

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

*PROGRAMA INTERUNIVERSITARIO DE DOCTORADO
EN TECNOLOGÍAS DE LA INFORMACIÓN Y
COMUNICACIÓN EN REDES MÓVILES POR LAS
UNIVERSIDADES DE A CORUÑA, OVIEDO,
CANTABRIA, PAÍS VASCO Y ZARAGOZA*



TESIS DOCTORAL

*CONTRIBUCIONES AL DESARROLLO DE
SENSORES DISTRIBUIDOS BASADOS EN
LA DISPERSIÓN RAMAN*

AUTOR: ISMAIL LAAROSI

DIRECTORES: JOSÉ MIGUEL LÓPEZ HIGUERA

MARÍA ÁNGELES QUINTELA INCERA

ESCUELA DE DOCTORADO DE LA UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

SANTANDER 2020

*La mente que se abre a una nueva idea,
jamás volverá a su tamaño original.*
Albert Einstein (1879- 1955)

Reconocimientos

El trabajo desarrollado en esta tesis doctoral ha sido financiado por los siguientes proyectos:

- Sensores fotónicos para seguridad y protección (TEC2016-76021-C2-2-R AEI/FEDER, UE).
- Sensores de fibra óptica para seguridad y protección (TEC2013-47264-C2-1-R).
- Generación de conocimiento en dispositivos, instrumentaciones y sensores basados en luz (DISLUZ).
- Tecnologías ópticas para el monitorizado de altas temperaturas en procesos clave de la industria nuclear (TOMATIN).
- Analysis of potential applications of raman-based fiber sensor for temperature mapping monitoring in steelmaking process (RAFITEM).

Agradecimientos

Me gustaría expresar mi más sincero y profundo agradecimiento a todas aquellas personas que han hecho posible el desarrollo de este trabajo. Es muy probable que me olvide injustamente de alguien, así que quiero disculparme anticipadamente.

En primer lugar, va mi agradecimiento a José Miguel por haber confiado en mí y por la oportunidad que me ha dado para formar parte del GIF.

También, estoy profundamente agradecido a Marian por todo el esfuerzo y dedicación puestos en este trabajo. Está claro que sin ella, esta tesis no habría sido igual. Gracias Marian.

A los “Drs. Distribuidos”: Chus y Rubén, por todo el tiempo compartido, por su ayuda y por su amistad, que espero que dure en el tiempo.

A Antonio y a María porque, cuando he necesitado algo de ellos, siempre han tenido tiempo para escucharme y ayudarme.

También debo agradecimiento al resto de los miembros del GIF, que han contribuido indirecta o directamente en este trabajo: Adolfo, Olga, Mauro, Fran, Pablo, Asier, Iñaki A., David, Marina, Luis, Eusebio, Arturo, Fran A., Rosana, Lolo, Rafa, Hany, Iñaki R., Pedro, José, Javi, Rober, Luii, Guillermo y Sergio.

A Lucia por su infinita paciencia, ayuda e inagotable apoyo. También, lo hago extensible a Eloy, Gema, Ana y Andrés.

إلى إخوتي وأولادهم ، على كل الدعم الذي يقدمونه لي دائماً.

وشكر خاص لوالدي، محمد وفاطمة ، لأنه بدون تضحيتهم، تشجيعهم وتفهمهم لم يكن من الممكن أن أكون هنا ، ولا من الممكن القيام بهذه الأطروحة.

Muchas gracias a todos.

Resumen

Hoy en día, la tecnología de los sensores fotónicos en general, y la basada en fibra óptica en particular, está experimentando un gran crecimiento y ha despertado un gran interés en muchas aplicaciones reales que se demandan en diversos campos de la industria. Dadas las características únicas que ofrece el uso de la fibra óptica como sensor, se ha convertido en un elemento esencial y de gran importancia en la monitorización en tiempo real en grandes sectores industriales, tales como, los campos de petróleo y gas, el monitoreo de tuberías y de cables de alta tensión, y los sistemas de detección de incendios. Las ventajas inherentes y únicas que ofrecen estos sensores, entre las que destacan, la total inmunidad a cualquier tipo de interferencias electromagnéticas, la alta sensibilidad y la notable resolución, favorecen el uso de esta tecnología para monitorizar y/o predecir el comportamiento en instalaciones o equipos industriales. Además, la convierten en una buena alternativa para sustituir a los sensores convencionales para la medida de gran variedad de parámetros, como, por ejemplo, la temperatura, una de las variables más controladas en los procesos industriales.

Debido a su baja complejidad e insensibilidad al *strain*, los sensores distribuidos de temperatura basados en la dispersión espontánea de Raman, han experimentado un gran desarrollo en las últimas tres décadas, convirtiéndose en una tecnología con uso generalizado en diversos campos industriales estratégicos. De la explotación de la gran dependencia de la generación de este efecto con la temperatura, se pueden obtener medidas continuas con alta precisión y resolución espacial en un rango de detección de decenas de kilómetros, integrando, de esta manera, un gran número de sensores convencionales o regiones de detección dentro de una sola fibra, lo que mejora significativamente su viabilidad comercial.

A pesar de que esta tecnología se puede considerar bastante madura, sigue siendo objeto de una intensa investigación, con el objetivo de optimizar el rendimiento de estos sistemas, ya sea mejorando la resolución espacial y de temperatura, maximizando la longitud de detección o aumentando el rango máximo de medida para conseguir sistemas confiables, robustos y con capacidad de operar en entornos hostiles. En relación con este último aspecto, aún quedan muchos retos por resolver, sobre todo, cuando se emplean estos sensores en la monitorización de ambientes de muy alta temperatura. En este sentido, se pueden abordar temas como la calibración o los problemas que surgen en el uso de las fibras ópticas en estos entornos, para proporcionar soluciones eficaces que se adaptan convenientemente a todas las aplicaciones.

Índice

Resumen	VII
Índice de Figuras	XIII
Índice de Tablas	XVII
Acrónimos	XIX
1 Introducción	1
1.1 Motivación	1
1.2 Objetivos	4
1.3 Estructura del documento	5
2 Introducción a la dispersión Raman en fibra óptica	7
2.1 Introducción	7
2.2 Procesos no lineales en fibra óptica	8
2.3 Dispersión en fibra óptica	11
2.3.1 Introducción	11
2.3.2 Dispersión de Rayleigh	12
2.3.3 Dispersión de Brillouin	14
2.3.3.1 Dispersión espontánea de Brillouin	15
2.3.3.2 Dispersión estimulada de Brillouin	16
2.3.4 Dispersión de Raman	18
2.3.4.1 Dispersión espontánea de Raman	20
2.3.4.2 Dispersión estimulada de Raman	23
2.3.5 Diferencias entre las dispersiones de Raman y de Brillouin	26
2.4 Espectro de ganancia de Raman en las fibras ópticas	27
2.5 Potencia de la dispersión espontánea de Raman en las fibras ópticas	29
2.5.1 Evolución de las señales retrodispersadas en tres fibras ópticas	29
2.5.2 Comparación entre las fibras	34
3 Sistemas RDTS	41
3.1 Introducción	42
3.2 Raman-OTDR	43
3.2.1 Principio de medida	44
3.2.2 Resolución espacial	46
3.2.3 Resolución en temperatura	47
3.2.4 Frecuencia de repetición	49

3.2.5	Limitaciones	50
3.3	Configuraciones para la medida distribuida con el efecto Raman . . .	50
3.3.1	Configuración de un solo extremo	50
3.3.2	Configuración de dos extremos	53
3.3.3	Configuración solo la componente anti-Stokes	55
3.3.4	Configuración de doble longitud de onda	57
3.4	Métodos para la mejora de los sistemas RDTS	58
3.4.1	Codificación de pulso	59
3.4.2	Mejoras en el transductor	63
3.4.3	Tratamiento de señal	65
3.4.4	Sistemas de alta resolución espacial	69
3.5	Esquemas alternativos	71
3.5.1	ROFDR	72
3.5.2	Rayleigh como referencia en sistemas RDTS	74
4	Comportamiento de fibras en alta temperatura	85
4.1	Introducción	85
4.2	Efectos del hidrógeno	87
4.3	Fibras ópticas con núcleo de sílice pura	89
4.4	Fibras ópticas recubiertas herméticamente	91
4.4.1	Cubiertas de carbono	91
4.4.2	Cubiertas de metal	95
5	Sensores Raman para alta temperatura	109
5.1	RDTS con fibra recubierta de oro	110
5.1.1	Configuración experimental	111
5.1.2	Resultados experimentales	112
5.2	Estudio experimental comparativo con diferentes fibras especiales . .	118
5.2.1	Configuración experimental	118
5.2.2	Resultados experimentales	119
5.3	Sensor integrado híbrido de muy alta temperatura y <i>strain</i>	125
5.3.1	Fabricación de de las redes de difracción	126
5.3.2	Configuración experimental	127
5.3.3	Resultados experimentales	128
5.4	Algoritmo adaptativo de seguimiento de pico en FBGs inscritos en MMF	134
5.4.1	Descripción del algoritmo adaptativo	134
5.4.2	Parámetros de inscripción	136
5.4.3	Resultados experimentales	136
5.5	Cable con fibra recubierta con poliimida	138
5.6	Cable con fibra recubierta con cobre	142
5.7	Medidas en un horno metalúrgico	145
6	Resumen, conclusiones y líneas futuras	155
6.1	Resumen y conclusiones	155
6.2	Líneas futuras	159

Lista de publicaciones	161
1.1 Relacionadas con el trabajo	161
1.1.1 Revistas internacionales	161
1.1.2 Conferencias internacionales	162
1.1.3 Conferencias nacionales	162
1.1.4 Publicaciones industriales	162
1.2 Otras contribuciones	163
1.2.1 Revistas internacionales	163
1.2.2 Conferencias internacionales	163
1.2.3 Conferencias nacionales	163

Índice de Figuras

2.1	Área efectiva en función de la longitud de onda.	10
2.2	Esquema de los efectos no lineal en las fibras ópticas.	11
2.3	Espectro de dispersión en las fibras ópticas.	12
2.4	Patrón de radiación de la dispersion de Rayleigh y Mie.	13
2.5	Espectro de atenuación de una fibra monomodo estándar (línea continua) y la contribución teórica de Rayleigh (línea discontinua).	14
2.6	Mecanismo de generación de la dispersión de Brillouin.	15
2.7	Espectro de la retrodispersión espontánea de Brillouin.	16
2.8	Esquema de la generación de la dispersión estimulada de Brillouin.	17
2.9	Esquema del proceso de generación del efecto Raman.	19
2.10	(a) Proceso de generación de la componente Stokes. (b) Proceso de generación de la componente anti-Stokes.	22
2.11	Parte real e imaginaria de las susceptibilidades Raman.	23
2.12	Distancia walk off y longitud efectiva en función de la duración del pulso.	25
2.13	Potencia umbral de la dispersión estimulada Raman en función de la duración del pulso.	26
2.14	Evolución temporal de la respuesta $h_R(t)$	28
2.15	(a) Espectro normalizado de la ganancia Raman en fibra de silice. (b) Espectros de Raman para SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 y P_2O_5	28
2.16	Evolución de las potencias de las dos componentes de Raman. Izquierda componente anti-Stokes, derecha componente Stokes. De arriba a abajo: multimodo de salto de índice, multimodo de índice gradual, monomodo de salto de índice	31
2.17	Cociente $A_{S/AS}$ en la MMF de índice gradual y en la SMF de salto de índice en función de la longitud de detección con $\lambda_1 = 1320 nm$ o $\lambda_1 = 1550 nm$ y $\lambda_2 = 840 nm$. Arriba MMF de IG . Abajo SMF de SI	33
2.18	Cociente A_S y A_{AS} en función de la longitud de detección con (a) $\lambda_P = 1320 nm$. (b) $\lambda_P = 1550 nm$	35
3.1	(a) Intensidades normalizadas. (b) Sensibilidades de las dos componentes.	42
3.2	Principio de medida de la técnica ROTDR.	44
3.3	Problema de usar solo la componente anti-Stokes.	45
3.4	Ratio $R(T)$ entre las dos componentes de la dispersión Raman y su sensibilidad relativa.	46
3.5	Resolución espacial en los sistemas ROTDR.	47

3.6	Reducción de ruido promediando varias medidas.	49
3.7	Esquema típico de sistemas RDTS en la configuración de un solo extremo.	52
3.8	Ilustración de la técnica propuesta en [28].	55
3.9	Secuencias bipolares del código de Golay y sus funciones de autocorrelación.	60
3.10	Ejemplo de las trazas retrodispersadas resultantes de un patrón binario empleado en los códigos cíclicos [33].	62
3.11	Señal Stokes retrodispersada adquirida para diferentes fibras de detección en [37].	64
3.12	Ajuste polinómico del algoritmo de filtrado Savitzky-Golay.	66
3.13	Árbol de descomposición de wavelets de 2 niveles.	67
3.14	Representación del principio de funcionamiento de la técnica TC-SPC.	71
3.15	Esquema de un sensor de temperatura distribuido de fibra óptica (DTS) basado en IOFDR.	72
4.1	Estructura atómica del dióxido de silicio.	86
4.2	(a) Pérdidas por hidrógeno en una fibra antes (azul) y después (rojo) de la exposición a H_2 a 150°C durante 3 días. (b) Pérdidas por hidrógeno en una fibra expuesta a H_2 a alta presión.	88
4.3	Pérdidas adicionales en (a) una fibra de sílice pura y (b) una monomodo estándar después de la exposición al hidrógeno a 150°C y 1 atm durante 20 horas.	90
4.4	(a) Espectro de atenuación de la MMF recubierta con carbono (azul) y la SMF no hermética (rojo) después de la exposición a H_2 con una presión de 102 atm y una temperatura de 200°C durante 19 horas. (b) Espectro de atenuación de la MMF expuesta a H_2 con una presión de 102 atm y una temperatura de 150°C (azul) y 200°C (rojo) durante 90 horas [29].	93
4.5	Evolución de las pérdidas en 1440 nm en dos fibras MMF con capa de carbono de 56 nm (azul) y 140 nm (rojo) sometidas a una temperatura de 300°C y una presión de 50 atm [8].	94
4.6	Dependencia del espesor del recubrimiento de aluminio con la velocidad de estirado [33].	96
4.7	Esfuerzos térmicos en una fibra óptica recubierta de metal [36].	97
4.8	Evolución de las pérdidas adicionales producidas en (a) Aluminio y (b) Oro en función de la temperatura [39].	99
4.9	Pérdidas por microcurvatura en función del diámetro de una fibra SMF estándar [42].	100
4.10	Pérdidas adicionales en una SMF recubierta de cobre [43].	102
5.1	Diagrama esquemático de la configuración utilizada en las medidas experimentales: Equipo de medida distribuida de temperatura basado en el efecto Raman (Raman Distributed Temperature Sensor (RDTS)) y las fibras de detección empleadas.	111

5.2	Potencia de las señales (a) anti-Stokes y (b) Stokes obtenidas a partir de la fibra multimodo estándar.	112
5.3	Potencia de las señales (a) anti-Stokes y (b) Stokes obtenidas a partir del canal que contiene la fibra recubierta de oro.	113
5.4	Perfil de temperatura del canal (a) con la MMF estándar y (b) el que contiene la fibra recubierta de oro.	114
5.5	Perfil de temperatura de la tercera sección después de la corrección de $\int_0^z \Delta\alpha(z')dz'$	117
5.6	Diagrama esquemático de la configuración utilizada en las pruebas experimentales: Equipo de medida distribuida de temperatura basaso en el efecto Raman (RDTS). La fibra de detección empleada se compone de una fibra multimodo estándar de índice gradual (azul) y varias fibras con recubrimientos especiales: oro de 76 m (amarillo), cobre de 40 m (naranja), aluminio de 64 m (gris) y poliimida/carbono de 14 m de longitud (marrón).	118
5.7	Señales anti-Stokes (izquierda) y Stokes (derecha) obtenidas en la longitud completa con las fibras recubiertas de oro, cobre, aluminio y poliimida/carbono (de arriba a abajo, respectivamente).	120
5.8	Señales anti-Stokes (izquierda) y Stokes (derecha) obtenidas en las fibras recubiertas de oro, cobre, aluminio y poliimida/carbono (de arriba a abajo, respectivamente) en las secciones dentro del horno.	121
5.9	Perfil de temperatura en el tramo dentro del horno para la fibra recubierta de (a) oro, (b) cobre, (c) aluminio y (d) poliimida/carbono.	122
5.10	(a) Error medio de la sección dentro del horno y (b) su varianza (σ) en las cuatro fibras en la primera serie de medidas.	123
5.11	(a) Error medio de la sección dentro del horno y (b) su varianza (σ) en las cuatro fibras en la segunda serie de medidas.	125
5.12	(a) Diagrama esquemático de la ubicación de los FBGs (con su período correspondiente) en la fibra recubierta de oro. (b) Espectros de reflexión a temperatura ambiente y sin <i>strain</i>	127
5.13	Diagrama esquemático de la configuración experimental de las medidas híbridas Raman/FBGs.	128
5.14	Diagrama esquemático de la configuración empleada para la caracterización del <i>strain</i>	128
5.15	Señales (a) anti-Stokes y (b) Stokes capturadas en toda la FUT.	129
5.16	Perfil de temperatura medido en todo la fibra.	130
5.17	(a) Representación 3D de los espectros capturados a lo largo del ciclo térmico programado. (b) Evolución de la longitud de onda de Bragg en función de la temperatura.	131
5.18	(a) Espectros de reflexión del FBG 1. (b) Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función del <i>strain</i> aplicado.	131
5.19	Sensibilidad cruzada de temperatura y tensión.	132
5.20	(a) Perfil de temperatura de la sección ubicada dentro del horno después de aplicar las correcciones, (b) Error de temperatura.	133

5.21	Esquema ilustrativo del algoritmo desarrollado en este estudio, aplicado en un espectro real medido a una temperatura de 830°C.	135
5.22	(a) Ciclo programado de temperatura y seguimiento del pico con los diferentes métodos. (b) Evolución de la longitud de onda de Bragg con la temperatura obtenida por los distintos algoritmos.	137
5.23	Rotura de la fibra recubierta de oro durante el manejo (izquierda). Imágenes microscópicas de la fibra recubierta de oro después de someterla a más de 600 °C (las 4 de la derecha).	139
5.24	Diagrama de la sección transversal del cable diseñado. (a) Tubo flexible, (b) tubo capilar y (c) fibra multimodo (50/125 μm) con recubierta de poliimida y carbono.	140
5.25	Medidas distribuidas de temperatura con el cable de poliimida: (a) todo el canal, (b) tramo dentro del horno.	141
5.26	(a) datos registrados por los 5 termopares y (b) comparación entre los valores registrados por el termopar y la media de la sección dentro del horno	142
5.27	Medidas distribuidas de temperatura con el cable de cobre. (a) Todo el canal y (b) tramo dentro del horno.	144
5.28	(a) Datos del termopar y la media de la sección dentro del horno. (b) Imágenes de la fibra de cobre antes (izquierda) y después de someterla a alta temperatura con (medio) y sin (derecha) evitar su oxidación.	144
5.29	(a) Imagen del montaje de la fibra en el refractario, (b) Media del tramo embebido en el material refractario.	146
5.30	(a) Imagen de la disposición del cable dentro de la bandeja y (b) curado del refractario.	146
5.31	Resultados de medida. (a) Todo el cable transductor, (b) zona colocada en la bandeja y (c) evolución temporal de la temperatura del último punto de la parte flexible del cable.	147
5.32	Resultados de medida (a) en el canal 1 y (b) en el canal 2, durante las 29 horas de la prueba.	148
5.33	(a) Temperatura medida en un punto de la pared. (b) Diferencia de los dos canales.	149

Índice de Tablas

2.1	Área efectiva para diferentes tipos de fibra.	10
2.2	Diferencial de la sección transversal y el coeficiente de captura de Raman [27].	30
2.3	Coefficientes de atenuación para diferentes longitudes de onda.	31
2.4	Potencias totales de S y AS detectadas en la entrada de las tres fibras.	34
3.1	Longitudes de onda de AS y S en [30].	58
3.2	Resultados obtenido de aplicar la técnica de códigos cíclicos para dos fibras en [34].	63
3.3	Parámetros de las fibras usadas en el trabajo [37].	64
4.1	Propiedades físicas de los metales que se pueden usar con la técnica de congelación [36].	97
4.2	Temperaturas de recristalización de aluminio, oro y cobre [6].	99
4.3	Atenuación en fibras recubiertas de cobre comerciales con distinto diámetro.	101
5.1	Los valores promedio de temperatura y los errores medios obtenidos en la fibra recubierta de oro (columnas 2 y 3) y la MMF estándar (columnas 4 y 5).	115
5.2	Lista de las fibras empleadas con sus respectivos recubrimientos. Temperatura máxima de funcionamiento especificada por el fabricante. Longitud de fibra insertada en el horno.	119
5.3	Características más importantes de los algoritmos implementados.	138
5.4	Ciclos de temperatura programados en el horno industrial con el cable de poliimida.	141
5.5	Ciclos de temperatura programados en el horno industrial con el cable de cobre.	143

