

CENTRO POLITÉCNICO SUPERIOR

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA



*Trabajo Fin de Máster*

**Influencia de la forma del pulso de bombeo  
en la resolución de sensores distribuidos  
basados en dispersión estimulada de  
Brillouin en fibra óptica**

Para acceder al Título de

**Master en Tecnologías de la Información y  
Comunicaciones en Redes Móviles**

**Posgrado en Ingeniería de Telecomunicación  
Curso 2010/2011**

**Autor: Manuel Toca García**

**Director: José Miguel López Higuera**

**Ponente: Juan Ignacio Garcés Gregorio**

**Septiembre – 2011**



# **“Influencia de la forma del pulso de bombeo en la resolución de sensores distribuidos basados en dispersión estimulada de Brillouin en fibra óptica”**

## **Resumen**

Generalmente, se considera a la fibra óptica como un simple medio de transmisión en donde las señales ópticas son capaces de propagarse a lo largo de grandes distancias. Para ello es necesario confinar en su núcleo una elevada intensidad óptica que, al atravesar su reducida sección, puede estimular la aparición de fenómenos no lineales. Alguno de estos fenómenos, aunque perjudiciales para la mayoría de las aplicaciones de comunicaciones, puede ser empleado como mecanismo de sensado, como es el caso del *scattering* Brillouin debido a su gran precisión en las medidas y fuerte dependencia con las variables del entorno.

En una fibra óptica, el *scattering* Brillouin describe la interacción de los fotones con las variaciones de densidad presentes en la fibra. Cuando se introduce una onda óptica de bombeo por un extremo y otra con un desplazamiento en frecuencia igual a la frecuencia Brillouin de la fibra por el extremo contrario, también llamada onda Stokes, el batido entre ambas señales produce una variación de la densidad como consecuencia del efecto de electrostricción, resultando de este modo el *scattering* Brillouin estimulado. Esta variación de la densidad queda asociada con una onda acústica, que puede verse afectada localmente por la temperatura o elongación mecánica de la fibra, induciendo cambios en su índice de refracción efectivo.

Por tanto, mediante la medida estática o dinámica de los cambios de la frecuencia Brillouin a lo largo de la fibra puede realizarse un sensor de fibra distribuido para cambios locales de la temperatura y elongación mecánica longitudinal sobre decenas o centenas de kilómetros. Este tipo de sensores pueden ser empleados por ejemplo en la monitorización de estructuras civiles tales como tuberías, puentes o presas para la prevención de desastres. Tienen como ventaja que pueden medir el cambio de un parámetro específico a lo largo de la longitud completa de la fibra, por lo que, la resolución espacial y la sensibilidad son factores clave cuyos valores son aún susceptibles de mejora.

El objetivo de este Trabajo Fin de Máster es analizar, mediante simulación teórica y medidas experimentales en el laboratorio, la influencia que tiene la forma de onda de bombeo en la resolución espacial de la medida. Para ello, en primer lugar se ha desarrollado el software necesario para la correcta simulación de la interacción producida entre la onda de bombeo, la onda de Stokes y la fibra óptica. Posteriormente se han analizado los resultados obtenidos para diferentes formas de onda de la señal introducida como bombeo frente a posibles defectos presentes en la fibra óptica, emulando variaciones en la temperatura o tensión longitudinal. Seguidamente se ha procedido a su comprobación experimental en el laboratorio, presentando finalmente las conclusiones obtenidas.



# Índice de Contenidos

<b>Capítulo 1. Introducción .....</b>	<b>1</b>
1.1 Contexto y objetivos .....	1
1.2 Estructura del documento .....	2
<b>Capítulo 2. Fundamentos de la fibra óptica .....</b>	<b>4</b>
2.1 Introducción .....	4
2.2 Atenuación y <i>scattering</i> .....	5
2.3 Procesos espontáneos y estimulados .....	7
2.4 Procesos de <i>scattering</i> .....	9
2.4.1 <i>Scattering</i> Rayleigh.....	9
2.4.2 <i>Scattering</i> Raman .....	10
2.4.3 <i>Scattering</i> Brillouin.....	10
<b>Capítulo 3. Fundamentos teóricos del <i>scattering</i> Brillouin .....</b>	<b>12</b>
3.1 Introducción .....	12
3.2 Scattering Brillouin espontáneo y estimulado.....	13
3.2.1 <i>Scattering</i> Brillouin espontáneo.....	14
3.2.2 <i>Scattering</i> Brillouin estimulado.....	15
3.2.2.1 Solución al estado de equilibrio .....	17
3.3 Frecuencia Brillouin .....	18
3.3.1 Espectro de ganancia Brillouin.....	19
3.4 Potencia umbral de Brillouin .....	20
3.4.1 Anchura y repetición del pulso .....	21
3.4.2 Anchura espectral y modulación.....	22
3.4.3 Polarización.....	22
3.5 Mecanismo de sensado.....	22
3.5.1 Sensado de temperatura .....	23
3.5.2 Sensado de <i>strain</i> .....	24

<b>Capítulo 4. Simulación y análisis</b>	<b>25</b>
4.1    Introducción	25
4.2    Modelo numérico	25
4.2.1    Condiciones iniciales y de contorno	32
4.2.2    Ruido blanco inicial	32
4.3    Simulación del modelo	33
<b>Capítulo 5. Resultados experimentales</b>	<b>40</b>
5.1    Introducción	40
5.2    Parametrización del sistema	41
5.3    Defecto sub métrico	43
<b>Capítulo 6. Conclusiones y Líneas futuras</b>	<b>46</b>
6.1    Conclusiones	46
6.2    Líneas futuras	47
<b>Capítulo 7. Referencias</b>	<b>48</b>
7.1    Referencias	48
<b>Anexos</b>	<b>54</b>
<b>Anexo A. Técnicas Brillouin de sensado distribuido</b>	<b>55</b>
A.1    Introducción	55
A.2    Sensores de Brillouin espontaneo	56
A.2.1    Reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo ( <i>BOTDR</i> )	56
A.2.2    Relación Landau-Placzek ( <i>LPR</i> )	57
A.3    Sensores de Brillouin estimulado	58
A.3.1    Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo ( <i>BOTDA</i> )	58
A.3.2    Análisis óptico de Brillouin en el dominio correlado ( <i>BOCDA</i> )	61
A.3.3    Análisis óptico de Brillouin en el dominio frecuencial ( <i>BOFDA</i> )	62
A.4    Comentarios generales	63

# Abreviaturas y Acrónimos

<b>BOCDA</b>	Brillouin Optical Correlation Domain Analysis
<b>BOCDR</b>	Brillouin Optical Correlation Domain Reflectometry
<b>BOFDA</b>	Brillouin Optical Frequency Domain Analysis
<b>BOTDA</b>	Brillouin Optical Time Domain Analysis
<b>BOTDR</b>	Brillouin Optical Time Domain Reflectometry
<b>BS</b>	Brillouin Scattering
<b>DOP</b>	Degree of <i>polarization</i>
<b>EDFA</b>	Erbium Doped Fiber Amplifier
<b>EOM</b>	Electro-optic modulator
<b>ESA</b>	Electrical Spectrum Analyser
<b>FWHM</b>	Full Width Half Maximum
<b>GVD</b>	Group Velocity Dispersion
<b>IFFT</b>	Inverse Fast Fourier Transform
<b>LPR</b>	Landau-Placzek Ratio
<b>OTDR</b>	Optical Time Domain Reflectometry
<b>PLL</b>	Phase Locked Loop
<b>PS</b>	Polarization scrambler
<b>RPD</b>	Resistive Power Divider
<b>SBS</b>	Stimulated Brillouin Scattering
<b>SHM</b>	Structural Health Monitoring
<b>SMF</b>	Single Mode Fiber
<b>SRS</b>	Stimulated Raman Scattering
<b>SOA</b>	Semiconductor Optical Amplifier
<b>SOCF</b>	Synthesis of Optical Coherence Function
<b>SPM</b>	Self-phase modulation
<b>WDM</b>	Wavelength Division Multiplexing
<b>XPM</b>	Cross-phase modulation





# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Contexto y objetivos

Durante la pasada década se ha incrementado espectacularmente la demanda, por parte de la sociedad, de infraestructuras civiles y fuentes de energía seguras. Esto se ha traducido en un crecimiento similar de la presión ejercida sobre la industria de ingeniería civil, petróleo y servicios públicos entre otros. La sociedad no sólo requiere de un fuerte crecimiento del suministro de servicios sino que también exige seguridad en todo momento. Por tanto, la prevención requiere que los ingenieros de diseño y mantenimiento de infraestructuras de ingeniería civil evalúen la integridad de sus estructuras bajo estrés. Estos requerimientos convierten al monitoreo de la salud estructural (*SHM, Structural Health Monitoring*) en un elemento clave de este tipo de sectores.

De este modo se hace evidente la necesidad de una técnica que permita la medida en tiempo real y de forma distribuida de la temperatura y la elongación mecánica (*strain*) sobre longitudes que irían desde unos pocos metros a decenas e incluso cientos de kilómetros. Como veremos a lo largo del presente documento, los métodos de sensado distribuido, entre los que se encuentran las técnicas basadas en el *scattering* Brillouin, son capaces de satisfacer adecuadamente todos estos requerimientos.

Durante las últimas dos décadas los sensores distribuidos sobre fibra óptica basados en el *scattering* Brillouin han atraído un gran interés debido a su capacidad de monitorizar la temperatura y *strain* en grandes infraestructuras y reemplazar miles de sensores puntuales. Este tipo de sensores encuentran múltiples aplicaciones en campos como la ingeniería civil, industria aeroespacial, generación de energía e ingeniería geotécnica entre otros, por lo que a lo largo de estos años han conseguido ser mejorados significativamente.

Básicamente, el *scattering* Brillouin es un fenómeno no lineal que se produce como resultado de fluctuaciones del índice de refracción producidas por ondas acústicas cuasi

coherentes. Éstas son iniciadas térmicamente, generando agitaciones en la onda acústica que son capaces de dispersar la onda de luz incidente con un desplazamiento en frecuencia.

Más concretamente, en una fibra óptica el *scattering* Brillouin describe la interacción de los fotones con las variaciones de densidad presentes en la fibra. Al introducir una onda óptica de bombeo por un extremo y otra con un desplazamiento en frecuencia igual a la frecuencia Brillouin de la fibra por el extremo contrario, también llamada onda *Stokes*, el batido entre ambas señales produce una variación de la densidad como consecuencia del efecto de electrostricción, resultando de este modo el *scattering* Brillouin estimulado. Esta variación de la densidad queda asociada con una onda acústica, que puede verse afectada localmente por la temperatura o elongación mecánica de la fibra, induciendo cambios en su índice de refracción efectivo.

Debido a su gran precisión en las medidas y fuerte dependencia con las variables del entorno, mediante la medida estática o dinámica de los cambios de la frecuencia Brillouin a lo largo de la fibra puede realizarse un sensor de fibra distribuido para cambios locales de la temperatura y elongación mecánica longitudinal sobre decenas o centenas de kilómetros. Su principal ventaja radica en que pueden medir un cambio de un parámetro específico a lo largo de la longitud completa de la fibra, por lo que, la resolución espacial y la sensibilidad son factores clave cuyos valores son aún susceptibles de mejora.

Por tanto, el objetivo del presente trabajo fin de máster es analizar, mediante simulación teórica y medidas experimentales en el laboratorio, la influencia que tiene la forma de onda de bombeo en la resolución espacial de la medida. Para ello, en primer lugar se procederá al desarrollo del software necesario para la simulación de la interacción producida entre la onda de bombeo, la onda de *Stokes* y la fibra óptica en un sistema *BOTDA*. Posteriormente se analizarán los resultados obtenidos para diferentes formas de onda de la señal de bombeo frente a posibles defectos presentes en la fibra óptica, emulando variaciones en la temperatura o tensión longitudinal. Y por último, se comprobarán experimentalmente en el laboratorio las conclusiones obtenidas de los resultados de las simulaciones.

## 1.2 Estructura del documento

El presente documento se encuentra dividido en siete capítulos y un anexo adicional, en los que, tras este primero de introducción donde se define el contexto y los objetivos que se plantean a lo largo de este trabajo fin de máster, se recogen en primer lugar los aspectos teóricos necesarios para, posteriormente, proceder a su simulación y comprobación experimental.

De este modo, se comienza el segundo capítulo estableciendo los fundamentos teóricos de la fibra óptica, analizando conceptos clave como son la atenuación y los diferentes procesos de *scattering* presentes, así como una breve descripción de los procesos de absorción y emisión espontáneos y estimulados.

El tercer capítulo presenta los principios fundamentales del *scattering* Brillouin, estableciendo las diferencias entre el *scattering* Brillouin espontáneo y el estimulado, así como

## Capítulo 1. Introducción

la formulación teórica de cada uno de ellos. Posteriormente se define la frecuencia Brillouin y su espectro de ganancia, así como su potencia umbral que dependerá de factores como la anchura y repetición del pulso, anchura espectral y modulación y polarización. Por último, se establece a la frecuencia Brillouin como un mecanismo de sensado, pudiendo identificar variaciones de temperatura y/o *strain* de forma distribuida a lo largo de la fibra óptica.

Una vez presentados los fundamentos teóricos, el capítulo siguiente se centra en la simulación del *scattering* Brillouin estimulado y el análisis de los resultados obtenidos en un sistema *BOTDA*. En primer lugar se define y desarrolla el modelo numérico que describe la interacción de las tres ondas que intervienen en el proceso de *scattering* Brillouin estimulado: la onda de bombeo, la onda de *Stokes* o sonda y la onda acústica, para su posterior implementación en *Matlab*. Una vez implementado el modelo se realiza la simulación del proceso de *scattering* empleando diferentes formas de la onda pulsada de bombeo, analizando su influencia en la resolución espacial y frecuencial.

En el quinto capítulo se procede a la comprobación experimental de los resultados obtenidos en las simulaciones mediante la medida de la frecuencia Brillouin de varios tramos de fibra óptica de diferentes longitudes. Posteriormente se realiza la identificación y medida de la variación de la temperatura sobre defectos con longitudes por debajo del metro, en este caso de aproximadamente 30 cm.

Se finaliza con las conclusiones que pueden extraerse, así como las líneas futuras que, habiendo quedado fuera de los objetivos propuestos, puede ser desarrolladas a partir del trabajo realizado.

En el séptimo y último capítulo se enumeran por orden de aparición el conjunto de referencias que han sido empleadas para la correcta elaboración y desarrollo del presente trabajo fin de máster.

Por último, se incluye un anexo adicional en el que se realiza una revisión de las principales técnicas de sensado distribuido, que han venido apareciendo en los últimos años, basados en el *scattering* Brillouin, tanto espontáneo como estimulado

# Capítulo 2

## Fundamentos de la fibra óptica

### 2.1 Introducción

Gracias a su eficacia, la fibra óptica se ha convertido en el medio de comunicación por excelencia, ya que permite la propagación de señales ópticas con unas pérdidas significativamente menores a las sufridas por las señales eléctricas a través de cables de cobre convencionales. Su baja atenuación, del orden de 0.2 dB/Km, y su inmunidad frente a campos electromagnéticos externos, la convierte en el medio de transmisión idóneo para grandes distancias [1].

Una fibra óptica consiste en una región central con simetría de revolución respecto al eje, llamada núcleo (*core*), por la que se propaga la señal y rodeada de una región externa, llamada cubierta (*cladding*), que la confina en su interior. La luz se confina en el interior del núcleo debido a el índice de refracción de éste es ligeramente superior al de la cubierta, produciendo el fenómeno de reflexión total interna, que impide que los rayos o modos de la luz escapen de la región de mayor índice cuando el ángulo de incidencia en la interfaz núcleo-cubierta supera un determinado valor crítico.

Generalmente, para conseguir unas pérdidas de propagación tan bajas las fibras ópticas se fabrican con Dióxido de Silicio ( $\text{SiO}_2$ ) o Sílice, mientras que, para que el núcleo tenga un índice de refracción ligeramente superior al de la cubierta, es necesario que sea dopado con algún elemento adicional. Así, mediante el dopado del núcleo con  $\text{GeO}_2$  y  $\text{P}_2\text{O}_5$  se logra aumentar su índice de refracción, mientras que con Flúor se reduce. Típicamente los valores del índice de refracción en el núcleo y la cubierta de la fibra son del orden de 1.45 y 1.47, respectivamente.

Sin embargo, debe tenerse en cuenta que el cambio del índice de refracción mediante dopado supondrá un aumento significativo de las no linealidades presentes en la fibra. Estas no linealidades, como puede ser la dispersión o esparcimiento Brillouin (*scattering* Brillouin) en la que se centra el presente documento, se manifiestan cuando la intensidad óptica confinada en la fibra óptica supera un cierto valor umbral.

Por otro lado, las fibras pueden clasificarse fundamentalmente en fibras monomodo o multimodo, donde la presencia de uno o más modos depende de la diferencia en los índices de refracción, del tamaño del núcleo y de la longitud de onda de la señal.

### 2.2 Atenuación y *scattering*

La atenuación que sufre una señal óptica al propagarse a través de una fibra es exponencialmente proporcional al coeficiente de absorción ( $\alpha$ ) de dicha fibra y la longitud recorrida. Por tanto, si se introduce una señal óptica de potencia  $P_0$ , la potencia óptica a una distancia  $L$  será,

$$P = P_0 e^{-\alpha L} \quad (2.1)$$

La atenuación es un parámetro característico de la fibra y, como se ilustra en la Figura 2.1, es función de la longitud de onda. Históricamente se consideran tres ventanas de atenuación a las longitudes de onda de 850 nm, 1310 nm y 1550 nm, siendo ésta última la que consigue la atenuación más baja ( $\sim 0.2$  dB/Km) y, por tanto, la más habitual en los sistemas de telecomunicaciones.

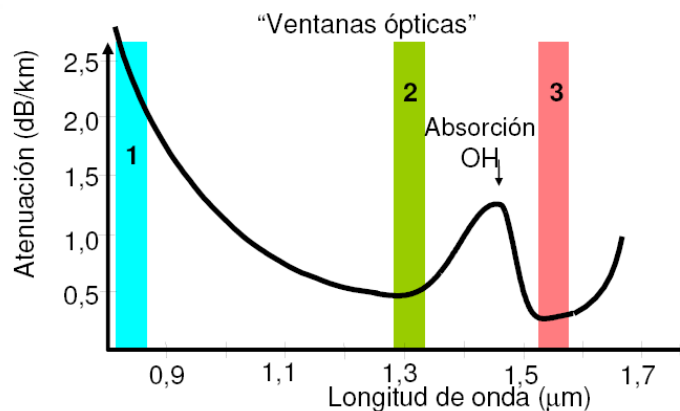


Figura 2.1. Atenuación típica de una fibra óptica de telecomunicaciones.

Las pérdidas existentes en la fibra se deben a varios factores como la absorción del material, la curvatura de la fibra, el *scattering* elástico (Rayleigh) o *scattering* inelástico (Raman o Brillouin) entre otros. Entre estos factores destaca el *scattering* Rayleigh debido a que se trata de la principal fuente de pérdidas en la fibra. Se trata de una pérdida intrínseca al material debido a las inhomogeneidades que presenta. En la ventana de 1550 nm las pérdidas cuantificadas por Rayleigh se encuentran entre los 0.12 y 0.15 dB/km.

En la Figura 2.2 se muestran los tres principales fenómenos de *scattering* presentes en la fibra: Rayleigh, Brillouin y Raman y su desplazamiento en frecuencia característico con respecto a frecuencia de la señal incidente. Éste desplazamiento en frecuencia depende de la cantidad de energía pérdida durante el proceso de *scattering*.

