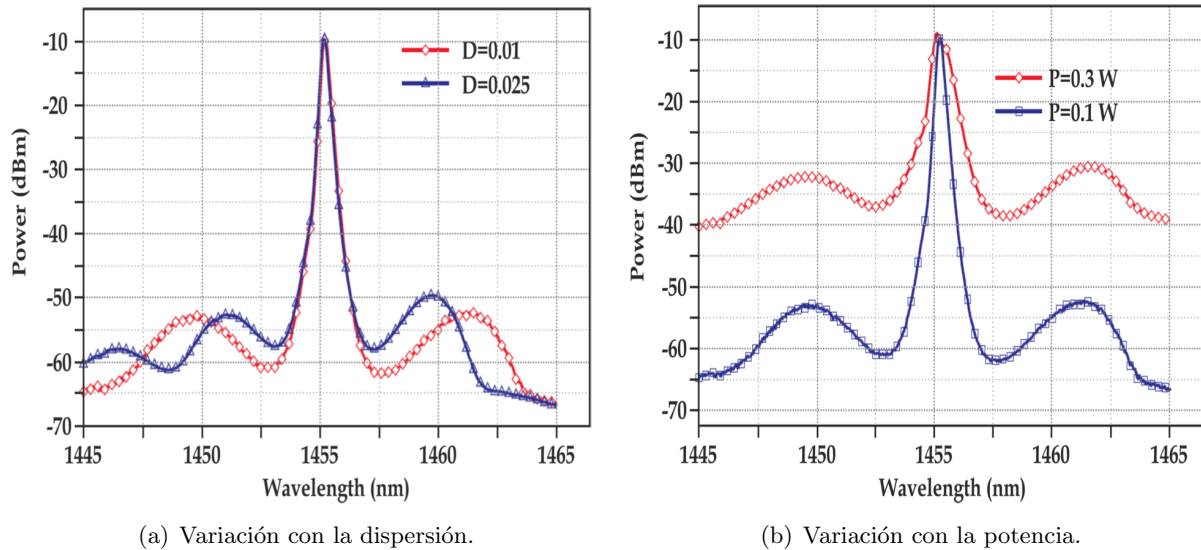


Figura 1.6: Variación del espectro de ganancia como resultado del efecto MI [7].

1.2.4.2. Procesos no paramétricos: *scattering* Brillouin y Raman

Ya hemos hablado de los fenómenos de *scattering* Brillouin y Raman espontáneos, que se producen cuando una señal de alta potencia se introduce en una fibra óptica. Estos fenómenos proporcionan algún tipo de ganancia a otros canales de comunicación a expensas de agotar potencia de otros canales. El desplazamiento en frecuencia debido al *scattering* Raman es aproximadamente de 13.2 THz, mientras que en el *scattering* Brillouin es de 11 GHz, tres ordenes

de magnitud menor como ya comentamos en anteriores secciones (valores típicos para una fibra estándar de comunicaciones).

Es posible crear una versión estimulada de estas dispersiones, por lo que la onda óptica entrante, la onda óptica dispersada y la onda acústica se acoplan en un proceso de amplificación paramétrica. Esto es claramente un efecto no lineal y puede conseguir la amplificación considerablemente más eficientemente que el uso de un proceso paramétrico basado puramente en la polarización no lineal, tales como mezcla de cuatro ondas. En la Figura 1.7 se puede observar como se presenta el efecto de Brillouin estimulado. Cuando se emplea una señal de Sonda Continua (CW, *Continuous Wave*) contrapropagante a la señal pulsada, se generan una banda de ganancia y otra de atenuación.

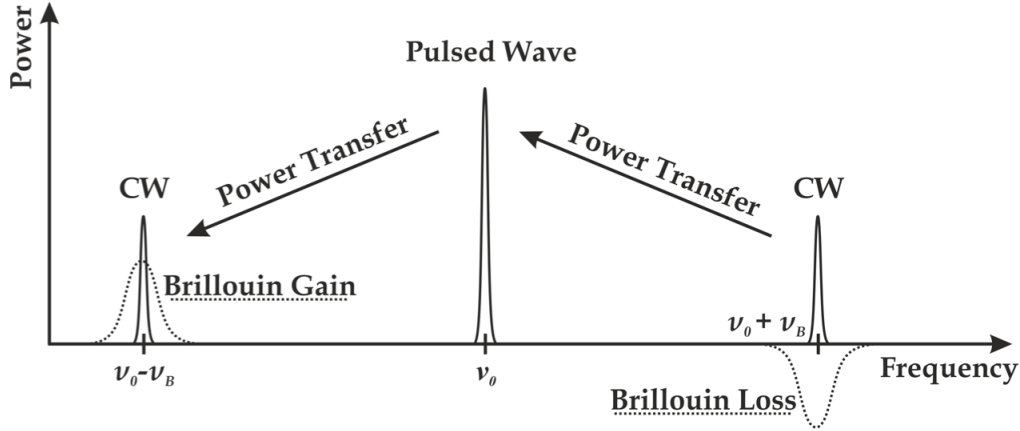


Figura 1.7: Generación de las curvas de Ganancia Brillouin ($\nu_0 - \nu_B$) y de Atenuación Brillouin ($\nu_0 + \nu_B$) [4].

Como veremos más adelante, este efecto no será deseado en nuestro sensor, pero es interesante comentar que en ciertos sistemas como los basados en Análisis o Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo (BOTDA, *Brillouin Optical Time Domain Analysis*) o (BOTDR, *Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*), los primeros desarrollados también en nuestro grupo, puede ser empleado para medir deformaciones relativas y temperatura. La diferencia entre la frecuencia en la que se generan las curvas de Ganancia Brillouin y la frecuencia de bombeo se denomina Desplazamiento Brillouin (BFS, *Brillouin Frequency Shift*) y la anchura espectral de esa curva Ancho de Línea Brillouin.

En la Tabla 1.1 mostramos valores típicos del BFS (ν_B) y el ancho de línea ($\Delta\nu_B$) para distintas ventanas de comunicación:

| Longitud de onda [λ_0] (nm) | Desplazamiento Brillouin [ν_B] (GH) | Ancho de línea Brillouin [$\Delta\nu_B$] (MHz) |
|--|--|---|
| 514 | 34 | 100 |
| 832 | 22 | 70 |
| 1320 | 13 | 35 |
| 1550 | 11 | 30 |

Tabla 1.1: Valores estándar de BFS para fibra monomodo a diferentes longitudes de onda [4].

En una fibra convencional, la variación del desplazamiento en frecuencia Brillouin depende

de estos dos parámetros linealmente como [10,11],

$$\Delta BFS = C_{\nu_B \epsilon} \Delta \epsilon + C_{\nu_B T} \Delta T \quad (1.28)$$

donde de forma típica $C_{\nu_B \epsilon} \simeq 505,5$ MHz/% y $C_{\nu_B T} \simeq 0,95$ MHz/°C para 1550 nm y una fibra monomodo.

Teniendo en cuenta la dependencia de ΔBFS con la temperatura y la deformación, se pueden diseñar sensores de estos dos parámetros.

El efecto Raman también tiene ciertas utilidades. Además de depender de ciertos parámetros y poderse emplear como fundamento de un sensor distribuido, puede emplearse para amplificar una señal de forma distribuida. En la Figura 1.8 mostramos como sería la banda de ganancia Raman cuando se bombea con un láser a 1450 nm. Como vemos, una gran región será amplificada con ese efecto, y al producirse a lo largo de toda la fibra óptica, se hará de forma distribuida.

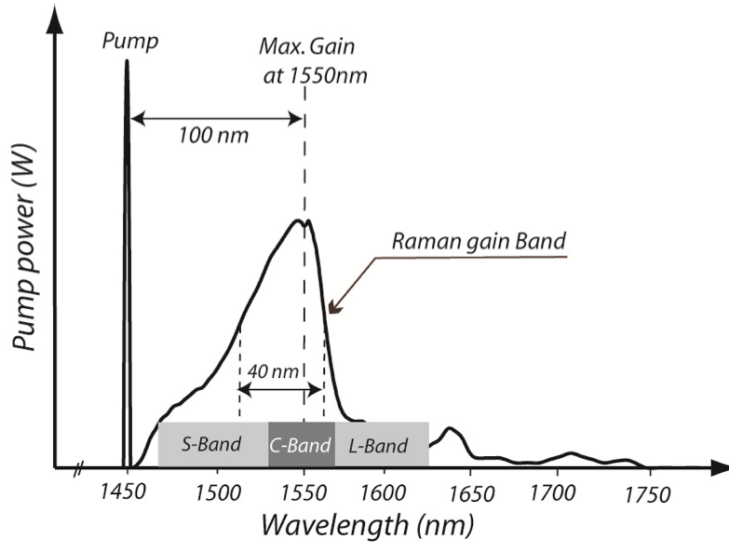


Figura 1.8: Curva de ganancia del bombeo Raman a 1450 nm.

Un dato interesante es que este efecto también puede ser utilizado para diseñar láseres Raman. Situando filtros en las posiciones de los máximos de ganancias, podemos generar una cadena de amplificadores que nos dotan de un láser de alta potencia.

1.2.5. Coherencia

El concepto de la coherencia es muy necesario para entender el fundamento de nuestro sistema, sobre todo cuando hablamos de la coherencia temporal. En este subapartado presentaremos estos conceptos para entender su diferencia y su participación en el fundamento del ϕ OTDR.

1.2.5.1. Coherencia temporal

La coherencia temporal da una medida del grado de correlación entre el valor de la amplitud de la onda en dos instantes diferentes t_1 y t_2 [12,13]. El grado de coherencia temporal es normalmente cuantificado por el tiempo de coherencia τ_c definido como:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\vec{r}, \tau)|^2 d\tau \quad (1.29)$$

donde $\tau = t_2 - t_1$ es el tiempo de retardo y $g(\vec{r}, \tau)$ es el grado complejo de coherencia temporal definido como:

$$g(\vec{r}, \tau) = \frac{\langle U^*(\vec{r}, t)U(\vec{r}, t + \tau) \rangle}{\langle U^*(\vec{r}, t)U(\vec{r}, t) \rangle} \quad (1.30)$$

Aquí $U(\vec{r}, t)$ es la función de onda compleja, como por ejemplo un campo eléctrico complejo $E(\vec{r}, t)$ y $G(\vec{r}, \tau) = \langle U^*(\vec{r}, t)U(\vec{r}, t + \tau) \rangle$ es la función de autocorrelación. El valor absoluto de $g(\vec{r}, \tau)$ solo puede tomar valores: $0 \leq |g(\vec{r}, \tau)| \leq 1$, correspondiendo el cero a una fuente totalmente incoherente y correspondiendo el 1 a una luz completamente monocromática. De esta forma, una onda perfectamente monocromática además de tener un valor de $|g(\vec{r}, \tau)|$ para todo τ igual a la unidad, el tiempo de coherencia será infinito y una Densidad de Potencia Espectral (PSDm, *Power Spectral Density*) tipo delta de Dirac como puede verse en la Figura 1.9(a). Sin embargo, una fuente de luz real tiene un tiempo de coherencia finito. El valor $|g(\vec{r}, \tau)|$ sera la unidad cuando $\tau = 0$ y decrecerá para valores crecientes de τ y aproximandose a cero para grandes valores de τ , como se puede observar en la Figura 1.9(b)-centro. La longitud de coherencia de una fuente de luz se define como:

$$l_c = c\tau_c \quad (1.31)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Cuando el tiempo de coherencia τ_c es mucho más grande que el tiempo de retardo (o, equivalentemente, la longitud de coherencia es mucho más grande que la diferencia de camino recorrido), la fuente de luz puede ser considerada completamente coherente [13].

El tiempo de coherencia τ_c de una fuente de luz está íntimamente relacionada con su anchura espectral Δf por la relación [12, 13]:

$$\tau_c \Delta f \sim 1 \quad (1.32)$$

donde la anchura espectral Δf de una fuente se define como la anchura de su densidad de potencia espectral. Como la densidad de potencia espectral y la función de autocorrelación están relacionadas y forman un transformada de Fourier, de esta forma resulta que la coherencia temporal y el ancho espectral están también relacionadas [12, 13]. La ecuación (1.32) se puede expresar en términos de la longitud de coherencia y la anchura espectral de longitud de onda $\Delta\lambda$ como:

$$l_c \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}^2} \sim 1 \quad (1.33)$$

donde $\bar{\lambda}$ es la longitud de onda media del espectro.

De acuerdo con la ecuación (1.32), un láser altamente coherente (cuasi-monocromático) presenta un tiempo de coherencia grande. Un láser con una anchura espectral de $\Delta f = 1$ MHz presentará un tiempo de coherencia de $\tau_c = 1 \mu s$ y una longitud de coherencia de $l_c = 300 m$. Como veremos, la técnica ϕ OTDR implica la interferencia de los pulsos ópticos consigo mismos en los centros de *scattering* distribuidos por la fibra óptica. Para ello, los láseres de nuestra aplicación tendrán que tener un tiempo de coherencia mayor que la duración de nuestros pulsos, que con lo visto anteriormente esto implica que tengan que ser altamente coherentes.

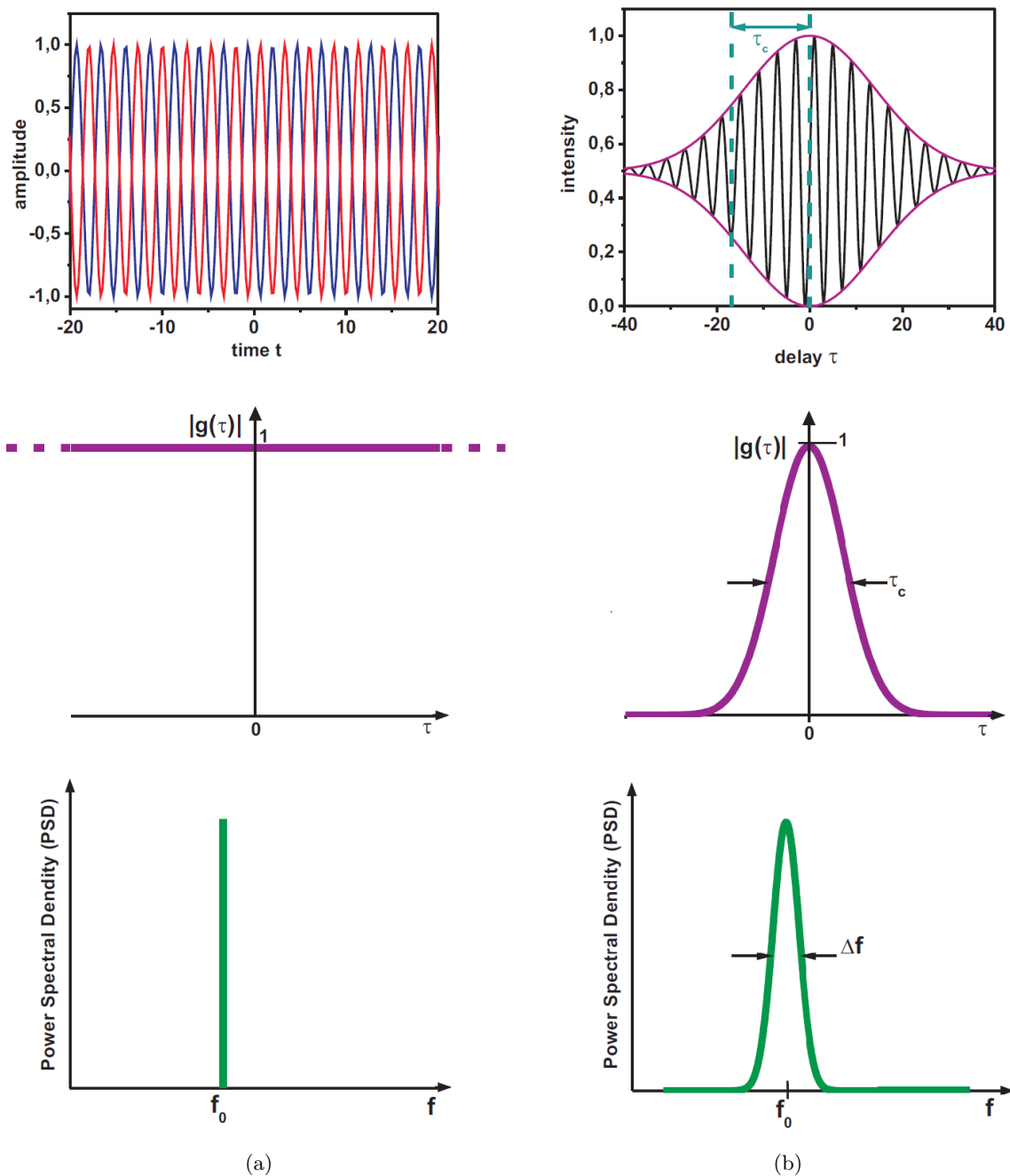


Figura 1.9: (a) Una onda ideal perfectamente monocromática presenta una PSD de tipo delta de Dirac y un tiempo de coherencia infinito. Su superposición con una copia de si misma retrasada por un tiempo τ da una interferencia constructiva (arriba) y un valor de $|g(\vec{r}, \tau)|$ constante y unitario (centro). (b) Representación de una onda real parcialmente coherente: autocorrelación (arriba), magnitud de su grado complejo de coherencia temporal y tiempo de coherencia τ_c (centro), densidad de potencia espectral y ancho espectral Δf (abajo) [14].