Acrónimos

ADC	Analog-to-Digital Converter	FWM	Four-Wave Mixing
APD	Avalanche PhotoDiode	IMFs	Intrinsic Mode Functions
AS	Anti-Stokes	IOFDR	Incoherent Optical Frequency Domain Reflectometry
BFS	Brillouin Frequency Shift	LSE	Least Square Error
BGS	Brillouin Gain Spectrum	MCF	Multicore Optical Fiber
BLS	Broadband Light Source	MFD	Mode Field Diameter
CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Scattering	MMF	Multimode Mode Fiber
COFDR	Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry	MRA	Multiresolution Analysis
COG	Center of Gravity	NLM	Non-Local Means
CWT	Continuous Wavelet Transform	NWA	NetWork Analyzer
DAS	Distributed Acoustic Sensing	OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry
DCF	Dispersion Compensating Fiber	OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
DTS	Distributed Temperature Sensing	PC	Photon Counting
DWT	Discrete Wavelet Transform	PMT	PhotoMultiplier Tubes
EMD	Empirical Mode Decomposition	POF	Plastic Optical Fiber
EEMD	Ensemble Empirical Mode Decomposition	PRR	Pulse Repetition Rate
EOM	ElectroOptic Modulator	QSM	Quasi-Single Mode
FBG	Fiber Bragg Grating	RDTS	Raman Distributed Temperature Sensor
FIR	Finite Impulse Response	ROTDR	Raman-based OTDR
FLCPA	Fiber Laser Chirped Pulse Amplifier	S	Stokes
FMF	Few Mode Fiber	SBS	Stimulated Brillouin Scattering
FUT	Fibers Under Test	SFG	Sum-Frequency Generation
		SHG	Second Harmonic Generation
		SMF	Single Mode Fiber
		SNR	Signal-to-Noise Ratio

SNSPD	Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors	STFT	Short-Time Fourier Transform
SPAD	Single Photon Avalanche Diodes	SWE	Short Wavelength Edge
SPM	Self-Phase Modulation	TC-SPC	Time-Correlated Single Photon Counting
SpRS	Spontaneous Raman Scattering	WDM	Wavelength-Division Multiplexing
SRS	Stimulated Raman Scattering	XPM	Cross-Phase Modulation

Capítulo 1

Introducción

1.1	Motivación	1
1.2	Objetivos	4
1.3	Estructura del documento	5

1.1. Motivación

Desde la primera demostración de su uso como medio de transmisión en los años 70, la tecnología de fibra óptica ha ido experimentando continuas mejoras que se han ido traduciendo en un despliegue cada vez más amplio. Las extensas labores de investigación y desarrollo llevadas a cabo en este campo han impulsado su enorme crecimiento, hasta el punto de que, hoy en día, se ha convertido en un pilar fundamental para la transmisión de gran cantidad de datos con mayor velocidad, fiabilidad y seguridad. La gran distancia de alcance, el amplio ancho de banda, la inmunidad a las interferencias electromagnéticas, el bajo coste de mantenimiento y la alta eficiencia son algunos ejemplos de las grandes ventajas que ofrece la fibra y las razones por las cuales se ha convertido en una alternativa económica y viable para sustituir los canales de transmisión convencionales.

Sin embargo, su uso no se limita sólo al transporte y la transmisión de datos en las redes de telecomunicación, sino también se le ha dado otros usos en una gran variedad de aplicaciones. A destacar, su empleo como elemento transductor en sectores tan diferentes que van desde biomedicina o aeronáutica hasta medio ambiente o ingeniería civil, entre otros sectores. Unido a sus ventajas inherentes mencionadas previamente, su gran capacidad de transformar eficientemente el efecto de una gran variedad de magnitudes (temperatura, presión, humedad, radiación, aceleración, etc) en cambios

detectables de alguna de las propiedades de la luz (potencia, fase, espectro, etc) que viaja por ella, abre la posibilidad de su empleo en infinidad de campos. Como cada una de estas aplicaciones posee unas características y unos requisitos específicos, se ha hecho necesario desarrollar una amplia gama de sensores ópticos para satisfacer toda la demanda.

Esta diversidad de sensores hace difícil hacer una categorización clara de los mismos; sin embargo, atendiendo a la distribución espacial de las magnitudes a medir, los sensores basados en fibra óptica se pueden clasificar en:

- **Puntuales:** Cuando las medidas se llevan a cabo en algún punto discreto de la fibra.
- **Cuasi-Distribuidos:** Cuando se mide el valor de la variable en puntos fijos y discretos del espacio de un único canal óptico, mediante la colocación de un conjunto de sensores puntuales a lo largo de la fibra.
- **Distribuidos:** Cuando las mediciones del valor del parámetro se hace a lo largo de toda la fibra. El resultado de la medida se da de forma continua, proporcionando valores en todo el espacio de medición.

Inicialmente, todos los sensores de fibra óptica desarrollados pertenecían al grupo de los puntuales. Los distintos parámetros a medir se transducen desde una ubicación concreta de la fibra haciendo uso de una de las diferentes tecnologías disponibles, como por ejemplo, las redes de difracción de Bragg, las redes de período largo y los interferómetros. Con estas configuraciones de detección, se consiguen sistemas de interrogación simples y con bajo coste. La aparición de las técnicas de multiplexación ópticas, ha permitido integrar en línea un gran número de sensores puntuales en una sola fibra. De este modo, usando una única fuente y elemento de detección, se puede interrogar una variedad de sensores puntuales. Aunque en estos esquemas de multiplexación, los procedimientos de adquisición y procesamiento de datos se vuelven más complejos, la reducción de los costes y el aumento de la calidad de los resultados de medición aportan mejoras significativas a estos sistemas y les proporciona más competitividad para reemplazar a los sensores convencionales. Sin embargo, incluso con estos esquemas de multiplexación, no se consigue la gran cantidad de información que se obtiene con los sensores distribuidos. La posibilidad de disponer de un perfil continuo de la variable a medir a lo largo de decenas de kilómetros y de monitorizarla en tiempo real, sumado a la amplia disponibilidad de fibras y componentes ópticos de bajo coste, convierte este tipo de sensores en una solución muy atractiva para detectar una gran variedad de parámetros en diferentes aplicaciones, utilizando un medio pasivo, aislante, flexible y fácil de instalar.

El concepto de detección en los sensores distribuidos es simple: en el elemento sensor (en este caso la fibra) se lanza una señal, llamada generalmente de bombeo, que se ve influenciada de varias maneras por el entorno externo durante su propagación en el medio. Los cambios en la señal que se producen en cada posición del transductor, se capturan y se guían a la unidad de procesamiento que se encarga de extraer la

información deseada a partir de la señal recibida, relacionando estos cambios con los factores que los han causado. De esta manera, los sistemas de detección distribuida proporcionan la posición y la magnitud del parámetro medido a lo largo de todo el elemento sensor, lo que permite sustituir miles de sensores puntuales por un solo transductor.

A la hora de implementar estos sistemas, primero, hay que seleccionar la fibra en la que se puede modificar la propagación de la luz con el parámetro a ser medido. Segundo, hay que tener la capacidad de detectar estos cambios que surgen en las propiedades de la señal de bombeo a partir del parámetro a medir. Finalmente, y con el fin de conseguir la distribución espacial deseada, es necesario localizar la región del elemento sensor donde se ha inducido el cambio.

En estos sistemas existen tres características para valorar su rendimiento: i) la precisión de las medias, ii) el rango máximo de detección y iii) la resolución espacial. Normalmente, estas características están relacionadas entre sí y la mejora de una conlleva, generalmente, al deterioro de las otras dos. Por lo tanto, para evaluar este tipo de sensores, hay que tener en cuenta estas tres características conjuntamente.

Actualmente, la mayoría de los sensores distribuidos de fibra óptica se basan en uno de los procesos de dispersión que se generan en las fibras ópticas, como la dispersión de Rayleigh, la dispersión espontánea o estimulada de Brillouin y la dispersión espontánea de Raman (Capítulo 2). Con estos tres fenómenos, los cambios de parámetros, como la temperatura y/o el *strain*, se detectan, generalmente, mediante variaciones en la amplitud, frecuencia, polarización o fase de la luz retrodispersada. Debido a su baja complejidad y, por consiguiente, coste e insensibilidad al *strain*, los sensores distribuidos de temperatura basados en la dispersión espontánea de Raman, son, hasta la fecha, los más utilizados y deseados en muchos campos de la industria. Estos sensores permiten la medición de temperatura de forma remota y en largas distancias en diversos escenarios incluidos los entornos peligrosos, radiactivos o tóxicos, lo que los abre la posibilidad de su uso en una gama muy extensa de aplicaciones. A pesar de que hoy en día, esta tecnología está en un estado maduro para algunas aplicaciones industriales, como el control térmico de líneas eléctricas, especialmente las de alta y media tensión, la detección de incendios en túneles y edificios y la detección de fugas en los oleoductos, este tipo de sistemas está siendo objeto de una intensa investigación para mejorar su rendimiento, ya sea mejorando su resolución espacial y de temperatura o maximizando la longitud de detección. También se están realizando muchos esfuerzos para mejorar los procesos de calibración de estos sistemas para adaptar el uso de esta tecnología a los distintos escenarios.

La mayoría de los sistemas y sensores distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman están limitados a mediciones en entornos que no superan los 300 °C. Esta limitación ha creado una demanda, cada vez más creciente, de sensores capaces de monitorear temperaturas con precisión y durante largos períodos de tiempo en ambientes hostiles (≥ 300 °C) comunes en los sectores industriales de petróleo o gas. El factor limitante en el desarrollo de sensores distribuidos de alta temperatura prácticos y con la suficiente robustez para soportar las condiciones extremas en los entornos industriales en estas aplicaciones, es la fibra óptica como transductor.

Generalmente, las fibras ópticas vienen protegidas con un recubrimiento de polímero resistente (como la poliamida), que proporciona protección suficiente a bajas temperaturas. Sin embargo, una vez superada la temperatura máxima de funcionamiento de estos polímeros ($\sim 300^\circ\text{C}$), las fibras recubiertas con este material se vuelven frágiles y fáciles de romper, ya que pierden su recubrimiento. Este hecho no condiciona excesivamente su uso bajo condiciones de laboratorio. En estos ambientes controlados y en ausencia de tensiones, curvaturas y movimientos, las fibras pueden soportar temperaturas superiores a 600°C . No obstante, en aplicaciones industriales, la consistencia mecánica de las fibras ópticas puede verse comprometida, lo que puede causar errores de medición del sensor y puede precipitar su rotura. Por lo tanto, en estos entornos, las fibras a emplear como transductores requieren un recubrimiento que resista el uso prolongado en condiciones de temperatura y/o presión extremas.

Normalmente, los recubrimientos metálicos (oro, aluminio o cobre, por ejemplo) son la mejor alternativa en estas situaciones, a pesar de que su precio es bastante más alto que el de las fibras convencionales. El uso de estos recubrimientos proporciona a la fibra la resistencia mecánica necesaria en un rango de temperatura muy amplio y la protege, además, de las radiaciones nucleares y de la presencia de ciertos productos químicos. Asimismo, crea una capa hermética que funciona como barrera contra la difusión del hidrógeno al núcleo de la fibra y evita, por tanto, los problemas que surgen con la ingesión de este elemento. Sin embargo, el uso de este tipo de fibras como transductores en los sistemas de medida distribuida de temperatura con el efecto Raman, acarrea una serie de problemas relacionados, principalmente, con su perfil de atenuación que se traducen, después, en grandes errores en la medición. Este hecho implica la necesidad de desarrollar nuevos métodos y herramientas de calibración que mejoren los resultados que se obtienen con las técnicas de calibración convencionales.

1.2. Objetivos

El objetivo principal de esta tesis es contribuir al desarrollo y la mejora del rendimiento de los sensores distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman. Para ello, se han abordado diferentes aspectos durante el desarrollo de este trabajo:

- Diseñar, desarrollar y fabricar transductores de alta ($\geq 300^\circ\text{C}$) o muy alta ($\geq 600^\circ\text{C}$) temperatura para su empleo en entornos reales bajo condiciones extremas. Para esto, se han caracterizado óptica y mecánicamente las fibras candidatas para seleccionar, según los requisitos impuestos por la aplicación, la más adecuada para su uso. En este proceso, se han propuesto varios métodos y técnicas para resolver los problemas ópticos que presentan las fibras que se emplean en estos entornos. Asimismo, se han diseñado y fabricado soluciones que protegen estas fibras durante el manejo, instalación y uso en estos campos. La fiabilidad y robustez de estos cables transductores se ha validado en escenarios reales.

- Combinar esta técnica con otras tecnologías basadas en fibra óptica para desarrollar sistemas híbridos capaces de medir distribuida y cuasi-distribuidamente muy altas temperaturas y *strain*. Esta configuración permite mediciones de temperatura de forma distribuida a lo largo de la estructura a monitorear y también realizar medidas de *strain*/temperatura en áreas de especial interés.
- Aplicar diferentes enfoques de procesamiento a las señales retrodispersadas de Raman, en un intento de mejorar el rendimiento de los sistemas basados en este efecto. En este sentido, se han propuesto nuevos enfoques para mejorar la relación señal-ruido de las débiles señales de esta dispersión, mejorando así parámetros como la distancia máxima de detección o la precisión de las medias.

1.3. Estructura del documento

De acuerdo con los objetivos descritos previamente, y tratando de proporcionar una base sólida con la información necesaria para el estudio y análisis de los sensores distribuidos de temperaturas basados en el efecto Raman con sus diferentes esquemas y configuraciones, en general, y su aplicabilidad a entornos hostiles de muy alta temperatura, en particular, este documento se organiza en seis capítulos:

En este primer capítulo, se realiza una breve introducción sobre los sensores en fibra óptica, resaltando los que proveen medidas distribuidas. También, se incide sobre los sensores distribuidos de temperatura y su uso en escenarios con condiciones extremas.

En el capítulo 2, se describen los mecanismos físicos de la dispersión Raman en las fibras ópticas. Para ello, se presentan los diferentes procesos de dispersión que tienen lugar en las fibras ópticas, haciendo hincapié en el efecto que constituye la base de los sensores tratados en este trabajo. Asimismo, se realiza una comparación de dicha dispersión en distintas fibras y se estudian las señales retrodispersadas en función de la longitud de la fibra en las tres longitudes de onda correspondientes a las tres ventanas de transmisión.

El capítulo 3 revisa el estado de arte de la técnica, proporcionando el principio básico de funcionamiento de los sensores distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman y describiendo las configuraciones de los sistemas más comunes. Además, en él se presentan las técnicas y los métodos que intentan mejorar su rendimiento.

El capítulo 4 resume las limitaciones y los problemas que surgen al exponer la fibra a altas temperaturas y/o presiones. Adicionalmente, se describe el comportamiento y las prestaciones de algunas fibras especiales en estos entornos.

En el capítulo 5 se recogen los principales resultados obtenidos a partir de aplicar esta técnica en fibras con recubrimientos especiales y en un rango de temperatura muy amplio. Primero, se muestran algunos resultados experimentales llevados a cabo a escala laboratorio que han permitido caracterizar dichas fibras para su uso en entornos reales. Después, se abordan algunos ejemplos de diseño, fabricación y validación de cables transductores para su uso en ambientes de muy alta temperatura, presentando varios ensayos de campo que demuestran su efectividad como soluciones

prácticas de monitoreo en una amplia gama de campos industriales. Asimismo, se presenta un nuevo enfoque para realizar medidas distribuidas y cuasi-distribuidas de muy altas temperaturas y *strain* mediante un sistema híbrido que combina la tecnología de monitorización distribuida de temperatura basada en el efecto Raman con sensores puntuales (FBGs). Aprovechando esta configuración se implementado, también, una nueva técnica para calibrar dinámicamente el sensor distribuido, utilizando como referencia los datos recogidos por los FBGs. Por último, se describen dos nuevos procedimientos basados en el post-procesamiento de las señales que ayudan a mejorar el rendimiento de estos sistemas.

Finalmente, en el capítulo 6 se realiza un resumen de todo el trabajo, resaltando las principales conclusiones y se presentan las posibles líneas futuras a seguir.

Capítulo 2

Introducción a la dispersión Raman en fibra óptica

2.1	Introducción	7
2.2	Procesos no lineales en fibra óptica	8
2.3	Dispersión en fibra óptica	11
2.3.1	Introducción	11
2.3.2	Dispersión de Rayleigh	12
2.3.3	Dispersión de Brillouin	14
2.3.4	Dispersión de Raman	18
2.3.5	Diferencias entre las dispersiones de Raman y de Brillouin	26
2.4	Espectro de ganancia de Raman en las fibras ópticas	27
2.5	Potencia de la dispersión espontánea de Raman en las fibras ópticas	29
2.5.1	Evolución de las señales retrodispersadas en tres fibras ópticas	29
2.5.2	Comparación entre las fibras	34

2.1. Introducción

Ante la presencia de campos electromagnéticos de intensidades que superan cierto umbral, la respuesta de cualquier medio dieléctrico puede ser no lineal. En el caso concreto de las fibras ópticas, el umbral de la aparición de los efectos no lineales es relativamente pequeño debido al alto nivel de confinamiento de energía en su interior.

Actualmente, la multiplexación por división de longitud de onda (**WDM, Wavelength Division Multiplexing**) es la tecnología más usada para dar respuesta a

la necesidad, cada vez más creciente, de ampliar las capacidades de transmisión en las redes ópticas. Esta técnica permite transmitir varias señales independientes sobre una sola fibra óptica mediante el uso de muchos canales estrechamente espaciados para aprovechar mejor su gran ancho de banda. Sin embargo, el uso de estos sistemas conlleva a altas intensidades en el núcleo de la fibra y, por lo tanto, a la facilidad de aparición de estos efectos no lineales. Este hecho, supone una seria desventaja en el uso de las fibras como medio de comunicación, ya que, su capacidad de transportar información se degrada significativamente [1].

Con el rápido crecimiento del despliegue de las fibras ópticas desde principios de la década de los 80, ha aumentado también el interés de aprovechar sus efectos no lineales para el desarrollo de multitud de aplicaciones, como por ejemplo el sensado y monitorización, regeneración de pulsos, conmutación y espectroscopia como la basada en la dispersión coherente anti-Stokes Raman (**CARS, Coherent Anti-Stokes Raman Scattering**), etc. [2–4].

Los efectos ópticos no lineales se manifiestan cuando la respuesta del material depende de manera no lineal con la intensidad del campo aplicado \mathbf{E} , donde su origen reside en el comportamiento de la polarización eléctrica inducida \mathbf{P} . La ecuación general que relaciona ambos parámetros viene dada por [5]:

$$P = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : E + \chi^{(3)} : E + \dots \right) \quad (2.1)$$

donde ε_0 es la permitividad del vacío y $\chi^{(j)}$ es la susceptibilidad de orden j que generalmente es un tensor de orden $j + 1$. La susceptibilidad de orden 1, es la mayor contribución a la polarización eléctrica inducida P y representa la respuesta lineal de la fibra. Entre sus efectos se encuentra la respuesta lineal del índice de refracción, n , y el coeficiente de atenuación, α . En las fibras ópticas, los efectos de la contribución de la susceptibilidad de orden 2, $\chi^{(2)}$, se pueden despreciar, puesto que, la sílice (SiO_2), principal componente de las fibras ópticas, es una molécula con una simetría de inversión [5]. Para moléculas que carecen de esta simetría este orden es el responsable de efectos como la generación de segundo armónico (**SHG - Second harmonic generation**) y el proceso de generación por suma de frecuencias (**SFG, Sum-Frequency Generation**) [6]. Por lo tanto, prácticamente todos los efectos no lineales que se pueden encontrar en las fibras ópticas están determinados por la susceptibilidad de tercer orden, $\chi^{(3)}$ [5, 7].