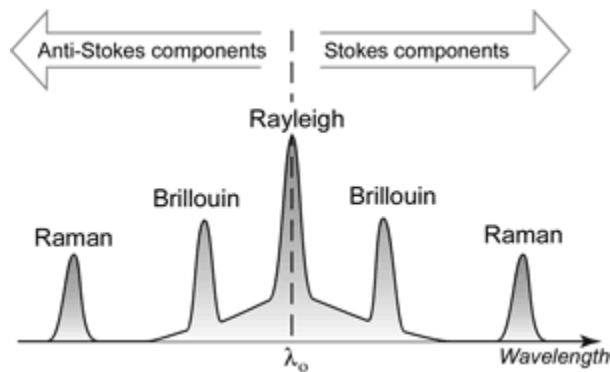


Figura 2.2. Espectro característico de los principales procesos de *scattering*

El *scattering* puede verse como un proceso en donde se produce un cambio de la dirección de la luz debido a que los fotones colisionan con átomos o moléculas presentes en el medio de propagación. Los diferentes procesos de *scattering* pueden dividirse básicamente en dos grupos: elásticos e inelásticos. La principal diferencia radica en el intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico por el que se propaga, es decir, en un *scattering* elástico no se produce intercambio de energía, mientras que en el *scattering* inelástico se intercambia una pequeña cantidad.

El *scattering* elástico es un factor determinante en la atenuación de la fibra óptica, decreciendo su intensidad según aumenta la longitud de onda. Como ya se ha comentado anteriormente, cuando se produce *scattering* elástico no se produce intercambio de energía y, por tanto, no hay desplazamiento en frecuencia en los fotones dispersados sino que éstos se dispersan en todas las posibles direcciones, introduciendo así pérdidas en la potencia de la señal incidente. Este fenómeno se produce por inhomogeneidades presentes en el núcleo de la fibra y, dependiendo del tamaño de éstas inhomogeneidades en relación con la longitud de onda incidente, la dispersión elástica puede ser Rayleigh o Mie [2]. Cuando la onda electromagnética interactúa con partículas macroscópicas mucho más pequeñas que la longitud de onda ( $< \frac{1}{10} \lambda$ ) se produce *scattering* Rayleigh, mientras que cuando su tamaño es del orden de la longitud de onda se procede *scattering* Mie. Incluso a potencias ópticas bajas se produce la interacción con estas pequeñas partículas, siendo un efecto perjudicial y que siempre estará presente en los sistemas de comunicaciones ópticas.

En los procesos inelásticos existe una transferencia de energía entre la onda incidente y el medio dieléctrico con lo que, por los principios de conservación de la energía, se generan ondas de frecuencia inferior (*Stokes*) y superior (*Anti-Stokes*) [3]. Los principios del *scattering* Brillouin y Raman son similares, en ambos casos las propiedades no lineales de la fibra producen un cambio en la frecuencia de la luz dispersada debido a una variación mecánica del medio [4]. En el caso del *scattering* Brillouin la excitación del material produce fonones acústicos, donde el periodo de la onda resultante se debe a la variación de la densidad del

medio. Estas variaciones de densidad se propagan a través del medio en forma de onda acústica. Por otro lado, el *scattering* de Raman se debe a vibraciones moleculares produciendo la generación de fonones ópticos. Estas vibraciones no se propagan a través del medio sino que ocurren en su interior y únicamente pueden transferirse a las moléculas vecinas mediante colisiones. En una fibra óptica típica de telecomunicaciones el *scattering* Raman produce un cambio en la frecuencia de la onda dispersa del orden de terahercios, mientras que el *scattering* Brillouin es de gigahercios.

## 2.3 Procesos espontáneos y estimulados

Gracias a la teoría cuántica de la radiación, publicada por Albert Einstein en 1917, donde se describe el modelo de emisión y absorción de la radiación, conocemos que la energía en el interior de un átomo está cuantificada en niveles de energía discretos.

Cuando se emite un fotón desde un átomo se produce una transición desde un nivel de energía superior a otro inferior. Esta transición entre niveles de energía produce una radiación electromagnética e incluye tanto la emisión espontánea como la estimulada. Por otro lado, cuando un fotón es absorbido por un átomo, se produce una absorción estimulada. La Figura 2.3 muestra los diagramas de energía de los tres procesos: emisión espontánea, emisión estimulada y absorción estimulada.

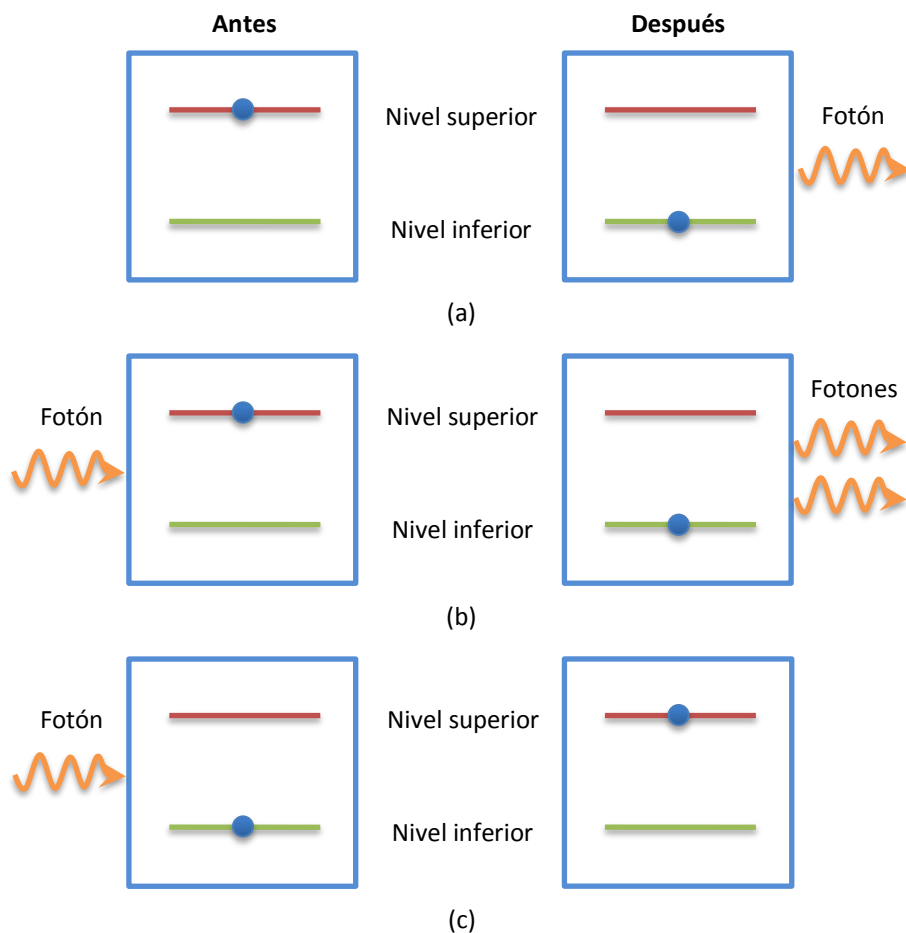


Figura 2.3. Emisión espontánea (a), emisión estimulada (b) y absorción estimulada (c)

Si un átomo o molécula se encuentra en un estado de energía superior al estado fundamental, puede caer espontáneamente en cualquier momento emitiendo un fotón sin necesidad de un estímulo externo. El tiempo medio que un átomo o molécula excitada permanece en el estado de energía superior se conoce como tiempo característico de emisión espontánea. Por otro lado, si un átomo o molécula excitada se ilumina con un fotón con la misma energía que la diferencia de energías entre el estado excitado y el fundamental, se consigue estimular al átomo. Este estímulo produce una caída en el nivel de energía generando un nuevo fotón. De esta forma, el estímulo externo de un único fotón produce la emisión de dos fotones con la misma energía.

El tiempo de vida medio de un átomo en un estado excitado es bastante reducido, por lo que la probabilidad de que un fotón encuentre a un átomo o molécula en su estado fundamental es muy alta. En este caso el fotón será absorbido dando lugar a la llamada absorción estimulada. Sólo cuando el número de átomos o moléculas en estado excitado sea mayor que el número de átomos que se encuentren en su estado fundamental, la probabilidad de que el fotón genere una emisión estimulada será mayor que la de ser absorbido. Este estado se conoce con el nombre de inversión de población, debido a que se invierte el estado normal de equilibrio.

En un proceso de *scattering* espontáneo el material se excita hasta el nivel de energía superior debido a la absorción de un fotón con energía  $E = h\nu_0$ . Posteriormente se genera espontáneamente un fotón de Stokes con energía  $E = h\nu_s$ , menor que la del fotón incidente, y el resto de energía,  $E = h\nu_v$ , se libera en forma de vibraciones u ondas acústicas (fonones). En un proceso de *scattering* estimulado, cuyo diagrama de energía se representa en la Figura 2.4, los fotones recibidos con energía  $E = nh\nu_s$ , donde  $n$  es el número de fotones, estimula a los átomos o moléculas que se encuentran en el estado de energía superior debido a la absorción de un fotón con energía  $E = h\nu_0$ . De nuevo, se libera un fotón con energía  $E = h\nu_s$  y una excitación del material con energía  $E = h\nu_v$ . El fotón liberado se añade a los fotones incidentes y el resultado son fotones con energía  $E = (n + 1)h\nu_s$ .

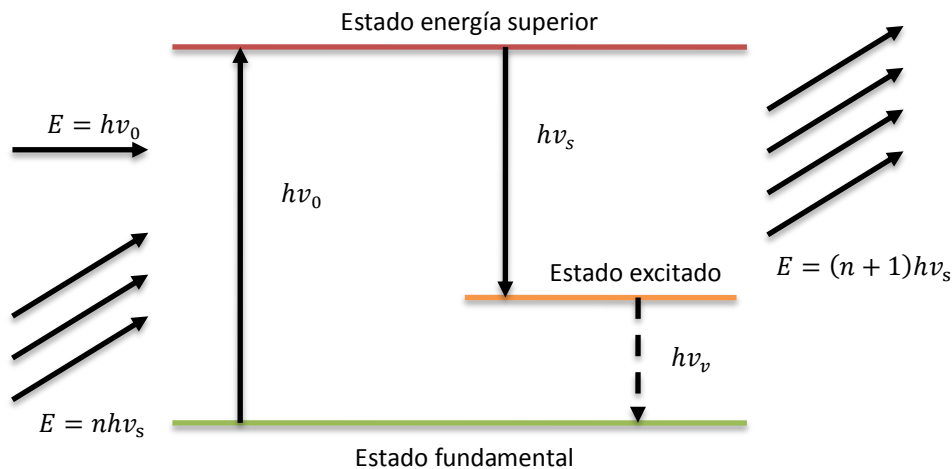


Figura 2.4. Proceso de *scattering* estimulado



Por tanto, en un proceso de *scattering* inelástico tendremos generalmente tres ondas participantes: la onda de luz incidente, la onda de luz dispersada y la excitación del material, donde esta última no siempre es una onda de luz, por ejemplo, el *scattering* Brillouin produce una onda acústica [2]. En todo momento deberá conservarse tanto la energía como el momento, por lo que,

$$\begin{aligned}\omega_L &= \omega_s + \omega_0 \\ k_L &= k_s + k_0\end{aligned}\tag{2.2}$$

siendo  $\omega_L$ ,  $\omega_s$ ,  $\omega_0$  las frecuencias y  $k_L$ ,  $k_s$ ,  $k_0$  los vectores de onda de la luz incidente, la radiación dispersada y la excitación del material, respectivamente. En muchos casos sólo determinados ángulos entre los vectores de onda cumplen satisfactoriamente esta relación.

Hasta ahora, hemos considerado la situación en que un fotón es absorbido por el material, generándose un nuevo fotón con una energía ligeramente inferior y un fonón. En este caso, la onda dispersada se la conoce como onda *Stokes*. Sin embargo, también se da el proceso en el que la absorción del fotón incidente se realiza por un átomo que ya se encontraba en un estado excitado. En consecuencia, el átomo pasará a un estado de energía superior para a continuación decaer hasta el estado fundamental, emitiendo un fotón con una energía superior y aniquilando un fonón. A esta onda dispersada de frecuencia mayor que la incidente se la conoce como onda *Anti-Stokes*.

## 2.4 Procesos de *scattering*

Como se ha introducido en secciones anteriores, y representado en la Figura 2.2, los principales procesos de *scattering* presentes en la fibra son el *scattering* Rayleigh, el *scattering* Raman y el *scattering* Brillouin. En los siguientes apartados se tratarán muy brevemente cada uno de ellos indicando alguna de sus características de mayor importancia.

### 2.4.1 *Scattering* Rayleigh

El *scattering* Rayleigh fue descubierto en 1899 por Lord JWS Rayleigh [5]. Puede describirse formalmente como la dispersión producida por las fluctuaciones de la entropía del medio.

La intensidad de la luz dispersada por el *scattering* Rayleigh tiene una dependencia con la longitud de onda de la forma  $I_R \propto \lambda^{-4}$ , siendo empleada por Lord Rayleigh para explicar el color azul del cielo. El color azul es la componente del espectro visible con menor longitud de onda (~400 nm), por lo que la intensidad de luz dispersada desde la atmósfera es mayor que para cualquier otro color.

Las fluctuaciones de densidad presentes en la fibra son la principal causa de pérdidas debido al *scattering* Rayleigh, produciendo pequeños cambios del índice de refracción. Las pérdidas intrínsecas en una fibra de sílice debido al *scattering* Rayleigh pueden ser expresadas mediante la siguiente expresión [5],

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.3)$$

siendo  $C$  una constante específica para cada fibra. Valores típicos de  $C$  pueden estar comprendidos entre 0.7 y 0.9 (dB/km) $\mu\text{m}^4$ . A 1550 nm esto corresponde a unas pérdidas de entre 0.12 y 0.16 dB/km, con lo que el *scattering* Rayleigh es la principal fuente de atenuación a esta longitud de onda.

El coeficiente de potencia reflejada por *scattering* Rayleigh en un segmento de fibra típica de salto de índice viene dado por la siguiente expresión [6,7],

$$R_L = S \left( \frac{\alpha_R}{2\alpha} \right) [1 - e^{-2\alpha L}] \quad (2.4)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación de la fibra,  $\alpha_R$  el coeficiente de atenuación debido al *scattering* de Rayleigh,  $L$  es la longitud del segmento de fibra y  $S$  el factor de captura de la fibra que viene dado por,

$$S = \frac{b(n_1^2 - n_2^2)}{n_1^2} \quad (2.5)$$

siendo  $n_1$  y  $n_2$  los índices de refracción del núcleo y la cubierta, respectivamente, y  $b$  un factor de guiado de la fibra que suele estar comprendido en el rango de 0.21 a 0.24 para fibras monomodo estándar [8].

El *scattering* Rayleigh es la base de la reflectometría óptica en el dominio del tiempo (*OTDR*), proporcionando la media de la atenuación de la fibra óptica a lo largo de toda su longitud mediante la medida y análisis de la fracción de luz que se refleja hacia atrás. El *OTDR* se ha convertido en una herramienta imprescindible en el diagnóstico de redes de fibra óptica.

#### 2.4.2 *Scattering* Raman

El *scattering* Raman espontáneo fue descubierto en 1926 por el físico hindú Dr. CV. Raman [9], siendo el resultado de la interacción entre ondas ópticas y los modos resonantes de los átomos o moléculas del medio. Mediante este fenómeno se generan fonones ópticos y vibraciones moleculares del medio, por lo que la longitud de onda de la luz dispersada es mayor que la de la luz incidente. Este desplazamiento puede ser del orden de cientos e incluso varios miles de nanómetros.

El *scattering* Raman espontáneo es muy débil, dispersando en torno a un  $10^{-4}$  % de la potencia incidente. El *scattering* Raman estimulado (*SRS*) fue observado por primera vez en 1962 en una celda de nitrobenzeno bombeada por un láser de Rubí en régimen Q-switch [10] y, en 1972, se realizó la primera demostración experimental en fibras de sílice [11].

#### 2.4.3 *Scattering* Brillouin

El *scattering* Brillouin toma su nombre de Léon Brillouin, quien realizó su formulación teórica en la segunda década del siglo XX [12]. Se trata de un fenómeno por el que se dispersa

la luz al interaccionar con un fonón acústico que se propaga a través del medio. La aniquilación o creación de un fonón da lugar a las ondas de *Anti-Stokes* y *Stokes*, respectivamente. La magnitud del desplazamiento en frecuencia o frecuencia Brillouin,  $\omega_B$ , viene determinada por la velocidad de propagación de los fonones acústicos en el material,  $v$ , y el ángulo bajo el cual la onda *Stokes* se dispersa,  $\theta$ , de la siguiente manera,

$$\omega_B = k_B v = 2\omega_L \left( \frac{vn}{c} \right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.6)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio y, por tanto,  $\frac{c}{n}$  es la velocidad de la luz a través del medio. Debido a su reducido diámetro, en una fibra óptica monomodo existen únicamente dos direcciones posibles: hacia adelante ( $\theta = 0^\circ$ ) y hacia atrás ( $\theta = 180^\circ$ ). Sin embargo, al ser el  $\sin 0^\circ = 0$ , el desplazamiento en frecuencia de la luz dispersada en la dirección de propagación es cero y, al no producirse un desplazamiento Brillouin, simplemente la luz se añade a la señal original. Por lo tanto, únicamente puede detectarse el desplazamiento frecuencial de la luz dispersada en la dirección contra propagante ( $\theta = 180^\circ$ ), quedando la ecuación (2.6) reducida a,

$$\omega_B = 2\omega_L \left( \frac{vn}{c} \right) \quad (2.7)$$

Aunque la intensidad de la luz dispersada por *scattering* Brillouin espontáneo es del orden de 20 dB inferior al del *scattering* Rayleigh, el *scattering* Brillouin estimulado (SBS) es relativamente fácil de generar y su intensidad es mayor, por lo que el *scattering* Brillouin estimulado posee un efecto mayor al del *scattering* Rayleigh [13] y puede ser empleado en numerosas aplicaciones:

- Amplificación selectiva. Esta técnica emplea el estrecho ancho de banda Brillouin ( $\sim 30$  MHz) para amplificar selectivamente señales específicas. De este modo se posibilita la separación de señales procedentes de sistemas que emplean multiplexación en longitud de onda (WDM) y para la conversión fase-amplitud [14].
- Láseres Brillouin con ancho de banda muy estrecho [15].
- Medida distribuida de temperatura y *strain* [16, 17]. Siendo esta la aplicación del *scattering* Brillouin en la que se centra el presente documento y que será desarrollada en los siguientes capítulos.

Como se verá más adelante, el *scattering* Brillouin impone un límite en la cantidad de potencia que puede ser transmitida a través de una fibra, ya que, al superar un determinado valor umbral se refleja hacia atrás la mayor parte de la potencia que se trata de transmitir. Esto la convierte en un efecto perjudicial en los sistemas de comunicaciones, haciendo disminuir la calidad del enlace.

# Capítulo 3

## Fundamentos teóricos del scattering Brillouin

### 3.1 Introducción

El *scattering* Brillouin estimulado (*SBS*), observado por primera vez por Chiao y sus colaboradores en 1964 [18], se trata de una interacción no lineal entre el campo eléctrico del bombeo y la onda de *Stokes* a través de una onda acústica. La onda acústica induce diferencias de presión periódicas o cambios del índice de refracción de la fibra, actuando como una red de *Bragg*. La luz procedente de la onda de bombeo se refleja en dirección contra propagante por la red acústica inducida y, debido a que se desplaza en la dirección de propagación a la velocidad acústica ( $V_A \sim 5$  km/s en sílice), la onda reflejada será de una longitud de onda mayor. La mayor longitud de onda o menor frecuencia se debe al desplazamiento *Doppler* entre la luz propagante y la onda acústica. Así, la onda dispersada se conoce como onda de *Stokes* y el *SBS* produce que crezca exponencialmente [3].

La presencia de grandes intensidades de luz hace que el campo eléctrico del bombeo produzca un estrés interno en la fibra actuando sobre la polarización [4]. Este estrés o electrostricción, definido como la tendencia de los materiales a comprimirse en presencia de un campo eléctrico elevado, produce una deformación del medio dieléctrico, en este caso la fibra, modificando su índice de refracción.