En la Tabla 1.2 se comparan las longitudes de coherencia y la anchura espectral de distintas fuentes de luz.

| Fuente | Δf (Hz) | $\tau_c = 1/\Delta f$ | l_c |
|---|-----------------------|-----------------------|-------------------|
| Luz solar filtrada ($\lambda = 0,4 - 0,8 \mu\text{m}$) | $3,74 \times 10^{14}$ | 2,67 fs | 800 nm |
| Diodo emisor de luz ($\lambda = 1 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 500 \text{ nm}$) | $1,5 \times 10^{13}$ | 67 fs | $20 \mu\text{m}$ |
| Lampara de sodio de baja presión | 5×10^{11} | 2 ps | $600 \mu\text{m}$ |
| Láser He-Ne multimodo ($\lambda = 633 \text{ nm}$) | $1,5 \times 10^9$ | 0,67 ns | 20 cm |
| Láser He-Ne monomodo ($\lambda = 633 \text{ nm}$) | 1×10^6 | 1 μs | 300 m |
| Fuente supercontinua ($\lambda = 1550 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 200 \text{ nm}$) | $2,5 \times 10^{13}$ | 40 fs | $12 \mu\text{m}$ |

Tabla 1.2: Longitud de coherencia y ancho de banda espectral de distintas fuentes de luz [13].

1.2.5.2. Coherencia espacial

La coherencia espacial da una medida de la variación de la fase desde una posición \vec{r}_1 a una posición \vec{r}_2 de un frente de ondas en un instante τ más tarde. Como la coherencia temporal, el grado de coherencia espacial puede ser cuantificado por un grado complejo de coherencia espacial $g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$, calculado como:

$$g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\langle U^*(\vec{r}_1, t)U(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle U^*(\vec{r}_1, t)U(\vec{r}_1, t) \rangle} \quad (1.34)$$

donde $U(\vec{r}, t)$ es una función de onda compleja y τ es el tiempo de retardo. Como el grado complejo de coherencia temporal, el grado complejo de coherencia espacial puede tomar solo valores $0 \leq |g(\vec{r}, \tau)| \leq 1$ [12, 13]. El grado de coherencia de una fuente dada en una posición dada \vec{r}_1 es usualmente medida por el área de coherencia A_c . Esta puede ser definida como el área alrededor de \vec{r}_1 donde $|g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|$ es mayor que un valor definido. En la Figura 1.10 tenemos una representación intuitiva del concepto de coherencia espacial.

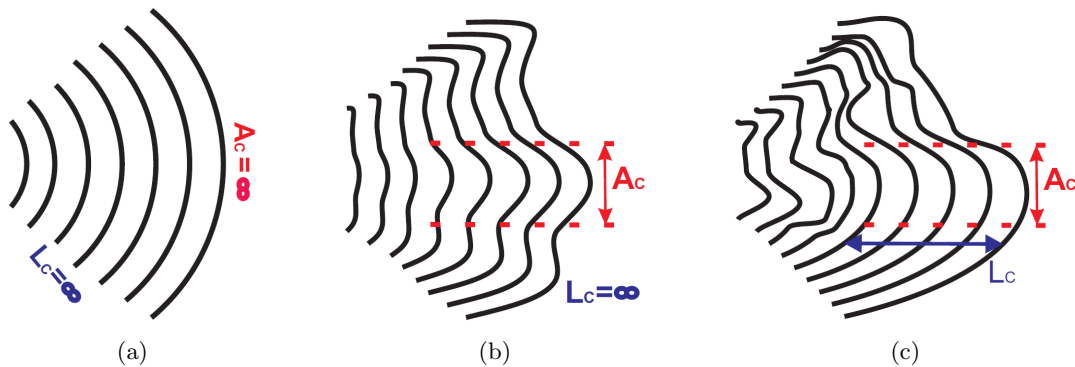


Figura 1.10: Representación gráfica de la coherencia espacial. (a) Onda esférica perfectamente coherente. (b) Onda esférica temporalmente coherente y espacialmente incoherente. Los puntos en una distancia radial son correlados, mientras que no todos los puntos de un mismo frente de onda son correlados. La distancia de coherencia es infinito mientras el área de coherencia tiende a un valor finito. (c) Onda esférica temporalmente y espacialmente incoherente. Los puntos tanto en la distancia radial como en el frente de onda no están correlados. La distancia de coherencia y el área de coherencia toman un valor finito [14].

Una fuente puntual monocromática ideal puede emitir perfecta radiación coherente temporalmente y espacialmente, cuya longitud de coherencia l_c y área A_c son infinitas, como se observa en la Figura 1.10(a). Una fuente monocromática perfecta de una extensión finita presenta un área de coherencia finita pero una longitud (tiempo) de coherencia infinita, como se observa en la Figura 1.10(b). Finalmente, una fuente real de luz siempre presenta un valor finito tanto de la longitud de coherencia como del área de coherencia, como se observa en la Figura 1.10(c). Los valores de l_c y A_c dan, respectivamente, una medida del grado de coherencia espacial y temporal del haz. Por supuesto, las fuentes de luz real son siempre parcialmente coherentes pero, cuando la fase a lo largo del frente de onda no cambia apreciablemente sobre un área comparable con el tamaño del objeto, la fuente de luz puede ser considerada perfectamente espacialmente coherente respecto al objeto bajo investigación.

Capítulo 2

Fundamentos y Estado del Arte

2.1. Fundamento

En esta sección vamos a explicar el fundamento de la técnica en la que se basa el sensor distribuido de vibraciones, la Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo sensible a la fase. Presentaremos tanto el fundamento teórico del sistema como algunas medidas experimentales que nos ayudarán a entender el funcionamiento. Comenzaremos primero hablando de su predecesor, el OTDR convencional.

La técnica OTDR consiste en introducir un pulso de luz de baja coherencia (banda ancha) por la fibra óptica y analizar en el dominio del tiempo toda la luz que se ve reflejada a lo largo de la fibra [15]. Debido a que es conocida la velocidad de propagación en el medio, es fácil relacionar la posición en la fibra en la que se está produciendo una reflexión con el momento en el que se está midiendo. La luz reflejada puede tener distintos orígenes:

- La luz que vuelve en sentido contrapropagante por *scattering* Rayleigh
- Posibles reflexiones por cambios de índice de refracción, empalmes de fibra, conectores, etc

En la Figura 2.1 observamos cómo es una traza típica recogida por un OTDR. Se observa cómo hay una componente que viene del *scattering* Rayleigh y cómo cambia la traza cuando cambia la fibra o hay algún conector que produce reflexiones.

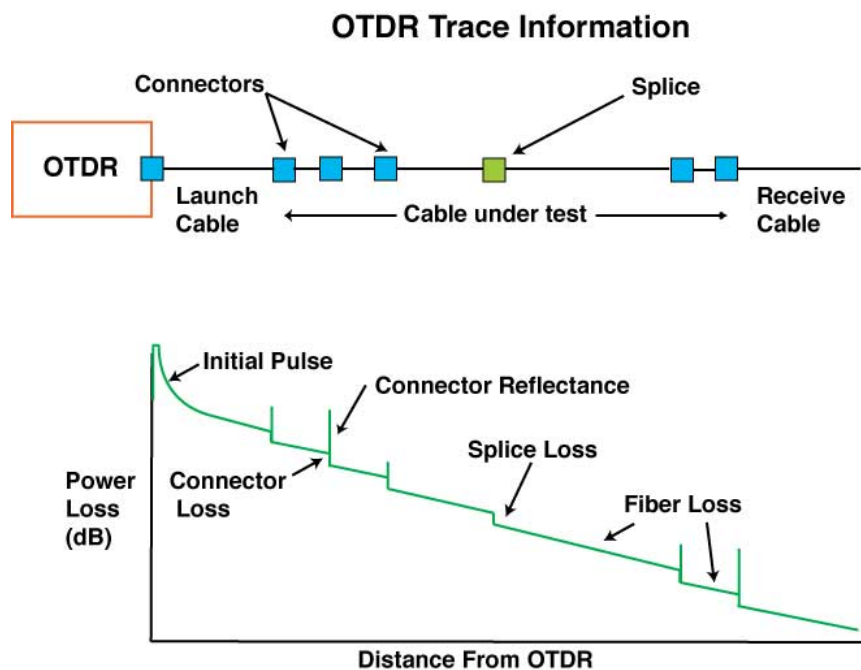


Figura 2.1: Traza típica de un OTDR: se muestra cómo se observan los conectores, los empalmes y los tramos de pérdidas por *scattering* Rayleigh [16].

Los OTDR son utilizados frecuentemente para estudiar el estado de las redes de comunicación de fibra óptica, siendo fácil ver en qué punto hay una posible rotura o pérdida de señal. La resolución espacial con la que se puede medir viene relacionada directamente con el tamaño del pulso inyectado, siendo mayor la resolución cuanto más estrecho sea el pulso. Es importante saber que cuanto más estrecho sea el pulso menor potencia contendrá y por tanto menos distancia será capaz de recorrer debido a la atenuación. Por ello, es importante encontrar un compromiso entre la longitud de fibra que queremos medir y la precisión con la que queremos realizar la medida.

El funcionamiento de un ϕ OTDR es muy parecido al del OTDR, solo que se emplea un láser altamente coherente. Es necesario que el tiempo de coherencia de nuestra señal de bombeo sea mucho mayor al ancho del pulso, de forma que el pulso pueda interferir consigo mismo. En el caso de nuestro experimento emplearemos un láser con una anchura de 1.6 MHz. Como ya hemos comentado con anterioridad, el *scattering* Rayleigh se produce por fluctuaciones de densidad en la fibra óptica. Dichas fluctuaciones las llamamos puntos o centros de *scattering*. De esta forma, mientras en el OTDR únicamente se recoge variaciones de intensidad óptica a lo largo de la fibra, en un ϕ OTDR la luz reflejada por los diferentes centros de *scattering* interfiere coherentemente produciendo una traza de potencia óptica, que a diferencia del OTDR, presenta muchos máximos y mínimos consecuencia del comportamiento interferencial [17–20]. Esto lo podemos observar en la medida experimental [21], realizada en nuestro laboratorio, que se muestra en la Figura 2.2.

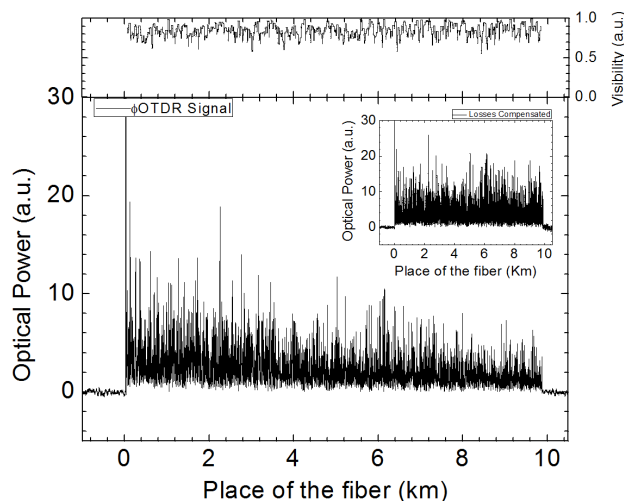


Figura 2.2: Traza óptica típica de un ϕ OTDR [21].

Cuando decimos que un ϕ OTDR es un OTDR sensible a la fase, nos referimos a que el valor de intensidad obtenido en un determinado punto es sensible a las fases relativas entre los campos reflejados provenientes de los diferentes puntos de *scattering* alrededor de dicha posición. Como la posición de estos puntos de *scattering* es aleatoria, las trazas de un ϕ OTDR tienen también oscilaciones aleatorias alrededor del valor promedio de la potencia reflejada. Por lo tanto, cuando no se aplica ningún tipo de perturbación sobre la fibra, los puntos de *scattering* se mantienen en su posición y por lo tanto, la traza que observamos se mantiene constante. Sin embargo, si las fases relativas de las reflexiones provenientes de los diferentes puntos de *scattering* cambian en una determinada posición (por ejemplo por deformaciones o cambios en la temperatura), la traza recogida ya no será la misma. Si se perturba una determinada posición de la fibra con una vibración, la traza muestra variaciones sincronizadas con la frecuencia de dicha vibración.

La medición de vibraciones y control de intrusiones se basa fundamentalmente en el hecho de que la traza varía sincronizada con la vibración aplicada. Un ϕ OTDR para la medición distribuida de vibraciones lanza pulsos coherentes a lo largo de la fibra óptica y recoge la luz que vuelve reflejada y la analiza en el dominio del tiempo. Estos pulsos son introducidos en la fibra con una determinada frecuencia $f_{trigger}$, de tal forma que nunca se emita un pulso nuevo antes de que haya terminado de volver reflejada luz del pulso anterior. El Teorema de Nyquist establece que la frecuencia máxima que se puede analizar de una señal es la mitad de la frecuencia de muestreo que estamos empleando. Por tanto, la $f_{trigger}$ nos limitará la máxima frecuencia de la vibración que podemos analizar. La frecuencia de muestreo del osciloscopio o tarjeta de adquisición que empleamos determinará la resolución numérica que tendremos sobre nuestra

fibra. Cuantos más puntos tengamos en nuestra traza, más posiciones de nuestra fibra estaremos monitorizando. Por lo tanto, pasado un tiempo de medida t_f , habremos recogido un número determinado de trazas $N = t_f \cdot f_{trigger}$ con una cantidad de puntos cada una. Posteriormente se analiza cómo varía la potencia óptica en cada uno de los puntos de la traza con el tiempo, comparando entre las N trazas que tenemos.

En la Figura 2.3 mostramos cómo varía la potencia óptica con el tiempo, en una medida experimental [21], realizada en nuestro laboratorio, del punto de la traza correspondiente a la posición de la fibra en el que se ha aplicado una vibración de 20 Hz.

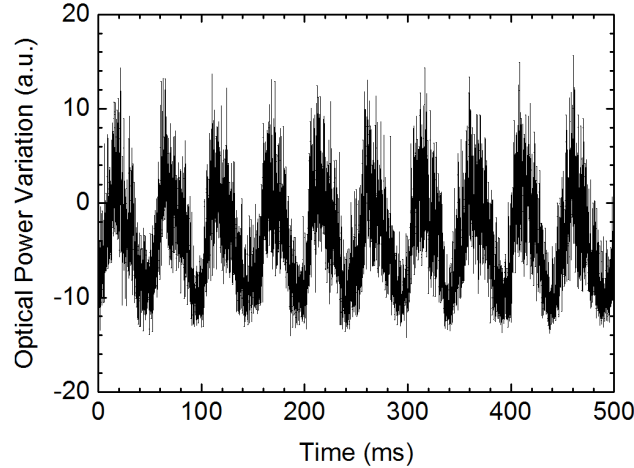


Figura 2.3: Variación de la potencia óptica de un punto de la fibra con el tiempo [21].

Debido a que se ha aplicado una vibración de 20 Hz, el comportamiento en la Figura 2.3 es prácticamente periódico, con un periodo cercano a $T = 50$ ms, correspondiente a la frecuencia de la vibración aplicada. En cambio, si hubiéramos analizado cómo variaba la potencia óptica en un punto de la traza correspondiente a una posición en la fibra no excitada, habríamos podido comprobar cómo permanecería estable y no veríamos ese claro comportamiento periódico. Haciendo una transformada de Fourier a la variación temporal de la potencia óptica, obtendremos el espectro de la vibración aplicada sobre la fibra óptica. En la Figura 2.4 [21] mostramos el espectro de la variación óptica correspondiente a la Figura 2.3. En ella se observan claramente el pico de 20 Hz bien definido y sus armónicos, no linealidades características de los ϕ OTDR como veremos al final de este apartado.

A continuación vamos a presentar un modelo básico que explica bastante bien lo que sucede en la fibra conforme se va transmitiendo el pulso óptico a lo largo de ella. Podemos interpretar, que el pulso óptico tiene una anchura ω_p que se traduce en una determinada sección de la fibra iluminada por dicho pulso. Este pulso, conforme se vaya transmitiendo por la fibra, ira excitando los puntos de *scattering* y produciéndose las reflexiones que volverán hacia el inicio de la fibra. De esta forma, dichas reflexiones podrán interferir consigo mismas al menos la mitad del tamaño del pulso. Gráficamente lo podemos ver representado en la Figura 2.5.

El campo eléctrico en cada posición de la fibra, vendrá dado por la interferencia coherente de las distintas reflexiones que están en ese momento excitadas por el pulso, que matemáticamente se puede describir de la siguiente forma [22]:

$$E(t, z = 0) = E_0 e^{i\omega t} \sum_{m=1}^M r_m e^{-2\alpha z_m} e^{i\phi_m} \quad (2.1)$$

donde:

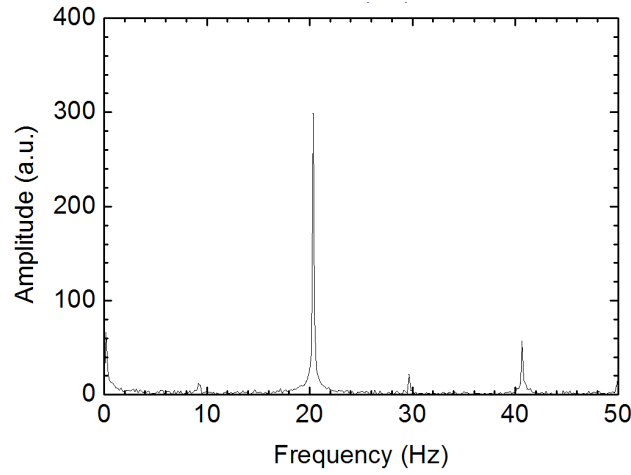


Figura 2.4: Espectro de la variación temporal presentada en la Figura 2.3 [21].