2.2. Procesos no lineales en fibra óptica

Como se ha comentado anteriormente, los diversos tipos de no linealidades presentes en las fibras ópticas son generados por la susceptibilidad de tercer orden. Estos efectos no lineales se pueden clasificar en dos categorías en función de la energía efectiva que se intercambia en el proceso de interacción. En el primer grupo de estos efectos, llamados elásticos, se encuentran aquellos efectos en los que no existe un intercambio de energía entre el campo magnético y las moléculas que componen la

fibra, al contrario de lo que sucede en el segundo grupo (los inelásticos), en los que el campo magnético transfiere parte de su energía al medio donde se propaga [8].

Los efectos no lineales de tipo elástico son fenómenos que se relacionan con la dependencia no lineal del índice de refracción con la intensidad del campo, por lo que se les suele denominar *efectos de refracción no lineal*. Esta dependencia se puede describir de una forma simplificada como [5]:

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2|E|^2 \quad (2.2)$$

donde $|E|^2$ es la intensidad del campo dentro de la fibra, $n(\omega)$ es la parte lineal del índice de refracción y n_2 es su parte no lineal y está relacionado con la parte real de la susceptibilidad de orden 3, $\chi^{(3)}$. Si se asume que el campo aplicado está linealmente polarizado y, por lo tanto, solo la componente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ contribuye en el índice de refracción, la relación entre n_2 y $\chi^{(3)}$ viene dada por [9]:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (2.3)$$

El valor numérico de n_2 varía en función de las moléculas que componen la fibra y de si la polarización de entrada se conserva dentro de la fibra o no, y oscila entre $2.2 - 3.4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [10]. A partir de estos valores, se puede deducir que la parte no lineal del índice de refracción es bastante pequeña. Sin embargo, a medida que aumenta la longitud de interacción, su influencia deja de ser despreciable y conlleva la generación de efectos no lineales como la automodulación de fase (**SPM, self-phase modulation**) y modulación cruzada de fase (**XPM, Cross-Phase Modulation**) o efectos como la mezcla de varias ondas como la mezcla de cuatro ondas (**FWM, four-wave mixing**) [5, 7, 8].

Como se puede ver en la ecuación 2.2, la influencia de n_2 aumenta con el incremento de la intensidad del campo dentro de la fibra. Esta intensidad se expresa en términos de potencia óptica transmitida por unidad de área (W/m^2), por lo tanto, fijada la potencia óptica, a menos área mayor es la intensidad del campo y es más fácil generar los efectos no lineales. El parámetro que mide el área que está efectivamente ocupada por el modo, y que, consecuentemente, determina el valor de la intensidad, se denomina área efectiva, A_{eff} , y viene dada por [11]:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.4)$$

donde $F(x, y)$ es la distribución de campo del modo normalizado. En el caso de una fibra monomodo se puede aproximar por $A_{eff} = \omega^2 \pi$, donde ω es el diámetro del campo modal (**MFD, Mode Field Diameter**) y viene dado por [12]:

$$\omega = r_1 \left(0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6} \right) \quad (2.5)$$

siendo r_1 el radio del núcleo y $V = \frac{2\pi r_1}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ la frecuencia normalizada, con n_1 y n_2 los índices de refracción del núcleo y la cubierta, respectivamente. La figura 2.1

muestra la evolución del área efectiva en función de la longitud de onda en una fibra monomodo estándar.

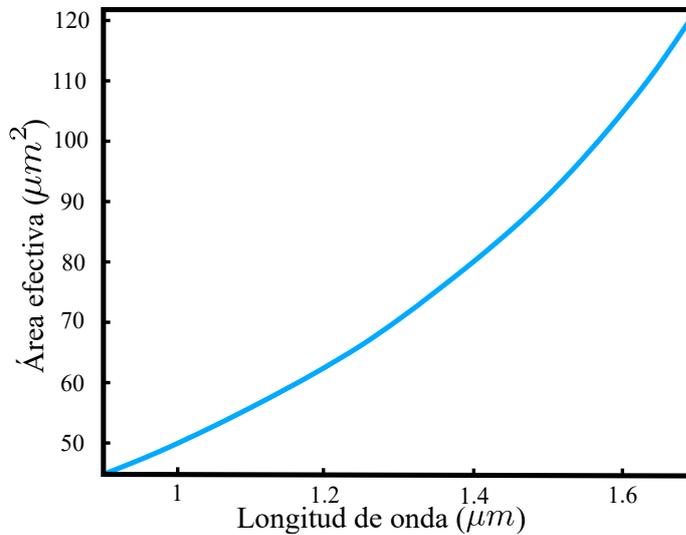


Figura 2.1: Área efectiva en función de la longitud de onda.

Como se puede ver en la figura anterior, a longitudes de onda pequeñas el área efectiva es pequeña, lo que implica que la aparición de los efectos no lineales en la fibra sea más fácil. Este parámetro depende también del tipo de la fibra empleada, entre los diversos tipos de fibra disponibles comercialmente, las fibras compensadoras de dispersión (**DCF, Dispersion Compensating Fibers**) son las que menos área efectiva poseen (tabla 2.1) y, por lo tanto, los efectos no lineales pueden aparecer antes en estas fibras que en las fibras estándar de telecomunicación [13].

Tabla 2.1: Área efectiva para diferentes tipos de fibra.

Tipo de fibra	Área efectiva ($\mu^2 m$) @ 1550 nm
Fibra monomodo estándar	72-80
Fibra de dispersión desplazada no nula	55-72
Fibra de dispersión desplazada	45-50
Fibra compensadora de dispersión	20-35

Además del área efectiva, la longitud efectiva (L_{eff}) es otro parámetro a tener en cuenta en los efectos no lineales. Debido a las largas distancias de interacción y a las pérdidas que sufren las señales en las fibras ópticas, la magnitud de los efectos no lineales que se producen en la parte inicial de la fibra no es igual a los que se producen en su parte final. La longitud efectiva se define como la longitud en la que una fibra sin pérdidas exhibiría el mismo efecto no lineal que en una fibra real con

pérdidas y se expresa como [9]:

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - e^{-\alpha_p z}] \quad (2.6)$$

donde α_p es la atenuación a la longitud de onda de bombeo y z es la distancia en la fibra. Como se puede observar en la expresión anterior, la longitud efectiva se hace más pequeña a medida que el valor de la atenuación aumenta y converge al valor $1/\alpha_p$ a medida que la longitud de la fibra aumenta. El valor $L_{eff} = 1/\alpha_p$, para una fibra monomodo estándar, es aproximadamente 22 km a $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

En el segundo grupo de los efectos no lineales, denominados inelásticos por el intercambio efectivo de energía que se produce entre el campo electromagnético y la fibra, se encuentran dos importantes efectos conocidos como dispersión estimulada de Raman (**SRS, Stimulated Raman scattering**) y dispersión estimulada de Brillouin (**SBS, Stimulated Brillouin scattering**). Ambos efectos están relacionados con la intensidad del campo incidente y en el proceso de su generación siempre se cumple la ley de conservación de energía y de momento. La diferencia principal entre los dos es que en la SRS intervienen fonones ópticos mientras que en la SBS participan fonones acústicos [5–9]. Estos dos tipos de dispersión y la dispersión elástica de Rayleigh se describen con más de detalle en la siguiente sección.

A modo de resumen, la figura 2.2 muestra un esquema de los efectos no lineal más comunes en las fibras ópticas.

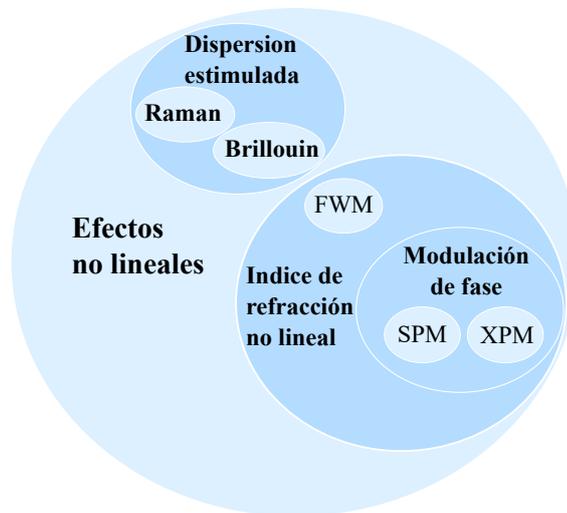


Figura 2.2: Esquema de los efectos no lineal en las fibras ópticas.

2.3. Dispersión en fibra óptica

2.3.1. Introducción

En la propagación de la luz en fibras ópticas, la mayor parte de los fotones se propagan hacia delante, experimentando pérdidas por la atenuación que sufren a lo largo

de la fibra. Sin embargo, debido a la interacción física entre los fotones incidentes y la materia de la fibra, una pequeña parte de la luz experimenta dispersión. Rayleigh, Raman, y Brillouin son los mecanismos de dispersión más comunes y, como en el caso de los efectos no lineales, se pueden clasificar en dos grupos: i) elásticos, cuando la frecuencia de la luz dispersada, y por lo tanto su energía, es igual a la frecuencia de la luz incidente como es el caso de Rayleigh e ii) inelásticos cuando la frecuencia de luz incidente difiere de la frecuencia de la señal dispersada. Este es el caso de las dispersiones de Brillouin y Raman [14]. En la siguiente figura se muestra un espectro con las tres dispersiones.

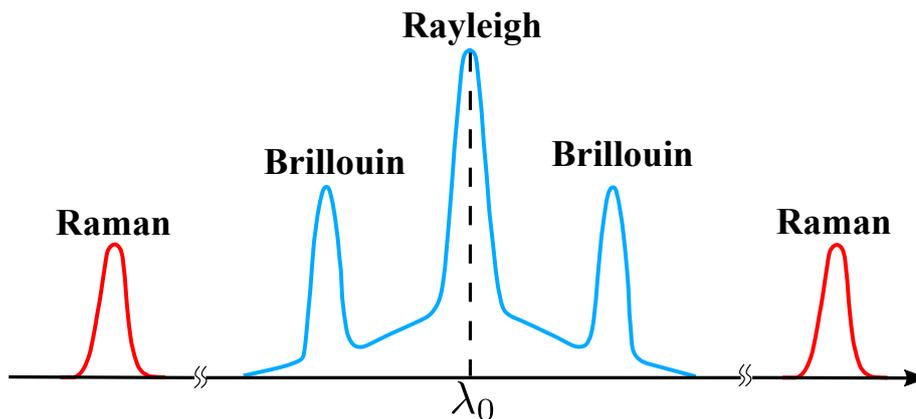


Figura 2.3: Espectro de dispersión en las fibras ópticas.

Por otra parte, la dispersión de la luz en las fibras ópticas se puede clasificar en procesos de dispersión espontánea o estimulada. En la dispersión espontánea, la potencia óptica de la luz incidente es baja y las fluctuaciones en las propiedades ópticas del material que originan el proceso son iniciados mediante excitaciones mecánicas o térmicas. Por ello, este tipo de dispersión es independiente de la intensidad de la luz incidente. Cuando esta intensidad aumenta por encima de un cierto umbral, las propiedades ópticas del material se modifican gradualmente, y el proceso de dispersión se vuelve no lineal. En este caso, las fluctuaciones se inducen por la intensidad de la luz incidente y el proceso se conoce como dispersión estimulada [15].

2.3.2. Dispersión de Rayleigh

Debido a las limitaciones de las técnicas de fabricación de las fibras ópticas, en su núcleo existen pequeñas inhomogeneidades, que pueden incluir vacíos, variaciones de densidad, impurezas, fluctuaciones en la composición, variaciones estructurales y otras variaciones microscópicas. Estas inhomogeneidades aleatorias y pequeñas (típicamente menos de $1/15$ de la longitud de onda del haz incidente [16]) introducen fluctuaciones microscópicas locales del índice de refracción de la fibra y son los responsables de la aparición de la dispersión de Rayleigh, fenómeno que recibe su nombre en honor al físico británico Lord Rayleigh. Como se ha mencionado anteriormente, este fenómeno de dispersión es elástico ya que, los fotones incidentes que

participan en el proceso de dispersión se reflejan en una dirección diferente manteniendo la misma energía, y, por lo tanto, la misma longitud de onda, que la de los fotones dispersados [14].

Para inhomogeneidades que no son muy pequeñas, en comparación con la longitud de onda de los fotones incidentes, la dispersión predominante es la dispersión de Mie y es un mecanismo similar a la dispersión de Rayleigh, pero con diferente patrón de radiación, exhibiendo más dispersión hacia adelante [17, 18]. La figura siguiente muestra el patrón de radiación de las dos dispersiones.

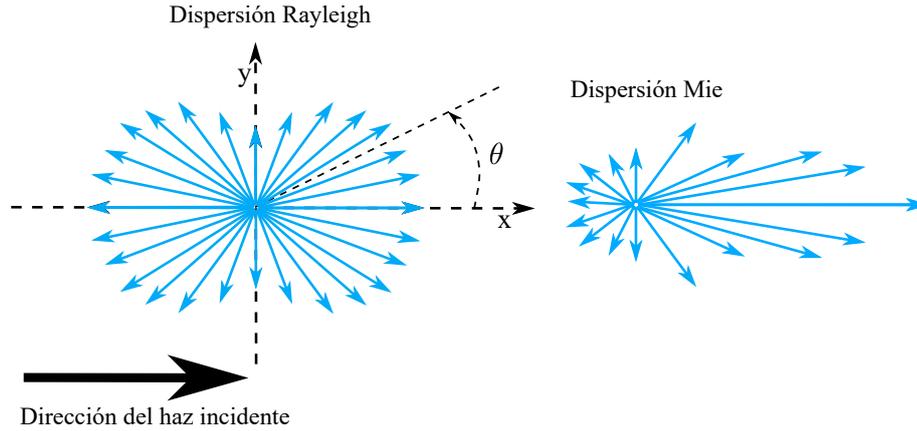


Figura 2.4: Patrón de radiación de la dispersión de Rayleigh y Mie.

Como se puede ver en la figura 2.4, en el efecto de Rayleigh, la dispersión se produce en todas las direcciones, teniendo dos máximos en $\theta = 0$ y $\theta = \pi$ (dispersión hacia adelante y retrodispersión, respectivamente) y reduciéndose a la mitad en los ángulos perpendiculares a la luz incidente. La intensidad de la luz dispersada viene dada por [14]:

$$I = I_0 \frac{8\pi^4 N \alpha^2}{\lambda^4 R^2} (1 + \cos^2(\theta)) \quad (2.7)$$

donde I_0 es la intensidad de la luz incidente, N es el número de partículas, α es la polarizabilidad, R es la distancia desde la dispersión hasta el punto de observación y θ es el ángulo de dispersión. Como se puede observar en la ecuación anterior, la intensidad de la luz dispersada es proporcional a λ^{-4} , por lo que, a mayor longitud de onda, menor es la intensidad de dispersión.

La dispersión de Rayleigh es la responsable de la mayoría de las pérdidas por dispersión (85%). El 15% restante se debe a la dispersión de Raman y Brillouin [19]. El coeficiente de atenuación de dispersión de Rayleigh se puede expresar como [14]:

$$\alpha_R = \frac{C_R}{\lambda^4} \quad (2.8)$$

donde la constante C_R (dB/km) es un parámetro específico de cada fibra y oscila en el rango de 0.7–0.9 (dB/km). μm^4 . La figura siguiente muestra el espectro de atenuación

de una fibra monomodo estándar (línea continua) y la compara con la contribución teórica de Rayleigh (línea discontinua) [11].

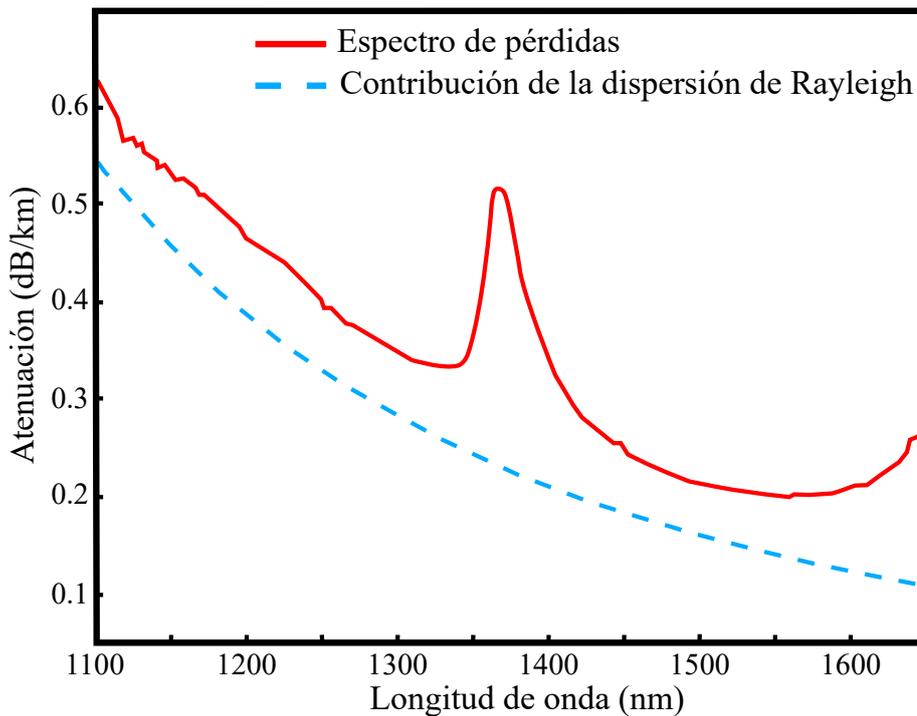


Figura 2.5: Espectro de atenuación de una fibra monomodo estándar (línea continua) y la contribución teórica de Rayleigh (línea discontinua).

En la tercera ventana de comunicación, el valor del coeficiente de atenuación de dispersión de Rayleigh varía en el rango $0.12\text{--}0.15\text{ dB/km}$ [9], con lo que, las pérdidas intrínsecas de una fibra en esta ventana son a causa de la dispersión Rayleigh y constituyen las pérdidas mínimas que se pueden alcanzar en este rango de longitudes de onda.

2.3.3. Dispersión de Brillouin

Recibe su nombre en honor al físico francés Léon Nicolas Brillouin (1889-1969), quien formuló por primera vez la teoría de la dispersión de la luz con las ondas acústicas durante la década de los XX [20]. Esta dispersión es un proceso de interacción inelástica que se produce entre los fotones del haz incidente y las fluctuaciones de densidad del índice de refracción, inducidas por las ondas acústicas que viajan dentro de la fibra. Estas ondas acústicas producen ondas de presión móviles y periódicas que realizan una modulación periódica del índice de refracción, produciendo un efecto similar al de una red de difracción que viaja a la velocidad acústica del medio (ver figura 2.6). Debido al movimiento relativo y a la diferencia en la velocidad de propagación entre los fotones incidentes y la onda acústica (la red de difracción móvil), el haz incidente se ve afectado por el efecto Doppler, lo que resulta en un desplazamiento espectral de la luz dispersada [14].

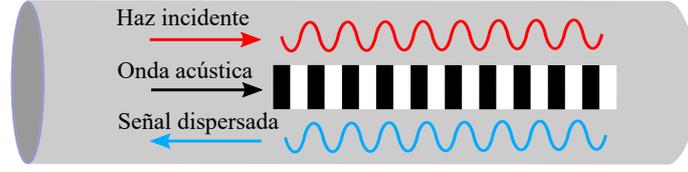


Figura 2.6: Mecanismo de generación de la dispersión de Brillouin.