Una onda contra propagante, con el debido desplazamiento en frecuencia, facilita la creación de la onda acústica a través del fenómeno de electrostricción. La interferencia del bombeo y la onda contra propagante produce picos periódicos de elevado campo eléctrico. Estos picos periódicos se desplazan hacia adelante debido a la diferencia frecuencial entre ondas, estimulando la creación de una onda acústica mediante electrostricción si se desplazan a la velocidad acústica. La onda contra propagante puede proceder de la onda reflejada de

*Stokes* o de otra fuente, como es el caso de las configuraciones de sensado, en cuyo caso se denomina onda o señal de sonda.

De esta forma el *scattering* Brillouin produce una atenuación en la señal, pudiendo llegar a ser un gran obstáculo en la cantidad de potencia que puede enviarse a través de la fibra. Sin embargo, la onda reflejada o *Stokes* también puede ser empleada para la medida de ciertas propiedades de la fibra tales como la temperatura o *strain*, pudiendo ser aprovechado para el sensado distribuido en fibra.

### 3.2 Scattering Brillouin espontáneo y estimulado

El *scattering* Brillouin se produce debido a vibraciones moleculares que crean una onda acústica, siendo por lo general muy pequeña la magnitud de la luz dispersada. El *scattering* Brillouin espontáneo puede producirse en la dirección de propagación de la onda de bombeo, sin embargo, al no existir desplazamiento en frecuencia, la luz simplemente se añade a la señal original. Únicamente cuando la onda dispersada estimula cambios del índice de refracción, se incrementa la intensidad de la onda dispersada, fenómeno conocido como *scattering* Brillouin estimulado (*SBS*), aumentado así de forma sustancial la potencia transferida a la onda dispersada.

Los dos tipos de *scattering* pueden identificarse analizando la cantidad de fotones involucrados en el proceso. El número de fotones dispersados por modo sobre una unidad de longitud,  $N_S$ , viene dado por [19],

$$\frac{dN_S}{dz} = AN_L(N_S + 1) \quad (3.1)$$

donde  $N_L$  es el número de fotones incidentes y  $A$  la magnitud específica del proceso de *scattering*. Se produce *scattering* espontáneo cuando el número de fotones dispersados por modo es pequeño,  $N_S \ll 1$ . Cuando el número de fotones dispersados es mayor,  $N_S \gg 1$ , se produce *scattering* estimulado. El *scattering* estimulado proporciona una solución en forma exponencial a la ecuación anterior, que refleja el crecimiento exponencial de la cantidad de fotones dispersados,

$$N_S = N_S(0)e^{gI_L l} \quad (3.2)$$

donde  $g$  es el factor de ganancia del proceso de *scattering*,  $l$  es la longitud de interacción e  $I_L$  la intensidad del haz de luz original.

Las principales diferencias del *SBS* con respecto al *scattering* Brillouin espontáneo son [19] que presenta una mayor intensidad, un espectro más estrecho y la anchura de la intensidad a altura mitad (*FWHM*) es de la forma Lorentziana,

$$\delta\nu = \frac{\delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.3)$$

### 3.2.1 *Scattering* Brillouin espontáneo

Como ya se ha comentado anteriormente, el *scattering* Brillouin es un proceso originado de la interacción de la luz con una onda acústica, también conocidos como fonones acústicos.

Una onda acústica se define por la presión  $p$ , la magnitud del vector de onda  $q$ , y la frecuencia  $\Omega$  de la onda *Stokes*, mediante la expresión:  $\Delta p = (\Delta p e^{i(qz - \Omega t)} + c.c.) \hat{z}$ , siendo c.c. el complejo conjugado. Esta onda acústica evoluciona a través del tiempo y del espacio mediante la ecuación acústica o ecuación de onda [20],

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \left( \frac{\partial \Delta p}{\partial t} \right) - v^2 \nabla^2 \Delta p = 0 \quad (3.4)$$

proporcionando una relación de dispersión de la forma  $\Omega^2 = q^2(v^2 - i\Omega\Gamma)$ , con  $v$  como la velocidad acústica y  $\Gamma$  el parámetro de amortiguamiento en la ecuación de onda, que puede transformarse en,

$$q \approx \frac{\Omega}{v} + i \frac{\Gamma_B}{2v} \quad (3.5)$$

donde  $\Gamma_B = \Gamma q^2$  es la tasa de decaimiento del fonón acústico, empleada para definir el tiempo de vida del fonón,  $\tau_B = 1/\Gamma_B$ , y el coeficiente de absorción del sonido,  $\alpha_s = \Gamma_B/v$ .

Asumiendo el campo óptico incidente de la forma,

$$E_0(r, t) = E_0 e^{i(k_L \cdot r - \omega_0 t)} + c.c. \quad (3.6)$$

y que el campo dispersado satisface la ecuación de onda,

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3.7)$$

donde  $P$  es la polarización en el medio,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $n$  el índice de refracción efectivo del medio. Se considera que:

- La polarización adicional del medio debido a las fluctuaciones de la constante dieléctrica  $\Delta\epsilon$  tiene la forma,  $P = (\Delta\epsilon/4\pi)E_0$ .
- La ecuación que representa las fluctuaciones de la constante dieléctrica con respecto a la densidad es,  $\Delta\epsilon = (\partial\epsilon/\partial\rho)\Delta\rho$ .
- La ecuación que representa las variaciones de densidad en función de la presión y la entropía puede expresarse como,

$$\Delta\rho = \left( \frac{\partial\rho}{\partial p} \right)_s \Delta p + \left( \frac{\partial\rho}{\partial s} \right)_p \Delta s \quad (3.8)$$

En la ecuación anterior, el primer término describe las fluctuaciones de densidad adiabáticas, es decir, la onda acústica, causante del *scattering* Brillouin. Mientras que el segundo término describe las fluctuaciones de densidad isobáricas, es decir, la entropía o fluctuaciones de temperatura, causante del *scattering* Rayleigh.

Considerando la variación de la densidad dada por el primer término en (3.8), puede reescribirse la polarización en (3.7),

$$P(r, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \Delta p(r, t) E_0(r, t) = \frac{1}{4\pi} \gamma_e C_s \Delta p(r, t) E_0(r, t) \quad (3.9)$$

donde  $\gamma_e = (\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)|_{\rho=\rho_0}$  es la constante de electrostricción y  $C_s = \rho^{-1}(\partial \rho / \partial p)_s$  la compresibilidad adiabática. Sustituyendo en (3.7) una perturbación de presión, de la forma  $\Delta p = \Delta p e^{i(q \cdot r - \Omega t)} + c. c.$ , se obtiene la siguiente ecuación de onda,

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{\gamma_e C_s}{c^2} \left[ \overbrace{(\omega_0 - \Omega)^2 E_0 \Delta p^* e^{i[(k_p - q) \cdot r - (\omega_0 - \Omega)t]} + c. c.}^{\text{STOKES}} + \overbrace{(\omega_0 - \Omega)^2 E_0 \Delta p e^{i[(k_p - q) \cdot r - (\omega_0 + \Omega)t]} + c. c.}^{\text{ANTI-STOKES}} \right] \quad (3.10)$$

El primer término de la parte derecha de la ecuación indica la componente de *Stokes* de la onda dispersada, mientras que el segundo la *Anti-Stokes*. En la Figura 3.1 se representa a modo gráfico las componentes de *Stokes* y *Anti-Stokes*.

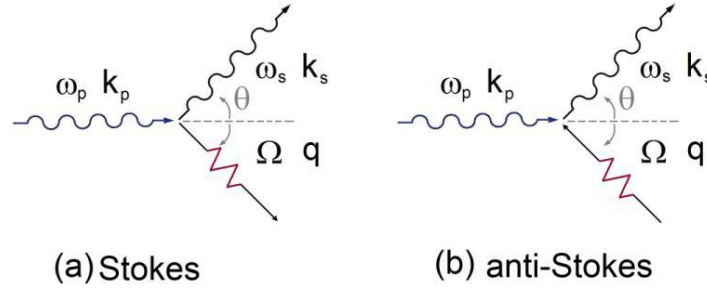


Figura 3.1. Representación de las ondas de Stokes y Anti-Stokes mostrando el ángulo  $\theta$  entre el fonón y la onda dispersada.

### 3.2.2 *Scattering* Brillouin estimulado

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

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

La presión por electrostricción,  $p_{st}$ , generada por un campo eléctrico estático queda dado por [20],

$$p_{st} = -\rho \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \frac{E^2}{8\pi} = -\gamma_e \frac{E^2}{8\pi} \quad (3.11)$$

donde  $\gamma_e$  es la constante de electrostricción y  $E$  la magnitud del campo eléctrico.

En un proceso estimulado se produce la interacción de tres ondas: dos ópticas (bombeo y *Stokes*) y una acústica, cuya propagación a lo largo del eje  $z$  puede describirse por,

$$\begin{aligned} E_p(z, t) &= A_p(z, t)e^{i(k_p z - \omega_p t)} + c. c. \\ E_s(z, t) &= A_s(z, t)e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + c. c. \\ \bar{\rho}(z, t) &= \rho_0 + \rho(z, t)e^{i(q_B z - \Omega_B t)} + c. c. \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde  $\bar{\rho}$  es la distribución de la densidad en el material. En lo sucesivo,  $q$  y  $\Omega$  serán denotadas por  $q_B$  y  $\Omega_B$  para enfatizar que los fonones son generados por el efecto Brillouin.

En estas ecuaciones las frecuencias y los vectores de onda satisfacen los principios de conservación de la energía ( $\omega_p = \omega_s + \Omega_B$ ) y de los momentos ( $k_p = q_B - k_s$ ). Los campos ópticos pueden describirse mediante las ecuaciones de Maxwell, mientras que el campo acústico se describe por las ecuaciones de Navier-Stokes con el término que controla la electrostricción [20],

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_s}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_s}{\partial t^2} &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_s}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 E_p}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_p}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \left( \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right) - v^2 \nabla^2 \bar{\rho} = \nabla \cdot \mathbf{f} \quad (3.14)$$

donde  $\mathbf{f}$  es la fuerza por unidad de volumen, definida por  $\mathbf{f} = -\nabla p_{st}$ . Sustituyendo (3.11) en la parte derecha de la ecuación (3.14), y teniendo en cuenta que el campo óptico total es  $E(z, t) = E_p(z, t) + E_s(z, t)$  puede obtenerse la ecuación del campo acústico,

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + (\Gamma_B - 2i\Omega_B) \frac{\partial \rho}{\partial t} - i\Gamma_B \Omega_B \rho = \frac{\gamma_e q_B^2}{4\pi} A_p A_s^* \quad (3.15)$$

En (3.14) y (3.15) la polarización debido a cambios de densidad  $\Delta \bar{\rho} = \bar{\rho} - \rho_0$  es,

$$P = \Delta \chi E = \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E = \frac{\gamma_e}{4\pi \rho_0} \Delta \bar{\rho} E \quad (3.16)$$

Considerando la aproximación de una variación lenta de la amplitud y teniendo en cuenta la fase de los términos de la polarización,

$$\begin{aligned} P_p(k_p, \omega_p) &= \rho A_s e^{i(k_p z - \omega_p t)} + c. c. \\ P_s(-k_s, \omega_s) &= \rho^* A_p e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + c. c. \end{aligned} \quad (3.17)$$



las ecuaciones de Maxwell para las ondas ópticas son,

$$\begin{aligned}\frac{n}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\partial A_p}{\partial z} &= i \frac{\gamma_e \omega}{2nc\rho_0} \rho A_s \\ \frac{n}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} - \frac{\partial A_s}{\partial z} &= i \frac{\gamma_e \omega}{2nc\rho_0} \rho^* A_p\end{aligned}\quad (3.18)$$

Las ecuaciones anteriores constituyen el conjunto de ecuaciones que describen el proceso de electrostricción del *scattering* Brillouin estimulado. Este conjunto de ecuaciones diferenciales acopladas no tienen una solución analítica por lo que pueden realizarse varias aproximaciones con el fin de encontrar una solución. Una aproximación particular es el caso de considerar las condiciones del estado de equilibrio.

### 3.2.2.1 Solución al estado de equilibrio

En las condiciones del estado de equilibrio, las derivadas con el tiempo de la ecuación (3.18) pueden eliminarse, y considerando la densidad  $\rho$  dada por,

$$\rho(z, t) = \frac{\gamma_e q^2}{4\pi} \frac{A_p A_s^*}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B} \quad (3.19)$$

Las ecuaciones de Maxwell pueden transformarse por,

$$\begin{aligned}\frac{dA_p}{dz} &= \frac{i\omega q^2 \gamma_e}{8\pi nc\rho_0} \frac{A_p |A_s|^2}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B} \\ \frac{dA_s}{dz} &= -\frac{i\omega q^2 \gamma_e}{8\pi nc\rho_0} \frac{A_s |A_p|^2}{\Omega_B^2 - \Omega^2 + i\Omega\Gamma_B}\end{aligned}\quad (3.20)$$

Además, asumir el estado de equilibrio implica la inexistencia de dependencias con el tiempo de los campos potenciales, es decir,  $\partial A_{s,p}/\partial t = 0$ . Esta aproximación es válida únicamente cuando las variaciones temporales de las ondas ópticas están en una escala temporal mucho mayores que el tiempo de vida del fonón  $\tau_p$ . Definiendo las intensidades como  $I_{s,p} = (nc/2\pi) A_{s,p} A_{s,p}^*$  en (3.15), las ecuaciones anteriores pueden reescribirse como,

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{dI_p}{dz} = -g_B I_s I_p \quad (3.21)$$

donde  $g_B$  es el factor de ganancia del *scattering* Brillouin estimulado. La ecuación diferencial ordinaria (3.12) puede resolverse fácilmente en caso de tener una intensidad de bombeo constante,

$$I_s(z) = I_s(0) e^{-g_B I_p z} \quad (3.22)$$

Se ha considerado que la luz incidente no presenta pérdidas debido a la interacción con el medio por el que se propaga. Sin embargo, en el caso de la fibra óptica donde el *scattering* Brillouin se obtiene normalmente sobre un segmento de fibra  $L$ , típicamente de cientos de kilómetros, las pérdidas de transmisión no son despreciables. Por tanto, la pareja de

ecuaciones (3.21) puede reescribirse de nuevo introduciendo las pérdidas de transmisión de la fibra  $\alpha$ ,

$$\begin{aligned}\frac{dI_p}{dz} &= -g_B I_s I_p - \alpha I_p \\ \frac{dI_s}{dz} &= -g_B I_s I_p + \alpha I_s\end{aligned}\tag{3.23}$$

Por lo tanto, la intensidad de Stokes en las condiciones del estado de equilibrio crece exponencialmente en la dirección contra propagante de acuerdo a la expresión,

$$I_s(0) = I_s(L) e^{g_B I_p L_{eff} - \alpha L}\tag{3.24}$$

### 3.3 Frecuencia Brillouin

Se produce *SBS* cuando un fotón procedente de la onda de bombeo es aniquilado para la creación de un fotón de *Stokes*, en dirección opuesta, y un fonón acústico en la dirección de propagación. Debido al principio de conservación de energía, la energía del fotón del bombeo ( $E_p$ ) deberá ser igual a la combinación de energía entre el fonón acústico ( $E_A$ ) y el fotón de *Stokes* ( $E_s$ ) [3],

$$\begin{aligned}E_p &= E_s + E_A \\ h\nu_p &= h\nu_s + h\nu_A\end{aligned}\tag{3.25}$$

Esto refleja que la onda *Stokes* deberá ser de una frecuencia inferior a la del bombeo. Este desplazamiento en frecuencia, o frecuencia Brillouin, es de aproximadamente 11 GHz para una fibra estándar monomodo (SMF). Por tanto, la frecuencia Brillouin ( $\nu_B$ ) queda dada por [3],

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi}\tag{3.26}$$

siendo  $\Omega_B$  la diferencia entre la frecuencia de la onda de bombeo propagante ( $\omega_p$ ) y la frecuencia de la onda de *Stokes* contra propagante ( $\omega_s$ ). Al deberse conservar tanto la energía como el momento durante el proceso se tiene,

$$\begin{aligned}\Omega_B &= \omega_p - \omega_s \\ \vec{k}_A &= \vec{k}_p - \vec{k}_s\end{aligned}\tag{3.27}$$

donde  $\vec{k}$  representa los vectores de onda de la onda acústica ( $\vec{k}_A$ ), bombeo ( $\vec{k}_p$ ) y *Stokes* ( $\vec{k}_s$ ), respectivamente. La onda *Stokes* generada por *scattering* Brillouin se propaga siempre hacia atrás, lo que implica que el ángulo entre el bombeo y la onda *Stokes* debe ser  $\pi$  radianes. Representando este ángulo por  $\theta$ , se puede comprobar esta afirmación mediante la relación  $\Omega_B = V_A |\vec{k}_A|$ , donde  $V_A$  es la velocidad de la onda acústica. Asumiendo que  $|\vec{k}_p| \approx |\vec{k}_s|$ , se puede simplificar la magnitud del vector de onda acústico [3],

$$|\vec{k}_A| = |\vec{k}_p - \vec{k}_s| \approx 2|\vec{k}_p| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.28)$$

Combinando este resultado con  $\Omega_B = V_A |\vec{k}_A|$  se tiene,

$$\Omega_B \approx 2V_A |\vec{k}_p| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.29)$$

En la fibra óptica hay dos direcciones posibles: hacia adelante ( $\theta = 0$  rad) y hacia atrás ( $\theta = \pi$  rad). Por tanto, la diferencia frecuencial en la dirección con  $\theta = 0$  es cero, demostrándose así que la onda *Stokes* se propaga en la dirección contra propagante.

Para calcular el desplazamiento Brillouin exacto, substituyendo  $|\vec{k}_p| = 2\pi n/\lambda_p$  y  $\theta = \pi$  en las ecuaciones anteriores [13], se tiene,

$$v_B = \frac{2nV_A}{\lambda_p} \quad (3.30)$$

Substituyendo los valores característicos de la fibra de sílice, se tiene una frecuencia Brillouin aproximada de 11.2 GHz, donde  $n = 1.46$ ,  $\lambda_p = 1.5 \mu m$  y la velocidad del sonido  $V_A = 5.97 \text{ km/s}$  [13,20].

### 3.3.1 Espectro de ganancia Brillouin

La amplificación de la onda *Stokes* es debido al espectro de ganancia Brillouin,  $g_B(\Omega)$ , donde el máximo de ganancia se produce a la frecuencia Brillouin ( $\Omega_B$  o  $v_B$ ). El perfil de la curva de ganancia Brillouin es lorentziano y se define como [3],

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (3.31)$$

donde  $\Gamma_B$  está relacionado con el tiempo de vida del fonón  $\tau_B = \Gamma_B^{-1} \sim 10 \text{ ns}$  y la onda acústica tiene un decaimiento de  $e^{-\Gamma_B t}$ . El valor de pico de la curva de ganancia Brillouin ( $g_p$ ) se establece como [3],

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p \rho_0 V_A \Gamma_B} \quad (3.32)$$

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

### 3.4 Potencia umbral de Brillouin

La potencia crítica o potencia umbral de Brillouin se alcanza cuando la mitad de la potencia de bombeo ha sido transferida a la onda de *Stokes* [3]. En términos matemáticos [21],

$$P_s(0) = P_p(L) \quad (3.33)$$

donde  $L$  es la longitud total de la fibra,  $P_s(0)$  la potencia de la onda *Stokes* al comienzo de la fibra y  $P_p(L)$  la potencia de la onda de bombeo al final. Al comenzar la onda de *Stokes* por el final de la fibra y el bombeo por el comienzo, tras la interacción Brillouin, la potencia se divide entre la onda de bombeo y *Stokes*. Por encima de este valor umbral, el *SBS* transfiere rápidamente potencia del bombeo a la sonda. La potencia de bombeo umbral necesaria para que tenga lugar el *SBS* puede aproximarse como [3,22],

$$P_{th} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_b L_{eff}} \quad (3.34)$$

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

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (3.35)$$

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

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

Como ya se ha comentado anteriormente, la transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda *Stokes* crece drásticamente una vez superada la potencia umbral. La Figura 3.2 muestra los resultados experimentales obtenidos por P. C Wait y T. P. Newson para una fibra monomodo de 8.6 km de longitud, bombeada con un láser semiconductor a 1532 nm [23]. Resultando, como puede comprobarse, una potencia umbral de 16 mW.