- M : puntos de *scattering* comprendidos en la región $\epsilon \left[\frac{tv_g - \omega_p}{2}, \frac{tv_g}{2} \right]$
- v_g : velocidad de propagación del pulso
- ω_p : ancho del pulso
- α : constante de pérdida
- z_m : posición del punto de *scattering*
- $r_m \in [0, 1]$, normalmente $\ll 1$
- $\phi_m = 2\beta z_m$
- $\beta = 2\pi n/\lambda$
- n : índice de refracción del medio
- λ : longitud de onda de la señal transmitida

La intensidad óptica de cada punto de las trazas que recogemos es básicamente el módulo al cuadrado del campo eléctrico de la onda electromagnética reflejada en cada punto de la fibra óptica, que podemos expresar como [21]:

$$I = |E|^2 = \left| \sum_{m=1}^M r_m e^{i\phi_m} \right|^2 = \sum_{m=1}^M r_m^2 + 2 \sum_{i=1}^{M-1} \sum_{j=i+1}^M r_i r_j \cos(\phi_i - \phi_j) \quad (2.2)$$

Si se introduce una perturbación en el q -ésimo ($q \in [1, M]$) centro de *scattering* con una correspondiente perturbación en la fase de θ_p , la correspondiente variación en la intensidad óptica I_Δ entre la señal no perturbada (I) y la señal perturbada (I') viene dada por [21]:

$$I_\Delta = I - I' = 2 \sum_{i=1}^{q-1} \sum_{j=q}^M r_i r_j [\cos(\phi_i - \phi_j) - \cos(\phi_i - \phi_j - \theta_p)] \quad (2.3)$$

Como es visible, la respuesta del sistema se vuelve generalmente no lineal, excepto para valores muy pequeños de la perturbación θ_p , como ya hemos visto en la Figura 2.4 [21] con la aparición de los armónicos.

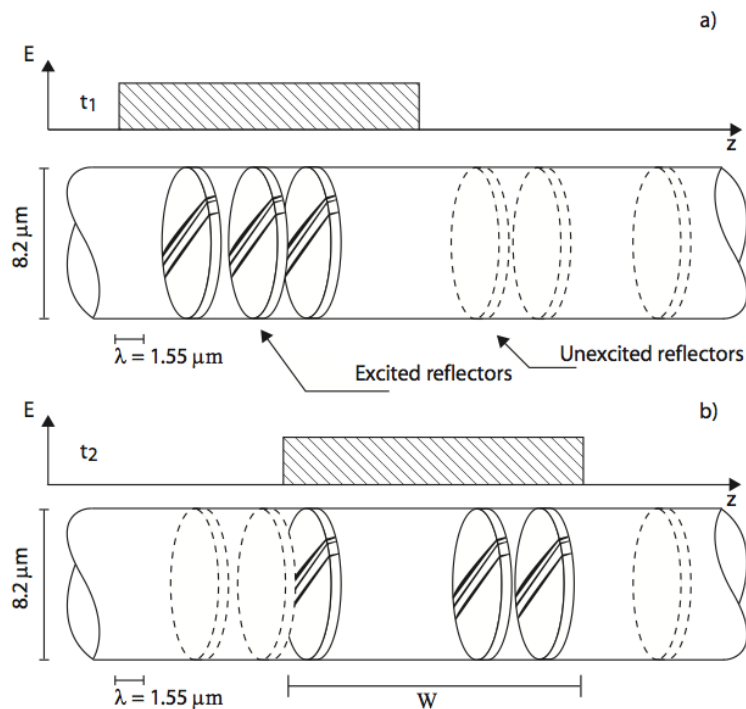


Figura 2.5: Pulso viajando por la fibra. a) El pulso en la fibra en el instante t_1 excita un conjunto de puntos de scattering. b) El mismo pulso en el instante t_2 [22].

2.2. Estado del arte

Un OTDR convencional, como ya hemos comentado, funciona mediante el envío de pulsos de luz por una fibra óptica y el análisis en el dominio del tiempo de la luz que sufre *scattering* Rayleigh y es transmitida en sentido contrapropagante. Los pulsos que utiliza son de baja coherencia (banda ancha) y por lo tanto solo mide variaciones de intensidad. Esta técnica ya fue demostrada hace ya casi cuatro décadas [15,23] y su uso está muy extendido. Los OTDR basados en Rayleigh se pueden dividir en tres categorías: OTDR Coherente (COTDR, *Coherent Optical Time Domain Reflectometry*) [24], OTDR de Polarización (POTDR, *Polarization Optical Time Domain Reflectometry*) [25] y los OTDR sensibles a la fase (ϕ OTDR) [26].

Los sistemas COTDR se refiere al que utiliza detección coherente [24,27–30]. El principio de detección coherente consiste en combinar la señal óptica coherente con un oscilador local antes de llegar al fotodetector. El uso de detección coherente permite una mejora de rendimiento en comparación con la detección directa del OTDR [27], pero también puede conducir a fluctuaciones de la amplitud en la traza introducido por el ruido de desvanecimiento por la interferencia entre la señal y el oscilador local [28,29]. Estas fluctuaciones de amplitud afectan a la determinación del perfil de pérdida de la fibra y por lo tanto se han desarrollado investigaciones para reducir este ruido [29,30].

Los sistemas POTDR utilizan luz polarizada y se introdujeron un par de años después del OTDR [25]. Los POTDR atrajeron una considerable atención debido a la posibilidad de realizar mediciones no destructivas distribuidas de birrefringencia [31] y la longitud de acoplo permitió la medición de la Dispersión del Modo de Polarización (PMD, *Polarization Mode Dispersion*) [32–35] y la Pérdida Dependiente de la Polarización (PDL, *Polarization Dependent Loss*) [35]. Más tarde también se propusieron los sistemas POTDR para la detección de intrusiones, basado

en la alta sensibilidad a las perturbaciones externas en el Estado de Polarización (SOP, *State Of Polarization*) [36–38]. En un trabajo realizado por F. Peng *et al.* en 2013 se mostró la posibilidad de detección de intrusos a lo largo de 100 km empleando asistencia Raman de segundo orden [36]. La principal limitación de esta técnica es que, debido a la naturaleza de la SOP, cuando se produce un evento en un punto de la fibra, toda la traza después de este punto se ve afectada. Por lo tanto, los POTDR pueden detectar el punto de partida de una perturbación de forma muy precisa, pero no su final [37]. Sin embargo, se han demostrado detectores de vibraciones de frecuencias puras de hasta 5 kHz a lo largo de más de 1 km con resoluciones espaciales de hasta 10 m en varios puntos [38].

Por último, los ϕ OTDR emplean, como ya hemos comentado anteriormente, luz coherente (ancho de línea por debajo de unos pocos kHz), incluso si se utilizan en detección coherente [39] o con luz polarizada [40]. Fue introducido inicialmente por Henry F. Taylor como una potente herramienta para la detección de intrusos a lo largo de grandes distancias y, desde entonces, se ha desarrollado una intensa investigación por varias instituciones de todo el mundo. Hasta ahora se han presentado diversos esquemas distintos para mejorar el rendimiento de los ϕ OTDR para la detección de intrusiones y vibraciones de forma distribuida. En ellos se incluyen el uso de luz polarizada [40], la detección coherente [39], eliminación del ruido a través de *wavelet* [41] y asistencia Raman de primer [42] y de segundo orden [43]. También han sido estudiadas cuestiones derivadas de la polarización [43] y de las limitaciones de potencia debido a no linealidades [44]. Han sido demostrados rendimientos de resolución/frecuencia/rango de 0.5m/8kHz/1km [41] y 5m/40kHz/1.25km [21]. Recientemente, el empleo de la amplificación Brillouin con asistencia Raman de primer y segundo orden ha sido propuesto para alcanzar rangos de detección de 175 kilómetros, aunque en este caso la amplificación depende de la temperatura, de forma que puede conducir al sistema a la inestabilidad frente a la temperatura. Los sistemas ϕ OTDR se han utilizado también para obtener mediciones estáticas de temperatura con una resolución mucho mayor que los sensores de temperatura basados en Brillouin: 0.01 °C, un rango mayor de 8 km y una resolución espacial de 1 m [20]. Un trabajo preliminar también informa de la posibilidad de medir con alta sensibilidad la birrefringencia a lo largo de las fibras [45]. Un inconveniente de esta técnica es que se basa en mediciones relativas, lo que requiere la comparación entre dos estados de la fibra.

Es importante tener una buena visibilidad y una alta relación señal-ruido (SNR, *Signal to Noise Ratio*) en la traza medida para lograr mediciones de vibraciones fiables. Lo que siempre se busca es conseguir un mayor alcance en la medida e incrementar la resolución de ésta. La visibilidad de la traza será alta si la coherencia del láser de entrada es alta (en comparación con el ancho del pulso). Como es lógico, esta visibilidad se mantendrá elevada en el caso de que la coherencia del pulso que se introduzca se mantenga también. El rango dinámico, la resolución y la SNR están estrechamente relacionadas. Para una determinada resolución (ancho del pulso de entrada), aumentar el rango dinámico y la SNR de un ϕ OTDR puede lograrse incrementando la potencia de pico a la entrada. En ϕ OTDR no se puede permitir que aparezcan efectos no lineales, como veremos en el siguiente apartado, efectos que aparecen si se aumenta demasiado la potencia que se emplea [1], siendo el primer efecto en surgir la MI. Como ya hemos visto, el MI en las fibras resulta de la interacción del efecto Kerr y la dispersión anómala. Este efecto fue demostrado hace mucho tiempo en las fibras ópticas [9] y sus efectos han sido teóricamente y experimentalmente descritos [1, 46], incluyendo descripciones detalladas de su dependencia espectral [47]. En el siguiente apartado comentaremos los efectos que tiene el MI sobre las trazas que medimos.

A día de hoy para que un aumento significativo del rendimiento de un ϕ OTDR sólo se puede lograr utilizando amplificación óptica [48]. En particular, la ya comentada amplificación Raman distribuida es ideal para una mejora importante en el rango, pudiéndose conseguir mediante este tipo de amplificación mantener la potencia del pulso óptico casi constante a lo largo de toda la

fibra.

2.3. Limitaciones de potencia

Para lograr mediciones de vibración fiables, es indispensable tener en la traza medida una relación señal-ruido buena. Además, generalmente se desea tener el máximo alcance y mejor resolución posible. El rango, la resolución y el SNR son parámetros estrechamente relacionados. Para una resolución dada (ancho del pulso de entrada), un aumento del rango dinámico y SNR de un sensor ϕ OTDR sólo se puede lograr mediante el aumento de la potencia de pico de bombeo de entrada. Sin embargo, la potencia de pico de bombeo de entrada no se puede indefinidamente aumentar debido a la aparición de efectos no lineales no deseados. El efecto no lineal que surge primero es la MI, cuyo fundamento ya lo hemos explicado con anterioridad. Es un fenómeno directamente relacionado con la potencia del bombeo empleado y de la dispersión de la fibra óptica a través de la cual las señales viajan [49, 50]. Puesto que las fibras empleadas en los sensores de vibraciones distribuidos basados en Rayleigh son generalmente SMF estándar de largo alcance con dispersión anómala a 1550 nm, la MI depende principalmente del nivel de potencia de bombeo creando un agotamiento de la señal bombeo, que se manifiesta como la aparición de dos bandas laterales a cada lado de la longitud de onda del haz de bombeo [44]. Bajo esta condición, surge un intercambio de energía entre el bombeo y las bandas laterales generadas, un fenómeno conocido como la recurrencia de Fermi-Pasta-Ulam (FPU) [51]. El efecto perjudicial de la MI en los sensores distribuidos de fibra ha sido estudiado por Alasia en su tesis [52].

Como se ha demostrado por Martins *et al.* en [44] sobre 10 km, para potencias de bombeo <26 dBm (400 mW), el efecto de MI es insignificante, ya que la onda de bombeo contiene 90 % de la potencia total. Por el contrario, para niveles de potencia más altos, la señal de bombeo se agota en favor de las bandas laterales generadas por la MI. Sin embargo, como ya se ha probado en varias obras que se ocupan del FPU [51, 53], cuando se aumenta el rango o la potencia de bombeo, la transferencia de energía se invierte después de cierta distancia que se traduce como un retorno de energía a partir de las bandas laterales a la onda bombeo central. Después de un poco más de distancia, el fenómeno de nuevo transfiere la potencia desde el bombeo a las bandas laterales, y así sucesivamente, lo que resulta en un patrón de energía oscilatoria en el pulso de bombeo. Este comportamiento se puede observar en la simulación representada en la Figura 2.6 [44], que puede obtenerse de la ecuación de la Schrödinger no lineal (NLSE, *Non-Linear Schrödinger's Equation*) (véase la ecuación (1.22)) y usando ruido como una semilla.

También hay hecho trabajo experimental respecto a la MI. Como hemos comentado, la potencia de la señal de bombeo oscila conforme se propaga por la fibra óptica. Este efecto se puede observar en la Figura 2.7 [44]. Se registraron trazas con diferentes potencias de pulso de entrada. Se pudo observar cómo para potencias de pico de entrada bajas (<400 mW), los resultados eran como los que se muestran en el recurado de la Figura 2.7 (las pérdidas debidas a la atenuación propia de la fibra han sido compensadas numéricamente para poder visualizar mejor los efectos). Como es visible, la traza muestra las oscilaciones aleatorias esperadas propias de un patrón interferencial, donde la amplitud de las oscilaciones permanece constante a lo largo de la fibra (no perdemos visibilidad con la propagación). Si introducimos suficiente potencia óptica (por ejemplo 1.25 W) se genera MI y por lo tanto hay regiones en las que se pierde la visibilidad. En la Figura 2.7 vemos que estas posiciones son 4.4, 6.8 y 9.5 km. Debido a que la sensibilidad del ϕ OTDR depende de la visibilidad de las interferencias, se puede concluir que en estas posiciones no tendríamos casi sensibilidad a la vibración. También se observa que la sensibilidad global también disminuiría rápidamente, lo que reduce severamente el rendimiento

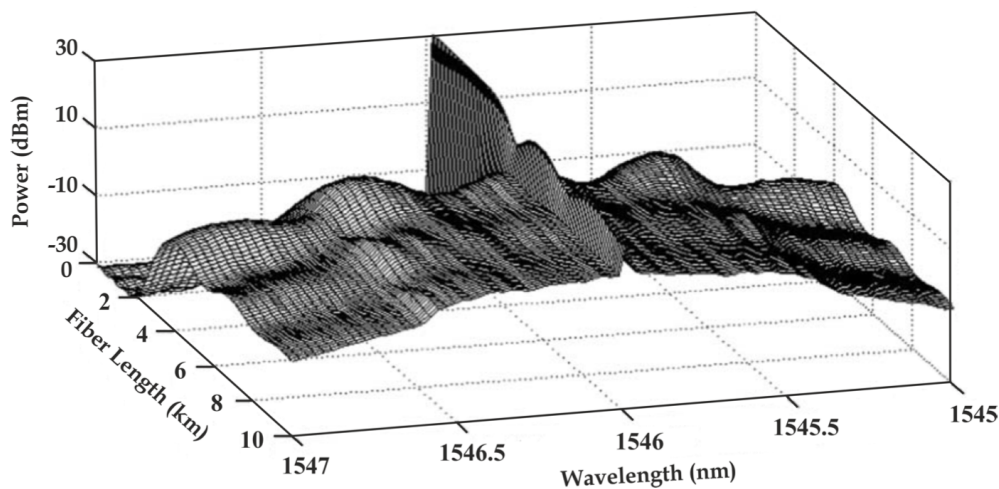


Figura 2.6: Simulación de la evolución espectral del pulso a lo largo de 10 km bajo el efecto de la MI [44].

del sensor, perdiendo rango.

Podemos concluir con estos resultados que para potencias bajas (<400 mW), el efecto MI es insignificante y la propagación del pulso a lo largo de la fibra puede considerarse lineal. En estas condiciones, el contenido espectral del pulso se mantiene inalterado y la visibilidad de la interferencia sigue siendo elevada y constante a lo largo de la fibra. En cambio, cuando se emplean potencias de entrada más altas, aparece ganancia MI. Esto conduce a un agotamiento de la línea del láser principal en favor de las bandas laterales. Debido a que las bandas laterales son espectralmente anchas, la visibilidad de la interferencia detectada se atenúa y el contraste de las oscilaciones disminuye. Sin embargo, sucede el fenómeno FPU de recurrencia y con el aumento de la distancia o la potencia de entrada, esta transferencia de energía se invierte después de un cierto punto mínimo y las bandas laterales transfieren de nuevo algo de energía a la línea central del láser. Por lo tanto, la traza en esta región recupera de nuevo el contraste y permite de nuevo el sensado. Este proceso de inversión se produce varias veces obteniendo el patrón oscilatorio de visibilidad de las interferencias a lo largo de la fibra que ya habíamos introducido antes.