2.3.3.1. Dispersión espontánea de Brillouin

A diferencia de la dispersión de Rayleigh que se genera por variaciones estáticas de densidad en el medio, la dispersión espontánea de Brillouin se origina por la presencia de una onda de presión móvil, $\Delta\rho(r, t)$, de frecuencia Ω y un vector de onda q , que da lugar a fluctuaciones locales y periódicas de la densidad [15]:

$$\Delta\rho(r, t) = \Delta\rho_0 e^{i(qr - \Omega t)} + c.c \quad (2.9)$$

donde c.c. representa el complejo conjugado y $\Delta\rho_0$ la amplitud máxima de la onda de presión. En presencia de una onda electromagnética monocromática, $E(r, t)$, que se propaga en la fibra óptica simultáneamente con esta onda de presión, la polarización eléctrica inducida se puede expresar como [7]:

$$P(r, t) = \varepsilon_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \Delta\rho(r, t) E_0(r, t) = \varepsilon_0 \gamma_e C_s \Delta\rho(r, t) E_0(r, t) \quad (2.10)$$

siendo $\gamma_e = p_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$ el coeficiente de electrostricción y C_s la compresibilidad a entropía constante. Asumiendo que el campo óptico incidente de frecuencia ω_0 y vector de onda k se puede describir como:

$$E_0(r, t) = E_0 e^{i(kr - \omega_0 t)} + c.c \quad (2.11)$$

y que el campo dispersado en una fibra óptica obedece a la ecuación [7]:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y μ_0 es la permitividad magnética en el vacío. Sustituyendo las expresiones del campo incidente y de la polarización eléctrica inducida en la ecuación anterior, se puede derivar la ecuación que rige la dispersión espontánea de Brillouin:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{\gamma_e C_s}{c^2} [(\omega_0 - \Omega)^2 E_0 \Delta\rho^* e^{i(k-q)r - i(\omega_0 - \Omega)t} + (\omega_0 + \Omega)^2 E_0 \Delta\rho e^{i(k+q)r - i(\omega_0 + \Omega)t} + c.c] \quad (2.13)$$

Como se puede observar, la dispersión de Brillouin se ve afectada por el efecto Doppler inducido por el movimiento de la onda acústica, lo que resulta en un cambio

espectral que induce la aparición de nuevas componentes frecuenciales. La componente de Brillouin que se desplaza a frecuencias bajas, $\omega_0 - \Omega$, se denomina componente Stokes y la que se desplaza a frecuencias mayores, $\omega_0 + \Omega$, componente anti-Stokes. La frecuencia acústica Ω , y, por lo tanto, el desplazamiento en frecuencia de la luz dispersada se puede expresar como [7, 15]:

$$\Omega = 2|k|v_a \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{2n\omega_0 v_a}{c} \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.14)$$

donde v_a denota la velocidad del sonido. Como se puede apreciar, en la dispersión hacia delante ($\theta = 0^\circ$) el salto en frecuencia es nulo, mientras que, para la dispersión hacia atrás ($\theta = 180^\circ$) el salto en frecuencia es máximo y se denomina desplazamiento en frecuencia de Brillouin (**BFS, Brillouin frequency shift**) y viene dado por:

$$v_a = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2nv_0 v_a}{c} = \frac{2nv_a}{\lambda_0} \quad (2.15)$$

siendo $\lambda_0 = c/v_0$ la longitud de onda del haz incidente. La anchura espectral de las componentes Stokes y anti-Stokes generadas por dispersión Brillouin depende principalmente del coeficiente de amortiguamiento acústico Γ . El decaimiento exponencial de las ondas acústicas con el tiempo confiere una forma lorentziana al espectro de la dispersión espontánea de Brillouin con una anchura a altura mitad dada por [7, 15]:

$$\Gamma_B = \frac{1}{\tau_p} = \frac{2}{\tau_A} \quad (2.16)$$

donde τ_p es el tiempo de vida del fonón y $\tau_A = 2\tau_p$ es el tiempo de decaimiento de la amplitud de la onda acústica. En la siguiente figura se muestra el espectro de la retrodispersión espontánea de Brillouin.

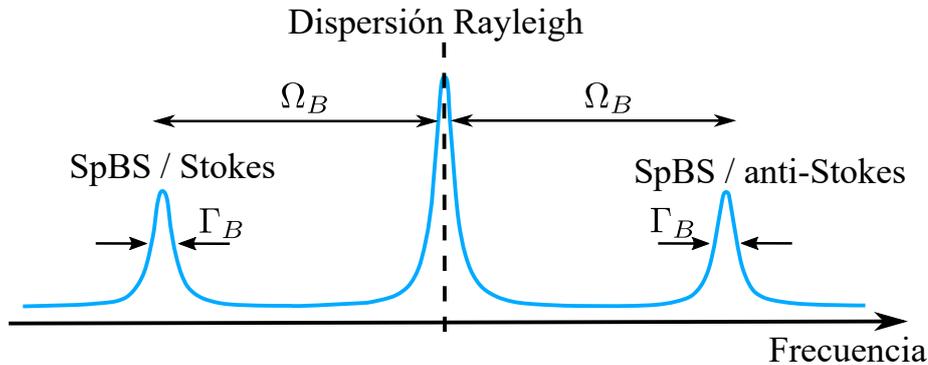


Figura 2.7: Espectro de la retrodispersión espontánea de Brillouin.

2.3.3.2. Dispersión estimulada de Brillouin

En la sección anterior, se discutieron los mecanismos de la dispersión espontánea de Brillouin, donde la intensidad de los campos ópticos aplicados era lo suficientemente débil como para no alterar las propiedades ópticas del material. Sin embargo, cuando la intensidad del campo aplicado sobrepasa un cierto umbral, induce el proceso físico

llamado electrostricción, en el cual un material se comprime en presencia de un campo electromagnético y es la responsable de la dispersión estimulada de Brillouin. En este caso la dispersión resultante se considera no lineal debido a que ha sido inducida por la alta potencia del haz incidente, que impulsa la generación de fonones y es capaz de modificar las propiedades ópticas del medio material. Esta dispersión estimulada se inicia con el batido de dos ondas en contra-propagación, de forma que la frecuencia de batido coincide con la frecuencia de Brillouin del medio [15]. La figura siguiente muestra el esquema del proceso de generación.

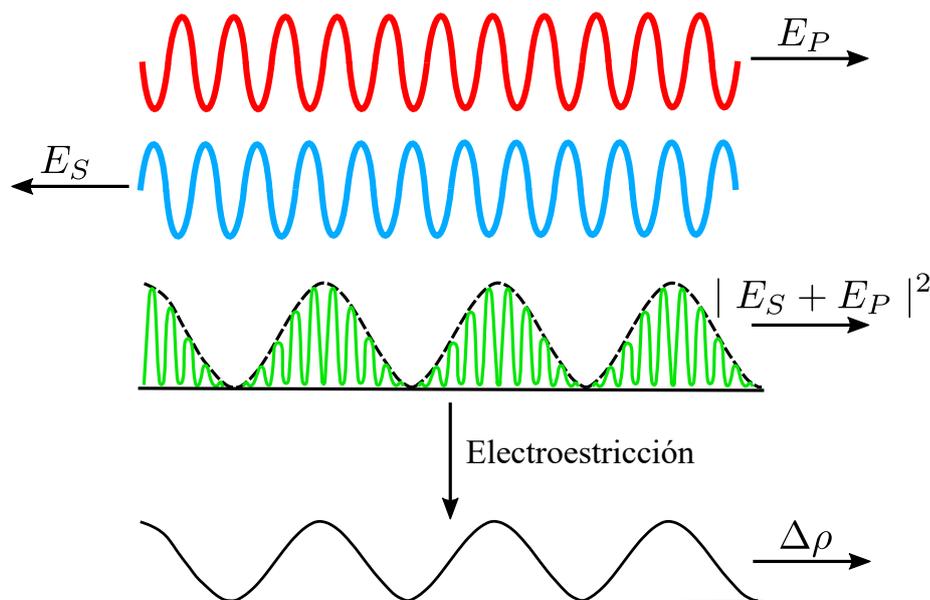


Figura 2.8: Esquema de la generación de la dispersión estimulada de Brillouin.

La inducción de la electrostricción en fibra se puede producir por dos mecanismos. En el primero, denominado dispersión espontánea amplificada de Brillouin, se genera con la interferencia de la luz incidente (E_P) y la componente Stokes retrodispersada generada a partir de la dispersión espontánea (E_S). En el segundo mecanismo, se inyectan dos señales en contra-propagación: una de bombeo y otra con poca potencia y a una frecuencia óptica que coincida con la frecuencia de la señal espontánea de la componente Stokes. Dado que, en este caso, la diferencia de frecuencia entre las ondas ópticas coincide con la frecuencia de Brillouin de la fibra (es decir, con la frecuencia de la onda acústica), se genera de manera eficiente la electrostricción y, por lo tanto, se refuerza de manera considerable la eficiencia de generación de la SBS.

El proceso de dispersión Brillouin a lo largo de una fibra se puede describir mediante dos ecuaciones diferenciales acopladas de la siguiente forma [5]:

$$\frac{dI_P}{dz} = -g_B I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (2.17)$$

$$-\frac{dI_S}{dz} = +g_B I_P I_S - \alpha_S I_S \quad (2.18)$$

donde I_P e I_S son las intensidades de las dos señales en contra-propagación (bombeo y Stokes), α_P y α_S representan las pérdidas de la fibra a sus respectivas longitudes de onda y g_B es el espectro de ganancia de Brillouin (**BGS, Brillouin gain spectrum**) [5, 7]:

$$g_B(\Omega) = \frac{g_B(\Omega_B)}{1 + (\Omega - \Omega_B)^2 T_B^2} \quad (2.19)$$

Como señala en la ecuación anterior, el valor máximo de la ganancia de Brillouin ocurre para $\Omega = \Omega_B$ y depende de muchos parámetros como, la concentración de dopantes en fibra, la distribución no homogénea de dopantes y el coeficiente electrostricción. Una característica importante de la SBS es la potencia umbral a partir de la cual la luz incidente empieza a interactuar de forma significativa con el medio [5]:

$$P_{th} = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2.20)$$

Cabe destacar que, para aumentar la eficiencia del proceso, se requiere una longitud de interacción larga y una fuente de luz con una anchura espectral pequeña (longitud de coherencia larga) [14]. Además, es necesario resaltar que, en la dispersión espontánea de Brillouin, las potencias de las señales retrodispersadas de los dos componentes, Stokes y anti-Stokes, son pequeñas pero comparables, mientras que, en régimen estimulado, la componente Stokes se vuelve dominante.

Finalmente, ambas dispersiones (espontánea y estimulada) dependen tanto de la temperatura como del *strain*. En el caso de la dispersión espontánea, variaciones de temperatura y/o *strain* introducen variaciones en la intensidad de la luz dispersada de acuerdo con la siguiente relación [15]:

$$\frac{\Delta I_{SpBS}}{I_{SpBS}} = C_{T,SpBS} \Delta T + C_{\varepsilon,SpBS} \Delta \varepsilon \quad (2.21)$$

siendo $C_{T,SpBS}$ y $C_{\varepsilon,SpBS}$ las sensibilidades de la intensidad de la dispersión a la temperatura y el *strain*, respectivamente. Ambos parámetros varían de una fibra a otra y sus valores típicos en una fibra monomodo son: $C_{T,SpBS} \approx 0.36 \%/^{\circ}C$ y $C_{\varepsilon,SpBS} \approx 8 \cdot 10^{-4} \%/ \mu\varepsilon$ [21].

En el caso de la dispersión estimulada, el desplazamiento en frecuencia de Brillouin cambia con las variaciones de temperatura y/o *strain* de la forma [15]:

$$\frac{\Delta \Omega_B}{2\pi} = C_{T,BFS} \Delta T + C_{\varepsilon,BFS} \Delta \varepsilon \quad (2.22)$$

donde $C_{T,BFS} \approx 1.07 \text{ MHz}/^{\circ}C$ y $C_{\varepsilon,BFS} \approx 0.046 \text{ MHz}/\mu\varepsilon$ son las sensibilidades de temperatura y deformación de la frecuencia de Brillouin en las fibras monomodo estándar [21].

2.3.4. Dispersión de Raman

En el año 1923, Smekal predijo la posibilidad de la dispersión inelástica de la luz usando la teoría cuántica clásica, pero no fue hasta el año 1928 cuando se confirmó

experimentalmente por Raman y Krishnan [22]. En este mismo año, Mandelstam y Landsberg también observaron de forma independiente el efecto de dispersión en el cuarzo. Este descubrimiento ha despertado mucho interés científico y a finales del año 1928 se publicaron más de 70 artículos sobre el efecto [23]. El físico hindú Chandrasekhara Venkata Raman fue galardonado con el premio Nobel de física en 1930 por el descubrimiento que lleva su nombre en su honor.

La dispersión Raman se genera por la interacción de la luz con los modos resonantes de las moléculas que componen el medio. En esta interacción, se pueden diferenciar dos tipos: el primero con modos vibracionales (originando la dispersión Raman vibratoria) y el segundo con modos rotacionales (originando la dispersión Raman rotacional). De estos dos, la dispersión Raman vibratoria es la más dominante y genera un desplazamiento de frecuencia de un orden de magnitud mayor que la dispersión de Raman rotacional [24].

En el proceso de generación del efecto, se produce un intercambio de energía entre los fotones incidentes y los estados de vibración de la molécula. En el caso más frecuente, el fotón incidente excita una vibración molecular y pierde energía en el proceso. Como resultado, el fotón dispersado transporta una cantidad reducida de energía, dando lugar a la generación de una nueva componente con una frecuencia más baja que la del fotón incidente (su longitud de onda es más grande), que se conoce como la componente Stokes (S) de la dispersión Raman. En el caso contrario, si se transfiere energía vibratoria (fonones ópticos) al fotón incidente, el fotón dispersado poseerá más energía, y por lo tanto, la luz dispersada resultante aparece a una longitud de onda más corta que la luz incidente (frecuencia más alta). A esta nueva componente espectral se le denomina componente anti-Stokes (AS) [24, 25]. La siguiente figura muestra un esquema del proceso de generación del efecto.

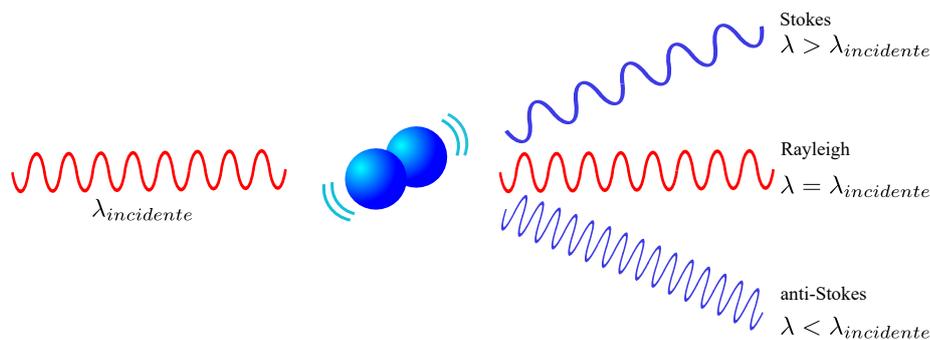


Figura 2.9: Esquema del proceso de generación del efecto Raman.

A bajas temperaturas, la probabilidad de que un fotón se genere en la banda Stokes es mucho mayor que la probabilidad de generación de un fotón anti-Stokes, ya que la probabilidad de que exista un fonón que transfiera su energía al fotón incidente es menor (el proceso anti-Stokes implica la interacción del fotón incidente con moléculas previamente excitadas).

2.3.4.1. Dispersión espontánea de Raman

Para el estudio del efecto Raman, se opta por el modelo clásico, que, aunque no da información completa sobre todos los aspectos de este fenómeno, sí sirve para explicar este efecto y calcular sus parámetros más importantes. Para el análisis de este modelo, se considera la naturaleza de la relación entre el momento dipolar eléctrico inducido de una molécula y el campo eléctrico dinámico que lo produce. Este campo eléctrico dinámico se caracteriza por el vector eléctrico $E(t)$ que se puede considerar como una onda plana monocromática de frecuencia ω_P y de amplitud E_P :

$$E(t) = E_P \cos(\omega_P t) \quad (2.23)$$

El momento dipolar eléctrico total inducido de una molécula puede ser descrito como la suma de una serie de vectores de momentos dipolares eléctricos $p^{(1)}$, $p^{(2)}$, $p^{(3)}$, ... como sigue [23]:

$$p = p^{(1)} + p^{(2)} + p^{(3)} + \dots \quad (2.24)$$

Con $p^{(1)} \gg p^{(2)} \gg p^{(3)}$ y:

$$p^{(1)} = \alpha \cdot E \quad (2.25)$$

$$p^{(2)} = \frac{1}{2} \beta \cdot EE \quad (2.26)$$

$$p^{(3)} = \frac{1}{6} \gamma \cdot EEE \quad (2.27)$$

donde $p^{(1)}$ es lineal con el campo eléctrico E , $p^{(2)}$ y $p^{(3)}$ tienen una relación cuadrática y cúbica con E , respectivamente. Por su parte, α es la polarizabilidad de la molécula, β es la hiper-polarizabilidad y γ es la hiper-polarizabilidad de segundo orden.

El momento dipolar eléctrico inducido $p^{(1)}$ está relacionado con la dispersión de Rayleigh con la frecuencia ω_P , y con la dispersión de Raman con las frecuencias $\omega_P \pm \omega_M$, siendo ω_M la frecuencia molecular. $p^{(2)}$ está relacionado con la dispersión hiper-Rayleigh ($2\omega_P$) y hiper-Raman ($2\omega_P \pm \omega_M$) y $p^{(3)}$ con hiper-Rayleigh de segundo orden ($3\omega_P$) y hiper-Raman de segundo orden ($3\omega_P \pm \omega_M$).

En este capítulo se limitará a estudiar la relación del momento dipolar $p^{(1)}$ con la dispersión de Raman. Para una molécula, el momento dipolar eléctrico inducido se puede calcular haciendo uso de la siguiente relación [23]:

$$p^{(1)}(t) = \alpha(t) \cdot E(t) \quad (2.28)$$

Por simplificación, solo se considera el movimiento vibracional de la molécula, ignorando su rotación (suponiendo que la molécula está fijada en el espacio en su configuración de equilibrio, pero los núcleos pueden vibrar sobre sus posiciones de equilibrio). En ausencia de modos nucleares y/o no linealidades, la polarizabilidad $\alpha(t)$ se puede aproximar por una constante α_0 . Sin embargo, en presencia de modos

nucleares, la polarizabilidad se puede expresar en función del desplazamiento, $Q(t)$, como [26]:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q(t) + \dots \quad (2.29)$$

donde $\partial \alpha / \partial Q$ puede interpretarse como la fuerza de acoplamiento entre las coordenadas nucleares y las electrónicas. Se asume también que el movimiento nuclear $Q(t)$ es el de un oscilador armónico clásico con una frecuencia ω_M :

$$Q(t) = Q_0 \cos(\omega_M t) \quad (2.30)$$

Reemplazando en la expresión del momento dipolar inducido $p^{(1)}(t)$:

$$p^{(1)}(t) = \alpha_0 E_P \cos(\omega_P t) + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q(t) E_P \cos(\omega_M t) \quad (2.31)$$

Sustituyendo $Q(t)$ por su expresión:

$$p^{(1)}(t) = \alpha_0 E_P \cos(\omega_P t) + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q_0 E_P \cos(\omega_P t) \cos(\omega_M t) \quad (2.32)$$

Operando se obtiene:

$$p^{(1)}(t) = \alpha_0 E_P \cos(\omega_P t) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q_0 E_P [\cos(\omega_P + \omega_M)t + \cos(\omega_P - \omega_M)t] \quad (2.33)$$

Como se puede ver en la ecuación 2.33, el momento dipolar oscila en tres frecuencias distintas: ω_0 , $\omega_P - \omega_M$ y $\omega_P + \omega_M$. La primera frecuencia dispersada es igual a la frecuencia incidente, por lo tanto, esta dispersión corresponde a una dispersión elástica (Rayleigh o Mie). En cambio, las dos últimas frecuencias se desplazan a frecuencias más bajas o más altas y, por lo tanto, son procesos inelásticos. La luz dispersada en estos dos últimos casos se conoce como dispersión Raman, con la frecuencia desplazada hacia abajo (longitud de onda más grande) denominada dispersión de Stokes, y la frecuencia desplazada hacia arriba (longitud de onda más corta) denominada dispersión anti-Stokes. Muy importante resaltar que la dispersión Raman es directamente proporcional a $\partial \alpha / \partial Q$, por lo que es necesario que este término sea distinto de zero para la generación del efecto.

Lo descrito anteriormente proporciona el marco clásico para la descripción de la dispersión Raman. Sin embargo, también se puede describir el efecto en términos de los estados discretos de energía vibracional de cada modo vibratorio molecular, tal y como se muestra en la figura 2.10.