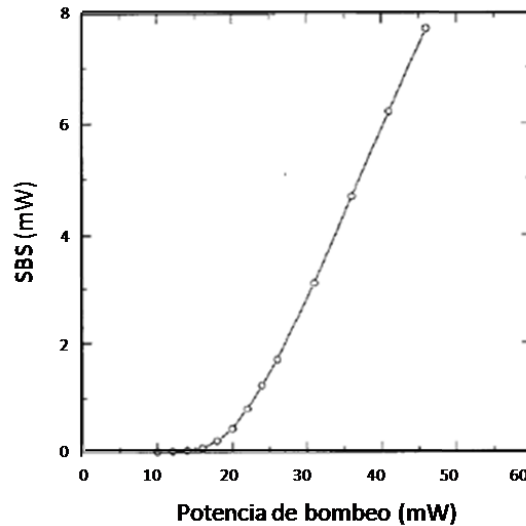


Figura 3.2. Potencia dispersada por SBS en función de la potencia de bombeo.

El valor de la potencia umbral depende de varios factores como son la anchura y repetición del pulso de bombeo, su anchura espectral y modulación y la polarización [19], y cuya influencia se analizará en los siguientes apartados.

### 3.4.1 Anchura y repetición del pulso

Para que tenga lugar el *scattering* Brillouin es necesario la creación de una onda acústica coherente, y que ésta se mantenga durante un tiempo suficiente para interactuar con el bombeo. Por tanto, al ser el tiempo de vida medio de los fonones acústicos muy reducido, aproximadamente 10 ns, el pulso de bombeo debe tener una anchura mayor de los 10 ns o tener una tasa de repetición muy alta. A continuación se consideran ambas situaciones:

- Pulso corto y tasa de repetición alta. El tiempo entre pulsos debe ser suficientemente pequeño para poder estimular la onda acústica. Si la tasa de repetición es demasiado baja ( $<10$  MHz) la onda acústica se desvanece por completo antes de la llegada del siguiente pulso, siendo insuficiente para producir la modulación en el índice de refracción del material.
- Pulso ancho y tasa de repetición baja. La anchura del pulso debe ser mayor a 10 ns. De esta forma el pulso es capaz de crear la onda acústica y producir el *scattering* Brillouin. Con un pulso inferior a 10 ns la onda acústica se desvanecerá antes de la llegada del siguiente pulso y, por tanto, será insuficiente para producir la modulación en el índice de refracción [3].

En cualquiera de estas situaciones, para una fibra estándar SMF la potencia umbral puede llegar a ser de tan sólo 1 mW [3].

La anchura del pulso no sólo influye en la potencia umbral, sino también en la anchura de las componentes *Stokes* y *Anti-Stokes*. Por tanto, si el *scattering* de Brillouin en la fibra se emplea para el análisis de diferencias de temperatura o presión, la anchura del pulso determinará la resolución espacial con la que se pueden determinar dichos cambios [24].

Cuando más estrecho es el pulso, mayor es la resolución espacial, pero también aumenta la anchura espectral de la luz dispersada y la forma del espectro se aleja del perfil Lorentziano original.

#### 3.4.2 Anchura espectral y modulación

La potencia umbral aumenta drásticamente cuando la anchura espectral de la onda de bombeo es mayor que la anchura de la curva de ganancia Brillouin. Típicamente para fibras de sílice, la anchura de la curva de ganancia Brillouin tiene un valor de 35 MHz [13], pudiendo llegar a los 100 MHz debido a inhomogeneidades presentes en el material [3].

Por otro lado, modulando la onda de bombeo se aumenta su anchura espectral, con lo que se produce un aumento de la potencia umbral. Ésta es una técnica habitual para evitar el *scattering* Brillouin en sistemas de comunicaciones sobre fibra óptica.

#### 3.4.3 Polarización

Para que el efecto de amplificación de la sonda tenga la mayor eficiencia posible, es necesario que la interacción entre los campos eléctricos de la onda de bombeo y de la sonda sea máxima, por lo que la polarización juega un papel a destacar. Polarizaciones paralelas posibilitarán la optimización del efecto, mientras que polarizaciones cruzadas harán que el efecto desaparezca.

Teniendo en cuenta la polarización en la ecuación (3.34), la ecuación de la potencia umbral se modifica ligeramente resultando [25],

$$P_{th} \approx 21 \frac{KA_{eff}}{g_b L_{eff}} \quad (3.36)$$

donde  $K$  es una constante determinada por el grado de libertad del estado de polarización determinado por [25],

$$K = \frac{1}{\eta_m} \quad (3.37)$$

siendo  $\eta_m$  la eficiencia de la interacción entre las dos ondas contra propagantes. Para fibra linealmente birrefringente  $K = 1$  cuando el bombeo se acopla a un eje principal, es decir, ambas ondas tienen polarizaciones lineales paralelas,  $K = 2$  cuando se acopla a  $45^\circ$ . Cuando el estado de polarización es completamente aleatorio  $K = 1.5$ , aumentando el umbral de potencia en al menos un 50 %. Si la polarización no es lineal, la orientación, la elipticidad y el sentido de rotación deben ser los mismos para que la interacción entre las dos ondas se optimice.

### 3.5 Mecanismo de sensado

Se considera sensor o sistema de sensado a un dispositivo o sistema capaz de detectar, medir y reproducir fielmente una determinada variable física o química en el dominio

eléctrico. Además, si se emplea como sensor la luz y la variable a caracterizar produce cambios de alguna de sus propiedades, se denomina sensor óptico o fotónico. Un ejemplo de éstos son los sensores distribuidos en fibra óptica, capaces de detectar y medir variables a lo largo de la fibra actuando de forma simultánea de transductor distribuido y canal óptico. Los sensores distribuidos sobre fibra óptica son especialmente atractivos debido a que pueden operar sobre grandes distancias con un coste relativo bajo comparado con los sistemas que emplean un gran número de sensores puntuales.

De acuerdo con la descripción matemática desarrollada en secciones anteriores, el *scattering* Brillouin posee una fuerte dependencia de las variables termodinámicas del medio por el que se propaga la luz. La constante dieléctrica varía según la onda de presión generada y que viaja a través del medio. Por tanto, la frecuencia de desplazamiento Brillouin,  $\nu_B$ , es función del fonón acústico así como de la estructura y de los constituyentes del medio. La estructura del material se ve afectada por los cambios en la temperatura ambiente o por fuertes alteraciones de su distribución de densidad, como es el caso cuando se aplica una fuerza longitudinal o stress.

Por tanto, cambios de temperatura o de tensión longitudinal en la fibra tiene una influencia lineal en la magnitud del desplazamiento [13]. Sin embargo, tanto la temperatura como el *strain* afectan simultáneamente al valor de la frecuencia Brillouin. Por lo que, aunque algunas técnicas de sensado son capaces de diferenciar sus efectos independientemente, en la mayoría de los casos se asume que bien la temperatura o el *strain* es constante.

Fue en 1989 cuando por primera vez Culverhouse y sus colaboradores [16,26] demostraron la aplicación del desplazamiento Brillouin como método para el desarrollo de sensores distribuidos de temperatura. Tras estos trabajos pioneros, aparecieron nuevas demostración de nuevos usos y mejoras en la técnica. Tal es el caso de la medida de *strain* en fibra óptica a través del *scattering* Brillouin [27] y el sensado distribuido de la temperatura mediante el análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo [28], posibilitando el sensado de la frecuencia Brillouin en un lugar específico de la fibra óptica.

#### 3.5.1 Sensado de temperatura

La frecuencia de los fonones acústicos es función de la temperatura, ya que el índice de refracción de la fibra óptica varía con ésta. Por tanto, en una fibra óptica estándar la frecuencia de desplazamiento Brillouin se incrementa linealmente con la temperatura. En el rango de 30°C a 100°C la dependencia de la frecuencia Brillouin con la temperatura puede calcularse [13, 28],

$$\nu_B(T) = \nu_B(T_r)[1 + C_T(T - T_r)] \quad (3.38)$$

donde  $T$  es la temperatura en un punto específico de la fibra,  $T_r$  la temperatura de referencia y  $C_T$  el coeficiente de temperatura, cuyo valor típico para la sílice es de  $9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$  [13], pudiéndose definir como,

$$C_T = \frac{1}{v_B(T_r)} \frac{\partial v_B(T)}{\partial T} \approx \frac{1}{v_B(T_r)} \frac{\Delta v_B}{\Delta T} = \frac{1}{v_B(T_r)} \frac{v_B(T_2) - v_B(T_1)}{T_2 - T_1} \quad (3.39)$$

### 3.5.2 Sensado de *strain*

El desplazamiento de la frecuencia Brillouin depende directamente de la velocidad acústica, siendo ésta fuertemente dependiente de la densidad del material. Por tanto, cualquier variación de esta cantidad puede evaluarse realizando un análisis del espectro de ganancia Brillouin. Los sensores Brillouin son un mecanismo eficiente para la monitorización del *strain*, tanto en compresión como en extensión.

En el caso de cambios de *strain* longitudinales, el desplazamiento Brillouin también se incrementa linealmente, pudiendo calcularse a través de la expresión [13],

$$v_B(\varepsilon) = v_B(0)[1 + C_S \varepsilon] \quad (3.40)$$

donde  $\varepsilon$  es la elongación longitudinal relativa en la fibra y  $C_S$  su coeficiente de *strain*. Un valor típico para la sílice es  $C_S = 4.6$  [13]. El efecto de una presión lateral también se traducirá en un desplazamiento de la frecuencia, sin embargo, presiones de hasta  $2.2 \text{ kg/m}^2$  no producen un cambio significativo en la frecuencia Brillouin.

El coeficiente de *strain* es función de la variación de la velocidad acústica y el índice de refracción con respecto al *strain* aplicado,

$$C_S = \frac{1}{v_B(0)} \frac{\partial v_B}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{V_a} \frac{\partial V_a}{\partial \varepsilon} \quad (3.41)$$



# Capítulo 4

## Simulación y análisis

### 4.1 Introducción

Una vez revisados los fundamentos teóricos de la fibra óptica y del *scattering* Brillouin, el presente capítulo se centra en la simulación del *scattering* Brillouin estimulado y el análisis de los resultados obtenidos en función de diferentes formas de la onda pulsada de bombeo.

El estudio teórico, mediante la simulación de un sistema de sensado distribuido de Brillouin, resulta de un gran interés debido a que permite emular el comportamiento completo del proceso de *scattering* de una forma rápida y fiable. De este modo, y desde un punto de vista práctico, se permite analizar el efecto producido por diferentes formas de onda en la resolución del sistema, para posteriormente, en función de los resultados obtenidos, llevarlo a cabo en el laboratorio y poder corroborar las simulaciones realizadas.

En este caso de emulará el comportamiento de un sistema *BOTDA*, cuyo esquema y principios se describen en el Anexo A del presente documento, mediante un modelo numérico que describe el modelo transitorio de la interacción de las tres ondas que intervienen en el proceso de *scattering* Brillouin estimulado introducido en el capítulo anterior.

### 4.2 Modelo numérico

El modelo numérico más general que describe la interacción producida en el proceso de *scattering* Brillouin estimulado entre la onda de bombeo, la onda de Stokes y la onda acústica, y que incluye la dispersión de la velocidad de grupo (*GVD*), la auto modulación de fase (*SPM*) y la modulación de fase cruzada (*XPM*) se introduce en [3].

Sin embargo, debido a que en este caso la anchura del pulso de la onda de bombeo es del orden de nanosegundos, y por tanto presenta una anchura espectral pequeña, los efectos producidos por *GVD* pueden ser despreciados. Además, *SPM* y *XPM* también pueden

despreciarse debido a que la potencia del pulso de bombeo es relativamente baja [3] (~50 mW).

Bajo estas circunstancias, y de forma equivalente a las ecuaciones (3.18) obtenidas en el capítulo anterior, mediante las siguientes ecuaciones diferenciales parciales acopladas se describe un modelo numérico práctico del SBS,

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = i g_1 Q E_p + \frac{1}{2} \alpha E_s \quad (4.1a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = -i g_1 Q^* E_s - \frac{1}{2} \alpha E_p \quad (4.1b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right) Q = -i g_2 E_s E_p^* \quad (4.1c)$$

donde  $E_p$ ,  $E_s$  y  $Q$  representan los campos de la onda bombeo, la onda de Stokes y la onda de sonido, respectivamente,  $g_1$  y  $g_2$  los coeficientes de acoplo fotón-fonón [29,30] y  $\alpha$  el factor de atenuación de la fibra. Se define  $i g_1 Q = \bar{Q}$ , luego  $-i g_1 Q^* = \bar{Q}^*$ , y multiplicando ambos lados de la ecuación (4.1c) por  $i g_1$  y con  $\frac{n}{c} = \frac{1}{v_g}$ , se obtiene una forma más compacta de las ecuaciones anteriores,

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} \alpha\right) E_s = \bar{Q} E_p \quad (4.2a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha\right) E_p = \bar{Q}^* E_s \quad (4.2b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right) \bar{Q} = \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B E_s E_p^* \quad (4.2c)$$

donde  $g_B = \frac{2g_1 g_2}{\Gamma_1}$  es el factor de ganancia Brillouin. Se define  $\Gamma$  como  $\Gamma_1 + i\Gamma_2$  siendo  $\Gamma_1 = \frac{1}{2\tau}$  la tasa de amortiguamiento con un tiempo de vida del fonón de  $\tau \sim 10$  ns para fibra de sílice, y  $\Gamma_2 = 2\pi(\nu - \nu_B) = \omega - \omega_B$  la diferencia en frecuencia, donde  $\nu$  es la frecuencia de batido entre la onda de bombeo y la onda de Stokes, y  $\nu_B$  la frecuencia Brillouin de la fibra.

Las ecuaciones (4.2) pueden resolverse aplicando el método numérico introducido por Chu y sus colaboradores [31]. Dado que la ecuación (4.2c) se trata de una ecuación lineal de primer orden no homogénea su solución general es simplemente,

$$\begin{aligned} \bar{Q}(z, t) &= \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B e^{-\Gamma t} \int_0^t E_s(z, t') E_p^*(z, t') e^{\Gamma t'} dt' \\ &= \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B \int_0^t E_s E_p^* e^{-\Gamma(t-t')} dt' + \bar{Q}_0(z, t) \end{aligned} \quad (4.3)$$

siendo  $\bar{Q}_0(z, t)$  el ruido blanco inicial del campo acústico. Sustituyendo la ecuación (4.3) en las ecuaciones de los campos (4.2a) y (4.2b), respectivamente, se tiene,

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} \alpha \right) E_s &= \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B E_p \int_0^t E_s E_p^* e^{-\Gamma(t-t')} dt' + \bar{Q}_0 E_p \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha \right) E_p &= \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B E_s \int_0^t E_s^* E_p e^{-\Gamma^*(t-t')} dt' + \bar{Q}_0^* E_s \end{aligned} \quad (4.4)$$

Aplicando diferencias finitas en tiempo y espacio [32, 33] a las ecuaciones (4.4), se obtiene,

$$\begin{aligned} \frac{E_{s_{n+1}}^{m+1} - E_{s_n}^{m+1}}{\Delta z} - a \frac{E_{s_n}^{m+1} - E_{s_n}^m}{\Delta t} - b E_{s_n}^{m+1} \\ = \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B E_{p_n}^{m+1} \times \int_0^{t_{m+1}} E_s E_p^* e^{-\Gamma(t_{m+1}-t')} dt' + \bar{Q}_{0_n}^{m+1} E_{p_n}^{m+1} \end{aligned} \quad (4.5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{E_{p_{n+1}}^{m+1} - E_{p_n}^{m+1}}{\Delta z} + a \frac{E_{p_n}^{m+1} - E_{p_n}^m}{\Delta t} + b E_{p_n}^{m+1} \\ = \frac{1}{2} \Gamma_1 g_B E_{s_n}^{m+1} \times \int_0^{t_{m+1}} E_s^* E_p e^{-\Gamma^*(t_{m+1}-t')} dt' + \bar{Q}_{0_n}^{*m+1} E_{s_n}^{m+1} \end{aligned} \quad (4.5b)$$

donde  $a = \frac{1}{v_g}$ ,  $b = \frac{1}{2} \alpha$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots, M$  son índices de tiempo y  $t_m = m\Delta t$ , y  $n = 0, 1, 2, \dots, N$  son índices espaciales y  $z_n = n\Delta z$ . Por tanto,  $E_{p_n}^m$  y  $E_{s_n}^m$  son los campos de bombeo y Stokes en la posición  $z_n$  y en el tiempo  $t_m$ , respectivamente. Esto es,

$$\begin{aligned} E_{s_{n+1}}^{m+1} - E_{s_n}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_n}^{m+1} - E_{s_n}^m) - b\Delta z E_{s_n}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{m+1} E_{p_n}^{m+1} \\ = \frac{\Delta z}{2} \Gamma_1 g_B E_{p_n}^{m+1} \int_0^{t_{m+1}} E_s E_p^* e^{-\Gamma(t_{m+1}-t')} dt' \end{aligned} \quad (4.6a)$$

$$\begin{aligned} E_{p_{n+1}}^{m+1} - E_{p_n}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_n}^{m+1} - E_{p_n}^m) + b\Delta z E_{p_n}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{*m+1} E_{s_n}^{m+1} \\ = \frac{\Delta z}{2} \Gamma_1 g_B E_{s_n}^{m+1} \int_0^{t_{m+1}} E_s^* E_p e^{-\Gamma^*(t_{m+1}-t')} dt' \end{aligned} \quad (4.6b)$$

las integrales de la parte derecha de las ecuaciones anteriores pueden evaluarse mediante la regla de Simpson. Para la ecuación (4.6a),

$$\begin{aligned} \int_0^{t_{m+1}} E_s E_p^* e^{-\Gamma(t_{m+1}-t')} dt' \\ = \frac{\Delta t}{2} E_{s_n}^0 E_{p_n}^{*0} e^{-\Gamma(m+1)\Delta t} + \Delta t E_{s_n}^1 E_{p_n}^{*1} e^{-\Gamma m\Delta t} + \dots + \Delta t E_{s_n}^m E_{p_n}^{*m} e^{-\Gamma\Delta t} + \frac{\Delta t}{2} E_{s_n}^{m+1} E_{p_n}^{*m+1} \\ = \frac{\Delta t}{2} (E_{s_n}^0 E_{p_n}^{*0} e^{-\Gamma(m+1)\Delta t} + 2E_{s_n}^1 E_{p_n}^{*1} e^{-\Gamma m\Delta t} + \dots + 2E_{s_n}^m E_{p_n}^{*m} e^{-\Gamma\Delta t} + E_{s_n}^{m+1} E_{p_n}^{*m+1}) \\ = \frac{\Delta t}{2} \{ [(E_{s_n}^0 E_{p_n}^{*0} e^{-\Gamma\Delta t} + 2E_{s_n}^1 E_{p_n}^{*1}) e^{-\Gamma\Delta t} + 2E_{s_n}^2 E_{p_n}^{*2}] e^{-\Gamma\Delta t} + \dots + 2E_{s_n}^m E_{p_n}^{*m} \} e^{-\Gamma\Delta t} \\ + E_{s_n}^{m+1} E_{p_n}^{*m+1} \} = \frac{\Delta t}{2} (\phi_n^m + E_{s_n}^{m+1} E_{p_n}^{*m+1}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde  $\phi_n^m$  se define de forma recursiva como,

$$\phi_n^m = \begin{cases} (\phi_n^{m-1} + 2E_{s_n}^m E_{p_n}^{*m})e^{-\Gamma\Delta t} & m \geq 1 \\ E_{s_n}^0 E_{p_n}^{*0} e^{-\Gamma\Delta t} & m = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