Otra forma de ver esto es colocando un Analizador de Espectros Óptico (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*) a la salida de la fibra óptica, y así poder analizar el espectro de la señal. En la Figura 2.8 se muestra un gráfico de la potencia óptica de pico y la potencia integrada contenida en las bandas laterales (MI) según ha registrado un OSA en el extremo de la fibra para diferentes potencias de entrada [44]. Podemos observar un efecto similar a la evolución a lo largo de la fibra en la Figura 2.7. Para potencias por debajo de los 400 mW, el espectro registrado en la salida de la fibra muestra que el 90 % de la potencia está contenida en la longitud de onda central. Por lo tanto, se espera que la visibilidad de la traza se mantenga alta a lo largo de la fibra óptica. Con el aumento de la potencia de los pulsos de entrada, se observa que más energía está contenida en las bandas laterales hasta que alcanzan un mínimo. Este mínimo registrado en el pico central coincide también con un mínimo en el contraste de las interferencias grabadas en el extremo más alejado de la traza ϕ OTDR. En la Figura 2.8 se muestran los espectros de salida para (a) 24,5, (b) 27,8, y (c) 28,8 dBm de potencia de pico de entrada. Entre los 24,5 y los 27,8 dBm en la potencia de entrada se observa un aumento de las bandas laterales y una disminución del pico central. Posteriormente, entre los 27,8 y los 28,8 dBm se observa un pequeño aumento de la potencia del pico central y una pequeña disminución de las bandas laterales. Analizando la visibilidad de la traza en el final de la fibra, también se puede observar como va variando en

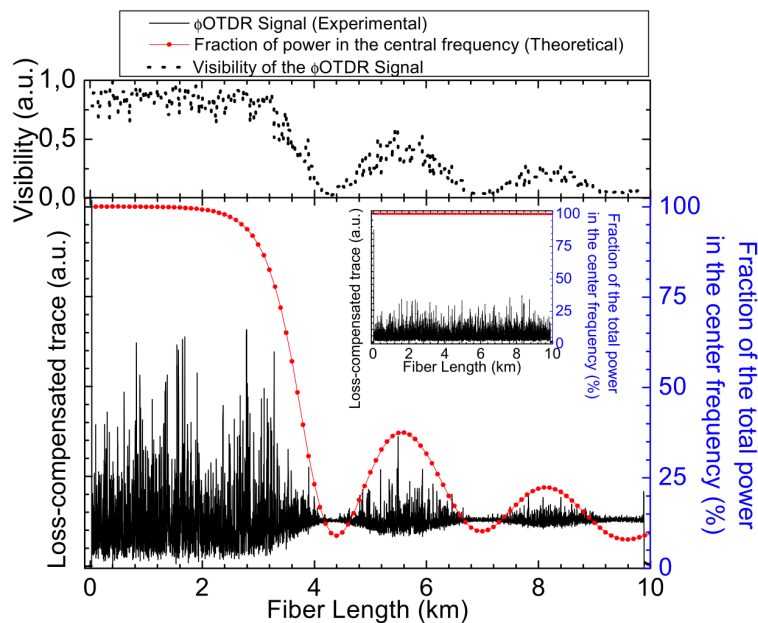


Figura 2.7: (Línea coloreada) Señal ϕ OTDR a lo largo de la FUT para una potencia de pico de entrada de ~ 1.25 W (figura principal) y ~ 0.35 W (figura recuadro). Las pérdidas de la fibra han sido compensadas a lo largo de la traza para mejorar la visualización. La fracción teórica de potencia contenida en la longitud de onda central se ha presentado en ambos casos. La figura superior muestra la visibilidad calculada como $V = (T_{max} - T_{min}) / (T_{max} + T_{min})$, donde T_{max} y T_{min} son los valores máximo y mínimo de la traza sobre un determinado registros de distancia (en este caso, una ventana de 40 m) [44].

estos tramos tal y como hemos comentado con anterioridad.

Por lo tanto, entendido que a partir de los 400 mW se produce la inestabilidad de modulación, es conveniente tratar de trabajar con potencias menores a este valor y así evitar dicho efecto. Como hemos visto, si se produjera la MI, habría regiones de nuestra traza en las que la visibilidad sería nula, llegando a no recuperar la visibilidad pasada una cierta distancia, que como ya hemos visto puede ser próxima a los 10 km.

Otro efecto que puede generarse en nuestro sistema es el efecto Brillouin. A diferencia del MI, este es más probable que suceda en el Amplificador de Fibra Dopada con Erblio (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*), debido a que contiene una fibra óptica altamente no lineal. Como hemos comentado con anterioridad, el efecto Brillouin genera también unas frecuencias desplazadas que se alimentan del pico central y se propagan en el sentido contrapropagante al pulso de bombeo. De esta forma, podríamos llegar a perder la señal a la salida del EDFA en lugar de amplificarla. Por ello, colocaremos un atenuador antes del EDFA para controlar la potencia que se inyecta y así evitar que pueda producirse este efecto no lineal. El efecto Brillouin estimulado se genera con una CW con una potencia de entrada de 1 mW [1].

2.4. Relación señal ruido y ratio de extinción: SNR y ER

Como ya hemos visto antes, la mínima señal detectable está limitada por el ruido en la detección óptica. Hay dos tipos de fuentes de ruido presentes en un sistema ϕ OTDR: ruido eléctrico causado en el proceso de fotodetección (incluyendo ruido *shot* y ruido térmico) y ruido

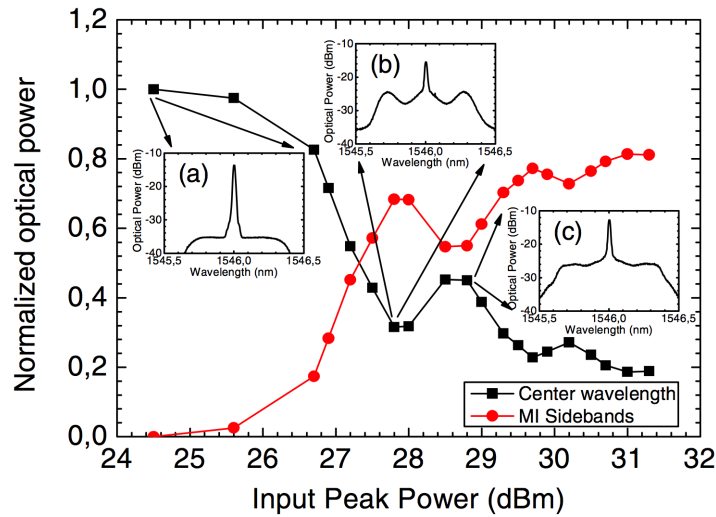


Figura 2.8: (Línea coloreada) Potencia óptica normalizada del pico y bandas laterales en el final de la fibra para diferentes potencias de entrada. Figuras insertadas: espectros para potencias de bombeo de entrada de (a) 24.5, (b) 27.8, y (c) 28.8 dBm [44].

óptico causado por fluctuaciones en la potencia de entrada al detector (introducido por los amplificadores ópticos y a pérdidas en la generación del pulso). En los fotodetectores de alto rendimiento, las contribuciones de ruido por el proceso de fotodetección son próximas al mínimo fundamental. Considerando parámetros habituales (potencias de pico de cientos de milivatios, longitudes de pulso del orden de metros y coeficiente de *scattering* Rayleigh de -70 dB/m), la SNR dada por procesos de detección pura con un detector de 100 MHz es del orden de 20 dB. Por lo general, el ruido óptico será un problema mucho más importante como veremos.

El ruido óptico está afectado en gran medida por el hecho de tener siempre un Ratio de Extinción (ER, *Extinction Ratio*) finito. La Figura 2.9 muestra la distribución de la potencia a lo largo de la fibra para un pulso de entrada en un ϕ OTDR con un ER finito.

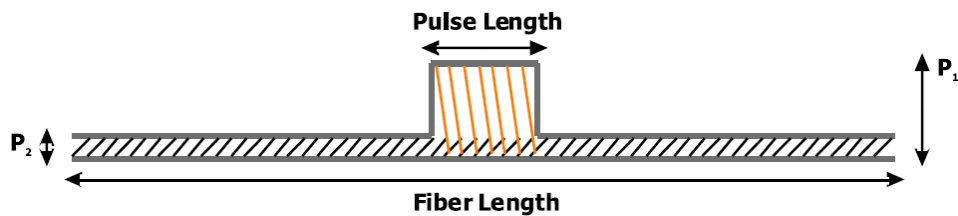


Figura 2.9: Distribución de potencia a lo largo de la fibra un pulso de entrada con ER finito [21].

El ruido de intrabanda es generado debido al hecho de que hay potencia óptica a la frecuencia de bombeo fuera del pulso inyectado. El ratio entre la potencia de pico del pulso de bombeo de entrada (P_1) y la potencia filtrada a la frecuencia de bombeo (P_2) es el ER del generador de pulsos usado ($ER = P_1/P_2$). Considerando un tipo de ruido incoherente entonces: $SNR(\text{intrabanda}) \propto ER \cdot L_{pulse}/L_{fiber}$, donde L_{fiber} y L_{pulse} son respectivamente las longitudes de la fibra y del pulso en la fibra. Sin embargo, si la longitud de coherencia del laser es mucho mayor que la del pulso y se extiende por toda la fibra completamente, la componente de luz continua retrodifundida interferirá coherentemente con la retrodifundida del pulso. En este caso la potencia detectada tendrá términos proporcionales a la potencia de bombeo de entrada ($\alpha_{Rayleigh} P_1 L_{pulse}$)(señal), de fondo ($\alpha_{Rayleigh} P_2 L_{fiber}$)(ruido de fondo) y de la interferencia

de las dos ($\alpha_{Rayleigh} \sqrt{P_1 L_{pulse} P_2 L_{fiber}}$) (ruido coherente). Considerando parámetros habituales ($P_1 L_{pulse} \gg P_2 L_{fiber}$), la SNR será entonces:

$$\text{SNR} \propto \sqrt{\text{ER} \cdot L_{pulse} / L_{fiber}} \quad (2.4)$$

Usando valores típicos, para rangos de 10 km y pulsos de 10 m de longitud, es necesario un ER de 50 dB para obtener una SNR del orden de 10 dB. Esto no es fácil de conseguir mediante métodos de pulsados convencionales como los moduladores electro-ópticos. Como veremos en el siguiente capítulo, emplearemos un Amplificador Óptico de Semiconductor (SOA, *Semiconductor Optical Amplifier*) para conseguir estas altas tasas de extinción.

Capítulo 3

ϕ OTDR tradicional

3.1. Esquema

En esta parte del trabajo presentamos el esquema general del ϕ OTDR desarrollado en nuestro grupo y los principales parámetros que hemos utilizado como: frecuencia de *trigger*, longitud de onda del láser o anchura del pulso óptico. Expondremos los distintos elementos ópticos y eléctricos que lo forman y cual es la función que desempeñan en el instrumento. Entre los dispositivos empleados se encuentran: fuente láser de luz altamente coherentes, amplificadores ópticos (de semiconductor y de fibra dopada con erbio), aisladores, acopladores, enfrentadores, atenuadores, filtros ópticos, fotodetectores y elementos de alimentación. En la primera parte de esta sección, presentaremos una configuración típica y continuaremos comentando uno a uno los distintos elementos de dicha configuración.

En la Figura 3.1 mostramos los elementos que componen un ϕ OTDR como en [21].

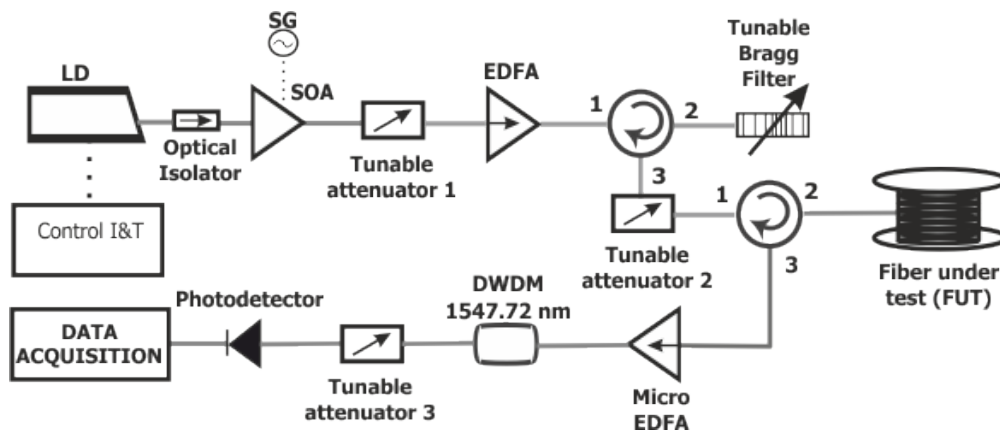


Figura 3.1: Esquema de una configuración típica ϕ OTDR.

Como se puede observar, nos encontramos una primera etapa de generación del pulso y acondicionamiento en la que se encuentra: la fuente láser, un aislador, un SOA, dos atenuadores, un EDFA y una Red de Bragg (FBG, *Fiber Bragg Grating*). A continuación el pulso es introducido en la FUT y toda la luz que se refleja por *scattering* Rayleigh vuelve y se introduce en la segunda rama de nuestro dispositivo. Esta rama es la rama de detección, en la que intervienen otro amplificador de erbio, un Multiplexador Compacto por División en Longitud de Onda (DWDM, *Dense Wavelength Division Multiplexing*), otro atenuador y finalmente el fotodetector. Vamos a comentar a continuación cómo actúa cada uno de estos elementos.

El primer dispositivo que nos encontramos es la fuente láser. Se trata del láser de FIBEL FRL15DCWD, un láser de semiconductor con una coherencia espectral de 1,6 MHz. La corriente máxima que puede alimentarlo es de 300 mA y no debe salirse mucho del rango de temperaturas 20-35 °C cuando esté trabajando. En la Figura 3.2 podemos observar el espectro típico del láser. Se ve claramente una longitud de onda muy bien definida, que nos permitirá generar pulsos altamente coherentes necesarios para un ϕ OTDR. El láser es controlado en corriente y temperatura con un *Laser Diode Controller* LDC-3700C de NEWPORT. Aproximadamente, considerando una dependencia lineal, la sensibilidad en longitud de onda con la temperatura es ≈ 94 pm/°C y con la corriente $\approx 4,6$ pm/mA. La longitud de onda que hemos empleado ha sido $\lambda = 1547,72$ nm.

El segundo elemento que nos encontramos es un aislador. Un aislador es un elemento que únicamente deja circular luz en una de las direcciones. De esta forma, con el aislador evitamos que luz reflejada pueda volver hacia el láser y así evitar posibles inestabilidades en la traza. En

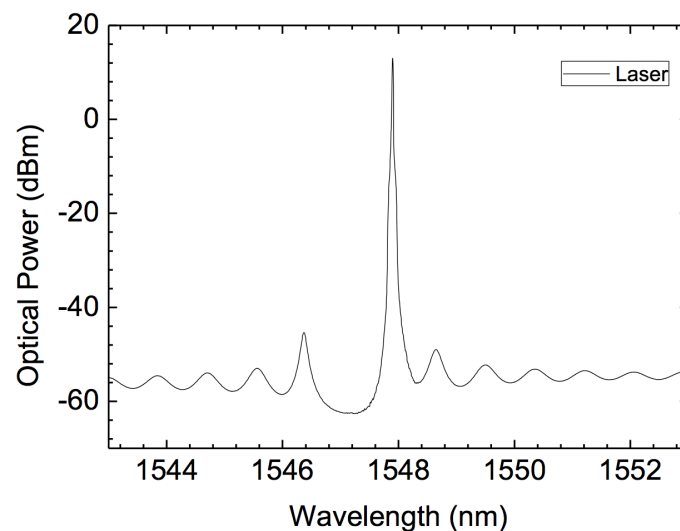


Figura 3.2: Espectro típico de un láser.

la Figura 3.3 observamos cual es la potencia que sale del láser si no empleamos un aislador.

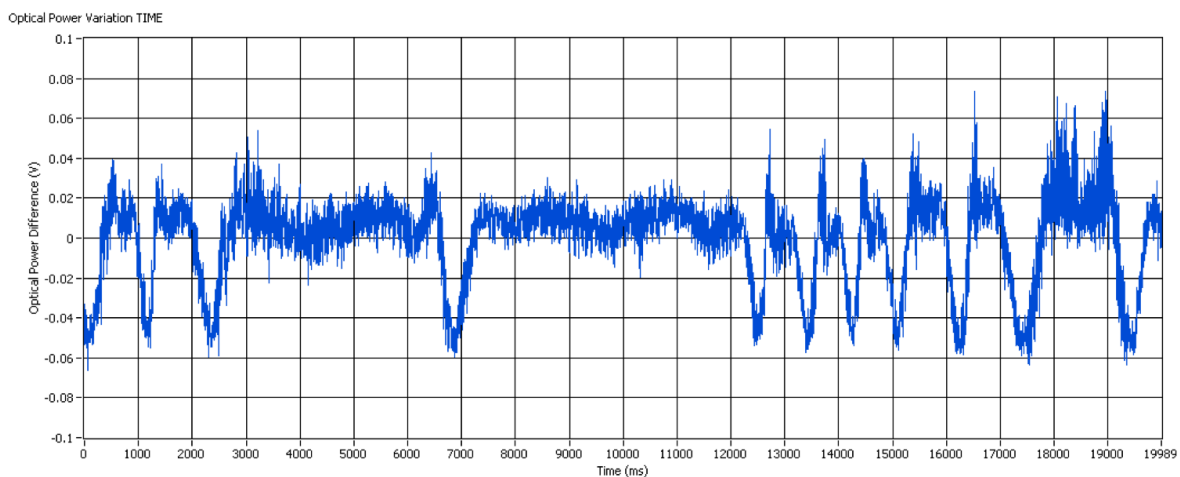


Figura 3.3: Inestabilidad de la potencia del láser cuando no se emplea un aislador.