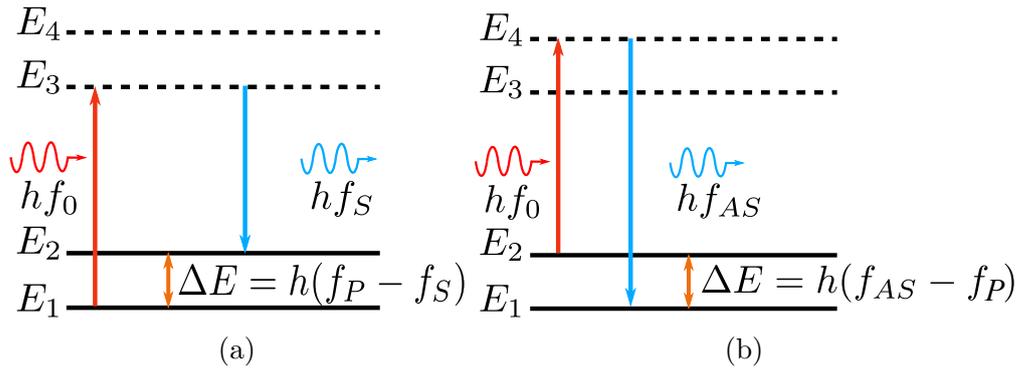


Figura 2.10: (a) Proceso de generación de la componente Stokes. (b) Proceso de generación de la componente anti-Stokes.

Se asume ahora la interacción del sistema molecular con un campo eléctrico de frecuencia angular $\omega_P = 2\pi f_P$. El fotón de energía $E = hf_P$ (siendo h la constante de Planck) excita la molécula, después de colisionar con ella, desde el estado inicial E_1 al estado virtual $E_3 = hf_P + E_1$. Como el estado E_3 no es de absorción real, el sistema decae inmediatamente a otro tercer estado. Si este estado final es el mismo que el estado inicial E_1 , el fotón resultante tiene la misma frecuencia que el fotón incidente (dispersión de Rayleigh). Si, por el contrario, el estado final difiere del estado inicial, la dispersión es inelástica y se produce la dispersión Raman. En la dispersión Stokes el sistema decae del estado E_3 al estado E_2 , describiendo la transición $E_1 \rightarrow E_3 \rightarrow E_2$ en la figura 2.10 (a). Aquí, el estado final E_2 es de mayor energía que el estado inicial E_1 y la frecuencia angular de Stokes, ω_S , del fotón emitido es más baja que la del fotón incidente. La diferencia de energía $\Delta E = |E_2 - E_1| = h(f_P - f_S)$ se convierte en vibración de la molécula, generando un fonón. Esta diferencia de energía es aproximadamente igual a 50 meV en S_iO_2 [27].

En la figura 2.10 (b), se muestra el proceso de generación de un fotón anti-stokes, en la que el sistema describe la transición $E_2 \rightarrow E_4 \rightarrow E_1$, donde E_2 es el estado inicial en este caso, y está excitado por la vibración de la molécula. Después de la interacción de la molécula con el fotón incidente, ésta se excita al estado virtual $E_4 = hf_P + E_2$ y seguidamente decae de forma espontánea al estado de energía E_1 . El resultado del proceso es la generación de un fotón anti-Stokes con frecuencia angular ω_{AS} mayor que la del fotón incidente, ya que la energía del estado final E_1 es menor que la del estado inicial E_2 .

Como ya se ha comentado anteriormente, generalmente el estado fundamental está más poblado que los estados con mayor energía, como consecuencia natural de la distribución de Bose-Einstein. Por lo tanto, habrá más moléculas que tendrán transiciones tipo Stokes que transiciones anti-Stokes y, en consecuencia, esta última componente es menos intensa que la componente Stokes.

Finalmente, hay que diferenciar la dispersión Raman de la fluorescencia. Aunque ambos procesos dispersan la luz incidente en unas nuevas bandas, la fluorescencia se basa en la presencia de una banda de absorción, que corresponde a la energía requerida en el fotón incidente para que la molécula pase a un estado excitado donde

permanece unas decenas de nanosegundos, para decaer después a un estado de energía más bajo, liberando parte de la energía en forma de fluorescencia. Esta banda de absorción es fija, al contrario de la dispersión Raman, donde el cambio de frecuencia es fijo e independiente de la longitud de onda de la luz incidente [25].

2.3.4.2. Dispersión estimulada de Raman

En la sección anterior se ha descrito la dispersión espontánea de Raman, donde se ha asumido que la intensidad de la luz incidente es lo suficientemente baja como para no alterar las propiedades ópticas del medio y en la que solo una pequeña fracción de la luz incidente (menos de 10^{-6}) se convierte en luz dispersada por este efecto [28]. Sin embargo, cuando se aplica un campo electromagnético de alta intensidad al medio, el proceso de dispersión se auto-estimula. El batido temporal entre el haz incidente y la componente Stokes estimula los estados vibracionales de las moléculas (con frecuencias $\omega_P - \omega_S$), que a su vez amplifican de forma coherente la componente Stokes haciéndola crecer significativamente a medida que se transfiere más energía desde el haz incidente. Este efecto no lineal recibe el nombre de dispersión Raman estimulada y hace que la señal Stokes tenga un crecimiento exponencial y mucho más eficiente que la componente anti-Stokes [5, 7, 11].

En esta dispersión, las ecuaciones acopladas para la amplitud de componente Stokes y el haz de bombeo, se pueden describir como [29]:

$$\frac{dE_{0S}}{dz} = \frac{i\omega_S}{2nc} \chi_R |E_{0P}|^2 E_{0S} \quad (2.34)$$

$$\frac{dE_{0P}}{dz} = \frac{i\omega_P}{2nc} \chi_R^* |E_{0S}|^2 E_{0P} \quad (2.35)$$

donde n es el índice de refracción y χ_R representa la susceptibilidad de Raman. En la figura siguiente se muestran la parte real e imaginaria de este parámetro.

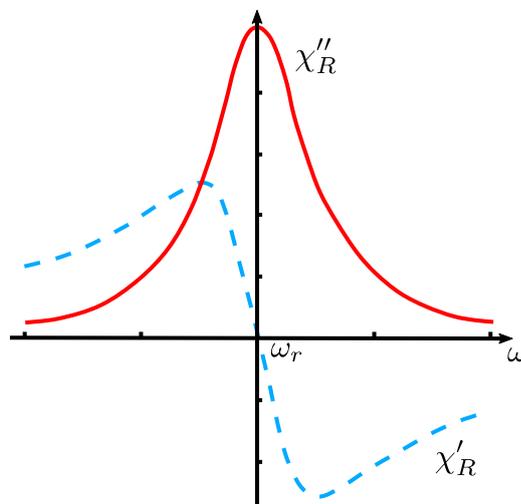


Figura 2.11: Parte real e imaginaria de las susceptibilidades Raman.

Las dos ecuaciones anteriores se pueden reescribir en términos de potencia óptica, usando la relación $P_j = I_j A_{eff}$ ($j = P, S$), donde P_j es la potencia óptica, A_{eff} es el área efectiva y teniendo en cuenta que $I_j = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n |E_{0P}|^2$, de la siguiente manera [29]:

$$\frac{dP_S}{dz} = -\alpha_S P_S + \frac{g_R}{A_{eff}} P_P P_S \quad (2.36)$$

$$\frac{dP_P}{dz} = -\alpha_P P_P + \frac{\omega_P}{\omega_S} \frac{g_R}{A_{eff}} P_S P_P \quad (2.37)$$

donde P_P y P_S son la potencia de la señal de bombeo y la componente Stokes, respectivamente, α_P y α_S son los coeficientes de atenuación de la fibra en sus longitudes de onda (se han añadido en cada ecuación para tener en cuenta las pérdidas) y g_R representa el coeficiente de ganancia Raman. Este coeficiente determina la eficiencia de la ganancia Raman a través del parámetro $C_R = g_R/A_{eff}$.

Suponiendo que $\alpha_P = \alpha_S = \alpha$ y teniendo en cuenta que la potencia de la componente Stokes en la entrada es débil, se pueden calcular las siguientes soluciones analíticas de las ecuaciones anteriores:

$$P_S(z) \approx P_{0S} \exp \left\{ g_R \frac{P_{0P}}{A_{eff}} \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} - \alpha z \right\} \quad (2.38)$$

$$P_P(z) \approx P_{0P} e^{-\alpha z} \quad (2.39)$$

La potencia de Stokes se puede calcular considerando la amplificación de cada componente de energía hf de acuerdo con la ecuación anterior e integrando en todo el rango del espectro de la ganancia Raman:

$$P_S(L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hbar \omega \exp \left\{ g_R(\omega) \frac{P_{0P} L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L \right\} d\omega \quad (2.40)$$

La principal contribución a la integral proviene de una región estrecha alrededor del pico de la ganancia. Entonces, haciendo que $\omega = \omega_S$, la ecuación anterior se puede escribir como [30]:

$$P_S(L) = \hbar \omega_S \exp \left\{ g_R(\omega) \frac{P_{0P} L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L \right\} \quad (2.41)$$

Por su parte, el umbral para la dispersión estimulada de Raman se define como la potencia de la señal de bombeo de entrada a la cual la potencia de la señal Stokes es igual a la potencia de la señal de bombeo a la salida de la fibra [29], esto es:

$$P_S(L) = P_P(L) = P_{0P} e^{-\alpha L} \quad (2.42)$$

Siguiendo esta definición y asumiendo una forma lorentziana para el espectro de ganancia Raman, el umbral para SRS viene dado, aproximadamente, por [24]:

$$P_{Th}^{SRS} = C \frac{A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (2.43)$$

donde $C = 16$ en el caso de propagación hacia delante y $C = 20$ para la propagación hacia atrás. Hay que tener en cuenta que las ecuaciones anteriores se han derivado suponiendo que las ondas ópticas que interactúan están totalmente polarizadas y tienen la misma polarización. En el caso de utilizar señales sin polarización, el umbral aumenta en un factor de 2 con respecto a estas expresiones [24]. Además, si se utiliza una señal de bombeo pulsada, hay que tener en cuenta la interacción entre la señal de bombeo y la componente Stokes de la dispersión que se propaga en el mismo sentido (dispersión hacia delante). En cualquier parte elemental de la fibra, la cantidad de potencia de la señal de bombeo transferida a la componente Stokes es proporcional a la potencia del pulso y a la de Stokes. La potencia óptica en las dos longitudes de onda que interactúan debe estar presente en un lugar de la fibra simultáneamente. Para pulsos cortos, la dispersión cromática de la fibra hará que la señal de bombeo y la componente Stokes viajen a velocidades de grupo ligeramente diferentes (debido a la gran separación en longitud de onda entre las dos señales) y, consecuentemente, se separen y dejen de interactuar [25]. Este efecto se conoce como walk-off, y reduce la longitud de la fibra sobre la cual los pulsos pueden interactuar y por lo tanto aumenta el umbral de la aparición de la SRS [31]:

$$L_w = \frac{t_w}{\Delta\lambda} \quad (2.44)$$

siendo t_w la anchura del pulso, D la dispersión de la fibra y $\Delta\lambda$ es la separación en longitud de onda de las dos señales. La figura siguiente muestra la distancia walk-off y la longitud efectiva en función de la duración del pulso para la dispersión de Raman, con $\alpha_P = 0.2 \text{ dB/km}$, $D = 17 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ y $\Delta\lambda = 113 \text{ nm}$.

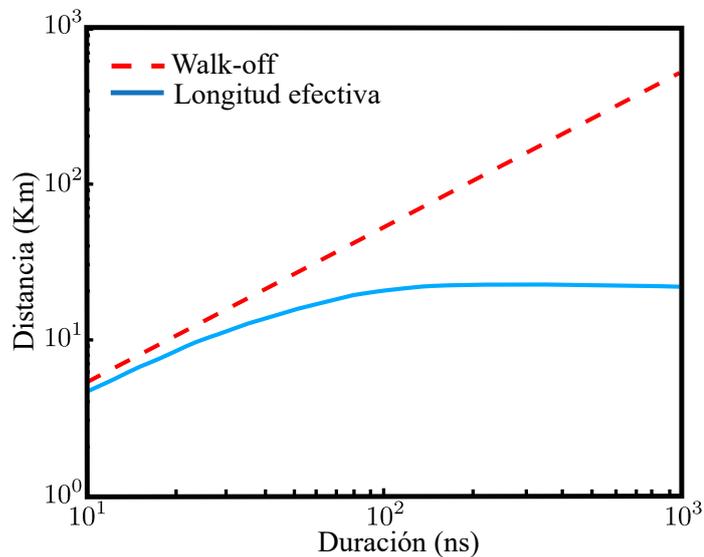


Figura 2.12: Distancia walk off y longitud efectiva en función de la duración del pulso.

Y como se puede ver en la figura, con pulsos menores que 100 ns , la longitud efectiva está dominada por la distancia walk-off y para pulsos largos (más de 100 ns)

la longitud efectiva está dominada por la atenuación de la fibra. En este último caso, y tal y como se puede ver en la siguiente figura, la potencia umbral de la dispersión de Raman se hace independiente de la anchura del pulso.

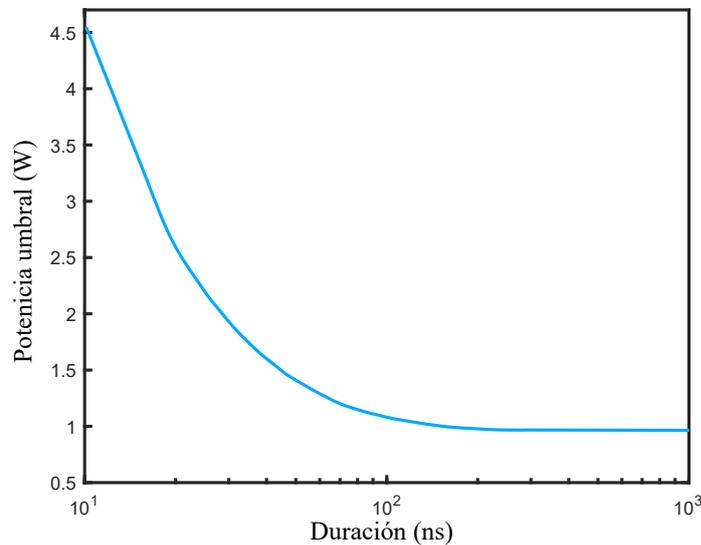


Figura 2.13: Potencia umbral de la dispersión estimulada Raman en función de la duración del pulso.

2.3.5. Diferencias entre las dispersiones de Raman y de Brillouin

A pesar de las muchas similitudes entre las dispersiones de Raman y Brillouin (los dos efectos más comúnmente empleados para la medida distribuida en fibras ópticas), los dos fenómenos se diferencian en algunos aspectos. En primer lugar, la dispersión de Brillouin es sensible al *strain* y a la temperatura, mientras que la dispersión de Raman solo depende de la temperatura. Este hecho le da ventaja al uso del efecto Raman en aplicaciones en las que solo se requiere monitorizar la temperatura, porque si se quiere usar el efecto Brillouin hay que buscar alguna forma de discriminar la aportación del *strain* en las señales.

En segundo lugar, el pequeño desplazamiento en frecuencia de la señal de Brillouin (10 GHz aproximadamente [15]), se puede aprovechar para diseñar sistemas en las que tanto la señal de bombeo como la dispersada viajen en la zona en la que las pérdidas de la fibra sean las mínimas (3^a ventana). Igualmente, permite emplear técnicas de amplificación óptica para mejorar la calidad de la señal, posibilitando medida con el efecto Brillouin a distancias extremadamente largas. En la dispersión de Raman el desplazamiento es muy grande (unos 100 nm de separación de la señal de bombeo en la tercera ventana), lo que imposibilita tener las dos señales de Raman con la de bombeo en la ventana de mínima atenuación.

Además, la intensidad de la señal espontánea retrodispersada Brillouin es sustancialmente más fuerte (aproximadamente un orden de magnitud [25]) que la de la

componente anti-Stokes de Raman. Esto implica una mejora significativa en la relación señal ruido para la misma longitud de fibra y la misma potencia de bombeo y puede servir para aumentar la distancia máxima de monitoreo. Sin embargo, esta ventaja se mitiga por la baja sensibilidad de la intensidad de la dispersión de Brillouin con la temperatura.

En tercer lugar, la dispersión estimulada de Brillouin se puede utilizar en la realización de medidas distribuidas. De hecho, los primeros enfoques de media con el efecto Brillouin se basaron en SBS [32, 33]. Este tipo de dispersión no se puede usar en los sistemas basados en la dispersión de Raman para la media distribuida de temperatura ya que, al generar fotones de forma estimulada, introducen sesgo en las medidas.

Finalmente, los sistemas basados en Brillouin imponen la restricción de usar fuentes con anchuras espectrales muy pequeñas y filtro óptico muy estrecho, como los filtros de Fabry-Perot o Mach-zehnder, ya que la dispersión de Brillouin se produce a unos 80 pm. Sin embargo, en los basados en Raman la anchura espectral de la fuente de bombeo no supone ningún problema, lo que se traduce en la disposición de gran número de fuentes de luz para la implementación de estos sistemas y el gran desplazamiento en frecuencia evita la necesidad del uso de filtros muy estrechos.

2.4. Espectro de ganancia de Raman en las fibras ópticas

En un material amorfo, como es el caso de la sílice, se producen varios modos de vibración en la estructura del material, con frecuencias de resonancia que se superponen entre sí. Como consecuencia, el espectro de la ganancia Raman, $g_R(\omega)$, se extiende en un rango de frecuencias relativamente amplio. El coeficiente de esta ganancia es proporcional a la parte imaginaria de la susceptibilidad de orden 3, $\chi_{xxxx}^{(3)}$, según la relación [5]:

$$g_R(\omega) = \frac{\omega_0}{cn(\omega_0)} f_R \chi_{xxxx}^{(3)} \text{Im} \left[\tilde{h}_R(\Delta\omega) \right] \quad (2.45)$$

donde la constante $f_R = 0.18$ se puede derivar de la ganancia máxima de Raman, $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$ es la transformada de Fourier de la función respuesta Raman, $h_R(t)$. Debido a la naturaleza amorfa de las fibras de sílice es difícil calcular de forma directa la expresión de esta respuesta, por lo que, se estima indirectamente a partir de la ganancia Raman. Una aproximación de la respuesta Raman se puede describir mediante la siguiente ecuación [34]:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} e^{-t/\tau_2} \text{sen}(t/\tau_1) \quad (2.46)$$

siendo los parámetros $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ y $\tau_2 = 32 \text{ fs}$ dos parámetros ajustables y se eligen para proporcionar un buen ajuste al espectro real de ganancia Raman. La figura siguiente muestra la evolución temporal de la respuesta $h_R(t)$.

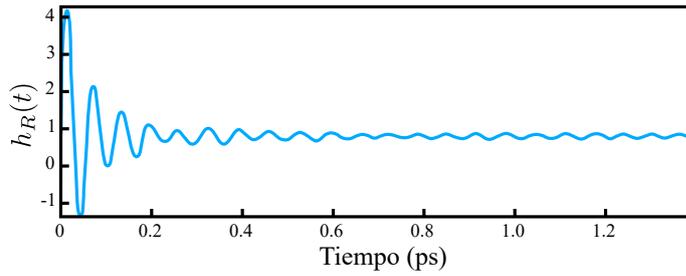


Figura 2.14: Evolución temporal de la respuesta $h_R(t)$.

Tal y como se puede ver en la figura 2.14, el tiempo de respuesta del efecto Raman es inferior a 1 *ps*. Por consiguiente, para pulsos con duraciones del orden de nanosegundos (duraciones comúnmente empleadas en el monitorizado distribuido) se puede asumir que dicho efecto es prácticamente instantáneo. La figura 2.15 (a) muestra el espectro normalizado de la ganancia de Raman en las fibras de sílice [35]. Se puede apreciar que el pico de la ganancia se produce en un desplazamiento en frecuencia de $\Delta f = 13.2 THz$ de la frecuencia del haz de bombeo, y se extiende casi 40 *THz*. El valor máximo de $g_R(\omega)$ disminuye al aumentar la longitud de onda de bombeo, y es aproximadamente de $6 \cdot 10^{-14} m/W$ en tercera ventana.