Para la integral de (4.6b) se obtiene de forma análoga,

$$\int_0^{t_{m+1}} E_s^* E_p e^{-\Gamma^*(t_{m+1}-t')} dt' = \frac{\Delta t}{2} (\psi_n^m + E_{s_n}^{*m+1} E_{p_n}^{m+1}) \quad (4.9)$$

Definiendo

$$\psi_n^m = \begin{cases} (\psi_n^{m-1} + 2E_{s_n}^{*m} E_{p_n}^m) e^{-\Gamma^*\Delta t} & m \geq 1 \\ E_{s_n}^{*0} E_{p_n}^0 e^{-\Gamma^*\Delta t} & m = 0 \end{cases} \quad (4.10)$$

Sustituyendo las ecuaciones (4.7) y (4.9) en (4.6a) y (4.6b), respectivamente, se llega a tener,

$$\begin{aligned} E_{s_{n+1}}^{m+1} - E_{s_n}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_n}^{m+1} - E_{s_n}^m) - b\Delta z E_{s_n}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{m+1} E_{p_n}^{m+1} \\ = \chi (\phi_n^m E_{p_n}^{m+1} + E_{s_n}^{m+1} |E_{p_n}^{m+1}|^2) \end{aligned} \quad (4.11a)$$

$$\begin{aligned} E_{p_{n+1}}^{m+1} - E_{p_n}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_n}^{m+1} - E_{p_n}^m) + b\Delta z E_{p_n}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{*m+1} E_{s_n}^{m+1} \\ = \chi (\psi_n^m E_{s_n}^{m+1} + |E_{s_n}^{m+1}|^2 E_{p_n}^{m+1}) \end{aligned} \quad (4.11b)$$

donde  $\chi = -\frac{1}{4}\Gamma_1 g_B \Delta z \Delta t$ , donde el signo negativo permite obtener la ganancia Brillouin de la onda de Stokes en  $z = 0$ , mientras que el signo positivo refleja la medida de pérdidas. Las ecuaciones anteriores son no lineales ya que se desconocen los coeficientes  $E_{p_n}^{m+1}$  y  $E_{s_n}^{m+1}$ . Sin embargo, pueden linealizarse reemplazando estas incógnitas por su valor previo en el *slot* de tiempo anterior  $m$  [31], se obtiene,

$$\begin{aligned} E_{s_{n+1}}^{m+1} - E_{s_n}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_n}^{m+1} - E_{s_n}^m) - b\Delta z E_{s_n}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{m+1} E_{p_n}^{m+1} \\ = \chi (\phi_n^m E_{p_n}^{m+1} + E_{s_n}^{m+1} |E_{p_n}^m|^2) \end{aligned} \quad (4.12a)$$

$$\begin{aligned} E_{p_{n+1}}^{m+1} - E_{p_n}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_n}^{m+1} - E_{p_n}^m) + b\Delta z E_{p_n}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{*m+1} E_{s_n}^{m+1} \\ = \chi (\psi_n^m E_{s_n}^{m+1} + |E_{s_n}^m|^2 E_{p_n}^{m+1}) \end{aligned} \quad (4.12b)$$

La onda de Stokes se introduce en  $z = L$ , mientras que la onda de bombeo se introduce en  $z = 0$ , luego  $E_{s_N}^{m+1}$  y  $E_{p_0}^{m+1}$  pueden considerarse como las condiciones límite en el tiempo  $t = (m+1)\Delta t$ , respectivamente. Por lo tanto, pueden agruparse los valores desconocidos de  $E_s$  y  $E_p$  en vectores como,

$$E_s^{m+1} = (E_{s_0}^{m+1}, E_{s_1}^{m+1}, \dots, E_{s_{N-1}}^{m+1})^T \text{ y } E_p^{m+1} = (E_{p_1}^{m+1}, E_{p_2}^{m+1}, \dots, E_{p_N}^{m+1})^T \quad (4.13)$$

Por consiguiente, la ecuación (4.12a) puede escribirse como una serie desde  $n = 0$  a  $n = N - 1$ ,

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{s_1}^{m+1} - E_{s_0}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_0}^{m+1} - E_{s_0}^m) - b\Delta z E_{s_0}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_0}^{m+1} E_{p_0}^{m+1} = \chi (\phi_0^m E_{p_0}^{m+1} + E_{s_0}^{m+1} |E_{p_0}^m|^2) \\ E_{s_2}^{m+1} - E_{s_1}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_1}^{m+1} - E_{s_1}^m) - b\Delta z E_{s_1}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_1}^{m+1} E_{p_1}^{m+1} = \chi (\phi_1^m E_{p_1}^{m+1} + E_{s_1}^{m+1} |E_{p_1}^m|^2) \\ \vdots \\ E_{s_{N-1}}^{m+1} - E_{s_{N-2}}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_{N-2}}^{m+1} - E_{s_{N-2}}^m) - b\Delta z E_{s_{N-2}}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_{N-2}}^{m+1} E_{p_{N-2}}^{m+1} = \chi (\phi_{N-2}^m E_{p_{N-2}}^{m+1} + E_{s_{N-2}}^{m+1} |E_{p_{N-2}}^m|^2) \\ E_{s_N}^{m+1} - E_{s_{N-1}}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{s_{N-1}}^{m+1} - E_{s_{N-1}}^m) - b\Delta z E_{s_{N-1}}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_{N-1}}^{m+1} E_{p_{N-1}}^{m+1} = \chi (\phi_{N-1}^m E_{p_{N-1}}^{m+1} + E_{s_{N-1}}^{m+1} |E_{p_{N-1}}^m|^2) \end{array} \right.$$

Que tras alguna manipulación se tiene,

$$\left\{ \begin{array}{l} -\left(1 + \frac{a\Delta z}{\Delta t} + b\Delta z + \chi |E_{p_0}^m|^2\right) E_{s_0}^{m+1} + E_{s_1}^{m+1} = (\chi \phi_0^m + \Delta z \bar{Q}_{0_0}^{m+1}) E_{p_0}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_0}^m \\ -\left(1 + \frac{a\Delta z}{\Delta t} + b\Delta z + \chi |E_{p_1}^m|^2\right) E_{s_1}^{m+1} + E_{s_2}^{m+1} - (\chi \phi_1^m + \Delta z \bar{Q}_{0_1}^{m+1}) E_{p_1}^{m+1} = -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_1}^m \\ \vdots \\ -\left(1 + \frac{a\Delta z}{\Delta t} + b\Delta z + \chi |E_{p_{N-2}}^m|^2\right) E_{s_{N-2}}^{m+1} + E_{s_{N-1}}^{m+1} - (\chi \phi_{N-2}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-2}}^{m+1}) E_{p_{N-2}}^{m+1} = -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_{N-2}}^m \\ -\left(1 + \frac{a\Delta z}{\Delta t} + b\Delta z + \chi |E_{p_{N-1}}^m|^2\right) E_{s_{N-1}}^{m+1} - (\chi \phi_{N-1}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-1}}^{m+1}) E_{p_{N-1}}^{m+1} = -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_{N-1}}^m - E_{s_N}^{m+1} \end{array} \right.$$

Definiendo  $h_n^m = -\left(1 + \frac{a\Delta z}{\Delta t} + b\Delta z + \chi |E_{p_n}^m|^2\right)$ , la forma matricial de las ecuaciones anteriores se define como,

$$\begin{aligned} & - \begin{pmatrix} 0 & & & & 0 \\ & (\chi \phi_1^m + \Delta z \bar{Q}_{0_1}^{m+1}) & & & \\ & & (\chi \phi_2^m + \Delta z \bar{Q}_{0_2}^{m+1}) & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & (\chi \phi_{N-1}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-1}}^{m+1}) \\ 0 & & & & & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{p_1}^{m+1} \\ E_{p_2}^{m+1} \\ \vdots \\ E_{p_{N-1}}^{m+1} \\ E_{p_N}^{m+1} \end{pmatrix} \\ & + \begin{pmatrix} h_0^m & 1 & & & 0 \\ & h_1^m & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & h_{N-2}^m & 1 \\ 0 & & & & h_{N-1}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{s_0}^{m+1} \\ E_{s_1}^{m+1} \\ \vdots \\ E_{s_{N-2}}^{m+1} \\ E_{s_{N-1}}^{m+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\chi \phi_0^m + \Delta z \bar{Q}_{0_0}^{m+1}) E_{p_0}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_0}^m \\ -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_1}^m \\ \vdots \\ -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_{N-2}}^m \\ -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_{N-1}}^m - E_{s_N}^{m+1} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Es decir, se llega a la relación matricial  $-\Phi^m \times E_p^{m+1} + H^m \times E_s^{m+1} = V_1^m$ , donde,

$$\mathbf{H}^m = \begin{pmatrix} h_0^m & 1 & & & 0 \\ & h_1^m & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & h_{N-2}^m & 1 \\ 0 & & & & h_{N-1}^m \end{pmatrix}, \quad \mathbf{\Phi}^m = \begin{pmatrix} 0 & & & & 0 \\ v_1^m & & & & \\ & v_2^m & & & \\ & & \ddots & & \\ 0 & & & v_{N-1}^m & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{y}$$

$$\mathbf{V}_1^m = \begin{pmatrix} v_0^m E_{p_0}^{m+1} - \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_0}^m \\ -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_1}^m \\ \vdots \\ -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_{N-2}}^m \\ -\frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{s_{N-1}}^m - E_{s_N}^{m+1} \end{pmatrix}$$

con  $v_n^m = (\chi\phi_n^m + \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{m+1})$ . Del mismo modo, se puede escribir la ecuación (4.12b) en series desde  $n = 0$  a  $n = N - 1$  como,

$$\begin{cases} E_{p_1}^{m+1} - E_{p_0}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_0}^{m+1} - E_{p_0}^m) + b\Delta z E_{p_0}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_0}^{*m+1} E_{s_0}^{m+1} = \chi (\psi_0^m E_{s_0}^{m+1} + E_{p_0}^{m+1} |E_{s_0}^m|^2) \\ E_{p_2}^{m+1} - E_{p_1}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_1}^{m+1} - E_{p_1}^m) + b\Delta z E_{p_1}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_1}^{*m+1} E_{s_1}^{m+1} = \chi (\psi_1^m E_{s_1}^{m+1} + E_{p_1}^{m+1} |E_{s_1}^m|^2) \\ \vdots \\ E_{p_{N-1}}^{m+1} - E_{p_{N-2}}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_{N-2}}^{m+1} - E_{p_{N-2}}^m) + b\Delta z E_{p_{N-2}}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_{N-2}}^{*m+1} E_{s_{N-2}}^{m+1} = \chi (\psi_{N-2}^m E_{s_{N-2}}^{m+1} + E_{p_{N-2}}^{m+1} |E_{s_{N-2}}^m|^2) \\ E_{p_N}^{m+1} - E_{p_{N-1}}^{m+1} + \frac{a\Delta z}{\Delta t} (E_{p_{N-1}}^{m+1} - E_{p_{N-1}}^m) + b\Delta z E_{p_{N-1}}^{m+1} - \Delta z \bar{Q}_{0_{N-1}}^{*m+1} E_{s_{N-1}}^{m+1} = \chi (\psi_{N-1}^m E_{s_{N-1}}^{m+1} + E_{p_{N-1}}^{m+1} |E_{s_{N-1}}^m|^2) \end{cases}$$

Tras alguna manipulación, se tiene,

$$\begin{cases} -(\chi\psi_0^m + \Delta z \bar{Q}_{0_0}^{*m+1}) E_{s_0}^{m+1} + E_{p_1}^{m+1} = \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_0}^m + \left(1 - \frac{a\Delta z}{\Delta t} - b\Delta z + \chi |E_{s_0}^m|^2\right) E_{p_0}^{m+1} \\ -(\chi\psi_1^m + \Delta z \bar{Q}_{0_1}^{*m+1}) E_{s_1}^{m+1} - \left(1 - \frac{a\Delta z}{\Delta t} - b\Delta z + \chi |E_{s_1}^m|^2\right) E_{p_1}^{m+1} + E_{p_2}^{m+1} = \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_1}^m \\ \vdots \\ -(\chi\psi_{N-2}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-2}}^{*m+1}) E_{s_{N-2}}^{m+1} - \left(1 - \frac{a\Delta z}{\Delta t} - b\Delta z + \chi |E_{s_{N-2}}^m|^2\right) E_{p_{N-2}}^{m+1} + E_{p_{N-1}}^{m+1} = \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_{N-2}}^m \\ -(\chi\psi_{N-1}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-1}}^{*m+1}) E_{s_{N-1}}^{m+1} - \left(1 - \frac{a\Delta z}{\Delta t} - b\Delta z + \chi |E_{s_{N-1}}^m|^2\right) E_{p_{N-1}}^{m+1} + E_{p_N}^{m+1} = \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_{N-1}}^m \end{cases}$$

Y definiendo  $r_n^m = -\left(1 - \frac{a\Delta z}{\Delta t} - b\Delta z + \chi |E_{s_n}^m|^2\right)$ , la forma matricial de las ecuaciones anteriores,

$$\begin{aligned}
 & - \begin{pmatrix} (\chi\psi_0^m + \Delta z \bar{Q}_{0_0}^{*m+1}) & & & & 0 \\ & (\chi\psi_1^m + \Delta z \bar{Q}_{0_1}^{*m+1}) & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & (\chi\psi_{N-2}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-2}}^{*m+1}) & \\ 0 & & & & (\chi\psi_{N-1}^m + \Delta z \bar{Q}_{0_{N-1}}^{*m+1}) \end{pmatrix} \\
 & \times \begin{pmatrix} E_{s_0}^{m+1} \\ E_{s_1}^{m+1} \\ \vdots \\ E_{s_{N-2}}^{m+1} \\ E_{s_{N-1}}^{m+1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & & & & 0 \\ r_1^m & 1 & & & \\ & r_2^m & \ddots & & \\ & & \ddots & 1 & \\ 0 & & & r_{N-1}^m & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{p_1}^{m+1} \\ E_{p_2}^{m+1} \\ \vdots \\ E_{p_{N-1}}^{m+1} \\ E_{p_N}^{m+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_0}^m - r_0^m E_{p_0}^{m+1} \\ \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_1}^m \\ \vdots \\ \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_{N-2}}^m \\ \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_{N-1}}^m \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Es decir,  $-\Psi^m \times E_s^{m+1} + R^m \times E_p^{m+1} = V_2^m$ , con,

$$R^m = \begin{pmatrix} 1 & & & & 0 \\ r_1^m & 1 & & & \\ & r_2^m & \ddots & & \\ & & \ddots & 1 & \\ 0 & & & r_{N-1}^m & 1 \end{pmatrix}, \quad \Psi^m = \begin{pmatrix} \mu_0^m & & & & 0 \\ & \mu_1^m & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \mu_{N-2}^m & \\ 0 & & & & \mu_{N-1}^m \end{pmatrix}$$

con  $\mu_n^m = \chi\psi_n^m + \Delta z \bar{Q}_{0_n}^{*m+1}$ ,

$$V_2^m = \begin{pmatrix} \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_0}^m - r_0^m E_{p_0}^{m+1} \\ \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_1}^m \\ \vdots \\ \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_{N-2}}^m \\ \frac{a\Delta z}{\Delta t} E_{p_{N-1}}^m \end{pmatrix}$$

Por tanto, las ecuaciones (4.12) se convierten en la forma matricial,

$$\begin{cases} -\Phi^m \times E_p^{m+1} + H^m \times E_s^{m+1} = V_1^m \\ -\Psi^m \times E_s^{m+1} + R^m \times E_p^{m+1} = V_2^m \end{cases} \quad (4.14)$$

Calculándose los coeficientes de las matrices y de los vectores anteriores mediante los valores de  $E_p^m$  y  $E_s^m$  del *slot* temporal anterior.

#### 4.2.1 Condiciones iniciales y de contorno

Para poder obtener  $E_s$  y  $E_p$  a lo largo de la fibra completa en los instantes de tiempo  $t_{m+1}$ , deben conocerse los valores de  $E_s$  y  $E_p$  en el instante anterior  $t_m$ , encabezados por las condiciones iniciales  $E_s(z, 0)$  y  $E_p(z, 0)$ .

Se considera que la onda continua de *Stokes* o sonda, introducida en  $z = L$ , existe a lo largo de la fibra de sensado antes de introducir el haz pulsado de bombeo. Por tanto, se definen las condiciones iniciales de  $E_s$  simplemente considerando la atenuación como  $E_s(z, 0) = E_{sL} e^{-\frac{\alpha}{2}(L-z)}$  donde  $E_{sL}$  es la intensidad de la onda continua incidente, es decir,  $E_s(L, t) = E_{sL}$ , y el factor  $\frac{1}{2}$  es debido a que se trata de la atenuación de la amplitud del campo en lugar de intensidad. Por otro lado, la condición inicial para la onda pulsada de bombeo es  $E_p(z \neq 0, 0) = 0$ , mientras que  $E_p(0, t)$  se define como la condición de contorno que dependerá de la forma del pulso de bombeo y que serán analizadas en las siguientes secciones.

#### 4.2.2 Ruido blanco inicial

Resolviendo las ecuaciones (4.1) aparece un ruido térmico inicial,  $Q_0$ , inducido por el campo acústico, siguiendo  $|Q_0|$  una distribución Rayleigh [34, 35]. Este campo acústico inicial procede de la vibración térmica de la estructura de la fibra. Considerando dos dimensiones, se define la probabilidad de  $|Q_0|$  como,

$$P(|Q_0|) \propto |Q_0| e^{-\frac{|Q_0|^2}{k_B T}} \quad (4.15)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann ( $1.3806503 \times 10^{-23}$  J/K) y  $T$  es la temperatura. Normalizando la probabilidad anterior,

$$P(|Q_0|) = \frac{2|Q_0|}{k_B T} e^{-\frac{|Q_0|^2}{k_B T}} \quad (4.16)$$

La ecuación (4.16) representa una distribución Rayleigh de anchura  $\sqrt{k_B T/2}$ . En este punto se considera el campo acústico inicial como ruido blanco, ya que se encuentra totalmente espaciado y temporalmente incorrelado. Debido a que la fase no influye en la intensidad, se asume que es aleatoria y uniformemente distribuida. Las ecuaciones anteriores pueden transformarse en,

$$p(|Q_0|)d|Q_0| = p(x) \frac{dx}{d|Q_0|} d|Q_0| \quad (4.17)$$

donde  $p(x) = 1$ . Por lo tanto, de la ecuación (4.16) se tiene,



$$\begin{aligned}\frac{dx}{d|Q_0|} &= p(|Q_0|) = \frac{2|Q_0|}{k_B T} e^{-\frac{|Q_0|^2}{k_B T}} \\ \Rightarrow x &= \int_0^{|Q_0|} \frac{2|Q_0|}{k_B T} e^{-\frac{|Q_0|^2}{k_B T}} d|Q_0| \\ \Rightarrow |Q_0| &= k_B T \sqrt{-\ln(1-x)}\end{aligned}\tag{4.18}$$

Con una distribución de fase aleatoria uniformemente distribuida  $\varphi$ ,  $Q_0(z, t)$  puede determinarse como,

$$Q_0(z, t) = |Q_0| e^{i\varphi}\tag{4.19}$$

Se verifica que este ruido es realmente incorrelado y sigue una distribución Rayleigh. Finalmente, el ruido blanco inicial del campo acústico,  $\bar{Q}_0(z, t)$ , empleado en la simulación resulta,

$$\bar{Q}_0(z, t) = i g_1 |Q_0| e^{i\varphi}\tag{4.20}$$

### 4.3 Simulación del modelo

Una vez establecido el modelo para la simulación de las ecuaciones (4.1), que definen la interacción producida en el proceso de *scattering* Brillouin estimulado entre la onda de bombeo, la onda de Stokes y la onda acústica, se ha llevado a cabo su implementación en *Matlab*.

En este caso se ha implementado un sistema *BOTDA*, cuyo esquema y principios se describen en el Anexo A, en un tramo de fibra óptica de 12 metros de longitud. La Figura 4.1 representa un esquema básico de la situación simulada.