El tercer elemento que nos encontramos es un amplificador óptico de semiconductor. En un principio estos dispositivos, como su nombre indica, son empleados para amplificar señales ópticas, pero pueden ser empleados como moduladores de amplitud. Cuando el SOA está alimentado, actúa como amplificador pero cuando éste está sin alimentar, es un excelente atenuador. Tiene unos tiempos de subida/bajada del orden de los 2.5 ns, dirigido por un generador de señal (SG, *Signal Generator*). Con el SOA no alimentado, se consiguen ER >50 dB. De esta forma, podemos generar pulsos ópticos y eliminar la componente de continua, que no nos interesa debido a que también sufre *scattering*, consiguiendo una mayor relación señal ruido, como ya hemos comentado en el capítulo anterior. El SOA lo alimentaremos con una señal cuadrada, que se activará con la señal de *trigger* y la longitud del pulso que generaremos será de 100 ns. Este tamaño determinará la resolución en nuestro sistema de detección cercana a los 10 m. La señal de *trigger* será de 1kHz. La elección de la frecuencia con la que lanzaremos cada pulso dependerá de lo largo que sea la fibra bajo test, debido a que no podremos mandar un nuevo pulso hasta que no haya terminado de llegar toda la señal de *backscatter* del anterior pulso. En

la Figura 3.4, se muestra el espectro del bombeo antes y después del SOA. Es interesante, dada nuestra aplicación, que el pulso gana coherencia espectral al pasar por el SOA, facilitando así los requisitos para hacer funcionar nuestra aplicación.

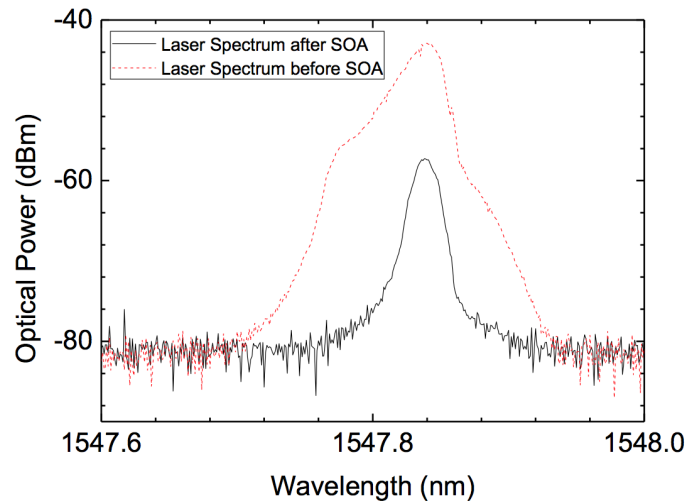


Figura 3.4: Espectro de un láser de baja coherencia antes y después de pasar a través del SOA [21].

El siguiente elemento es un atenuador. Se emplea para reducir un posible exceso de potencia óptica en el amplificador de fibra dopada con erbio. Este dispositivo se emplea para amplificar la señal óptica, pero si se le introduce mucha potencia, como ya hemos comentado anteriormente, puede producir efecto no lineales (*scattering* Brillouin) y toda la potencia amplificada se dirija en el sentido contrapropagante y quedarnos sin nada a la salida. El espectro de ganancia del EDFA se caracteriza por ser muy ancho, aproximadamente 40 nm, y por ello se amplifica mucho el ruido. Debido a ello habrá que hacer una etapa posterior de filtrado. En la Figura 3.5 vemos un espectro de ganancia típico de un EDFA.

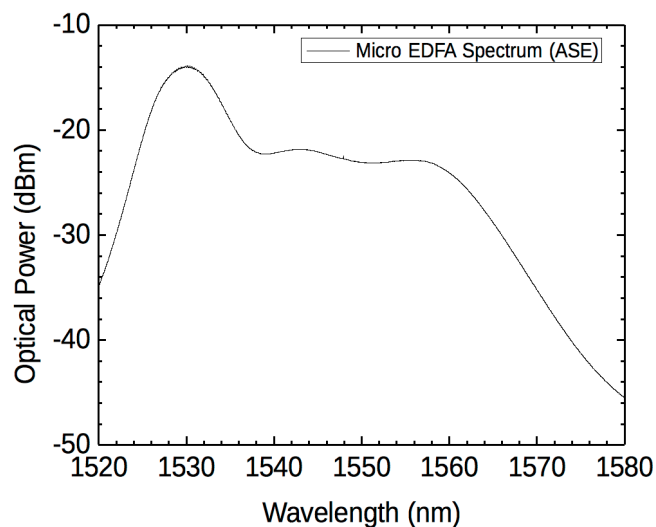


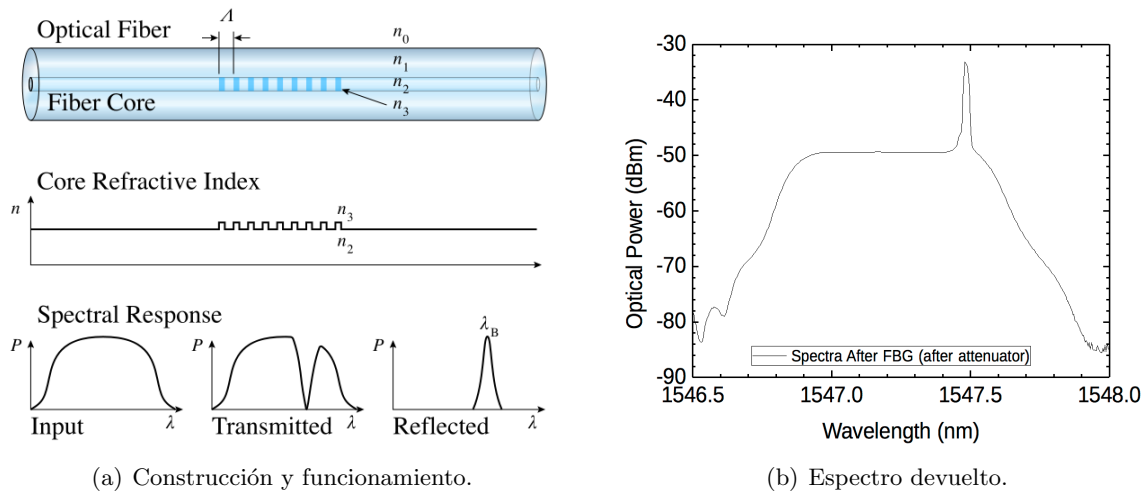
Figura 3.5: Espectro de amplificación típico de un EDFA.

El siguiente elemento es un circulador. Es un dispositivo que dispone de tres puertos. Toda

la luz que entra por el puerto 1 sale por el puerto 2 y toda la luz que entra por el puerto 2 sale por el 3. Es un elemento necesario debido a que la luz la vamos a filtrar empleando una FBG, la cual actúa reflejando un alto porcentaje de la luz filtrada. Una FBG consiste en una fibra óptica en la que se ha grabado en su núcleo una variación periódica del índice de refracción. Esta variación periódica hace que se genere un fenómeno de tipo multicapa reflejando una longitud de onda en particular. La longitud de onda que se refleja, dejándose pasar el resto del espectro, viene dada por la siguiente relación,

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Delta \quad (3.1)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo, un promediado entre los dos índices de refracción grabados en el núcleo y Δ el periodo de la red. Por lo tanto, estirando la fibra podemos variar dicho periodo y por lo tanto la longitud de onda que es filtrada. En la Figura 3.6(a) vemos cómo está construida la red y cómo actúa el filtrado. Un filtrado en nuestro caso con un ancho de 1 nm, mucho menor que el ancho del EDFA. El espectro devuelto después de nuestra red analizado con un OSA lo mostramos en la Figura 3.6(b). En ella vemos el espectro de nuestro láser sobre el ancho de la red de Bragg.



(a) Construcción y funcionamiento.

(b) Espectro devuelto.

Figura 3.6: Construcción y espectro devuelto de una red de Bragg en fibra.

Antes de entrar la luz en nuestra fibra bajo test debemos de controlar la potencia que es inyectada. Como ya hemos comentado se puede producir efecto de inestabilidad de modulación o Brillouin y hay que evitarlo. Para ello un atenuador es colocado en el puerto 1 del circulador que va a la fibra óptica bajo test. Una vez regulado la potencia que entra en la fibra con el atenuador, el pulso es introducido en la fibra. El pulso se irá transmitiendo por ella generando *scattering* Rayleigh y la componente contrapropagante volverá hacia el sistema ϕ OTDR. En la Figura 3.7(a) vemos el espectro de la señal al volver de la fibra. Comprobamos como se sigue viendo el pico de nuestro láser sobre la componente continua del ruido. En la Figura 3.7(b) observamos la ampliación del pico de la Figura 3.7(a). Vemos como hay dos pequeños picos, los cuales indican que estamos o sobrepasando un poco el límite de potencia inyectada posible antes de que comiencen a generarse efectos no lineales.

La señal que vuelve de la fibra óptica, por ser una componente reflejada muy pequeña del pulso transmitido, debemos volverla a amplificar. Para ello empleamos otro EDFA. En la Figura 3.8 vemos la señal que se obtiene tras el EDFA. Podemos ver cómo se amplifica el ruido de componente continua pero aun se tiene el pico de la componente pulsada de nuestro láser.

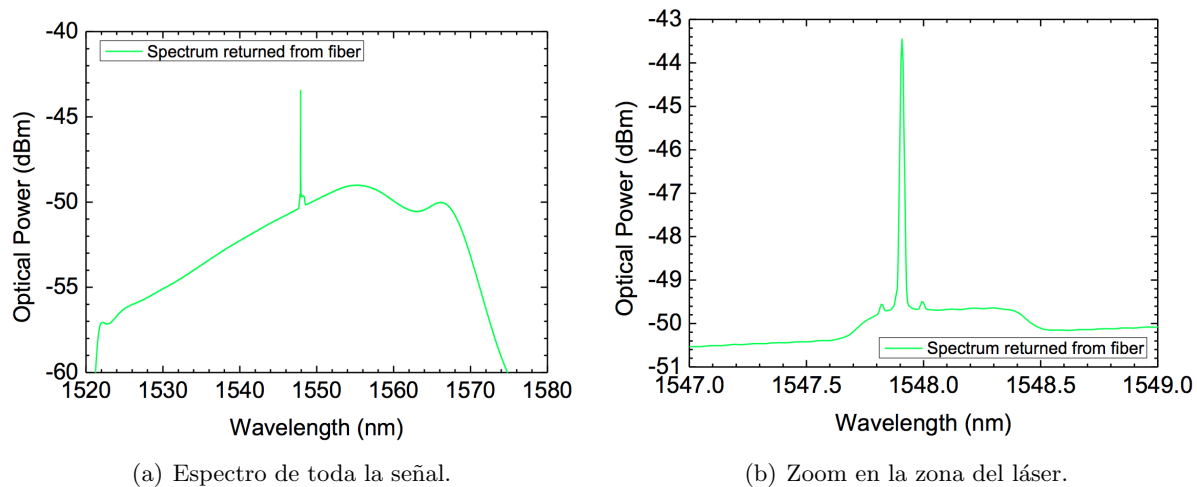


Figura 3.7: Espectro de la luz que ha sufrido *backscattering* Rayleigh.

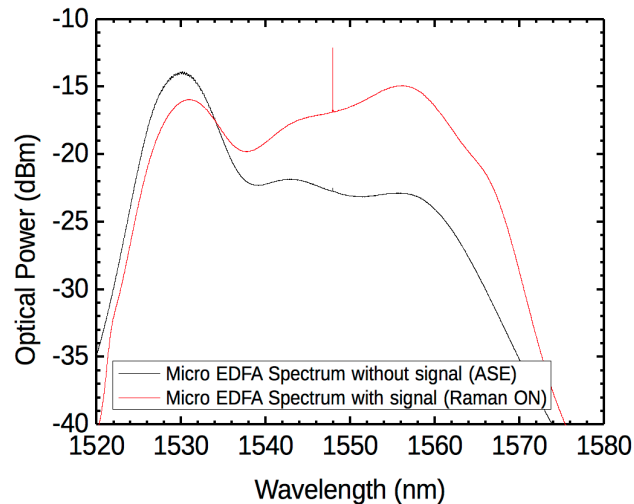


Figura 3.8: Espectro después del EDFA con y sin señal de entrada.

Como vemos el ruido de continua es amplificado mucho, como en la primera etapa del sistema, así que también es necesario realizar un filtrado. Empleamos un DWDM para filtrar la señal. El DWDM es un elemento con tres puertos: común, transmisión y reflexión. Cuando se introduce por el puerto “común” una señal de una determinada anchura espectral, su espectro es separado. A través del puerto “transmisión” solo pasa la luz cercana a la longitud de onda a la que está centrado el DWDM y el resto a través del de “reflexión”. En la Figura 3.9(a) observamos como se comporta el DWDM separando componentes frecuenciales y en la Figura 3.9(b) un ejemplo de la señal que recogemos tras el filtrado con el DWDM. Este filtro tiene la longitud de onda fijada, no se puede, como en el caso de la red de Bragg, variar, por lo que deberemos seleccionar uno centrado en la emisión de nuestro láser, como ya hemos dicho $\lambda = 1547,72$ nm.

A continuación se coloca un atenuador, por si la señal que entra al fotodetector es demasiado intensa y puede dañarlo o saturarlo. Por último la señal llega al fotodetector de 125 MHz y es registrada con un digitalizador de alta velocidad.

Como ya hemos dicho recogeremos trazas a una frecuencia de 1 kHz, de esta forma seremos

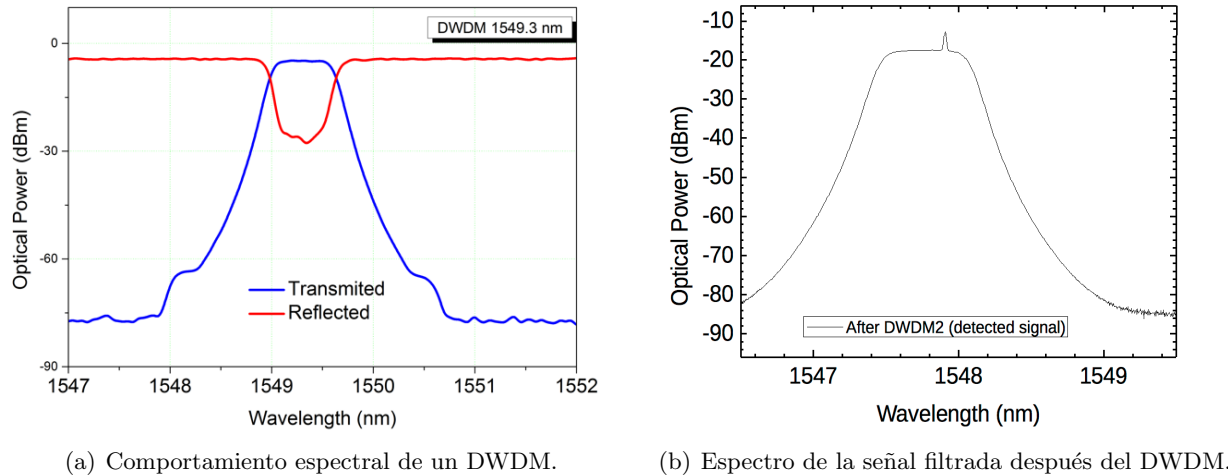


Figura 3.9: Funcionamiento de un DWDM.

capaces de analizar vibraciones de hasta 500 Hz y cuanto mayor sea el número de trazas que recojamos mayor será la precisión en frecuencia con la que analizaremos el espectro de nuestra señal acústica.

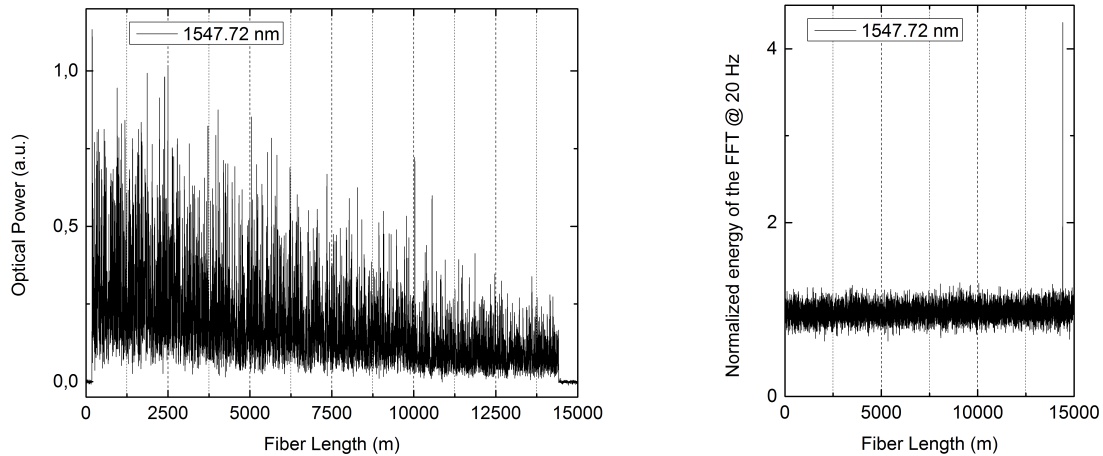
La perturbación la hemos aplicado mediante un actuador sobre un tubo de PVC de 2 metros de largo y un diámetro de 10 centímetros. La fibra óptica se encontraba depositada dentro de este tubo de forma que era capaz de vibrar con él. La frecuencia con la que hemos perturbado la fibra óptica ha sido de 20 Hz. Esta vibración ha sido aplicada al final de la FUT, que en nuestro caso tiene una longitud de 15 km. Por lo tanto, cuando hagamos el análisis de nuestras medidas experimentales, tendremos que ver dicha perturbación al final de nuestra fibra óptica.