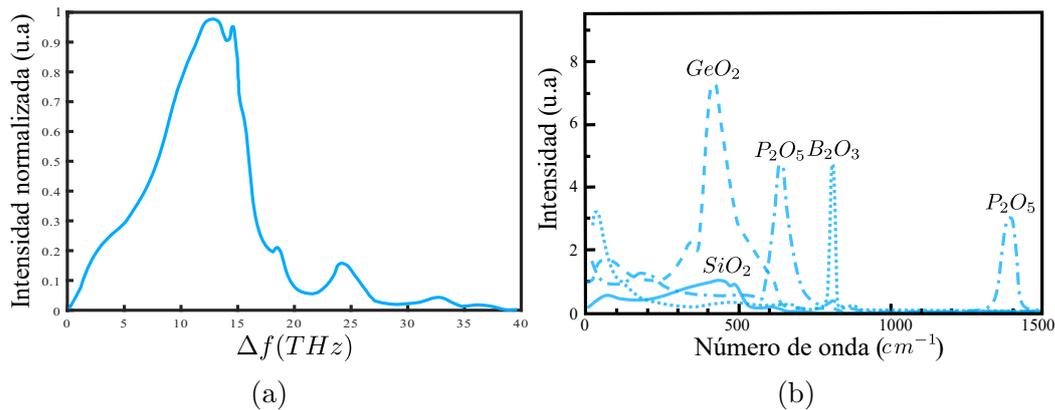


Figura 2.15: (a) Espectro normalizado de la ganancia Raman en fibra de sílice. (b) Espectros de Raman para SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 y P_2O_5 .

Mediante la introducción de un dopante, no sólo se cambia el índice de refracción, sino que las moléculas añadidas tienen sus propios modos de vibración y alteran el espectro Raman. La figura 2.15 (b) muestra los espectros Raman de algunos de estos dopantes junto con el de la sílice en función del número de onda ($\nu_R = 1/\lambda$) [36].

El dopante más frecuente en las fibras ópticas es el dióxido de germanio (GeO_2), cuyo coeficiente de ganancia Raman es aproximadamente 8 veces mayor que el de la sílice pura [36]. También es interesante observar que existe una gran superposición entre los dos espectros de GeO_2 y SiO_2 y sus picos máximos se producen en el mismo desplazamiento en frecuencia ($\Delta f = 13.2 THz$ que corresponde con $\nu_R = 440 cm^{-1}$) de la frecuencia del haz de bombeo. Este desplazamiento puede ser descrito también

en términos de desplazamiento en longitud de onda como:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \Delta f}{c} \quad (2.47)$$

A modo de ejemplo, los desplazamientos en longitud de onda que corresponden a longitudes de onda de bombeo de 904, 1064 y 1550 nm son, aproximadamente, de 35, 50 y 100 nm, respectivamente.

2.5. Potencia de la dispersión espontánea de Raman en las fibras ópticas

En este apartado, se va a estudiar y analizar la expresión analítica de la potencia de la dispersión espontánea de Raman en 3 fibras estándar de telecomunicación de sílice dopadas con germanio: dos fibras multimodo (una de salto de índice y otra de índice gradual) y una monomodo de salto de índice. Además, se van a comparar sus prestaciones en función de su longitud y en las tres longitudes de onda correspondientes a las tres ventanas de transmisión. En el análisis, se considera una onda monocromática incidente de frecuencia angular ω_P y vector de onda k_P , dirigida a lo largo del eje z de la fibra.

2.5.1. Evolución de las señales retrodispersadas en tres fibras ópticas

La potencia de las dos componentes Raman (Stokes y anti-Stokes) que se originan en una región de la fibra de longitud dz en la posición z por un haz incidente de potencia $P_P(z)$, viene dada por la expresión [27]:

$$dP_{S/AS,step} = P_P(z) \mathcal{P}_{S/AS} \Gamma_{S/AS} dz \quad (2.48)$$

donde $\mathcal{P}_{S/AS}$ es la distribución de la probabilidad de Bose-Einstein:

$$\mathcal{P}_S = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\Delta E}{kT}}} \quad y \quad \mathcal{P}_{AS} = \frac{e^{-\frac{\Delta E}{kT}}}{1 - e^{-\frac{\Delta E}{kT}}} \quad (2.49)$$

siendo k la constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta y ΔE la diferencia entre los niveles de energía de la molécula. $\Gamma_{S/AS,step}$ es el coeficiente de captura de Raman y su expresión analítica varía en función de la fibra empleada (monomodo o multimodo) y en función de su perfil del índice, dado que, depende de muchos factores como, por ejemplo, la sección transversal efectiva de Raman (σ_{eff}), la densidad de las moléculas del núcleo de la fibra y su concentración, etc. En la tabla siguiente se muestran los valores del diferencial de la sección transversal y el coeficiente de captura de Raman para las tres fibras y en las tres longitudes de onda de bombeo (840, 1320 y 1550 nm) [27].

Tabla 2.2: Diferencial de la sección transversal y el coeficiente de captura de Raman [27].

λ_0 (nm)	840	1320	1550
λ_S (nm)	872	1401	1663
λ_{AS} (nm)	810	1248	1451
$\frac{d\sigma_{SiO_2}}{d\Omega} \left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S_0} \right) (m^2/sr)$	$7.01 \cdot 10^{-36}$	$1.11 \cdot 10^{-36}$	$0.56 \cdot 10^{-36}$
$\frac{d\sigma_{GeO_2}}{d\Omega} \left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S_0} \right) (m^2/sr)$	$48.9 \cdot 10^{-36}$	$7.71 \cdot 10^{-36}$	$3.88 \cdot 10^{-36}$
$\frac{d\sigma_{SiO_2}}{d\Omega} \left(\frac{\pi}{2}, \omega_{AS_0} \right) (m^2/sr)$	$9.42 \cdot 10^{-36}$	$1.76 \cdot 10^{-36}$	$0.89 \cdot 10^{-36}$
$\frac{d\sigma_{GeO_2}}{d\Omega} \left(\frac{\pi}{2}, \omega_{AS_0} \right) (m^2/sr)$	$65.7 \cdot 10^{-36}$	$12.2 \cdot 10^{-36}$	$6.16 \cdot 10^{-36}$
$\Gamma_{S,grad} (m^{-1})$	$87.7 \cdot 10^{-10}$	$13.2 \cdot 10^{-10}$	$6.63 \cdot 10^{-10}$
$\Gamma_{AS,grad} (m^{-1})$	$118 \cdot 10^{-10}$	$20.9 \cdot 10^{-10}$	$11.4 \cdot 10^{-10}$
$\Gamma_{S,single} (m^{-1})$...	$4.28 \cdot 10^{-10}$	$3.04 \cdot 10^{-10}$
$\Gamma_{AS,single} (m^{-1})$...	$5.39 \cdot 10^{-10}$	$4.00 \cdot 10^{-10}$

En la tabla, sr es el estereorradián y es la unidad del ángulo sólido en el Sistema Internacional de Unidades.

Partiendo de la ecuación 2.48 y suponiendo que en la entrada de la fibra, $z = 0$, se lanza un pulso de potencia $P_0(z = 0) = P_0$, a medida que avanza el pulso por la fibra su potencia sufre pérdidas debido a la atenuación de la fibra. Por lo tanto, la potencia de la señal de bombeo en función de la posición z , puede ser descrita como:

$$P_P(z) = P_0 e^{-\alpha_p z} \quad (2.50)$$

siendo α_p la atenuación de la fibra a la longitud de onda de la señal de bombeo. Reemplazando $P_P(z)$ por su expresión en la expresión del diferencial de las potencias Stokes y anti-Stokes, se obtiene:

$$dP_{S/AS}(z_1, z_2) = P_0 e^{-\alpha_p z} \mathcal{P}_{S/AS} \Gamma_{S/AS} dz \quad (2.51)$$

donde $dP_{S/AS}(z_1, z_2)$ es la potencia de las dos componentes de Raman retrodispersadas generadas en la posición $z = z_2$ en una región de fibra de longitud dz y observada en la posición $z = z_1$. Si el punto de observación es la entrada de la fibra $z_1 = 0$, la potencia de las señales de las dos componente experimentan ellas también pérdidas al propagarse desde la posición z_2 , donde se originó, hasta la entrada de la fibra. Por lo tanto, la potencia de las componentes Stokes y anti-Stokes medida en la entrada y que se origina en una región de longitud dz de la fibra en un lugar $z = z_2$, se puede expresar como:

$$dP_{S/AS,step}(0, z) = P_0 \mathcal{P}_{S/AS} \Gamma_{S/AS} e^{-(\alpha_P + \alpha_{S/AS})z} dz \quad (2.52)$$

A partir de esta última expresión y los valores del coeficiente de Raman mostrados en la tabla 2.2, se estima la evolución de la potencia recibida en la entrada de la fibra de las dos componentes, S y AS , en las tres longitudes de onda correspondientes a las tres ventanas de transmisión para las tres fibras antes mencionadas (ver figura 2.16). La potencia de la señal de bombeo de entrada usada es $P_0 = 100 \text{ mW}$ y se supone que la fibra está a temperatura constante (300 K).

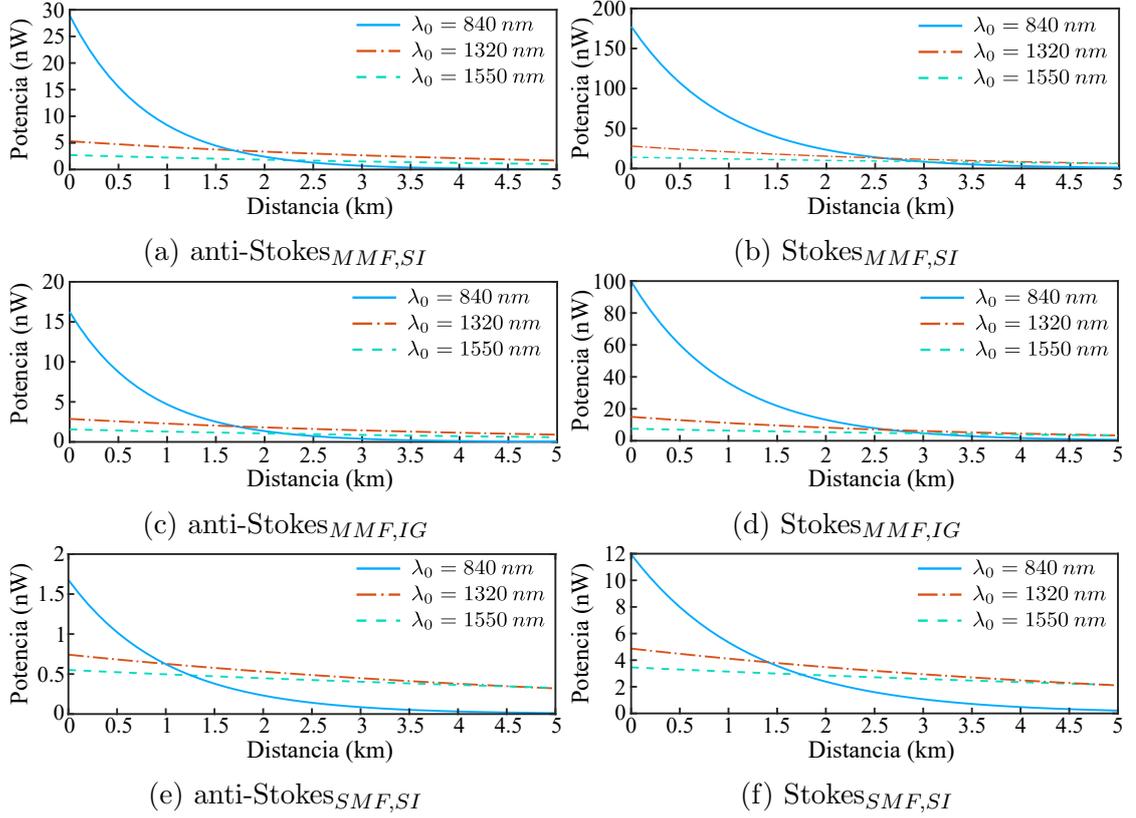


Figura 2.16: Evolución de las potencias de las dos componentes de Raman. Izquierda componente anti-Stokes, derecha componente Stokes. De arriba a abajo: multimodo de salto de índice, multimodo de índice gradual, monomodo de salto de índice

Los coeficientes de atenuación usados tanto para la fibra monomodo (**SMF, Single Mode Fiber**) como para las fibras multimodo (**MMF, Multimode Mode Fiber**), en las diferentes longitudes de onda, son los mostrados a continuación:

Tabla 2.3: Coeficientes de atenuación para diferentes longitudes de onda.

$\lambda \text{ (nm)}$	810	840	872	1248	1320	1401	1451	1550	1663
$\alpha_{SMF} \text{ (dB/km)}$	2.4	1.9	1.6	0.4	0.33	0.4	0.25	0.2	0.22
$\alpha_{MMF} \text{ (dB/km)}$	3	2.4	2.0	0.6	0.4	0.9	0.5	0.35	0.37

Como se puede ver en los tres casos de la figura 2.16, la componente Stokes exhibe más potencia en comparación con la otra componente (anti-Stokes). También, se puede observar que las dos fibras multimodo generan más potencia retrodispersada en comparación con la fibra monomodo, debido al alto coeficiente de captura Raman que poseen las primeras. Sin embargo, el fuerte decaimiento exponencial de las señales Raman de las fibras multimodo, a causa de los altos valores de atenuación que presentan estas fibras, hace que se recupere más potencia con las fibras monomodo en distancias largas.

Por otra parte, se puede apreciar asimismo que a medida que aumenta la longitud de onda de bombeo, disminuye la potencia recibida en la entrada de la fibra, debido a la fuerte dependencia de la potencia retrodispersada con la longitud de onda ($\sim \omega_{S/AS}^4 \equiv \lambda_{S/AS}^{-4}$). Sin embargo, a medida que aumenta la distancia baja la potencia detectada debido a las altas atenuaciones que presentan estas fibras a longitudes de onda pequeñas. Por lo tanto, para distancias pequeñas, es conveniente el empleo de señales de bombeo en longitudes de onda cercanas a la primera ventana de transmisión, pero, para distancias grandes, hay que recurrir a las longitudes de onda de segunda o tercera ventana.

Con el objetivo de analizar cuál de las dos longitudes de onda (1320 nm o 1550 nm) es mejor para su uso en distancias de detección grandes, se estudia el ratio entre las potencias eléctricas detectadas en el peor caso (en el que la potencia detectada es generada en el extremo final de la fibra), en las dos longitudes de onda. Se comparan las potencias eléctricas resultantes de las intensidades fotodetectadas en ambas longitudes de onda. El uso de potencias eléctricas en vez de potencias ópticas en la comparación es por la importancia de la primera en la determinación de la relación señal ruido en el receptor.

La potencia eléctrica detectada se relaciona con la potencia óptica incidente P a través de la responsividad $R(A/W)$:

$$P_{el} \propto I^2 = R^2 P^2 \quad (2.53)$$

donde $I = R \cdot P$ es la corriente eléctrica fotodetectada. Si se considera un tramo corto de fibra de longitud ΔL situado en el extremo de la fibra, la potencia retrodispersada de las componentes Stokes y anti-Stokes de la dispersión Raman generada en el tramo ΔL y detectada en la entrada de la fibra viene dada por:

$$P_{S/AS,\Delta L}(0) = P_0 \mathcal{P}_{S/AS} \Delta L e^{-(\alpha_p + \alpha_{S/AS})L} \quad (2.54)$$

La potencia eléctrica generada después de que esta potencia de Stokes/anti-Stokes incida sobre el fotodetector viene dada por:

$$P_{S/AS,\Delta L,el}(0) \propto R^2 \left(P_0 \mathcal{P}_{S/AS} \Delta L e^{-(\alpha_p + \alpha_{S/AS})L} \right)^2 \quad (2.55)$$

Por lo tanto, la relación entre las potencias eléctricas en las dos longitudes de onda

se puede expresar como:

$$A_{S/AS} = \frac{P_{S/AS,\Delta L,el}(\lambda_1)}{P_{S/AS,\Delta L,el}(\lambda_2)} = \left(\frac{\lambda_2^4 R_{S/AS}(\lambda_1) \cdot P_0(\lambda_1) \cdot e^{-[\alpha_P(\lambda_1) + \alpha_{S/AS}(\lambda_1 \pm \Delta\lambda_{S/AS})]L}}{\lambda_1^4 R_{S/AS}(\lambda_2) \cdot P_0(\lambda_2) \cdot e^{-[\alpha_P(\lambda_2) + \alpha_{S/AS}(\lambda_2 \pm \Delta\lambda_{S/AS})]L}} \right)^2 \quad (2.56)$$

donde $P_{S/AS,\Delta L,el}(\lambda_1)$ es la potencia eléctrica obtenida a partir de la potencia de Stokes/ anti-Stokes cuando la longitud de onda de la señal de bombeo es $\lambda_1 = 1320 \text{ nm}$ o $\lambda_1 = 1550 \text{ nm}$, $P_{S/AS,\Delta L,el}(\lambda_2)$ es la potencia eléctrica cuando la longitud de onda de la señal de bombeo es $\lambda_2 = 840 \text{ nm}$ y $\Delta\lambda_{S/AS}$ es el desplazamiento en longitud de onda con respecto a la longitud de onda de la señal de bombeo. En la figura siguiente se muestran los resultados obtenidos, usando la expresión anterior, para la fibra multimodo de índice gradual y la monomodo de salto de índice y una longitud de 10 km .

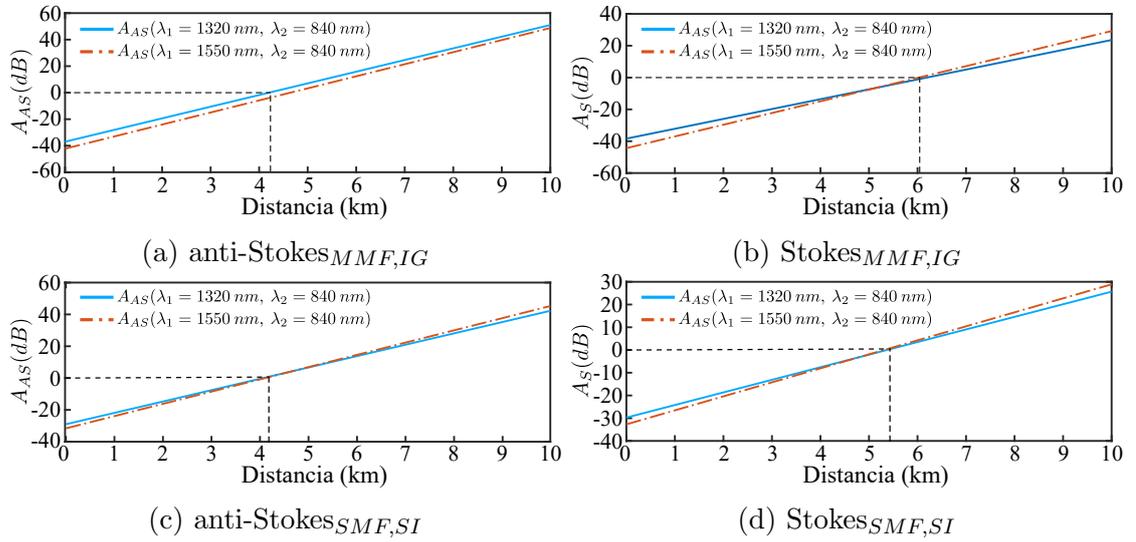


Figura 2.17: Cociente $A_{S/AS}$ en la MMF de índice gradual y en la SMF de salto de índice en función de la longitud de detección con $\lambda_1 = 1320 \text{ nm}$ o $\lambda_1 = 1550 \text{ nm}$ y $\lambda_2 = 840 \text{ nm}$. Arriba MMF de IG . Abajo SMF de SI

Observando las figuras se puede deducir que para longitudes de fibra por debajo de los 5 km , aproximadamente, la señal de bombeo con longitud de onda de 840 nm , genera una mayor potencia en comparación con señales de bombeo a 1320 nm y 1550 nm . Este hecho es debido a que el coeficiente de captura de Raman es más grande a esta longitud de onda y que para distancias cortas, el alto valor de la atenuación que presenta la fibra a 840 nm no introduce pérdidas significativas en la potencia de la señal recibida. Influye también el hecho de que la potencia de la señal Raman es proporcional a λ^{-4} , a menor longitud de onda mayor potencia recibida.

Sin embargo, a medida que aumenta la longitud de la fibra aumentan las pérdidas acumuladas por el coeficiente de atenuación a 840 nm , lo que hace que la potencia recibida a esta longitud de onda sea mucho menor que la potencia recibida a 1320 nm

y a 1550 nm. Por lo tanto, en los sensores en los que necesitan distancias largas de detección, es preferible el uso de señales de bombeo en 2ª o 3ª ventana ya que las pérdidas de potencia generadas serán menores. También, se puede destacar que con la señal de bombeo a 1550 nm se recibe más potencia que en las dos otras longitudes de onda para distancias de detección muy grandes, debido a que las potencias generadas al final de la fibra se atenúan menos.