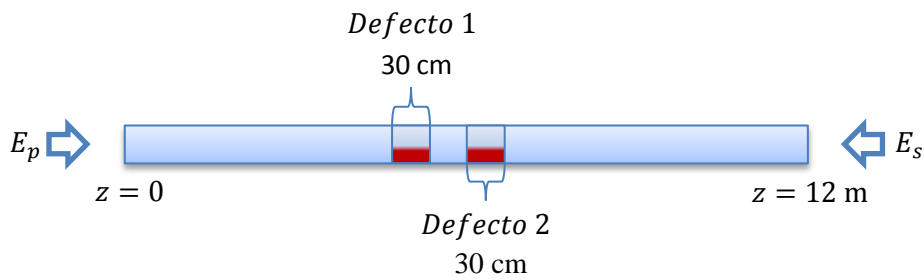


Figura 4.1. Esquema de la situación simulada

En los 12 metros de fibra a simular se han introducido dos defectos, el primero de ellos a 5 metros del inicio de la fibra, de 30 cm cada uno, con una separación entre ellos de 30 cm. Estos defectos emulan una variación de la temperatura o *strain* estableciendo una frecuencia Brillouin diferente a la del resto de fibra. Como se aprecia en la figura anterior, la onda pulsada de bombeo se introduce al comienzo de la fibra en  $z = 0$ , mientras que la onda continua de

*Stokes* se introduce en el extremo opuesto en  $z = 12\text{ m}$ . Tras la simulación, se analiza la ganancia producida en la onda continua al comienzo de la fibra.

Con el objetivo de que los resultados de las simulaciones se ajusten en la medida de lo posible a los resultados experimentales del laboratorio, deben ajustarse adecuadamente todos los parámetros físicos que intervienen en la simulación. De este modo, se considera una fibra óptica monomodo con un índice de refracción,  $n$ , de 1.47 y  $4.5\text{ }\mu\text{m}$  de radio. El coeficiente de atenuación,  $\alpha$ , es de  $6.9 \times 10^{-5}\text{ m}^{-1}$ , el factor de acoplo fotón-fonón,  $g_1$ , es de  $100.595\text{ m}^3\text{ns}^{-1}\text{kg}^{-1}$ , mientras que el tiempo de vida medio del fonón,  $\tau$ , es de aproximadamente  $10\text{ ns}$ , resultando en una tasa de amortiguamiento,  $\Gamma_1 = \frac{1}{2\tau}$ , de  $50\text{ MHz}$ . El factor de ganancia Brillouin,  $g_B$ , se fija en  $5 \times 10^{-14}\text{ m/mW}$  y se considera una temperatura ambiental de  $295\text{ K}$ .

La frecuencia Brillouin de la fibra se establece en  $10.69\text{ GHz}$ , mientras que la frecuencia de cada uno de los defectos se fija en  $10.74\text{ GHz}$  y  $10.62\text{ GHz}$  para el primer y segundo defecto, respectivamente.

Tras un proceso previo de optimización de la potencia, la onda continua de *Stokes* se fija a una potencia de  $2\text{ mW}$ , mientras que el pulso de bombeo contendrá una potencia de base de tan sólo  $1\text{ }\mu\text{W}$  de potencia, un pulso de pre-excitación, pos-excitación o ambos, según corresponda dependiendo de la forma de la onda de *Stokes* de  $5\text{ mW}$  y un pulso principal de  $50\text{ mW}$  de potencia óptica. En la Figura 4.2 se representan las tres formas de onda de la señal de *Stokes* que han sido simuladas.

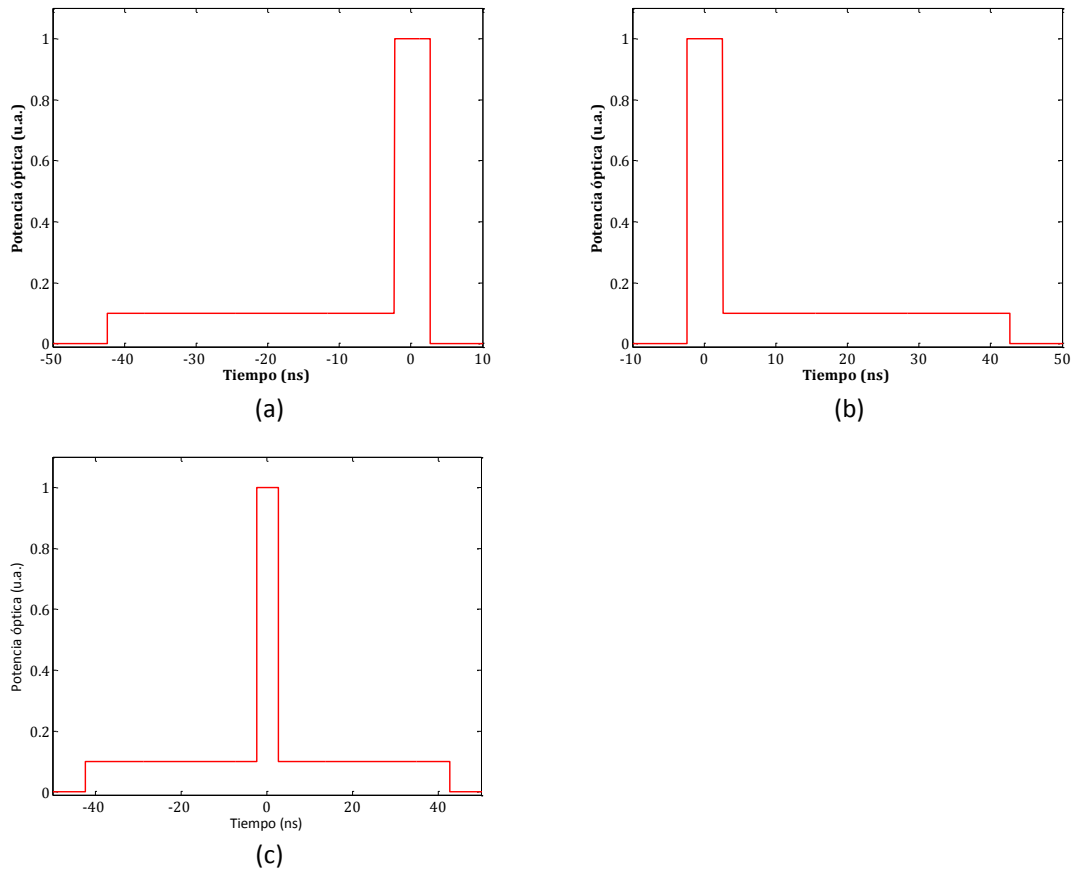


Figura 4.2. Formas de onda de la señal de *Stokes*

La potencia del pulso de pre-excitación debe ser baja de modo que no se convierta en el pulso principal y oculte las perturbaciones por debajo del metro de la fibra. Por tanto, y con el objetivo de reducir la interferencia del pulso de pre-excitación en las medidas, se ha fijado en un 10 % de la potencia del pulso principal.

El interés por las formas de onda anteriores radica en que, como se comprueba en [36], un pulso de bombeo con una base distinta de cero puede emplearse para conseguir resoluciones espaciales por debajo del metro, pudiendo incluso pulsarse y emplearse como una pre-excitación del campo óptico para inducir la onda acústica. Como se aprecia en la Figura 4.2 (a), el pulso de pre-excitación es inmediatamente seguido por un pulso estrecho de gran potencia. De este modo, variaciones rápidas de la amplitud y la fase de la onda de bombeo puede inducir cambios en la amplificación de la onda de Stokes.

Para la forma de onda representada en la Figura 4.2 (a), en la Figura 4.3 se representa la ganancia y la anchura del espectro Brillouin normalizada en función de la duración del pulso de pre-excitación. Las distintas curvas se corresponden a la onda de bombeo sin pulso principal, es decir, únicamente con el pulso de pre-excitación, y con pulsos de duración desde 1 a 5 ns.

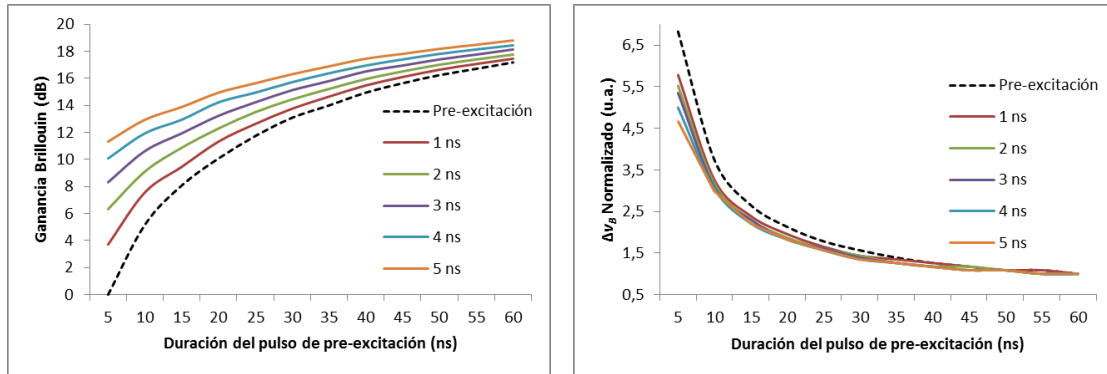


Figura 4.3. Ganancia y anchura del espectro Brillouin normalizada en función del pulso de pre-excitación

Como se observa en las curvas de ganancia a medida que crece la duración del pulso de pre-excitación aumenta su ganancia. Esto se debe a que la energía introducida en la fibra, y que por tanto interviene en la interacción, es mayor. El mismo fenómeno se produce al introducir un pulso principal de mayor duración. Por otro lado, se aprecia que cuanto más corto es el pulso de pre-excitación y el pulso principal, pese a que se mejora la resolución espacial, la anchura espectral de la ganancia Brillouin se ensancha [37].

De forma análoga a la anterior, en la forma de onda de la Figura 4.2 (b) el pulso ancho, en este caso de pos-excitación, se introduce tras el pulso estrecho. En este caso se obtienen las curvas de ganancia y anchura del espectro Brillouin representadas en la Figura 4.4.

Los resultados obtenidos son idénticos a los de la Figura 4.3, demostrándose que ambas formas de onda son totalmente equivalentes.

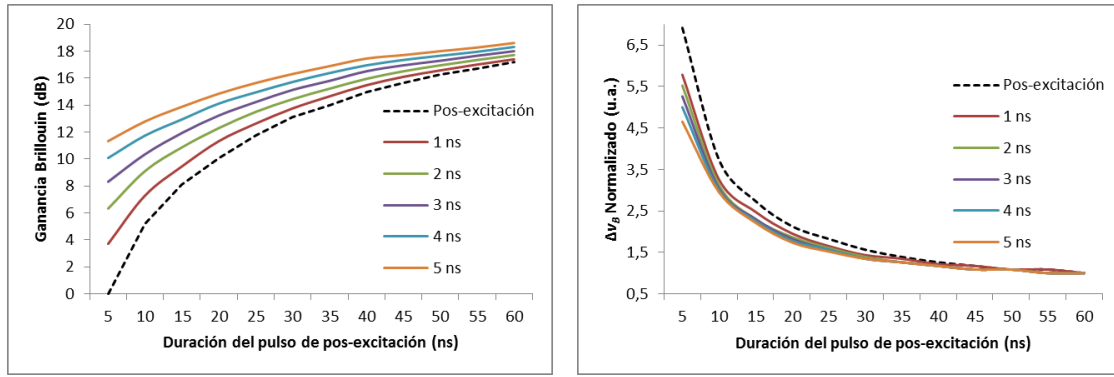


Figura 4.4. Ganancia y anchura del espectro Brillouin normalizada en función del pulso de pos-excitación

Del mismo modo, y para la forma de onda de la Figura 4.2 (c), donde se introduce un pulso de pre-excitación anterior al pulso principal y un pulso de pos-excitación posterior, en la Figura 4.5 se representan las curvas de ganancia y anchura del espectro Brillouin.

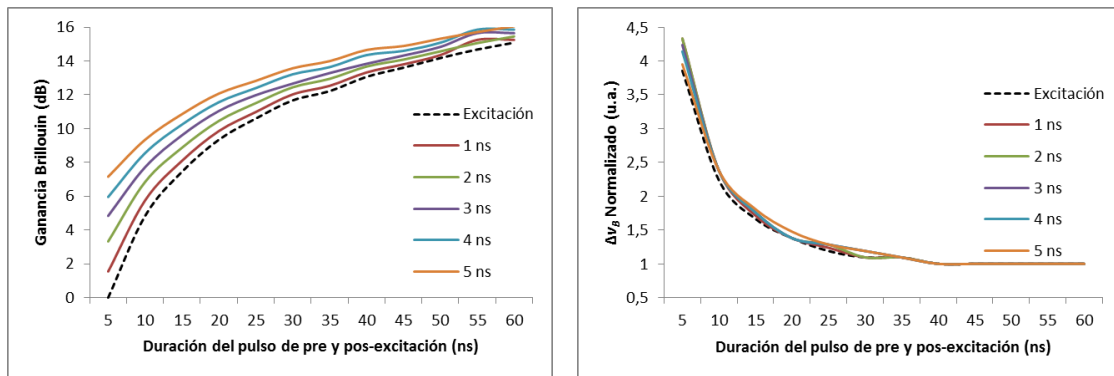


Figura 4.5. Ganancia y anchura del espectro Brillouin normalizada en función del pulso de pre y pos-excitación

De nuevo, al aumentar la duración del pulso de pre y pos-excitación aumenta su ganancia, aumentando también con la anchura del pulso principal. Destacar que, pese a que no se refleja en la gráfica de ganancia al estar normalizada, la ganancia para esta forma de onda es mayor a las anteriores debido a que, al estar presente un pulso de pre y pos-excitación, la energía introducida en la fibra es mayor. Del mismo modo, la anchura del espectro se ve reducida al aumentar el pulso de bombeo. En este caso la variación producida entre distintas anchuras del pulso principal es menor debido a su escasa influencia en la forma de onda resultante.

De las gráficas de ganancia y anchura del espectro Brillouin anteriores se extrae que debe alcanzarse un compromiso entre resolución espacial y frecuencial, duración del pulso de pre y/o pos-excitación y duración del pulso principal. De este modo, se establece una anchura del pulso de pre y/o pos-excitación de 20 ns con el objetivo de reducir el espectro de ganancia, debido a la escasa diferencia frecuencial entre los defectos y la frecuencia Brillouin normal de la fibra (50 y 80 MHz, respectivamente), y tener la suficiente energía en la fibra para la excitación de la onda acústica. En cuanto al pulso principal, y con el objetivo de detectar defectos en la fibra de 30 cm, se fija en una duración de 3 ns.

La Figura 4.6 representa la ganancia de Brillouin en función de la posición a lo largo de la fibra y la frecuencia Brillouin para las tres formas de onda de la Figura 4.2 con una duración de 20 ns del pulso de pre y/o pos excitación y 3 ns de pulso principal.

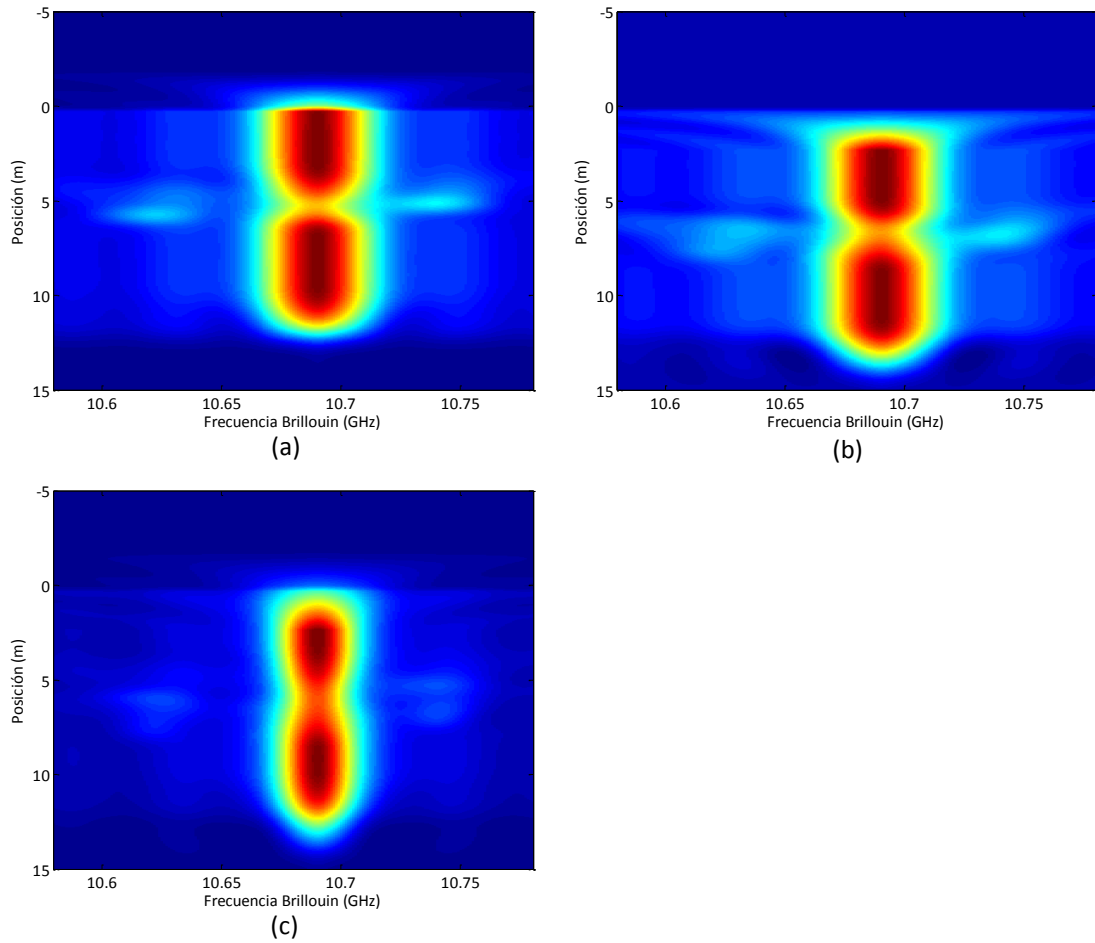


Figura 4.6. Espectro de ganancia Brillouin (a) Pre-excitación, (b) Pos-excitación y (c) Pre y pos-excitación

De las tres gráficas anteriores se aprecia que, aunque teóricamente las formas de onda de las Figuras 4.2 (a) y 4.3 (b) sean equivalentes, se consigue una mejor resolución espacial y frecuencial con el pulso de pre-excitación que con pos-excitación. Mientras que los resultados de estas dos primeras son claramente superiores a la forma de onda de la Figura 4.2 (c) con pre y pos-excitación. Por tanto, en adelante será considerada para su análisis únicamente la forma de onda de la Figura 4.2 (a) con pre-excitación e inmediatamente seguido el pulso principal.

En la Figura 4.7 se muestra la representación en 3D del espectro de ganancia Brillouin normalizado para el pulso principal con pre-excitación.