3.2. Resultados experimentales

Para poder generar un haz láser de una longitud de onda de $\lambda = 1547,72$ nm, hemos requerido alimentar el láser con una corriente $I=180$ mA y una temperatura $T=26$ °C. Como ya hemos comentado antes, la frecuencia con la que enviamos los pulsos ha sido de 1 kHz y la duración de la medida de 1 s. Por lo tanto, en cada medida recogeremos 1000 trazas consecutivas, de las cuales podremos obtener información de la vibración que está perturbando nuestra fibra. La máxima frecuencia acústica que podremos analizar será de 500 Hz.

En la Figura 3.10(a) vemos una de las trazas que recogemos durante la medida. En ella se muestra la potencia óptica que se ve reflejada cuando el pulso se transmite a lo largo de la fibra. Como vemos, debido a la atenuación que sufre la señal al propagarse por la fibra, la traza sufre una atenuación en longitud. En la Figura 3.10(b) mostramos la energía acústica normalizada a lo largo de la fibra. La densidad de energía normalizada de vibración de las frecuencias alrededor de los 20 Hz ha sido calculada para cada punto de la fibra como la Media Cuadrática (RMS, *Root Mean Square*) en el intervalo 18-22 Hz (señal) dividido por la RMS en el intervalo 350 Hz - 390 Hz (ruido) de la FFT de la variación de la potencia óptica en la señal del ϕ OTDR.

En la representación de la energía acústica alrededor de los 20 Hz con la distancia (Figura 3.10(b)), vemos como al final de la fibra hay un pico que representa la vibración que hemos aplicado. A lo largo del resto de la fibra se ve que la energía acústica normalizada es cercana a ≈ 1 , por lo que es identificable con la energía del ruido. Es visible que el punto afectado por la



(a) Potencia óptica a lo largo de la fibra.

(b) Densidad de energía normalizada de las vibraciones alrededor de los 20 Hz a lo largo de la fibra.

Figura 3.10: Traza óptica y densidad de energía a lo largo de la fibra óptica para una vibración de 20 Hz al final de la FUT para el caso de estructura no ramificada.

vibración tiene una energía algo mayor a 4 veces la del ruido.

Si analizamos el espectro en el punto en el que es aplicada la vibración, somos capaces de identificar muy bien la frecuencia de nuestra perturbación. En la Figura 3.11 podemos observar dicho espectro. Observamos que el pico de los 20 Hz está muy bien definido y es posible observar sus armónicos, característicos de los sistemas ϕ OTDR.

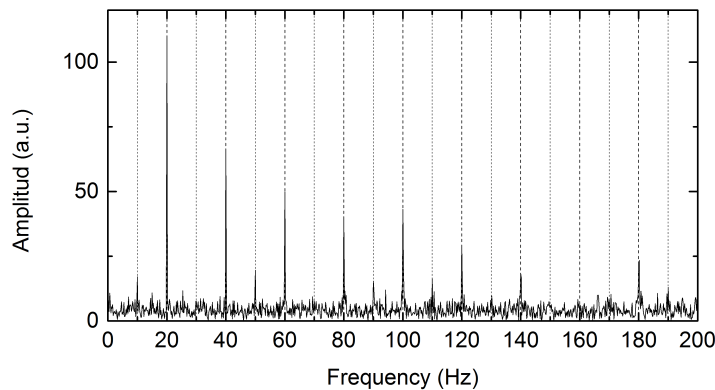


Figura 3.11: Espectro de la señal óptica en el punto de máxima energía acústica para el caso de estructura no ramificada.

Por lo tanto, presentados estos resultados experimentales, hemos sido capaces de encontrar en qué punto de la fibra se está produciendo una perturbación y analizar su espectro. De esta forma, eligiendo un umbral de energía acústica, es posible diseñar un sistema de alarma que avise de cuándo y dónde se está aproximando algún posible peligro en un área restringida.

3.3. Modelado de traza

En esta sección hemos desarrollado un programa en Matlab (veáse Apendice A. Código Matlab para la simulación de traza) en el cual hemos implementado el modelo teórico del *scattering* Rayleigh presentado en la ecuación (2.1). En el programa se establece una fibra óptica de 15 km de longitud con una densidad de puntos de *scattering dens* = 500, dispuestos de forma completamente aleatoria empleando la función *rand* de Matlab. El muestreo es simulado con un osciloscopio de frecuencia de muestreo $S = 100 \cdot 10^6$ muestras por segundo. El pulso que hemos transmitido tiene una longitud temporal de $T = 50 \cdot 10^{-9}$ segundos.

La traza obtenida la mostramos en la Figura 3.13. Podemos ver cómo a diferencia de las obtenidas en un OTDR convencional, la recogida por un ϕ OTDR presenta un tipo de patrón interferencial. Debido a la atenuación que sufre el pulso con la distancia, la amplitud de dicha traza se va reduciendo también con la distancia. Podemos comparar el resultado teórico con la traza experimental presentada en la Figura 3.10(a), del apartado de Resultados Experimentales y vemos que tienen una apariencia muy parecida. En ningún caso podrá ser igual, teniendo en cuenta que no conocemos la posición exacta de los puntos de *scattering* de la fibra real, debido a que su posición es completamente aleatoria.

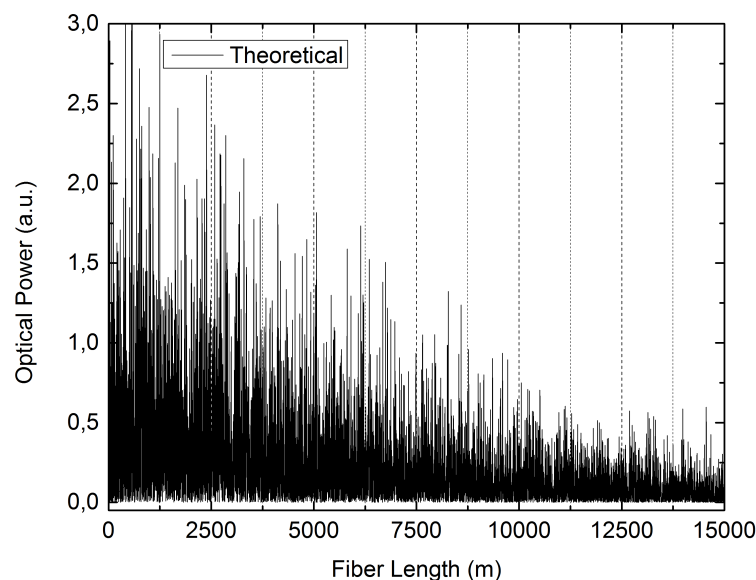


Figura 3.12: Traza simulada según el modelo teórico.

3.4. Simulación de una vibración

En esta sección hemos desarrollado un programa en Matlab (veáse Apendice B. Código Matlab para la simulación de vibración) en el cual hemos implementado el modelo teórico del *scattering* Rayleigh presentado en la ecuación (2.1) y hemos simulado una vibración de 20 Hz aplicada al final de nuestra fibra. La fibra simulada es exactamente la misma que en apartado anterior al igual que los parámetros de densidad de puntos de *scattering*, frecuencia de muestreo del osciloscopio y el tamaño del pulso.

Podemos comparar el resultado teórico con el espectro experimental presentado en la Figura 3.11, del apartado de Resultados Experimentales y vemos que tienen una apariencia muy parecida.

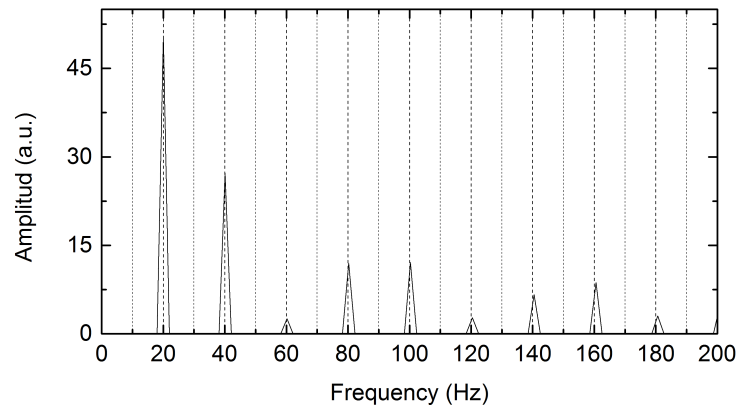


Figura 3.13: Espectro simulado según el modelo teórico.

Capítulo 4

Principio de enrutamiento en longitud de onda

4.1. Esquema

En esta sección vamos a presentar el sistema que hemos desarrollado para poder monitorizar estructuras ramificadas con un ϕ OTDR. Dicho sistema ha sido presentado en el congreso organizado por la Sociedad Americana de óptica (OSA, (*Optical Society of America*) el 30 de julio de este año [54] y registrado una patente en Oficina Española de Patentes y Marcas con el número P201400607 [55].

El sistema está inspirando en la idea del enrutamiento en longitud de onda en redes ópticas. Con esta técnica vamos a tener acceso a cada sección diferente de la estructura seleccionando una longitud de onda específica. El sistema de interrogación proporciona luz pulsada en una o varias longitudes de onda y cada una se redirige con los componentes adecuados de enrutamiento en longitud de onda a través de la red. En nuestro caso, hemos elegido los DWDM para esta tarea. Como ya hemos comentado este dispositivo es capaz de separar un espectro de entrada en una componente filtrada y otra con el resto del espectro. Es importante destacar que el DWDM es un elemento bidireccional, de forma que la luz que vuelve por los puertos “reflexión” “transmisión.”^{es} recogida y devuelta hacia el sistema de detección por el “común”, fundamental para nuestra aplicación. En detección, la longitud de onda(s) seleccionada se filtran y se analizan, proporcionando información de cada rama de la fibra. En un principio, con esta tecnología, se debería poder abordar decenas de diferentes secciones de la estructura, lo que permite controlar con una sola unidad de interrogación una gran y compleja estructura.

Como ya hemos visto, se puede emplear la técnica ϕ OTDR para la medición de forma distribuida de vibraciones a lo largo de grandes perímetros. En nuestro caso, como se ha mencionado antes, sintonizando la longitud de onda del ϕ OTDR, podremos estudiar las distintas secciones de la estructura. Esto permitirá interrogar secuencialmente cada sección de la fibra en la red sin ningún elemento de conmutación en la propia red. En principio, la medición simultánea de vibraciones sobre varias ramas de fibra también debería ser posible mediante el uso de múltiples pulsos a diferentes longitudes de onda. En este caso, posiblemente se deberá tener cuidado para evitar los efectos no lineales debido a que las potencias en cada pulso pueden ser lo suficientemente grandes como para implicar una mezcla de cuatro ondas entre los pulsos significativa. Empleando técnicas simples para evitar la sincronización en el dominio del tiempo podrían ser útiles para evitar estas deficiencias.

El sistema que hemos planteado para poder probar el concepto en este trabajo se muestra en la Figura 4.1 [54]. El sistema está compuesto por un ϕ OTDR como el empleado en el caso que ya hemos explicado pero empleando un conjunto de cinco carretes de fibra óptica de telecomunicaciones, estándar, con diferentes longitudes. Estas fibras están conectadas por DWDM que simulan una arquitectura ramificada de una *smart grid* tal y como se representa en la Figura 4.1 (FUT1-5). El láser que se emplea es el mismo que en el apartado anterior, solo que ahora su control de temperatura y corriente cobra un gran interés. Controlando estos dos parámetros somos capaces de seleccionar las distintas longitudes de onda que hemos asignado a cada rama. Dependiendo de qué longitud de onda utilizamos, los pulsos del ϕ OTDR se encaminan a una fibra o la otra. Las trazas de *backscatter* se obtienen durante 1 segundo, a una frecuencia también de 1 kHz. La longitud de onda de salida del láser se sintoniza de forma continua para barrer todos los valores de longitud de onda necesarios para tener acceso a todas las ramas de fibra. Una vez recogidas las trazas después de un segundo, se analizan como una función de la posición, utilizando la metodología que ya hemos explicado en apartados anteriores.

Las diferentes ramificaciones han sido creadas con cinco carretes de fibra (FUT1, FUT2, FUT3, FUT4 y FUT5), con una longitud de 10 km, 200 m, 300 m, a 4,5 km y 1 km respectivamente. Los filtros DWDM (con una anchura espectral de 0.8 nm) se utilizan para conectar

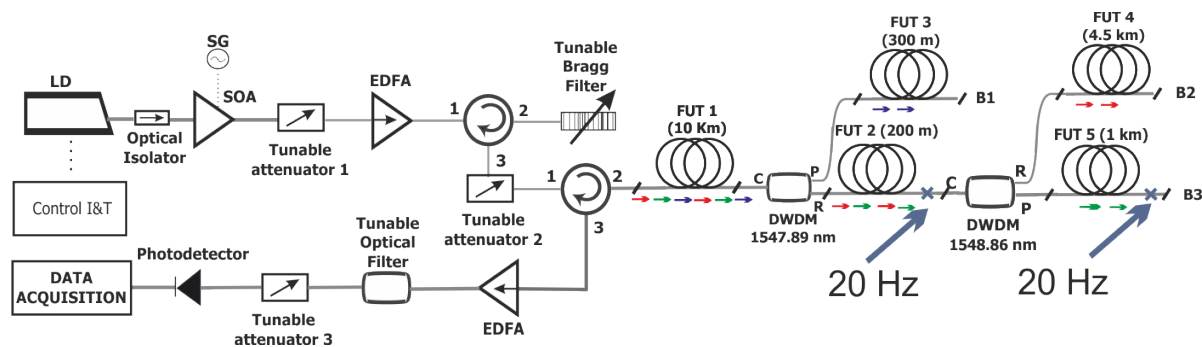


Figura 4.1: Esquema de la configuración del ϕ OTDR ramificado [54].

los carretes y crear el esquema de enrutamiento en longitud de onda para poder monitorizar cada rama. Por lo tanto, seleccionando las distintas longitudes de onda, podremos interrogar la estructura con las siguientes diferentes posibilidades: B1 (FUT1 + FUT3), asociada a una longitud de onda de 1547,89 nm, B3 (FUT1 + FUT2 + FUT5), asociada a 1548,86 nm, y B2 (FUT1 + FUT2 + FUT4) que puede ser interrogada con cualquier longitud de onda de la banda C que no sean los utilizados en los otros dos canales.

Para simular las vibraciones de la estructura, se ha aplicado la vibración generada por un actuador en distintos puntos de la FUT. Primero lo hemos hecho aplicando la vibración en dos posiciones de la estructura ramificada de fibra al mismo tiempo, en segundo lugar únicamente en un punto. Las vibraciones típicas que causan amenazas potenciales en las *smart grids* son por lo general del orden de decenas de Hz (por ejemplo, maquinaria pesada). Por ello, en el primer caso hemos aplicado dos vibraciones de 20 Hz y en el segundo caso una de 30 Hz. Los puntos aplicados en el primer caso se ven en la Figura 4.1, y en el segundo caso se aplica sobre el primer punto de los anteriores. Estos puntos son el final de la FUT2 y el final de la FUT5. De este modo, en el primer caso, con el uso de la combinación B1 (1547.89 nm) no habrá vibración visible, mientras que en el uso de la combinación B2 veremos una vibración (solo al final de FUT2) y, finalmente, el uso de la combinación B3 (1548.86 nm) observaremos dos vibraciones en las posiciones esperadas (uno en el extremo de FUT2 y otro en el final de FUT5). En el segundo caso, veremos exactamente lo mismo a diferencia de que en la rama B3 solo veremos la vibración al final de FUT2 y se verá otra frecuencia, los 30 Hz.

Los resultados experimentales los mostraremos la siguiente sección.

4.2. Resultados experimentales

Como ya hemos comentado, esta parte la hemos dividido en dos medidas distintas. En la primera, aplicamos dos vibraciones de 20 Hz al final de la FUT 2 y de la FUT 5, en la segunda, únicamente una vibración de 30 Hz al final de la FUT 2.

Los valores de corriente y temperatura que hemos tenido que emplear para emitir a las tres longitudes de onda que hemos empleado en nuestro sistema los mostramos en la Tabla 4.2.