2.5.2. Comparación entre las fibras

Con el objetivo de realiza una comparación cualitativa entre las distintas fibras, se calcula la potencia total generada por cada una, estimando la potencia total retrodispersada por toda la fibra y observada en su entrada, $z = 0$. Esta potencia se obtiene integrando en toda la longitud de la fibra la potencia de componente Stokes (o anti-Stokes) generada en la posición z en un tramo de longitud dz :

$$P_{S/AS}(0) = P_0 \mathcal{P}_{S/AS} \Gamma_{S/AS} \int_0^L e^{-(\alpha_{S/AS} + \alpha_P)z} dz \quad (2.57)$$

Resolviendo la integral anterior, se obtiene la expresión de la potencia total que llega a la entrada de la fibra:

$$P_{S/AS}(0) = P_0 \mathcal{P}_{S/AS} \Gamma_{S/AS} \frac{1 - e^{-(\alpha_{S/AS} + \alpha_P)L}}{\alpha_P + \alpha_{S/AS}} \quad (2.58)$$

La tabla 2.4 muestran los valores de las potencias totales que se detectan en la entrada de la fibra para los tres tipos de fibra mencionados anteriormente y con las mismas condiciones que en el caso anterior.

Tabla 2.4: Potencias totales de S y AS detectadas en la entrada de las tres fibras.

λ_P (nm)	MMF S.I		MMF I.G		SMF S.I	
	P_S (nW)	P_{AS} (nW)	P_S (nW)	P_{AS} (nW)	P_S (nW)	P_{AS} (nW)
840	1741	232	979	130	146	17
1320	727	158	389	85	165	25
1550	480	87	256	50	137	22

Observando los valores de las potencias que figuran en la tabla, se puede concluir que con la fibra multimodo de salto de índice se recupera mucha potencia y que la menor potencia se recibe con la fibra monomodo de salto de índice. Eso puede llevar a pensar que la primera fibra es mejor para implementar sensores distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman. Sin embargo, y tal y como se ha comentado anteriormente, la potencia retrodispersada en la fibra multimodo de salto de índice decae rápidamente, lo que significa que gran parte de la potencia recibida se genera al principio de la fibra. Por lo tanto, este tipo de fibras se reserva a longitudes de detección pequeñas. Ocurre lo contrario en la fibra monomodo, donde la caída de la

potencia recibida es más suave, haciendo que, la potencia total recibida viene dada por la contribución de las potencias generadas en toda la fibra.

Quedando descartada la fibra multimodo de salto de índice para distancias grandes, ahora se compara el comportamiento de las señales retrodispersadas de Raman y sus prestaciones en las otras dos fibras. Para ello, se usa el cociente entre las potencias eléctricas detectadas en ambas fibras:

$$A_{S/AS} = \frac{P_{S/AS,grad,\Delta L,el}}{P_{S/AS,single,\Delta L,el}} = \left(\frac{R_{S/AS,grad} \Gamma_{S/AS,grad} e^{-[\alpha_{P,grad} + \alpha_{S/AS,grad}]L} P_{0,grad}}{R_{S/AS,single} \Gamma_{S/AS,single} e^{-[\alpha_{P,single} + \alpha_{S/AS,single}]L} P_{0,single}} \right)^2 \quad (2.59)$$

donde $P_{0,grad}$ y $P_{0,single}$ son las amplitudes de la señal de bombeo, $R_{S/AS,grad}$ y $R_{S/AS,single}$ son las responsividades del fotodetector usado para el caso de la fibra multimodo y la fibra monomodo, respectivamente. La figura siguiente muestra los valores de A_S y A_{AS} de las señales Stokes y a-Stokes en función de la longitud de la fibra de detección.

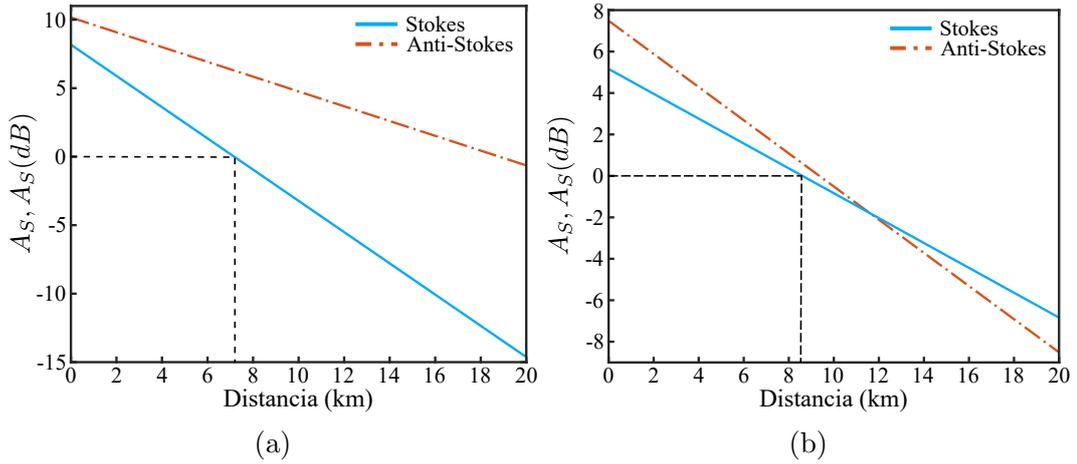


Figura 2.18: Cociente A_S y A_{AS} en función de la longitud de detección con (a) $\lambda_P = 1320 \text{ nm}$. (b) $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$.

Para el cálculo de estos resultados se han usado los mismos valores de los parámetros del apartado anterior. Como se puede ver en la figura 2.18 (a), la fibra multimodo de índice gradual genera mayor potencia de la señal Stokes hasta los 7 km ($\lambda_P = 1320 \text{ nm}$), aproximadamente, en comparación con la fibra monomodo. Este hecho es debido a que su apertura numérica y su coeficiente de captura de Raman son usualmente mayores que los de la fibra monomodo. Pero si el sensor tiene más de 7 km las fibras monomodo pasan a ser mejores, ya que en estos tipos de fibra la atenuación es más pequeña y por lo tanto la señal generada en posiciones más lejanas se atenúa menos en comparación con la fibra multimodo. Y como la atenuación de la fibra multimodo de índice gradual a la longitud de onda de la señal anti-Stokes ($\alpha_{AS,grad,1248 \text{ nm}} = 0.6 \text{ dB/km}$) es menor que la de la señal Stokes

($\alpha_{S,grad,1401\text{ nm}} = 0.9\text{ dB/km}$), la fibra multimodo es mejor que la monomodo hasta distancias de detección de 18 km aproximadamente.

Ahora si la longitud de onda de la señal de bombeo es $\lambda_P = 1550\text{ nm}$ (figura 2.18 (b)), los cocientes A_S y A_{AS} muestran, en este caso, que la fibra multimodo de índice gradual es mejor, en términos de potencia recibida, que la monomodo hasta los 8 km aproximadamente, para las dos componentes, S y AS, ya que los coeficientes de atenuación que presenta a las tres longitudes de onda (λ_P , λ_S y λ_{AS}) son menores que en el caso anterior. Con la fibra monomodo en este caso, se recibe más potencia de la señal anti-Stokes sólo a partir de los 8 km , ya que el coeficiente de atenuación que presenta esta fibra a la longitud de onda λ_{AS} es mucho menor que el que presenta la multimodo.

Otro parámetro que tiene en contra la fibra multimodo es el alto valor del coeficiente de dispersión, que perjudica mucho la resolución espacial, ya que no se puede despreciar, por lo que no se puede considerar que la resolución espacial viene limitada sólo por la anchura del pulso, sino también por lo que se ensancha el pulso al viajar por la fibra. Por lo tanto, el uso de estas fibras se limita a sistemas que no se necesitan ni largas distancias de detección ni una alta resolución espacial.

Bibliografía

- [1] Mingchia Wu and Winston I Way. Fiber nonlinearity limitations in ultra-dense wdm systems. *Journal of Lightwave Technology*, 22(6):1483, 2004.
- [2] Hong-Nan Li, Dong-Sheng Li, and Gang-Bing Song. Recent applications of fiber optic sensors to health monitoring in civil engineering. *Engineering structures*, 26(11):1647–1657, 2004.
- [3] Mauro Nisoli, Sandro De Silvestri, and Orazio Svelto. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Applied Physics Letters*, 68(20):2793–2795, 1996.
- [4] Ji-Xin Cheng and X Sunney Xie. Coherent anti-stokes raman scattering microscopy: instrumentation, theory, and applications, 2004.
- [5] Govind P Agrawal. Nonlinear fiber optics. In *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, pages 195–211. Springer, 2000.
- [6] Yuen-Ron Shen. The principles of nonlinear optics. *New York, Wiley-Interscience, 1984, 575 p.*, 1984.
- [7] Robert W Boyd. *Nonlinear optics*. Elsevier, 2003.
- [8] Jean Toulouse. Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications. *Journal of Lightwave Technology*, 23(11):3625, 2005.
- [9] Govind P Agrawal. *Fiber-optic communication systems*, volume 222. John Wiley & Sons, 2012.
- [10] Dan W Hewak. *Glass and rare-earth doped glasses for optical fibres*. INSPEC, The Institute of Electrical Engineers, 1998.
- [11] Luc Thévenaz. *Advanced fiber optics*. EPFL press, 2011.
- [12] CD Hussey and F Martinez. Approximate analytic forms for the propagation characteristics of single-mode optical fibres. *Electronics Letters*, 21(23):1103–1104, 1985.

- [13] Mohammed N. Islam, editor. *Raman Amplifiers for Telecommunications 1*. Springer New York, 2004.
- [14] David A Krohn, Trevor MacDougall, and Alexis Mendez. *Fiber optic sensors: fundamentals and applications*. Spie Press Bellingham, WA, 2014.
- [15] Marcelo A Soto. Distributed brillouin sensing: time-domain techniques. *Handbook of Optical Fibers*, pages 1–91, 2018.
- [16] Eugene Hecht. Hecht optics. *Addison Wesley*, 997:213–214, 1998.
- [17] Richard JD Tilley. *Colour and the optical properties of materials: an exploration of the relationship between light, the optical properties of materials and colour*. John Wiley & Sons, 2010.
- [18] David J Lockwood. Rayleigh and mie scattering. *Encyclopedia of Color Science and Technology*, pages 1097–1107, 2016.
- [19] P Guenot. *Propriétés d’atténuation des fibres optiques, procédés d’élaboration*. Hermès Editions, 2003.
- [20] Léon Brillouin. Diffusion de la lumière et des rayons x par un corps transparent homogène-influence de l’agitation thermique. In *Annales de physique*, volume 9, pages 88–122. EDP Sciences, 1922.
- [21] Sally M Maughan, Huai H Kee, and Trevor P Newson. Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous brillouin backscatter. *Measurement Science and Technology*, 12(7):834, 2001.
- [22] Chandrasekhara Venkata Raman and Kariamanikkam Srinivasa Krishnan. A new type of secondary radiation. *Nature*, 121(3048):501, 1928.
- [23] DA Long. The raman effect: a unified treatment of the theory of raman scattering by molecules. 2002. *West Sussex, England: John Wiley & Sons Ltd*, 2002.
- [24] Marcelo A Soto and Fabrizio Di Pasquale. Distributed raman sensing. *Handbook of Optical Fibers*, pages 1–55, 2018.
- [25] Arthur H Hartog. *An introduction to distributed optical fibre sensors*. CRC press, 2017.
- [26] Ji-Xin Cheng and Xiaoliang Sunney Xie. *Coherent Raman scattering microscopy*. CRC press, 2016.
- [27] Mostafa Ahangrani Farahani and Torsten Gogolla. Spontaneous raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature raman remote sensing. *Journal of Lightwave Technology*, 17(8):1379, 1999.

-
- [28] RW Hellwarth. Third-order optical susceptibilities of liquids and solids. *Progress in Quantum Electronics*, 5:1–68, 1977.
- [29] Mario F Ferreira. *Nonlinear effects in optical fibers*, volume 2. John Wiley & Sons, 2011.
- [30] Sunil Pratap Singh, Ramgopal Gangwar, and Nar Singh. Nonlinear scattering effects in optical fibers. *Progress In Electromagnetics Research*, 74:379–405, 2007.
- [31] PC Wait, K De Souza, and TP Newson. A theoretical comparison of spontaneous raman and brillouin based fibre optic distributed temperature sensors. *Optics communications*, 144(1-3):17–23, 1997.
- [32] Tsuneo Horiguchi and Mitsuhiro Tateda. Botda-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using brillouin interaction: theory. *Journal of lightwave technology*, 7(8):1170–1176, 1989.
- [33] Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, and Mitsuhiro Tateda. Distributed-temperature sensing using stimulated brillouin scattering in optical silica fibers. *Optics letters*, 15(18):1038–1040, 1990.
- [34] Keith J Blow and David Wood. Theoretical description of transient stimulated raman scattering in optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(12):2665–2673, 1989.
- [35] Jake Bromage. Raman amplification for fiber communications systems. *Journal of Lightwave Technology*, 22(1):79, 2004.
- [36] FL Galeener, JC Mikkelsen Jr, R.H Geils, and WJ Mosby. The relative raman cross sections of vitreous sio₂, geo₂, b₂o₃, and p₂o₅. *Applied Physics Letters*, 32(1):34–36, 1978.

Capítulo 3

Sistemas RDTS

3.1	Introducción	42
3.2	Raman-OTDR	43
3.2.1	Principio de medida	44
3.2.2	Resolución espacial	46
3.2.3	Resolución en temperatura	47
3.2.4	Frecuencia de repetición	49
3.2.5	Limitaciones	50
3.3	Configuraciones para la medida distribuida con el efecto Raman	50
3.3.1	Configuración de un solo extremo	50
3.3.2	Configuración de dos extremos	53
3.3.3	Configuración solo la componente anti-Stokes	55
3.3.4	Configuración de doble longitud de onda	57
3.4	Métodos para la mejora de los sistemas RDTS	58
3.4.1	Codificación de pulso	59
3.4.2	Mejoras en el transductor	63
3.4.3	Tratamiento de señal	65
3.4.4	Sistemas de alta resolución espacial	69
3.5	Esquemas alternativos	71
3.5.1	ROFDR	72
3.5.2	Rayleigh como referencia en sistemas RDTS	74

3.1. Introducción

En las fibra ópticas, la dispersión espontánea de Raman (**SpRS, Spontaneous Raman Scattering**) se produce como consecuencia de la interacción de la luz incidente con las vibraciones moleculares de los átomos de su núcleo. A partir de esta interacción, se genera un intercambio de energía entre los fotones incidentes y el medio, que se traduce en la aparición de dos nuevas componentes espectrales, Stokes y anti-Stokes, simétricamente separadas de la longitud de onda de la luz incidente. Dado que las vibraciones moleculares son fuertemente dependientes de la temperatura, la intensidad de estas nuevas componentes es inherentemente dependiente de ella. Aprovechando esta dependencia, se puede emplear esta dispersión para realizar medidas distribuidas de temperatura en las fibras ópticas [1, 2].

La expresión analítica que relaciona la intensidad de las dos componentes de la dispersión de Raman con la temperatura viene dada por las siguientes expresiones [3, 4]:

$$I_{AS}(T) = \frac{K_{AS}}{\lambda_{AS}^4} \frac{1}{e\left(\frac{h\nu_{RC}}{kT}\right) - 1} \quad (3.1)$$

$$I_S(T) = \frac{K_S}{\lambda_S^4} \left[\frac{1}{e\left(\frac{h\nu_{RC}}{kT}\right) - 1} + 1 \right] \quad (3.2)$$

donde los subíndices AS y S se refieren a las bandas anti-Stokes y Stokes, respectivamente. Por su parte, los coeficientes K_{AS} y K_S agrupan varios parámetros como, por ejemplo, la sección transversal de las dos bandas, la banda de paso de los filtros utilizados para la detección, la respuesta del fotodetector, etc. El resto de parámetros están definidos en el capítulo 2. En la figura 3.1 (a), se muestra la evolución de la intensidad normalizada ($K_{AS}/\lambda_{AS}^4 = 1$, $K_S/\lambda_S^4 = 1$) de las dos componentes, $I_{AS}(T)$ y $I_S(T)$, con la temperatura para un desplazamiento de $\nu_R = 440 \text{ cm}^{-1}$.

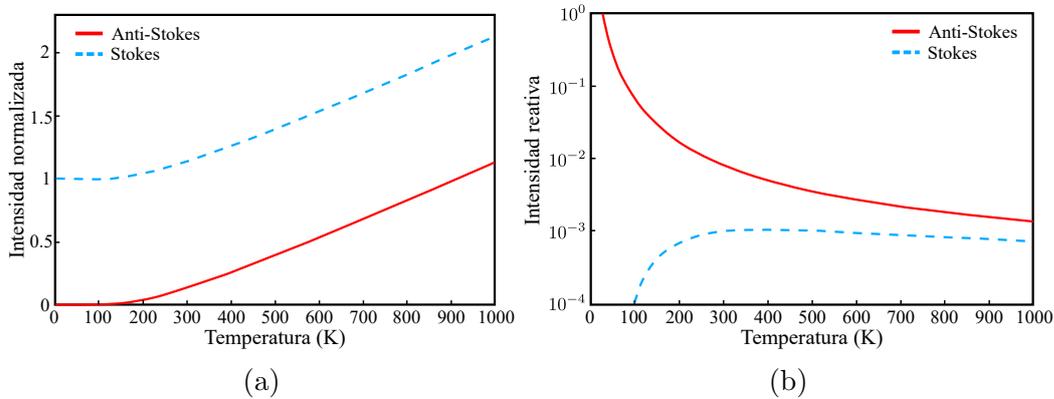


Figura 3.1: (a) Intensidades normalizadas. (b) Sensibilidades de las dos componentes.

Tal y como se puede observar, la intensidad de $I_{AS}(T)$ es aproximadamente una décima parte de $I_S(T)$ a temperatura ambiente, lo que significa que se genera más potencia en la banda Stokes que en la banda anti-Stokes a esta temperatura. Sin embargo, a medida que sube la temperatura, la potencia de la señal anti-Stokes muestra un mayor aumento en comparación con la señal de Stokes. Este hecho se puede mostrar calculando la sensibilidad relativa, ε , de las dos componentes:

$$\varepsilon_{AS/S} = \frac{1}{I_{AS/S}} \frac{dI_{AS/S}}{dT} \quad (3.3)$$

A partir de la expresión anterior, se puede estimar la evolución de la sensibilidad de las componentes (figura 3.1 (b)) en el rango $0 - 1000 K$ ($-273, 15$ a $726, 85$ °C). Como se puede apreciar, la sensibilidad de la componente anti-Stokes es aproximadamente 9 veces mayor que la sensibilidad de la componente Stokes a temperatura ambiente ($0.83\%/K$ frente a $0.096\%/K$). Además, se puede observar que, mientras la sensibilidad de la señal S se mantiene prácticamente constante para temperaturas por encima de $300 K$ ($26, 85$ °C), la sensibilidad de la señal AS cae según aumenta la temperatura. No obstante, y a pesar de la fuerte caída, la sensibilidad de la componente anti-Stokes se mantiene mayor que la sensibilidad de la señal Stokes en todo el rango.

A continuación, se analizan las técnicas y configuraciones comúnmente empleadas para aprovechar esta fuerte dependencia de la SpRS con la temperatura para la realización de medidas distribuidas en fibra óptica y los mecanismos desarrollados para mejorar las prestaciones de los sistemas para la medida distribuida de temperatura basados en este efecto .

3.2. Raman-OTDR

La mayoría de los sistemas comerciales actuales basados en el efecto Raman utilizan el principio de medida basado en la reflectometría óptica en el dominio del tiempo (**OTDR, Optical Time-Domain Reflectometry**) como método de interrogación para la obtención del perfil de temperatura a lo largo de la fibra a medir [5]. Esta técnica fue desarrollada casi simultáneamente por dos grupos de investigación independientes: Barnosky y Jensen por una parte [6] y Personick por otra [7]. Este último fue quien formuló, por primera vez, la expresión analítica de las señales recibidas.

La técnica OTDR se usó inicialmente en el campo de las telecomunicaciones ópticas para el control de calidad y la búsqueda de defectos en las instalaciones ópticas midiendo el perfil de atenuación de las fibras ópticas empleadas [8, 9]. Para la realización de estas medidas, se combina este principio con las señales retrodispersadas por la dispersión Rayleigh, efecto que proporciona información sobre la atenuación en todo el enlace de fibra [10]. En cambio, para la medida distribuida de temperatura, esta técnica se combina normalmente con la dispersión Raman [1, 2]. A continuación, se van a analizar los principales parámetros de esta técnica y como se extrae el perfil

de temperatura a partir de las señales retrodispersadas por el efecto Raman en fibra óptica.