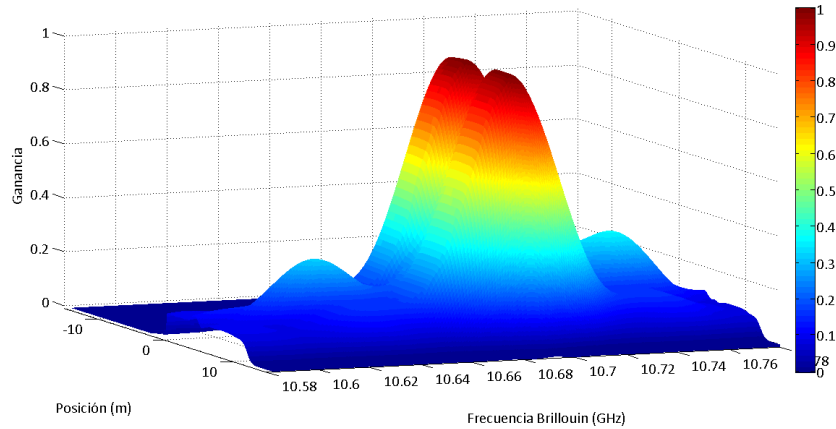


Figura 4.7. Espectro de ganancia normalizado 3D de la forma de onda con pulso de pre-excitación

Aunque la forma de onda con pre-excitación mejora los resultados obtenidos, y debido a la reducida longitud de los defectos, se aprecia como la ganancia Brillouin de las posiciones de la fibra donde se localizan los defectos a su frecuencia Brillouin es menor que la de la frecuencia del resto de fibra, haciéndose más difícil la detección del defecto. En la Figura 4.8 se muestra el espectro de ganancia normalizado para las posiciones de 5.08 m y 5.67 m, donde se encuentran los defectos en la fibra.

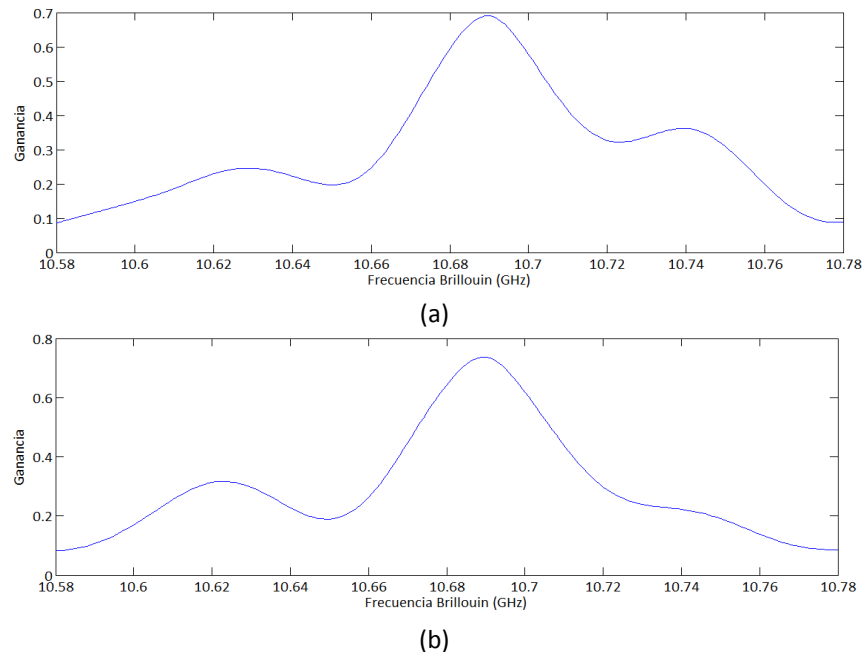


Figura 4.8. Espectro de ganancia normalizado en la posición: (a) 5.08 m y (b) 5.67 m

Para intentar corregir este problema, en [38] se propone una técnica diferencial (*Differential pre-excitation pulse BOTDA*), mediante la que se extrae el espectro de ganancia Brillouin del pulso de pre-excitación con y sin el pulso principal y se analiza la diferencia entre ambos. De este modo, restando al espectro de ganancia Brillouin anterior el obtenido con el mismo pulso de pre-excitación y sin pulso principal, se tiene el espectro representado en la Figura 4.9.

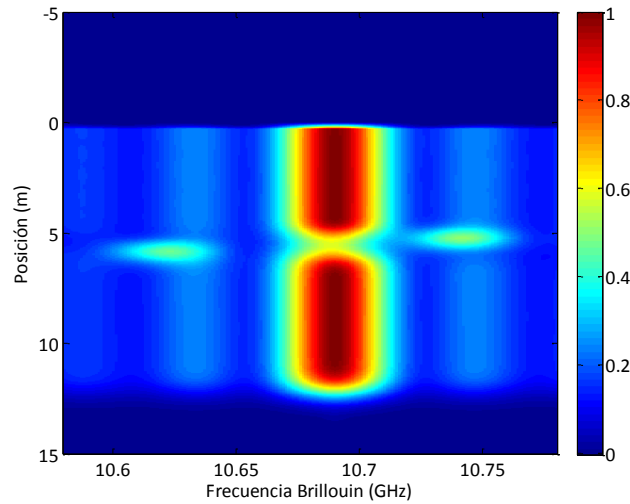


Figura 4.9. Espectro de ganancia Brillouin diferencial

De la figura anterior se observa como mediante esta técnica se mejora la ganancia a la frecuencia Brillouin de los defectos en la posiciones de la fibra donde se encuentran. Sin embargo, sigue siendo insuficiente para conseguir, a la frecuencia Brillouin de los defectos, tener una ganancia mayor que para la frecuencia del resto de fibra. Este problema consigue solucionarse multiplicando el espectro de ganancia Brillouin sin pulso principal por un factor de ajuste, en este caso con un valor de 1.3, y aplicar posteriormente la técnica diferencial. De este modo, finalmente se logra obtener correctamente la frecuencia Brillouin en cada punto de la fibra, Figura 4.10, de la que poder analizar sus variaciones frente a posibles cambios de temperatura o *strain*.

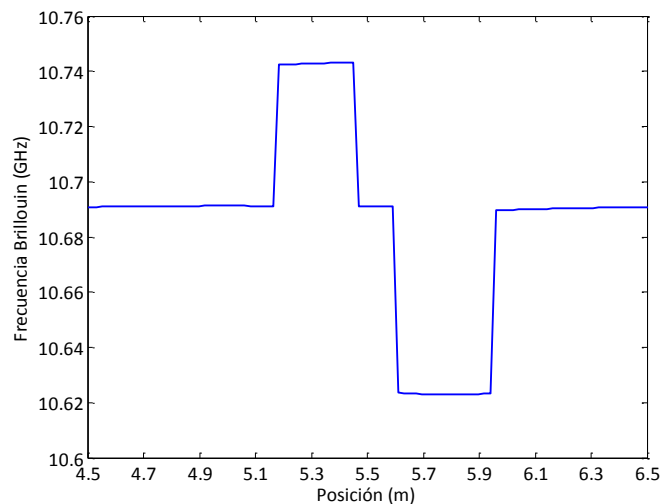


Figura 4.10. Frecuencia Brillouin a lo largo de la fibra óptica

De la figura anterior se extrae la existencia de dos defectos. El primero de ellos situado entre las posiciones 5.16 m y 5.45 m, y por tanto de 29 cm, a una frecuencia de 10 74 GHz, y el segundo entre 5.61 m y 5.94 m de 33 cm, a la frecuencia de 10.62 GHz, ajustándose así a la situación descrita inicialmente en la Figura 4.1.

# Capítulo 5

## Resultados experimentales

### 5.1 Introducción

En el presente capítulo se trata de comprobar en la práctica las conclusiones extraídas de los resultados obtenidos de las simulaciones anteriores. Como se ha comprobado, la forma de onda que proporciona una mayor resolución espacial y frecuencial del espectro de ganancia Brillouin está formada por un pulso estrecho de elevada potencia y un pulso de pre-excitación que induce la onda acústica.

En este caso, al igual que en las simulaciones, se implementa un sistema *BOTDA* cuyo *setup* experimental se representa en la Figura 5.1.

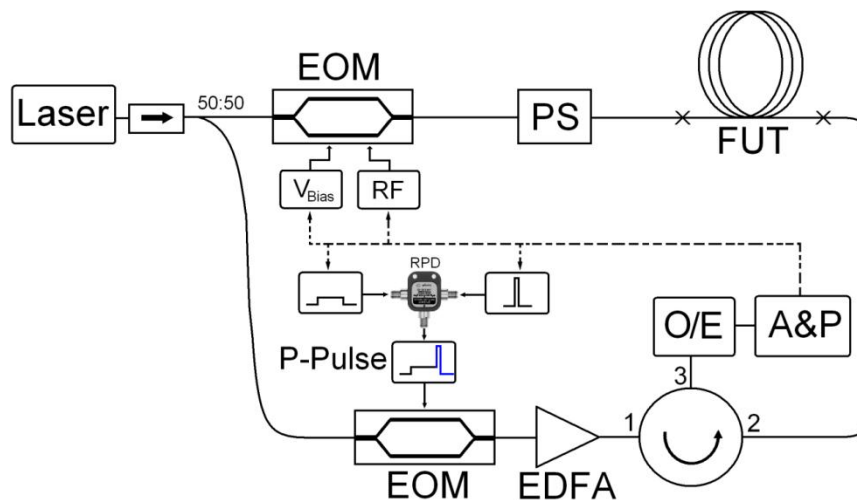


Figura 5.1. *Setup* experimental del sistema implementado



A partir de una única fuente laser a 1550 nm y mediante un acoplador 50:50, se genera la señal de *Stokes* o señal de sonda, rama superior del esquema, y el pulso de bombeo, rama inferior. La rama superior está formada por un *EOM* controlado por una fuente de tensión de bias y una señal de radiofrecuencia, y un aleatorizador de polarización (*PS*) tras el que la señal de sonda se introduce a la fibra bajo análisis (*FUT*).

La señal óptica de bombeo, formada por el pulso de pre-excitación y el pulso principal, se obtiene mediante la generación de dos pulsos eléctricos desplazados en el tiempo y combinados a través de un divisor de potencia resistivo (*RPD*). De este modo, el pulso eléctrico resultante se aplica al *EOM* de la rama inferior generando el pulso óptico a su salida. Tras el modulador se introduce el pulso de bombeo en un *EDFA* para amplificar la señal y mediante un circulador dirigirla a la fibra bajo análisis.

Tras la interacción producida en la fibra entre las tres ondas que intervienen en el proceso de *scattering* Brillouin estimulado, la señal de sonda resultante se monitoriza en el dominio del tiempo a través de un conversor óptico/eléctrico (*O/E*) y una unidad de análisis y procesado (*A&P*). Se realiza un promediado de 2048 muestras por cada frecuencia con un paso de la señal de sonda de 2 MHz.

Por último, la fibra que será objeto de análisis está compuesta por diferentes tipos de fibras ópticas, cada una de ellas con una frecuencia Brillouin diferente. En primer lugar se tiene un tramo de fibra estándar (*Siecor SMF*) de 5 metros, con una frecuencia Brillouin de 10.86 GHz, y a continuación 20 metros de fibra *Teralight* de *Alcatel*. Esta última presenta una frecuencia Brillouin principal en 10.69 GHz y una frecuencia secundaria en 10.85 GHz. Tras la fibra *Teralight* se coloca un pequeño tramo de 1.5 metros de fibra *S3MC* de *Alcatel*, con una frecuencia de 10.8 GHz, y de nuevo 10 metros de fibra *Teralight*. Por último, se encuentra un tramo de 1000 metros de fibra estándar (*Siecor SMF*). En la Figura 5.2 se representan los diferentes tramos de fibra que forman la *FUT*.

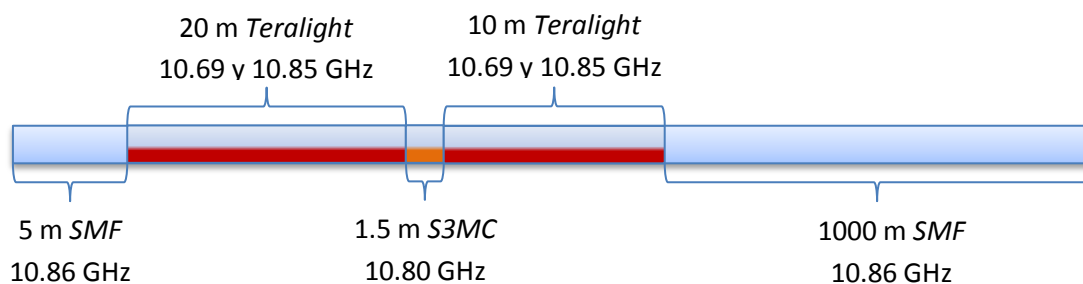


Figura 5.2. Diferentes tramos de fibra óptica de la *FUT*

## 5.2 Parametrización del sistema

En primer lugar, antes de introducir un defecto del orden de centímetros en alguno de los tramos de fibra, representados en la Figura 5.2, y proceder a su posterior medida e identificación, dada su dificultad y debido al amplio número de factores que influyen en la medida de la frecuencia Brillouin se realiza un proceso previo de parametrización.

## Capítulo 5. Resultados experimentales

Al tratarse de un sistema de una gran sensibilidad, la parametrización consiste en el ajuste preciso de todos los parámetros que intervienen en el sistema. En este caso, se va a considerar una adecuada parametrización cuando se consiga medir e identificar correctamente los distintos tramos de fibra introducidos en la Figura 5.2, prestando especial atención al de fibra *S3MC* de 1.5 metros.

De este modo, y tras los resultados obtenidos de las simulaciones, se introduce una señal óptica pulsada con pre-excitación como bombeo, tal y como se representa aproximadamente en la Figura 5.3, cuya anchura del pulso de pre-excitación y pulso principal es del orden de 15 y 3 ns, respectivamente.

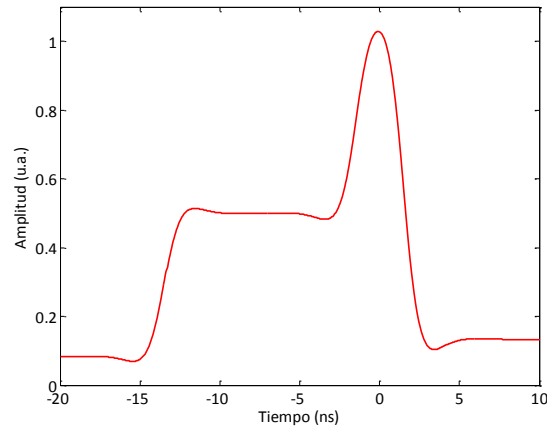


Figura 5.3. Señal óptica pulsada de bombeo

Una vez optimizado el sistema, y aplicando la técnica diferencial introducida en el capítulo anterior, se extrae el espectro de ganancia Brillouin aplicando la señal de bombeo de la Figura 5.3 y sin el pulso principal. Analizando la diferencia entre ambos espectros se obtiene el espectro de ganancia Brillouin que se muestra en la Figura 5.4.

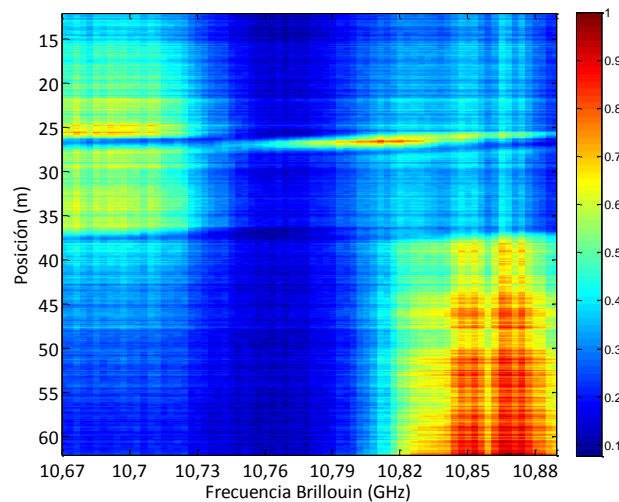


Figura 5.4. Espectro de ganancia Brillouin diferencial

En la figura anterior se aprecia tres zonas claramente diferenciadas. En primer lugar, en torno a la frecuencia de 10.69 GHz aparecen los dos tramos de fibra *Teralight*. A la frecuencia

de 10.80 GHz, dividiendo los dos tramos *Teralight* anteriores, se presenta un tramo estrecho correspondiente a la fibra *S3MC*, y por último se encuentra un tramo de fibra a la frecuencia de 10.86 GHz, tratándose esta última de la fibra estándar *SMF*. De una forma más gráfica, en la Figura 5.5 se presenta la frecuencia Brillouin en cada posición espacial de la fibra.

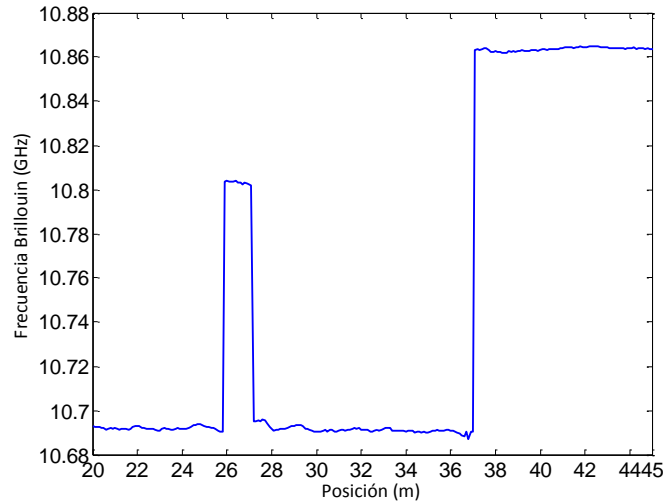


Figura 5.5. Frecuencia Brillouin a lo largo de los diferentes tramos de fibra

Se comprueba como de forma aproximada el gráfico anterior representa la situación propuesta en la Figura 5.2. Se presentan dos tramos de fibra con una frecuencia Brillouin de 10.69 GHz correspondiente a la fibra *Teralight*, de unos 20 y 10 metros, respectivamente. Entre ambos se localiza un tramo de 1.4 metros, tratándose de la fibra *S3MC*, con una frecuencia de 10.80, y por último un tramo con una frecuencia Brillouin ligeramente por encima de los 10.86 GHz de la fibra estándar *SMF*.

De este modo, queda parametrizado finalmente el sistema y demostrado que permite reproducir fielmente cualquier variación de la frecuencia Brillouin a lo largo de una fibra óptica.

### 5.3 Defecto sub métrico

Tras quedar demostrado en la sección anterior que, una vez parametrizado correctamente, el sistema es capaz de detectar cambios de la frecuencia Brillouin de una fibra óptica en longitudes del orden de metros, se introduce un defecto en uno de los tramos de fibra presentados en la Figura 5.2.

En este caso, sobre el segundo tramo de fibra óptica *Teralight*, y mediante un calentamiento térmico a través de una célula *Peltier*, se introduce un defecto de aproximadamente 30 cm de longitud.

Este defecto, bajo una temperatura ambiente de aproximadamente 26 grados centígrados, se somete a un calentamiento térmico hasta llegar a los 56 grados, es decir, 30 grados por encima de la temperatura ambiente. Por tanto, según la teoría vista en el apartado 3.5.1, al presentar la sílice un coeficiente de temperatura de aproximadamente 1 MHz/°C el desplazamiento en frecuencia Brillouin deberá ser de entorno 30 MHz.

De este modo, introduciendo la señal pulsada con pre-excitación de la Figura 5.3 como bombeo y aplicando de nuevo la técnica diferencial, se obtiene el espectro de ganancia Brillouin representado en la Figura 5.6.

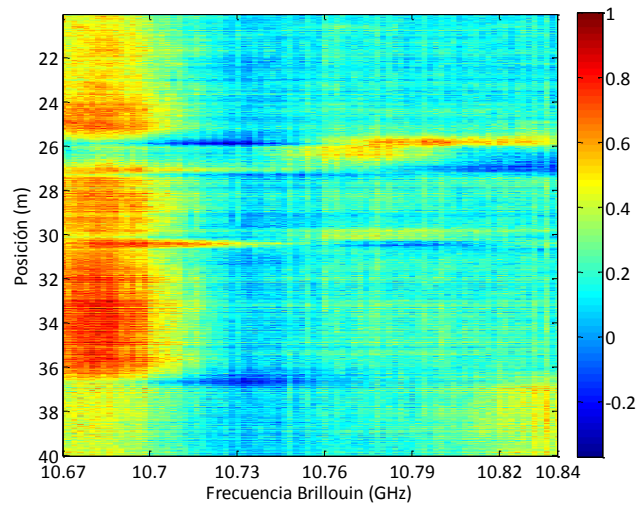


Figura 5.6. Espectro de ganancia Brillouin diferencial

Se aprecia como, además del tramo de fibra de 1.5 metros *S3MC* identificada en la sección anterior, en torno a 30 metros se presenta un pequeño defecto que desvía la frecuencia Brillouin ligeramente por encima de la frecuencia característica de la fibra situada en 10.69 GHz. Esta desviación frecuencial se debe al calentamiento producido sobre los 30 cm de fibra *Teralight*. En la Figura 5.7 se presenta en tres dimensiones el mismo espectro de ganancia Brillouin de la figura anterior.