En la primera parte hemos sido capaces de distinguir las tres ramas distintas, como se puede observar en la Figura 4.2 [54]. Así, como ya habíamos mencionado, la rama B1 no es perturbada, la B2 perturbada en un único punto y la B3 en dos puntos. En la 4.2 mostramos la potencia óptica y la energía acústica a lo largo de las fibras para las tres distintas ramas. En la Figura 4.2(a)-arriba está representada la traza obtenida cuando sintonizamos nuestro láser a 1547.89 nm. Las fibras que constituyen la rama B1 están muy bien definidas, la FUT1 de 10 km y la

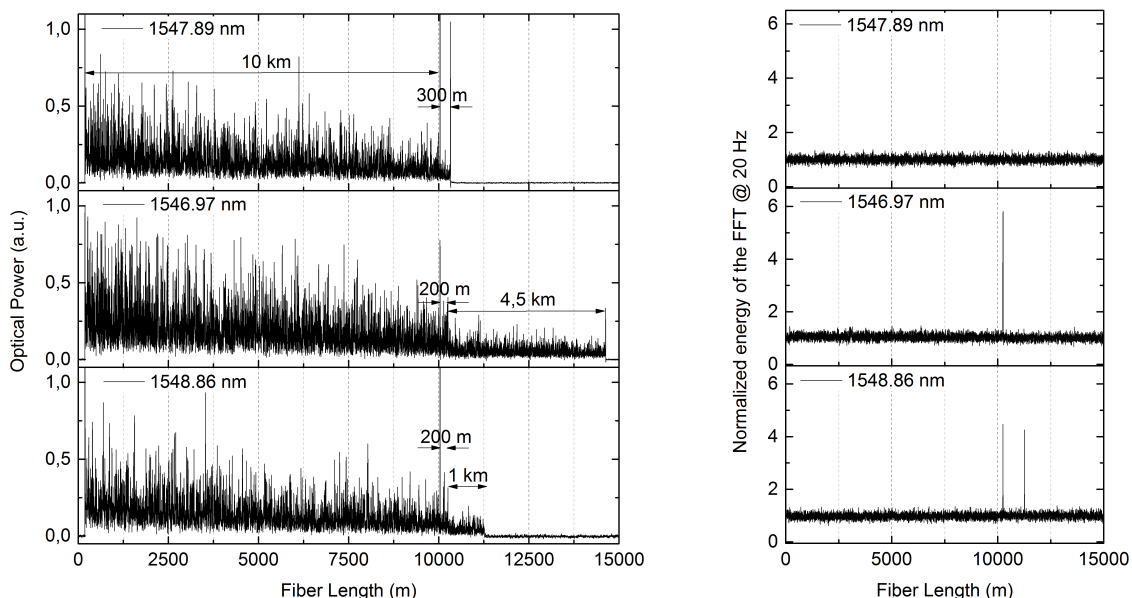
| Canal | I (mA) | T (°C) | λ (nm) |
|-------|--------|--------|----------------|
| 37 | 180 | 18 | 1546.98 |
| 36 | 200 | 26 | 1547.89 |
| 35 | 222 | 34 | 1548.86 |

Tabla 4.1: Valores de corriente y temperatura para la sintonización de los distintos valores de longitud de onda empleados en nuestro sistema.

FUT3 de 300 m. En la Figura 4.2(b)-arriba vemos la representación de la energía acústica con la distancia alrededor de los 20 Hz. Podemos ver como no hay ninguna vibración como era de esperar y lo único que vemos es el ruido, debido a que es próximo a ≈ 1 .

En la Figura 4.2(a)-centro las fibras que constituyen la rama B2 pueden ser identificadas (FUT1 de 10 km, FUT2 de 200 m y FUT4 de 4.5 km). En la Figura 4.2(b)-centro podemos ver la vibración de 20 Hz localizada en el metro 10200. La energía de la vibración que observamos es 4 niveles superior al del ruido.

Finalmente, la rama B3 puede ser observada utilizando una longitud de onda de 1548.86 nm. De nuevo, las fibras que constituyen esta rama pueden ser identificadas (FUT1 de 10 km, FUT2 de 200 m y FUT5 de 1 km) en la Figura 4.2(a)-abajo. Las dos vibraciones de 20 Hz han sido detectadas, una al final de la rama B3 (11200 m) y la otra en el mismo sitio que el caso anterior (10200 m).



(a) Potencia óptica a lo largo de la fibra.

(b) Densidad de energía normalizada de las vibraciones alrededor de los 20 Hz a lo largo de la fibra.

Figura 4.2: Traza óptica y densidad de energía a lo largo de la fibra óptica para una vibración de 20 Hz al final de la FUT para el caso de dos vibraciones de 20 Hz aplicadas [54].

En la Figura 4.3 [54] se muestra el espectro de las ondas acústicas en las tres ramas en el punto excitado (10200 m). En la Figura 4.3-arriba no se observa ningún espectro significativo debido a que no se aplica ninguna vibración como ya hemos podido observar en la Figura 4.2(b). En cambio, en la Figura 4.3-medio y 4.3-abajo sí se puede observar dicho espectro. En ambos casos se ve el pico principal de 20 Hz bien definido y consecutivamente sus respectivos armónicos.

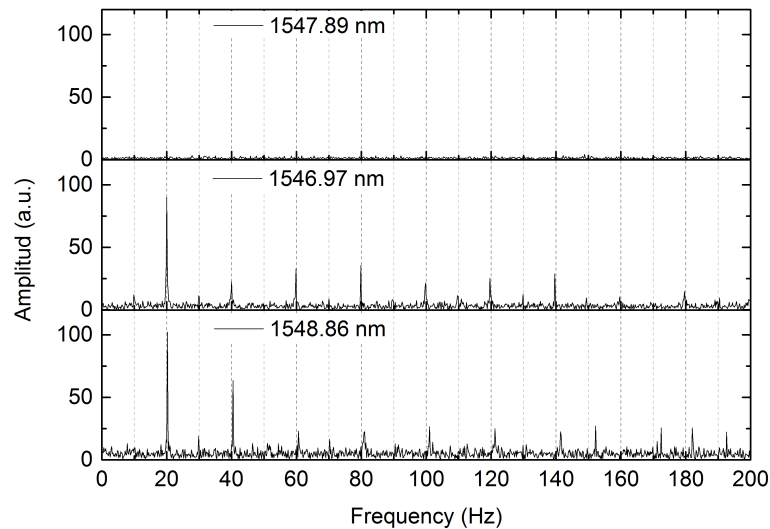
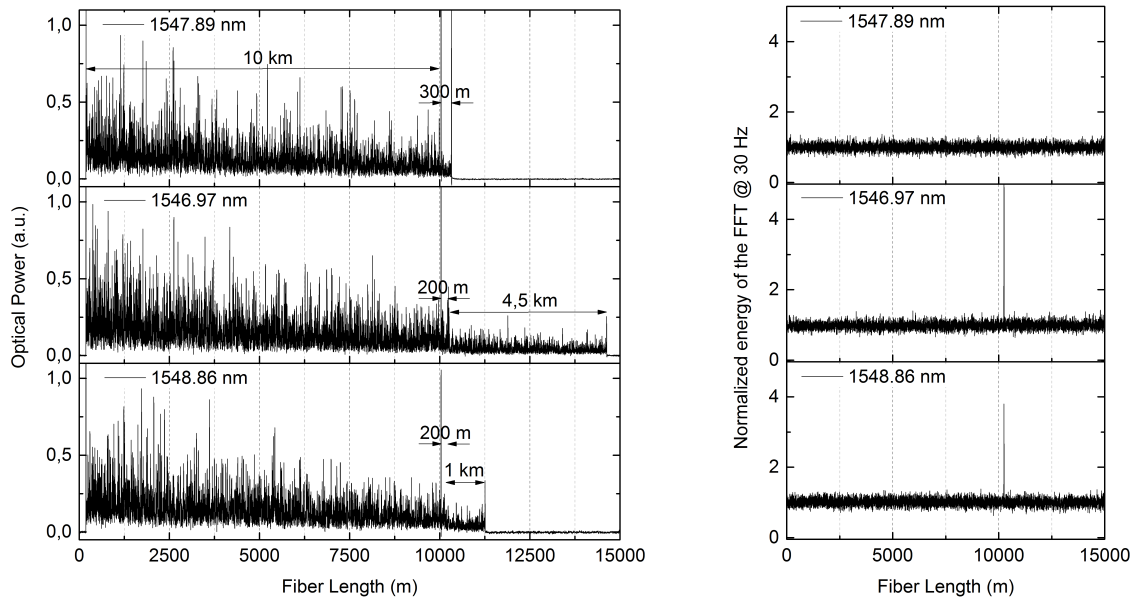


Figura 4.3: Espectro de la señal óptica en el punto de máxima energía acústica para el caso de dos vibraciones de 20 Hz aplicadas [54].

En cuanto a la segunda medida que hemos realizado, como ya hemos comentado, hemos aplicado únicamente una vibración al final de la FUT2 de 30 Hz. Los resultados obtenidos son muy parecidos. En la Figura 4.4(a) está representada la potencia óptica a lo largo de la fibra óptica. Hemos sido capaces de identificar las FUT que forman cada rama. En la Figura 4.4(a)-arriba mostramos la rama B1, al emplear una longitud de onda de 1447.89 nm. Las fibras que forman dicha rama son la FUT1 de 10 km y la FUT3 de 300. Cuando analizamos la rama B2 (Figura 4.4(a)-centro), también somos capaces de ver todos los tramos de fibra que hemos utilizado. Vemos perfectamente la FUT1 de 10 km, la FUT2 de 200 y la FUT 4 de 4.5 km. Cuando sintonizamos la longitud de onda de 1548.86 nm, somos capaces de analizar la rama B3 (Figura 4.4(a)-abajo), donde las fibras constituyentes son la FUT1 de 10 km, la FUT2 de 200 m y la FUT5 de 1 km.

En la Figura 4.4(b) hemos representado la densidad de energía acústica alrededor de los 30 Hz. Como antes, en la Figura 4.4(b)-arriba, la rama B1, no hay ninguna vibración y únicamente vemos el ruido. Cuando sintonizamos la rama B2, en la 4.4(b)-medio, vemos como hay un punto que está siendo perturbado. La principal diferencia con el caso anterior, es que cuando analizamos la rama B3, solo vemos un punto excitado, no como antes (Figura 4.4(b)-abajo).

La segunda principal diferencia que se observa es en los espectros obtenidos. Ahora, cuando analizamos los espectros, la frecuencia predominante son los 30 Hz. En la Figura 4.5 se observa el espectro de la onda acústica en el punto perturbado. Como antes, en la Figura 4.5-arriba no vemos ningún espectro significativo por que no hay ninguna vibración aplicada en la fibra óptica.



(a) Potencia óptica a lo largo de la fibra.

(b) Densidad de energía normalizada de las vibraciones alrededor de los 30 Hz a lo largo de la fibra.

Figura 4.4: Traza óptica y densidad de energía a lo largo de la fibra óptica para una vibración de 30 Hz al final de la FUT para el caso de una vibración de 30 Hz aplicada.

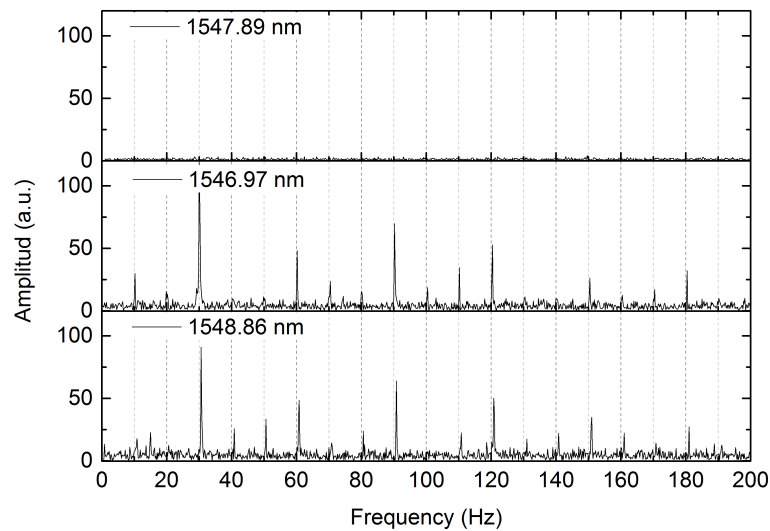


Figura 4.5: Espectro de la señal óptica en el punto de máxima energía acústica para el caso de una vibración de 30 Hz aplicada.

Capítulo 5

Conclusiones y líneas abiertas

5.1. Conclusiones

En este trabajo hemos presentado un estudio tanto teórico como experimental de como un ϕ OTDR puede emplearse para medir de forma distribuida vibraciones generadas fundamentalmente por intrusiones a lo largo de grandes perímetros. Hemos estudiado a fondo como afecta cada elemento del ϕ OTDR a la señal transmitida por la fibra óptica y recogida por el fotodetector. Hemos presentado los principales efectos lineales y no lineales que pueden afectar a nuestras medidas y cuales son los métodos para evitarlos. La principal limitación de este sistema es la potencia de entrada en la fibra, no pudiendo ser mayor a 400 mW y por ello, si no se emplea ningún tipo de amplificación distribuida, el rango de medida esta limitado y en el caso de que quisiéramos aumentarlo perderíamos precisión espacial. Se han aplicado vibraciones en la fibra óptica y hemos sido capaces de detectar el punto en el que se estaban ejerciendo, de forma que seríamos capaces de emplearlo como un sensor de intrusiones. Además, hemos sido capaces de obtener un espectro de dicha perturbación, de forma que ya se tiene algo de información acerca de qué está perturbando la fibra óptica.

También hemos sido capaces de desarrollar un sistema de enrutamiento en longitud de onda que nos ha permitido ser capaces de extender la aplicación del ϕ OTDR a estructuras complejas y ramificadas. De esta forma, ahora sería posible medir vibraciones no solo en los conductos de transporte energético, como por ejemplo oleoductos o gaseoductos, sino que también se podría detectar intrusiones en la parte de distribución, donde las tuberías tienen bifurcaciones. Con este trabajo se ha dado un paso más en el control y monitoreo de estructuras inteligentes que ha abierto las puertas a muchas posibles aplicaciones.

Además de los resultados presentados aquí, estos resultados también han sido presentados un congreso y desarrollado una patente. El congreso fue organizado por la Sociedad Americana de Óptica (OSA, (*Optical Society of America*) el 30 de julio de este año [54] y la patente está registrada en la Oficina Española de Patentes y Marcas con el número P201400607 [55].

Finalmente, el trabajo a conllevado, desde el punto de vista personal, un aprendizaje desde cero de las técnicas experimentales cuando se trabaja con fibra óptica y del funcionamiento de los distintos dispositivos optoelectrónicos empleados en el experimento. Ha sido necesario también el aprendizaje del lenguaje de programación LabView, con el cual hemos controlado todos los instrumentos del experimento.

5.2. Futuros desarrollos y líneas abiertas

Hay ciertos aspectos clave que deberemos tratar de mejorar en el futuro: mayor rango de medida, mejora de la relación señal-ruido y conseguir mayor resolución. Además hay otro inconveniente que hay que resolver. En las trazas hay ciertos puntos en los que la visibilidad es nula, por lo tanto son puntos de los que no podemos sacar información. Estos puntos son conocidos como puntos de (*fading*) y un reto será ser capaces de reducirlos.

Actualmente los alcances de los sistemas ϕ OTDR no permiten llegar a rangos superiores a unas pocas decenas de kilómetros y con resoluciones de varios metros. Incrementando el alcance de estos dispositivos seremos capaces de monitorizar estructuras más complejas y tener mayor número de puntos de medida. La utilización de amplificación Raman distribuida de primer orden, segundo orden o combinación de ambos, será una de las claves para alcanzar con éxito este objetivo.

La mejora de la relación señal-ruido en estos sensores de largo alcance también aumentaría

el alcance de éstos. También llevaría a un aumento de la resolución en la medida. La meta es conseguir llegar a monitorizar distancias mayores a 100 km con resoluciones <1 m. Las técnicas a emplear para conseguir este objetivo será el uso de codificación y decodificación de señales, ya empleada en otro tipo de sensores distribuidos en nuestro grupo.

Como ya hemos visto es imprescindible tener suficiente visibilidad en las trazas. Algunas veces aparecen ciertas zonas oscuras en las que la visibilidad es cero e impide obtener información de dicho punto. Minimizar la cantidad de estos puntos será importante para tener un mapa completo de medidas. Este problema se tratará de resolver realizando adquisiciones de trazas a distintas longitudes de onda.

Finalmente, estamos desarrollando una nueva posible forma de sensado con ϕ OTDR que puede permitir realizar medidas de temperatura o deformaciones con resoluciones ordenes de magnitud mayor a las actuales. Para ello será necesario no solo conseguir obtener la intensidad de las señales que recogemos con nuestro dispositivo, sino que a parte es imprescindible disponer de la fase del campo. Para ello estamos en contacto con un grupo de la universidad INRS que disponen de técnicas para dicha tarea en el dominio óptico en el que trabajamos.