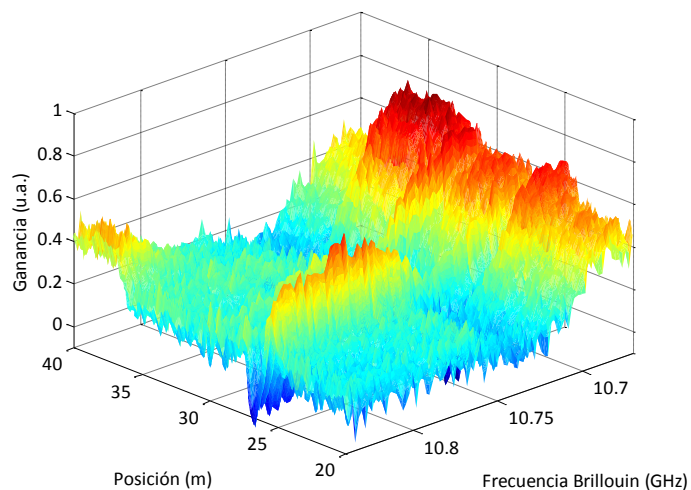


Figura 5.7. Espectro de ganancia Brillouin diferencial en 3 dimensiones

De las figuras anteriores no puede apreciarse suficientemente las características que presenta el defecto, por lo que en la Figura 5.8 se representa la frecuencia Brillouin en cada posición espacial de la fibra.

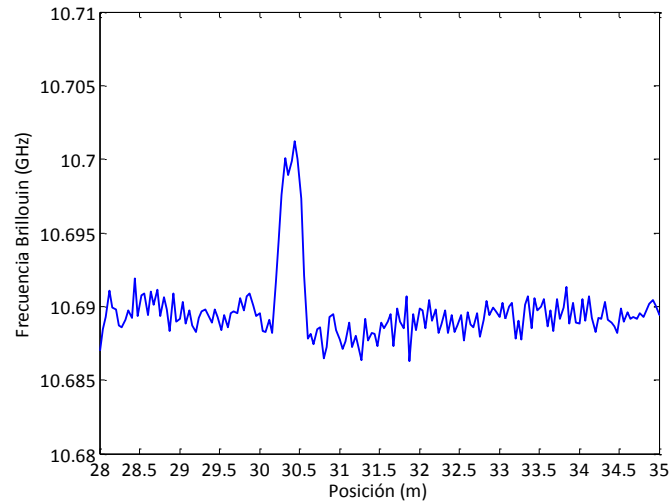


Figura 5.8. Frecuencia Brillouin a lo largo de la fibra óptica

Se observa como en torno a 30 metros se presenta una desviación de la frecuencia Brillouin de 10 MHz durante aproximadamente 36 cm. Esta desviación se corresponde con el defecto introducido debido al calentamiento térmico de la fibra. Sin embargo, dicha desviación frecuencial debería situarse unos 30 MHz por encima de la frecuencia de la fibra a temperatura ambiente.

Esta diferencia entre los resultados prácticos y los resultados esperados teóricamente se ha mantenido aproximadamente constante en las diferentes repeticiones realizadas. Por tanto, probablemente sean debidos a una diferencia entre el punto de medida de temperatura que se ha considerado y la temperatura real de la fibra óptica, siendo realmente 10 grados la diferencia entre la temperatura ambiente y la temperatura del defecto.

De este modo queda comprobado experimentalmente que mediante el análisis de la frecuencia Brillouin a lo largo de una fibra óptica a través de un sistema *BOTDA* puede detectarse variaciones de temperatura y/o *strain* en longitudes por debajo del metro.

# Capítulo 6

## Conclusiones y Líneas futuras

### 6.1 Conclusiones

Durante el transcurso del presente trabajo fin de master se han revisado conceptos teóricos de la fibra óptica, tales como la atenuación o los diferentes procesos de *scattering* presentes, así como los principios fundamentales del *scattering* Brillouin, tanto espontáneo como estimulado.

Se ha definido la frecuencia Brillouin y su espectro de ganancia, así como su potencia umbral que depende de varios factores como son: la anchura y repetición del pulso, la anchura espectral y modulación, y polarización. Todo ello con el único propósito de establecer a la frecuencia Brillouin como un mecanismo de sensado, que permita identificar variaciones de temperatura y/o *strain* de forma distribuida a lo largo de la fibra óptica.

Presentados los fundamentos teóricos, se ha llevado a cabo la simulación del *scattering* Brillouin estimulado y el análisis de los resultados obtenidos en un sistema *BOTDA*. Para ello se ha desarrollado un modelo numérico que describe la interacción producida durante el proceso de *scattering* y se ha implementado en código *Matlab*. Tras la simulación y el análisis de diferentes formas de la onda pulsada como bombeo, se ha demostrado que la forma de onda que proporciona una mayor resolución espacial y frecuencial es aquella que presenta un pulso ancho de pre-excitación, que induce la onda acústica, seguido por un pulso estrecho de mayor potencia que consigue aumentar la resolución espacial.

Para la detección de defectos de aproximadamente 30 cm de longitud y próximos frecuencialmente a la frecuencia Brillouin del resto de fibra, 50 y 80 MHz respectivamente, se ha comprobado que se logra una mayor resolución empleando un pulso de pre-excitación de 20 ns y 5 mW de potencia y un pulso principal de 3 ns de anchura y 50 mW de potencia óptica.

De esta forma, se ha comprobado mediante simulación la correcta caracterización de los defectos introducidos, identificando fielmente su longitud y su frecuencia Brillouin.

Se ha realizado la comprobación experimental de los resultados obtenidos de la simulación mediante la medida de la frecuencia Brillouin de varios tramos de fibra óptica de diferentes longitudes. Se ha conseguido caracterizar correctamente los distintos tramos de fibra en los que estaba dividida la *FUT*, presentando una mayor atención, debido a su mayor dificultad, a la identificación del tramo de fibra *S3MC* de 1.5 metros de longitud.

Posteriormente se ha conseguido identificar y medir la variación de la temperatura sobre defectos con longitudes inferiores al metro. Este era el caso del defecto de aproximadamente 30 cm que había sido calentado térmicamente 30 grados por encima de la temperatura ambiente. Sin embargo, la caracterización del defecto anterior no resultó del todo precisa debido a que la variación de la frecuencia Brillouin resultó ser insuficiente con respecto al aumento de temperatura introducido. Esta menor variación de la frecuencia Brillouin puede ser debida a una diferencia de temperatura entre el punto de medida considerado y la temperatura real de la fibra óptica.

### 6.2 Líneas futuras

A continuación se enumeran algunas de las posibles líneas futuras que, habiendo quedado fuera de los objetivos iniciales, pueden ser desarrolladas a partir del trabajo realizado en el presente documento:

- Aunque durante la etapa de simulación se realizó, en función de los resultados obtenidos, un pequeño estudio de la potencia del pulso de bombeo óptima, resultaría de gran utilidad un análisis en profundidad de la influencia de la potencia del pulso óptico en la resolución espacial y frecuencial. Se trataría de analizar, tal y como se ha realizado con la anchura temporal de cada uno de los pulsos, la potencia del pulso de pre y/o pos-excitación y del pulso principal en función de la resolución espacial y frecuencial, alcanzando así un valor óptimo de potencia para cada uno de ellos. Este análisis de potencia podría realizarse tanto desde un punto de vista teórico, mediante simulación, como experimental, pudiendo analizar las posibles diferencias que hubiera entre ambos.
- Siguiendo con el análisis realizado con las formas de onda representadas en la Figura 4.2 como señal de bombeo, sería interesante analizar los resultados obtenidos frente a otras formas de onda diferentes como pueden ser los trenes de pulsos.
- Al tratarse de un sensor distribuido, su principal objetivo es conseguir la menor resolución espacial posible. Por tanto, empleando el mismo sistema *BOTDA* implementado y analizando progresivamente defectos de menor longitud, permitiría obtener el límite en resolución espacial del sistema. También podrían proponerse diferentes modificaciones, tanto del sistema como de la onda de bombeo, para conseguir obtener una menor resolución.

# Capítulo 7

## Referencias

### 7.1 Referencias

Según orden de aparición, a continuación se enumeran las referencias que han sido necesarias para la elaboración del presente trabajo fin de máster.

- [1] G. Keiser, *"Optical Fibre Communications"*, McGraw-Hill, 2000.
- [2] J. M. Senior, *"Optical Fiber Communications"*, 2<sup>nd</sup> ed. Prentice-Hall, 1992.
- [3] G. P. Agrawal, *"Nonlinear fibre optics"*, 3<sup>rd</sup> ed. Academic Press, 2001.
- [4] G. C. Baldwin, *"An introduction to nonlinear optics"*, Plenum, 1969.
- [5] D. N. Stacey, *"Rayleigh's legacy to modern physics: high resolution spectroscopy"*, European Journal of Physics, vol. 15, pp. 236-242, 1996.
- [6] P. Gysel y R. H. Staubli, *"Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers"*, Journal of Lightwave Technology, vol. 8, pp. 561-567, 1990.
- [7] S. K. Liaw, S. L. Tzeng, y Y. J. Hung, *"Rayleigh backscattering induced power penalty on bidirectional wavelength-reuse fiber systems"*, Optical Communications, vol. 188, pp. 63-67, 2001.
- [8] E. Brinkmeyer, *"Backscattering in single mode fibers"*. Electronics Letters, vol. 16, pp. 329-330, 1980.
- [9] C. V. Raman, *"A new radiation"*, Indian Journal of Physics, vol. 2, pp. 387-398, 1928.
- [10] E. J. Woodbury y W. K. Ng, *"Ruby laser operation in the near IR"*, Proceeding of the IRE, vol. 50, p. 2347, 1962.
- [11] E. P. Ippen y R. H. Stolen, *"Stimulated Brillouin scattering in optical fibers"*, Applied Physics, Letters, vol. 20, p. 62, 1972.



## Capítulo 7. Referencias

- [12] L. Brillouin, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent ethomogène-Influence de l'agitation thermique", Annales de Physique, Paris, Thèse, 1920.
- [13] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda y Y. Koyamada, "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", Journal of Lightwave Technology, vol. 13, no. 7, pp. 1296-1302, 1995.
- [14] X. S. Yao, "Phase-to-amplitude modulation conversion using Brillouin selective sideband Amplification", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 2, pp.264-266, 1998.
- [15] Donald R. Ponikvar y Shaoul Ezekiel, "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser", Optics Letters, vol. 6, pp. 398-400, 1981.
- [16] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannel y D.A. Jackson, "Potential of stimulated Brillouin Scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors", Electronic Letters, vol. 25, no. 14, pp. 913-914, 1989.
- [17] T. Horiguchi, T. Kurashima y M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 2, no. 5, pp. 352-354, 1990.
- [18] R. Y. Chiao, C. H. Townes y B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", Physics Review Letters, vol. 12, no. 21, pp. 592-595, 1964.
- [19] F. T. Arecchi y E. O. Schulz-Dubois, "Laser handbook", North Holland Publishing Company – Amsterdam, vol. 2, pp. 1079-1150, 1972.
- [20] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics", 2<sup>nd</sup> ed. Academic Press, 2003.
- [21] A. B. Ruffin, "Stimulated Brillouin scattering: an overview of measurements, system impairments and applications", NIST-SOFM, pp. 23-28, 2004.
- [22] R. G. Smith, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering", Appl. Opt., vol. 11, no. 11, pp. 2489-2494, 1972.
- [23] P. C. Wait y T. P. Newson, "Measurement of Brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine Brillouin linewidth", Optics Communications 117, pp. 142-146, 1995.
- [24] H. Naruse y M. Tateda, "Trade-off between the spatial and the frequency resolutions in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber", Applied Optics, vol. 38, no. 31, pp. 6516-6521, 1999.
- [25] M. O. Van Deventer y A. J. Boot, "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibres", Journal of Lightwave Technology, vol. 12, no. 4, pp. 585-590, 1994.
- [26] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannel y D. A. Jackson, "Stimulated Brillouin scattering: a means to realize tunable microwave generator or distributed temperature sensor", Electronics Letters, vol. 25, no. 14, pp. 915-916, 1989.
- [27] T. Horiguchi, T. Kurashima y M. Tateda, "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 1, no. 5, pp. 107-108, 1989.
- [28] T. Kurashima, T. Horiguchi y M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", Optics Letters, vol. 15, no. 18, pp. 1038-1040, 1990.

- [29] H. Li y K. Ogusu, “*Dynamic behavior of stimulated Brillouin scattering in a single-mode optical fiber*”, Jpn. J. Appl. Physics 38 (11), pp. 6309-6315, 1999.
- [30] W. Lu, A. Johnstone y R. G. Harrison, “*Deterministic dynamics of stimulated scattering phenomena with external feedback*”, Physical Review A 46 (7), pp. 4114, 1992.
- [31] R. Chu, M. Kanefsky y J. Falk, “*Numerical study of transient stimulated Brillouin scattering*”, J. Appl. Phys. 71, pp. 4653-4658, 1992.
- [32] C. A. Hall y T. A. Porshing, “*Numerical analysis of partial differential equations*”, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1990.
- [33] J. W. Thomas, “*Numerical partial differential equations: Finite difference methods*”, Springer-Verlang, 1995.
- [34] B. Oliver, “*Thermal and quantum noise*”, Proc. Institute of Radio Engineers, vol. 53, pp. 436-454, 1965.
- [35] M. Gupta, “*Electrical noise: Fundamentals and Sources*”, IEEE Press, 1977.
- [36] K. Kishida y C. H. Li, “*Pulse pre-pump-BOTDA technology for new generation of distributed strain measuring system*”, Structural Health Monitoring and Intelligent Infrastructure, London, pp. 471-477, 2006.
- [37] V. Lecoecue, D. J. Webb, C. N. Pannell y D. A. Jackson, “*Transient response in high-resolution Brillouin-based distributed sensing using probe pulses shorter than the acoustic relaxation time*”, Opt. Lett., vol. 25, pp. 156-158, 2000.
- [38] C. A. Galindez y J. M. Lopez-Higuera, “*Decimeter Spatial Resolution by Using Differential Pre-excitation BOTDA Pulse Technique*”, IEEE Sensors Journal, vol. 11, pp. 2344-2348, 2011.
- [39] T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Hizumita, S. Furukawa y Y. Koyamada, “*Brillouin optical-fiber time domain reflectometry*”, Tech. Dig. Int. Quantum Electron. Conf., paper MoL4, pp. 42-44, Vienna-Austria, 1992.
- [40] B. Eisler, G. Lanan, M. Nikles y L. Zuckerman, “*Distributed Fiber Optic Temperature Sensing System for Buried Subsea Arctic Pipelines*”, Deep Offshore Technology Conference DOT, Houston, TX-USA, 2008.
- [41] M. Nikles, R. Burke, F. Briffod y G. Lyons, “*Greatly extended distance pipeline monitoring using fibre optics*”, OMAE2005-67369, Halkidiki-Greece, 2005.
- [42] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho y T. P. Newson, “*150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification*”, Journal of the optical society of America-JOSA B, vol. 22, no. 6, pp. 1321-1324, 2005.
- [43] P. C. Wait y T. P. Newson, “*Landau-Placzek ratio applied to distributed fibre sensing*”, Optics Communications, vol. 12, no. 4-6, pp. 141-146, 1996.
- [44] Y. Mizuno, W. Zou, Z. He y K. Hotate, “*Proposal and experiment of BOCDR – Brillouin optical correlation-domain reflectometry*”, 19th International Conference on Optical Fibre Sensors, Proc. of SPIE vol. 7004, 70043M, Perth-Australia, 2008.

- [45] Y. Mizuno, Z. He and K. Hotate, “*Measurement range enlargement in Brillouin optical correlation-domain reflectometry based on temporal gating scheme*”, Optics Express, vol. 17, no. 11, pp. 9040-9046, 2009.
- [46] Y. Mizuno, W. Zou, Z. He y K. Hotate, “*Proposal of Brillouin optical correlation domain reflectometry (BOCDR)*”, Opt. Express, vol. 16, no. 16, pp. 12148-12153, 2008.
- [47] T. Horiguchi y M. Tateda, “*BOTDA –nondestructive measurement of single/mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory*”, Journal of Lightwave Technology, vol. 7, no. 8, pp. 1170-1176, 1989.
- [48] R. L. Idriss, M. B. Kodindouna, A. D. Kersey y M. A. Davis, “*Multiplexed Bragg grating optical fiber sensors for damage evaluation in highway bridges*”, Smart Mater Structure 7, pp. 209-213, 1998.
- [49] M. Nikles, L. Thevenaz y P. A. Robert, “*Brillouin spectrum characterization in single-mode optical fibers*”, Journal of lightwave Technology, vol. 15, no. 10, pp. 1842-1851, 1997.
- [50] X. Bao, D. J. Webb y D. A. Jackson, “*22Km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber*”, Optics Letters, vol. 18, no. , pp. 552-554, 1993.
- [51] X. Bao, D. J. Webb y D. A. Jackson, “*32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber*”, Optics Letters, vol. 18, no. 18, pp.1561-1563, 1993.
- [52] T. Horiguchi, T. Kurashima y Y. Koyamada, “*1 m spatial resolution measurement of distributed Brillouin frequency shift in single-mode fibers*”, Tech. Dig. OFM'94, pp. 73–76, 1994.
- [53] A. W. Brown, B. G. Colpitts y K. Brown, “*Distributed Sensor Based on Dark-Pulse Brillouin Scattering*”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 17, no. 7, pp. 1501-1502, 2005.
- [54] S. B. Cho, J. J. Lee y I. B. Kwon, “*Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical fiber sensor*”, Optics Express, vol. 12, no. 18, pp. 4339-4346, 2004.
- [55] L. Thevenaz y S. Foaleng, “*Distributed fibre sensing using Brillouin echoes*”, The 19th Optical Fiber Sensing conference -OFS19, SPIE vol. 7004, pp. 70043N-4, Perth-Australia, 2008.
- [56] J. Yang, C. Yu, Z. Chen, J. Ng y X. Yang, “*Suppression of polarization sensitivity in BOTDA fiber distributed sensing system*”, The 19th Optical Fiber Sensing conference -OFS19, SPIE vol. 7004, pp. 700421-4, Perth-Australia, 2008.
- [57] K. Hotate y T. Hasegawa, “*Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fibre using a correlation-based technique –proposal, experiment and simulation–*”, IEICE Transaction on Electronics, vol. E83-C, no. 3, 2000.
- [58] K. Y. Song, Z. He y K. Hotate, “*Optimization of Brillouin optical correlation domain analysis system based on intensity modulation scheme*”, Optics Express, vol. 14, no. 10, pp. 4256-4263, 2006.
- [59] K.Y. Song, Z.He y K. Hotate, “*Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis*”, Optics Letters, vol. 31, no. 17, pp. 2526-2528, 2006.
- [60] D. Garus, K. Krebber, F. Schliep y T. Gogolla, “*Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis*”, Optics Letters, vol. 21, no. 17, pp. 1402-1404, 1996.

## Capítulo 7. Referencias

- [61] D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber y F. Schliep, “*Brillouin Optical-Fiber Frequency- Domain Analysis for Distributed Temperature and Strain Measurements*”, Journal Of Lightwave Technology, vol. 15, no. 4, pp. 654-662, 1997.
- [62] R. Bernini, A. Minardo y L. Zeni, “*An Accurate High-Resolution Technique for Distributed Sensing Based on Frequency-Domain Brillouin Scattering*”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 18, no. 1, pp. 280-282, 2006.