Bibliografía

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics - 3rd Edition*. Academic Press, 2001.
- [2] C. D. Heras-Vila, “Estudio de los efectos ópticos no lineales en fibras monomodo. medidas del índice de refracción,” Ph.D. dissertation, Universidad de Zaragoza, 2003.
- [3] E. G. Sauter, *Nonlinear Optics*. Wiley Interscience, 1996.
- [4] X. Angulo-Vinuesa, “Ultra-long range brillouin optical time domain analysis,” Ph.D. dissertation, Universidad de Alcalá, 2014.
- [5] B. A. P. Sergio, “Componentes optoelectrónicos para redes fotónicas de alto débito,” Ph.D. dissertation, University of Aveiro, 2002.
- [6] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics - 3rd Edition*. Academic Press, 2008.
- [7] S. Martin-Lopez, “Generación de supercontinuo en fibras ópticas monomodo con fuentes de bombeo continuo,” Ph.D. dissertation, Universidad Complutense de Madrid, 2006.
- [8] L. G. Cohen, C. Lin, and W. G. French, “Tailoring zero chromatic dispersion into the 1.5-1.6 μ -m low-loss spectral region of single-mode fibers,” *Electronics Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 334-335, 1979.
- [9] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, “Observation of modulational instability in optical fibers,” *Physical Review Letters*, vol. 56, no. 2, pp. 135-138, 1986.
- [10] L. Thévenaz, Ed., *Advanced Fiber Optics - Concepts and Technology*. EPFL Press, 2011.
- [11] 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.
- [12] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, 1999.
- [13] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. Wiley, 2007.
- [14] L. Abrardi, “Experimental study of new mechanisms for the development of spectrally-controlled supercontinuum sources in optical fibres under continuous-wave pumping,” Ph.D. dissertation, Universidad de Alcalá, 2008.
- [15] M. K. Barnoski, M. D. Rourke, S. M. Jensen, and R. T. Melville, “Optical time domain reflectometer,” *Applied Optics*, vol. 16, no. 9, pp. 2375-2379, 1977.
- [16] TheFOA. (2014). [Online]. Available: <http://www.thefoa.org/tech/ref/quickstart/OTDR.html>

- [17] J. C. Juarez, E. W. Maier, K. N. Choi, and H. F. Taylor, "Distributed fiber-optic intrusion sensor system," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 6, pp. 2081–2087, 2005.
- [18] J. C. Juarez and H. F. Taylor, "Field test of a distributed fiber-optic intrusion sensor system for long perimeters," *Applied Optics*, vol. 44, no. 11, pp. 1968–1971, 2007.
- [19] Z. G. Qin, L. Chen, and X. Y. Bao, "Wavelet denoising method for improving detection performance of distributed vibration sensor," *Ieee Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 7, pp. 542–544, 2012.
- [20] Y. Koyamada, M. Imahama, K. Kubota, and K. Hogari, "Fiber-optic distributed strain and temperature sensing with very high measurand resolution over long range using coherent otdr," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 9, pp. 1142–1146, 2009.
- [21] 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," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 23, pp. 3631–3637, 2013.
- [22] A. K. Wójcik, "Signal statistics of phase dependent," Ph.D. dissertation, Texas A&M University, 2006.
- [23] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, "Fiber waveguides - novel technique for investigating attenuation characteristics," *Applied Optics*, vol. 15, no. 9, pp. 2112–2115, 1976.
- [24] P. Healey and D. J. Malyon, "Otdr in single-mode fiber at 1.5- μ m using heterodyne-detection," *Electronics Letters*, vol. 18, no. 20, pp. 862–863, 1976.
- [25] A. J. Rogers, "Polarization optical-time domain reflectometry," *Electronics Letters*, vol. 16, no. 13, pp. 489–490, 1980.
- [26] H. F. Taylor and C. E. Lee, "Apparatus and method for fiber optic intrusion sensing," U.S. Patent 5 668 842, 1993.
- [27] Y. Koyamada and H. Nakamoto, "High-performance single-mode otdr using coherent detection and fiber amplifiers," *Electronics Letters*, vol. 26, no. 9, pp. 573–575, 1990.
- [28] P. Healey, "Fading in heterodyne otdr," *Electronics Letters*, vol. 20, no. 1, pp. 30–32, 1984.
- [29] H. Izumita, Y. Koyamada, S. Furukawa, and I. Sankawa, "Stochastic amplitude fluctuation in coherent otdr and a new technique for its reduction by stimulating synchronous optical frequency hopping," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 2, pp. 267–278, 1997.
- [30] H. Izumita, S. Furukawa, Y. Koyamada, and I. Sankawa, "Fading noise-reduction in coherent otdr," *Ieee Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 2, pp. 201–203, 1992.
- [31] M. Wuilpart, P. Megret, M. Blondel, A. J. Rogers, and Y. Defosse, "Measurement of the spatial distribution of birefringence in optical fibers," *Ieee Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 8, pp. 836–838, 2001.
- [32] F. Corsi, A. Galtarosa, and L. Palmieri, "Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 10, pp. 1832–1843, 2001.
- [33] J. G. Ellison and A. S. Siddiqui, "A fully polarimetric optical time-domain reflectometer," *Ieee Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 2, pp. 246–248, 2001.

- [34] B. Huttner, B. Gisin, and N. Gisin, “Distributed pmd measurement with a polarization-otdr in optical fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 10, pp. 1843–1848, 1999.
- [35] A. Galtarossa and L. Palmieri, “Spatially resolved pmd measurements,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 4, pp. 1103–1115, 2004.
- [36] F. Peng, Z. Wang, Y. Rao, and X. Jia, “106km fully-distributed fiber-optic fence based on p-otdr with 2nd-order raman amplification,” in *Ofc/Nfoec’13*, 2013.
- [37] N. Linze, P. Megret, and M. Wuilpart, “Development of an intrusion sensor based on a polarization-otdr system,” *Ieee Sensors Journal*, vol. 12, no. 10, pp. 3005–3009, 2012.
- [38] Z. Y. Zhang and X. Y. Bao, “Distributed optical fiber vibration sensor based on spectrum analysis of polarization-otdr system,” *Optics Express*, vol. 16, no. 14, pp. 10 240–10 247, 2008.
- [39] Y. L. Lu, T. Zhu, L. Chen, and X. Bao, “Distributed vibration sensor based on coherent detection of phase-otdr,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 22, pp. 3243–3249, 2010.
- [40] Y. J. Rao, J. Z. Li, Z. L. Ran, and K. L. Xie, “Distributed intrusion detection based on combination of phi-otdr and potdr,” in *19th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2008.
- [41] Z. G. Qin, L. Chen, and X. Y. Bao, “Wavelet denoising method for improving detection performance of distributed vibration sensor,” *Ieee Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 7, pp. 542–544, 2010.
- [42] 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 >100km,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 8, pp. 1510–1518, 2014.
- [43] J. C. Juarez and H. F. Taylor, “Polarization discrimination in a phase-sensitive optical time-domain reflectometer intrusion-sensor system,” *Optics Letters*, vol. 30, no. 24, pp. 3284–3286, 2005.
- [44] 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,” *Optics Letters*, vol. 38, no. 6, pp. 872–874, 2013.
- [45] H. F. Martins, X. Lu, M. A. Soto, M. Gonzalez-Herraez, and L. Thévenaz, “Distributed birefringence measurements using polarisation correlation in phase-sensitive otldr,” in *Proc. ECOC’14*, 2014.
- [46] G. V. Simaey, P. Emplit, and M. Haelterman, “Experimental study of the reversible behavior of modulational instability in optical fibers,” *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, vol. 19, no. 3, pp. 477–486, 2002.
- [47] D. Anderson, L. Helczynski-Wolf, M. Lisak, and V. Semenov, “Features of modulational instability of partially coherent light: Importance of the incoherence spectrum (vol e 69, art no 025601, 2004),” *Physical Review E*, vol. 69, no. 3, 2004.
- [48] J. Wang, R. Xin-Hong, R. Yun-Jiang, and W. Hui-Juan, “Phase-sensitive optical time-domain reflectometer based on bi-directional raman amplification,” *Acta Physica Sinica*, vol. 62, no. 4, 2013.

-
- [49] A. Hasegawa and K. Tai, “Effects of modulational instability on coherent transmission systems,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 10, pp. 512–514, 1989.
- [50] 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,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 6, pp. 1156–1160, 2004.
- [51] G. V. Simaey, P. Emplit, and M. Haelterman, “Experimental demonstration of the fermi-pasta-ulam recurrence in a modulationally unstable optical wave,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 3, p. 033902, 2001.
- [52] D. Alasia, “Advanced trends in nonlinear optics applied to distributed optical-fibre sensors,” Ph.D. dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [53] G. V. Simaey, P. Emplit, and M. Haelterman, “Experimental study of the reversible behavior of modulational instability in optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 3, pp. 477–486, 2002.
- [54] J. P. Graells, H. F. Martins, S. Martín-López, and M. G. Herraéz, “Distributed measurement of vibrations in a ramified fiber structure using phase sensitive optical time domain reflectometry and wavelength routing concepts,” in *Proc. OSA - Optical Fiber Sensors I*, 2014.
- [55] J. Pastor-Graells, S. Martín-López, M. González-Herráez, and A. Villafranca-Velasco, “Sistema y método de caracterización distribuida continua de un medio de fibra óptica,” España Patent 201 400 607, 2014.

Apéndice A

Código Matlab para modelado de traza

En este apéndice presentamos el código desarrollado para simular la traza óptica que debería de recoger un ϕ OTDR con las características que se han explicado.

```
clear all
close all

%Generate new fiber? a=1 yes, a=2 no
a=1;

%Fiber parameters
alfa=3.5e-5; %Loss factor
n=1.46;%Refraction index
c=3e8; %speed light
v=c/n; %speed in medium
l=1545e-9; % wavelength
w=v*2*pi/l; %angular frequency
L=15e3; %Fiber length
tf=2*L/v; %Fiber dimension (time)

%Pulse
T=50e-9; %time lenght
wp=v*T; %spatial lenght

%Scatering Rayleigh points
dz=wp/2; %Scattering section length
dzt=T/2; %Scattering section time
dens=500; %scattering points / m
M=dens*L; %total scattering points

%Oscilloscope
S=100e6; %Sampling Rate

%Field Intensisty
E0=1e7;

%Reflectors, phase and their position
if a==1
    r=2.5e-9*rand(1,M);
```

```

    pos=L*rand(1,M);
    pos=sort(pos);
    ph=2*pi*n/l.*pos;
    save r;
    save pos;
    save ph;
elseif a==2
    load r;
    load pos;
    load ph;
end

%Electric fields and intensity
dt=1/S;
t=[T:dt:tf-T];%trace time vector

for i=1:length(t)
    suma=0;
    posmin=(t(i)*v)/2;
    posmax=(t(i)*v+wp)/2;
    majorposmin=find(pos>posmin);
    minorposmax=find(pos<posmax);
    for k=majorposmin(1):minorposmax(end)
        suma=suma+r(k)*exp(j*ph(k));
    end
    x(i)=(t(i)*v+wp/2)/2;
    E(i)=E0*exp(-2*alfa*x(i))*suma;
    I(i)=abs(E(i))^2;
    PhE(i)=angle(E(i));
    i
end

%Trace
figure(1)
plot(x,I)
xlabel('Fiber_Position(m)')
ylabel('Optical_Power(a.u.)')
axis([0 L 0 max(I)])

```


Apéndice B

Código Matlab para modelado de vibración

En este apéndice presentamos el código desarrollado para simular la vibración y el espectro que se debería obtener en un ϕ OTDR con las características que se han explicado.

```
clear all
close all

%Generate new fiber? a=1 yes, a=2 no
a=1;

%Fiber parameters
alfa=2.3e-5; %Loss factor
%alfa=6e-4
n=1.46;%Refraction index
c=3e8; %speed light
v=c/n; %speed in medium
l=1545e-9; % wavelenght
w=v*2*pi/l; %angular frequency
L=100; %Fiber length
tf=2*L/v; %Fiber time

%Pulse
T=100e-9; %time lenght
wp=v*T; %spatial lenght

%Scatering Rayleigh points
dz=wp/2; %Scattering section lenght
dzt=T/2; %Scattering section time
dens=500; %scattering points / m
M=dens*L; %total scattering poins

%Oscilloscope
S=100e6; %Sampling Rate

%Field Intensisty
E0=1e3;

%Reflectors, phase and their position
if a==1
```

```

    r=1e-4*rand(1,M);
    pos=L*rand(1,M);
    pos=sort(pos);
    save r;
    save ph;
    save pos;
elseif a==2
    load r;
    load ph;
    load pos;
end
ph=2*pi*n/l.*pos;
save ph;

%Vibracion
fs=500; %Trigger -> sampling acoustic signal
tfinal=1/2; %Measurement Duration
N=fs*tfinal;
time=[0:1/fs:tfinal-1/fs];
frecuencia=20; %Vibration frequency
dt=1/S;
t=[dt:dt:tf];
puntoa=length(t)-40; %Vibration position
dif=0.0005;

for m=1:N
    %Vibration
    deltax=dif*cos(2*pi*frecuencia*time(m));
    invib=find(pos>puntoa);
    s=0;
    for p=invib(1):length(pos)
        pos(p)=pos(p)+s*deltax/(dens*(length(t)-puntoa));
        s=s+1;
    end

    %Electric fields and intensity
    for i=1:length(t)
        suma=0;
        posmin=(t(i)*v-wp)/2;
        posmax=(t(i)*v)/2;
        majorposmin=find(pos>posmin);
        minorposmax=find(pos<posmax);
        for k=majorposmin(1):minorposmax(length(minorposmax))
            suma=suma+r(k)*exp(j*ph(k));
        end
        x(m,i)=(t(i)*v-wp/2)/2;
        E(m,i)=E0*exp(-2*alfa*x(m,i))*suma;
        I(m,i)=abs(E(m,i))^2;
        PhE(m,i)=angle(E(m,i));
    end
end
m
end

%Intensity normalization
suma=zeros(m,1)

```

```
for g=1:m
    for h=1:i
        suma(g,1)=suma(g,1)+I(g,h)^2;
    end
end
for g=1:m
    I(g,:)= I(g,:)/suma(g);
end

%Fourier transform
Et=E(:,length(t)-20);
It=abs(Et).^2;
It=It-mean(It);
trans=fft(It,N)
transo = fftshift(trans);
freq=[-fs/2:fs/(N-1):fs/2];
plot(freq,abs(transo),'r');
xlabel('Frequency (Hz)')
ylabel('Optical Phase (rad)')
```


Apéndice C

Lista de símbolos

| Símbolo | Significado Físico | Unidades |
|------------------------|--|-----------------------------|
| α | Constante de atenuación | dB/km o km^{-1} |
| α_R | Constante de atenuación por <i>scattering</i> Rayleigh | dB/km o km^{-1} |
| β | Constante de propagación | m^{-1} |
| β_n | Coefficiente de dispersión de orden n | ps/km |
| γ | Coefficiente no lineal | $1/\text{W}\cdot\text{km}$ |
| ϵ, ϵ_0 | Permitividad eléctrica en el medio, en el vacío | F/m |
| μ, μ_0 | Permeabilidad magnética en el medio, en el vacío | N/A^2 |
| ν_B | Desplazamiento en frecuencia Brillouin | GHz |
| ω | Frecuencia Angular | rad/s |
| $\Delta\omega$ | Ancho de línea | rad/s |
| $\Delta\nu_B$ | Ancho de línea Brillouin | MHz |
| $\chi^{(i)}$ | Susceptibilidad lineal/no lineal | $(\text{m}/\text{V})^{i-1}$ |
| τ_c | Tiempo de coherencia | s |
| A_{eff} | Área efectiva | μm^2 |
| c | Velocidad de la luz en el vacío | m/s |
| $C_{\nu B\epsilon}$ | Constante de conversión deformación-frecuencia | MHz/ % |
| $C_{\nu BT}$ | Constante de conversión temperatura-frecuencia | MHz/ °C |
| L_{fiber} | Longitud de la fibra | m |
| L_{pulse} | Longitud del pulso | m |
| l_c | Longitud de coherencia | m |
| n | Índice de refracción | - |
| n_c | Índice de refracción complejo | - |
| n_0 | Índice de refracción lineal | - |
| n_2 | Índice de refracción no lineal | - |
| v_p | Velocidad de fase | m/s |
| v_g | Velocidad de grupo | m/s |

Apéndice D

Lista de acrónimos

| Acrónimo | Significado (Inglés) |
|--------------------|--|
| BFS | <i>Brillouin Frequency Shift</i> |
| BOTDA | <i>Brillouin Optical Time Domain Analysis</i> |
| BOTDR | <i>Brillouin Optical Time Domain Reflectometry</i> |
| COTDR | <i>Coherent Optical Time Domain Reflectometry</i> |
| CW | <i>Continuous Wave</i> |
| DWDM | <i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i> |
| EDFA | <i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> |
| ER | <i>Extinction Ratio</i> |
| FBG | <i>Fiber Bragg Grating</i> |
| FPU | <i>Fermi-Pasta-Ulam</i> |
| GDD | <i>Group Delay Dispersion</i> |
| MI | <i>Modulation Instability</i> |
| NLSE | <i>Non-Linear Schrödinger's Equation</i> |
| OSA | <i>Optical Spectrum Analyzer</i> |
| OTDR | <i>Optical Time Domain Reflectometry</i> |
| ϕ OTDR | <i>Phase Sensitive Optical Time Domain Reflectometry</i> |
| PDL | <i>Polarization Dependent Loss</i> |
| PMD | <i>Polarization Mode Dispersion</i> |
| POTDR | <i>Polarization Optical Time Domain Reflectometry</i> |
| PSD | <i>Power Spectral Density</i> |
| RMS | <i>Root Mean Square</i> |
| SG | <i>Signal Generator</i> |
| SMF | <i>Single Mode Fiber</i> |

| Acrónimo | Significado (Inglés) |
|-----------------|--|
| SNR | <i>Signal to Noise Ratio</i> |
| SOA | <i>Semiconductor Optical Amplifier</i> |
| SOP | <i>State Of Polarization</i> |
| SPM | <i>Self-Phase Modulation</i> |
| TOD | <i>Third Order Dispersion</i> |
| XPM | <i>Cross Phase Modulation</i> |