3.2.1. Principio de medida

Raman-OTDR (**ROTDR**) es una técnica que consiste en interrogar la fibra a medir, lanzando pulsos ópticos cortos y de alta potencia, pero sin sobrepasar el umbral del efecto SRS definido previamente. A medida que avanza el pulso por la fibra, pierde potencia debido a los diversos mecanismos de atenuación presentes en la fibra e interactúa con las moléculas que componen su núcleo. Como consecuencia de esta interacción, se va generando la dispersión Raman en todas las direcciones y una pequeña fracción de esta luz dispersada cae dentro del ángulo de aceptación de la fibra, y por lo tanto, se captura y se guía hacia atrás hacia el extremo donde se lanzó el pulso [4]. Las señales espontáneas retrodispersadas por el efecto Raman se detectan en función del tiempo y, finalmente, se reconstruye el perfil de temperatura en función de la distancia. Dado que en cada posición de la fibra se produce la dispersión, el proceso de medida se considera distribuido [10].

Como la señal de bombeo, la señales retrodispersadas detectadas sufren también la atenuación intrínseca de la fibra, mostrando un decaimiento exponencial con la distancia. Sin embargo, en este caso, la constante de decaimiento de la intensidad de las señales retrodispersadas incluye el valor de la atenuación en la longitud de onda de bombeo y su valor en las longitudes de onda de cada componente, debido a la propagación de ida y vuelta [4, 10]. La figura 3.2 muestra un esquema del principio de medida del método ROTDR.

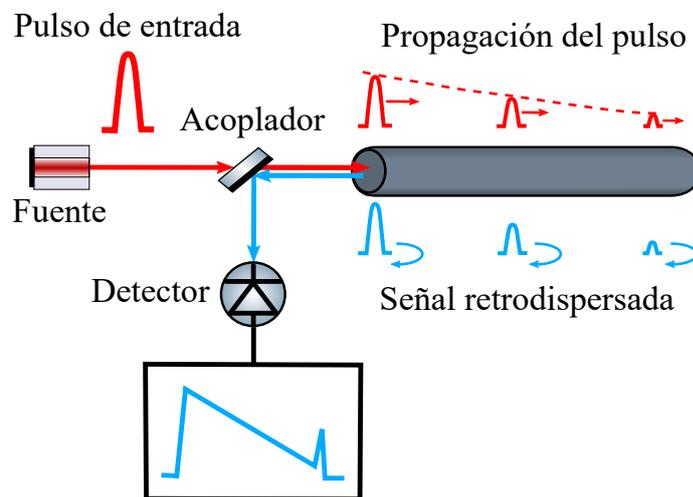


Figura 3.2: Principio de medida de la técnica ROTDR.

Como en cualquier sistema OTDR, la información espacial se obtiene del tiempo transcurrido desde el lanzamiento del pulso en la entrada de la fibra ($z=0$) hasta llegar a una posición z y recorrer el camino inverso. Así, sabiendo el tiempo t donde se ha

tomado la muestra de la señal retrodispersada, la posición z donde se ha generado el efecto se puede deducir a partir de la siguiente expresión [10, 11]:

$$z = \frac{t \cdot c}{2n} \quad (3.4)$$

El factor $1/2$ es debido al doble trayecto del pulso, de la entrada de la fibra hasta la posición z y de la posición z hasta la entrada de la fibra [5, 12].

Además de las pérdidas intrínsecas de la fibra, la componente anti-Stokes de la dispersión Raman se ve afectada, también, por otros factores como, por ejemplo, pérdidas locales (como fusiones, conectores y pérdidas por curvatura) y fluctuaciones eventuales de la potencia del láser de bombeo. Estas causas pueden inducir un sesgo en todo el perfil de temperatura medido (figura 3.3).

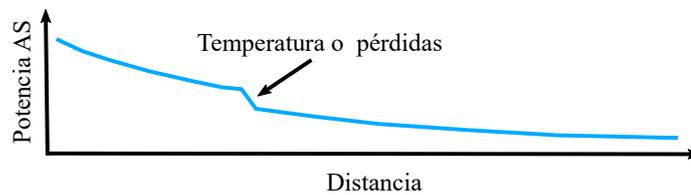


Figura 3.3: Problema de usar solo la componente anti-Stokes.

Por esta razón, no se suele utilizar esta componente sola, sino que se usa, normalmente, la otra componente (Stokes) para normalizarla y evitar así malinterpretar una variación local, producida por uno de los factores antes mencionados, en la potencia de la señal AS como cambio en temperatura [1]. A partir de las ecuaciones 3.1 y 3.2 el cociente, $R(T)$, entre las dos componentes se puede definir como:

$$R(T) = \frac{I_{AS}(T)}{I_S(T)} = \frac{K_{AS}}{K_S} \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_{AS}} \right)^4 e^{-\frac{h\nu_R c}{kT}} \quad (3.5)$$

Usando esta última relación, y tal y como se realizó con las intensidades de las dos componentes de la dispersión de Raman, se estima la evolución del cociente $R(T)$ y su sensibilidad relativa en función de la temperatura. La siguiente figura muestra dicha evolución en el rango 0 a 1000 K.

Como se puede apreciar, la relación entre las dos componentes aumenta según lo hace la temperatura, ya que, las dos componentes tienen la misma tendencia (figura 3.1). En cuanto a la sensibilidad relativa, se puede observar que su valor cae según aumenta la temperatura. A modo ilustrativo, la sensibilidad de la relación a temperatura ambiente es aproximadamente de $0,74\%/K$ y baja hasta $0,18\%/K$ a la temperatura de $320^\circ C$. Esta caída es producida principalmente por la tendencia de la sensibilidad de la componente anti-Stokes. Finalmente, cabe destacar que, aunque la sensibilidad relativa de $R(T)$ es menor que la de $I_{AS}(T)$ en todo el rango, su uso como alternativa a emplear solo la componente anti-Stokes para determinar la temperatura, proporciona grandes ventajas que le ha convertido en una opción de uso común en los sistemas ROTDR.

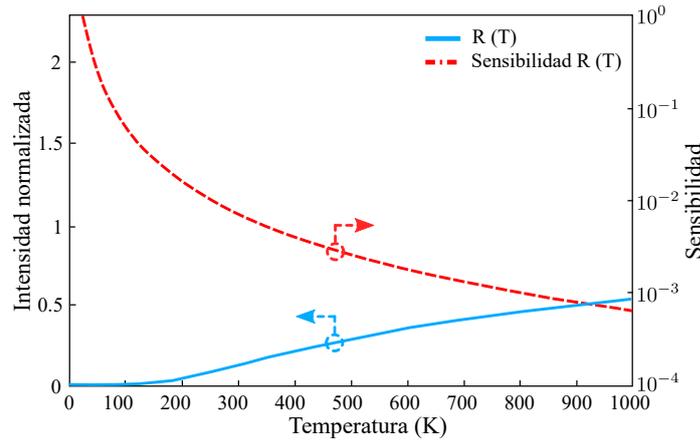


Figura 3.4: Ratio $R(T)$ entre las dos componentes de la dispersión Raman y su sensibilidad relativa.

3.2.2. Resolución espacial

Uno de los aspectos más importantes de los sistemas ROTDR es su capacidad de ubicar eventos a lo largo de la fibra con un alto grado de exactitud. A esta capacidad de resolución en distancia se le denomina resolución espacial y establece la longitud mínima de fibra necesaria para detectar cualquier variación de temperatura. La anchura del pulso, la dispersión de la fibra, el tiempo de respuesta del fotodetector, el ancho de banda del circuito de amplificación y la tasa de conversión del convertidor analógica-digital (**ADC, Analog-to-Digital Converter**) determinan dicha resolución [11]:

$$\Delta z = \sqrt{\Delta z_{pulso}^2 + \Delta z_{ADC}^2 + \Delta z_{amp}^2} \quad (3.6)$$

Si las resoluciones tanto del convertidor ADC, como del amplificador son suficientemente pequeñas como para despreciarlas frente a la resolución del pulso, y, en el supuesto de usar fibras monomodo o fibras multimodo en distancias cortas, donde se puede despreciar la dispersión de la fibra, la resolución total del sistema queda limitada solo por la anchura del pulso [11]:

$$\Delta z = \Delta z_{pulso} = \frac{\tau_w c}{2n} \quad (3.7)$$

donde τ_w es la anchura del pulso y c es la velocidad de la luz en el vacío. De esta manera, para obtener una resolución espacial de 1 m, resolución comúnmente utilizada en la mayoría de las aplicaciones prácticas, se necesitan pulsos con una duración de $\tau_w = 10$ ns. En el caso de usar fibras multimodo, especialmente las de salto de índice, esta resolución se puede conseguir solo en los primeros kilómetros de fibra. A medida que aumenta la longitud de detección, el efecto acumulado de la dispersión modal tanto en el pulso como en las señales retrodispersadas perjudica la resolución espacial. En consecuencia, el uso de este tipo de fibras se limita a distancias de detección pequeñas. En el supuesto de distancias grandes y pequeñas resoluciones espaciales,

hay que recurrir a fibras monomodo o, en su defecto, a multimodo de índice gradual (si existen limitaciones en la **SNR (Signal-to-Noise Ratio)**, por ejemplo) para mitigar el impacto de la dispersión modal.

De forma experimental, la resolución espacial de un sistema **DTS (Distributed Temperature Sensing)**, se determina por la longitud de fibra necesaria para que se pueda detectar un cambio conocido de la temperatura. Se puede considerar, por ejemplo, el criterio de 10% al 90% [13]. Así, para detectar un cambio de $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, se calcula la distancia en la cual la temperatura medida ha pasado de $2.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $22.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. La figura 3.5 muestra un ejemplo de medida experimental de la resolución espacial:

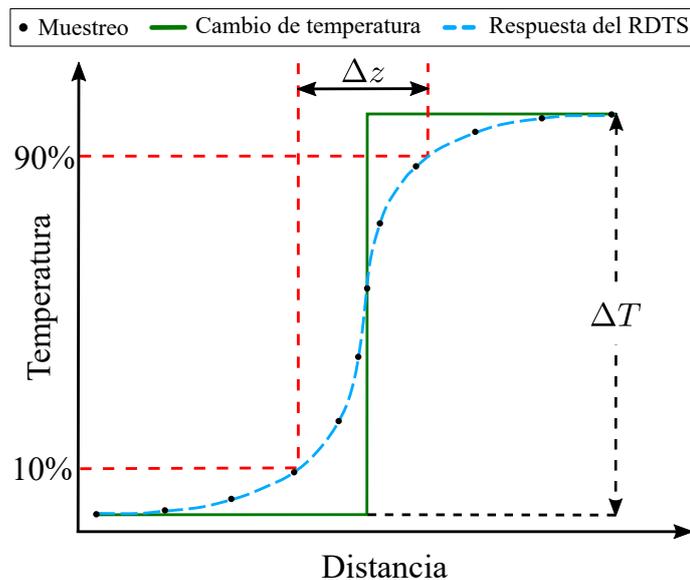


Figura 3.5: Resolución espacial en los sistemas ROTDR.

3.2.3. Resolución en temperatura

La baja potencia que se genera en la dispersión Raman (del orden de unos pocos nW [14]) combinada con la atenuación intrínseca de la fibra que sufren las señales al viajar por ella, conducen a trazas con amplitudes muy bajas. Dado que la resolución en temperatura está estrictamente relacionada con la SNR, rangos de detección muy grandes implican, generalmente, una SNR baja, sobre todo al final de la fibra de detección, lo que conlleva a bajas resoluciones en temperatura.

Para una distancia de detección dada y una vez que se utiliza la potencia de pico máxima de bombeo permitida (sin llegar a la potencia umbral de la SRS), una opción simple para aumentar la SNR de las trazas medidas, y por lo tanto para mejorar la resolución en temperatura, es utilizar pulsos más largos. De esta manera, la intensidad de las señales retrodispersadas aumenta, y por consiguiente, la SNR lo hace también. Este procedimiento, sin embargo, perjudica la resolución espacial del sistema. Otra alternativa comúnmente usada para mitigar el impacto del ruido

en las trazas y aumentar la SNR sin deteriorar la resolución espacial, es adquirir y promediar una gran cantidad de trazas.

Teniendo en cuenta que el ruido del sistema está dominado por el ruido gaussiano aditivo, promediar varias medidas, conduce a una reducción de la potencia del ruido, lo que hace que la SNR se incremente y, por lo tanto, se obtienen unas resoluciones en temperatura pequeñas. Sin embargo, esta técnica implica aumentar mucho el tiempo de medición, ya que al hacer N medidas, la potencia del ruido se reduce un factor de $1/N$ pero el tiempo total de medición aumenta linealmente con N .

Para explicar el efecto de promediar varias medidas sobre la potencia del ruido, se considera que el perfil de temperatura medido $T'(z)$ a lo largo de la fibra difiere del perfil verdadero $T(z)$ debido al ruido en el receptor. Por lo tanto, este perfil medido se puede expresar como [15]:

$$T'(z) = T(z) + e \quad (3.8)$$

donde e es la amplitud del ruido en la medida. La varianza de esta medida, y por lo tanto la potencia del ruido, es $\langle [T(z) - T'(z)]^2 \rangle = \langle e^2 \rangle = \sigma^2$. Si se hacen N medidas y se supone que el ruido no está correlacionado y su media es cero, entonces el valor medio de $T'(z)$ es:

$$\langle T'(z) \rangle = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N T'_i(z) \right\rangle = \langle T(z) + \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N e_i \rangle = T(z) \quad (3.9)$$

y su varianza es:

$$\langle [T'(z) - T(z)]^2 \rangle = \left\langle \left[T(z) + \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N e_i - T(z) \right]^2 \right\rangle = \frac{1}{N^2} \left\langle \left[\sum_{i=0}^N e_i \right]^2 \right\rangle = \frac{\sigma^2}{N} \quad (3.10)$$

Por lo tanto, la potencia del ruido en las medidas se reduce un factor $1/N$ y su amplitud $1/\sqrt{N}$. Por ejemplo, promediar 10000 trazas conduce a una mejora de SNR de 100 veces (20 dB), pero aumenta el tiempo total de medida 10000 veces. La figura 3.6 ilustra el efecto en el ruido de promediar muchas medidas. Como se puede ver, para obtener SNR mayores, se debe promediar un número significativamente mayor de trazas, no obstante, esto conlleva a tiempos de medición muy largos que podrían alcanzar niveles inaceptables para algunas aplicaciones.

Otras alternativas para mejorar la resolución en temperatura se detallaran más adelante, donde se introduce alguna variante en el esquema de montaje tradicional o se procesan las señales adquiridas. En estos esquemas se intenta mejorar la resolución ya sea aumentando la SNR o tratando de mejorar la resolución mediante la corrección del error que se podía haber cometido por la variación de la atenuación.

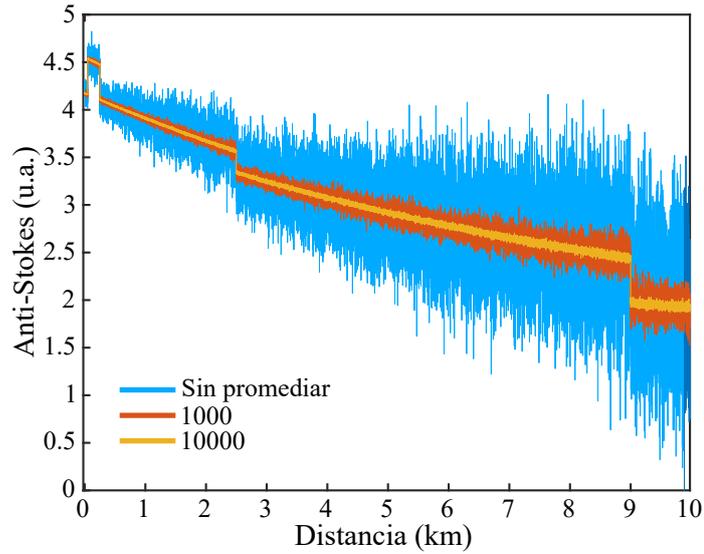


Figura 3.6: Reducción de ruido promediando varias medidas.

3.2.4. Frecuencia de repetición

El rango del sensor o la longitud máxima de fibra de detección que se puede medir, dicta la tasa máxima de repetición del pulso o la frecuencia máxima de repetición. Este es un parámetro que se define por el tiempo que hay que dejar transcurrir entre dos pulsos seguidos para evitar su superposición antes de que la longitud íntegra de la fibra (L_f) sea completamente interrogada. Este tiempo viene dado por el tiempo que tarda la luz en recorrer dos veces la longitud de la fibra, ya que, hay que dejar tiempo suficiente para que el pulso llegue al final de la fibra y que los fotones dispersados en este punto lleguen al extremo de lanzamiento.

Si t_1 es el tiempo que tarda el pulso en llegar al final de la fibra y t_2 es el tiempo que tarda la luz dispersada al final de la fibra en llegar al inicio de la misma, entonces:

$$t_1 = t_2 = \frac{L_f}{v} = \frac{nL_f}{c} \quad (3.11)$$

En consecuencia, el tiempo mínimo que hay que esperar entre dos pulsos seguidos viene dado por la suma de los dos tiempos, t_1 y t_2 . La frecuencia máxima de repetición, por lo tanto, se puede calcular como [16, 17]:

$$f_R = \frac{1}{t_1 + t_2} = \frac{c}{2nL_f} \quad (3.12)$$

A modo de ejemplo, para monitorizar una fibra de 10 km de longitud, el tiempo entre pulsos debe ser mayor que 100 ms, por lo que, la frecuencia de repetición debe ser menor que 10 KHz.

3.2.5. Limitaciones

Existen algunas limitaciones que hay que tener en cuenta a la hora de diseñar los sistemas distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman. Por ejemplo, la anchura espectral del láser que genera el pulso que se usa para excitar la dispersión espontánea de Raman, viene limitada por la dispersión estimulada de Brillouin. La SBS provoca un decaimiento adicional de la potencia de la señal de bombeo, ya que, si el pulso tiene anchura pequeña ($\leq 0.1 \text{ nm}$ [18]) una parte importante de la potencia del pulso de bombeo se convierte en la onda contrapropagante de Stokes del efecto Brillouin y no se aprovecha para la generación de la dispersión Raman. Por lo tanto, hay que recurrir a fuentes de luz con anchura espectral suficientemente grande para despreciar el efecto de la SBS [4, 18]. Si se usa un láser con anchura espectral menor que 0.1 nm , la potencia máxima del pulso no puede superar el umbral de activación de la dispersión estimulada de Brillouin, definida previamente en el capítulo 2.

Otra limitación importante, y que ya se ha mencionado anteriormente, es la relacionada con la potencia que se puede usar para la interrogación. Como se puede observar en las expresiones analíticas de las señales retrodispersadas de Raman, su potencia es directamente proporcional a la potencia de la señal de bombeo. Esto implica que, para mejorar el rendimiento del sistema, aumentando la potencia de la señal de Raman, se debe aumentar la potencia de la señal de bombeo. Sin embargo, el umbral de potencia de la dispersión estimulada de Raman establece el límite de la potencia del pulso lanzado en la fibra, ya que el efecto SRS provoca distorsión en las señales espontáneas retrodispersadas de Raman [19, 20].

Cuando se sobrepasa la potencia umbral de la generación de la SRS, se genera por estimulación la banda Stokes y, por lo tanto, parte de la potencia de la señal de bombeo se transfiere a esta banda. Como resultado, se genera un nuevo pulso en la longitud de onda de la banda Stokes que viaja con el pulso de bombeo. Parte de este pulso nuevo vuelve hacia atrás, por la retrodispersión de Rayleigh, sumando una contribución artificial a la señal Stokes generada espontáneamente. Lo que conlleva, en el caso de usar esta banda para la determinación de la temperatura, un sesgo en la medida. Incluso si no se usa la componente Stokes en el sistema, la SRS limita la potencia que se puede lanzar, porque la potencia de bombeo se convierte en potencia de Stokes, reduciéndose la potencia en la señal anti-Stokes [4]. A medida que se reduce la duración del pulso, la potencia de bombeo permisible aumenta debido al efecto de la distancia walk-off, como se ha explicado en el capítulo anterior.

3.3. Configuraciones para la medida distribuida con el efecto Raman

3.3.1. Configuración de un solo extremo

La configuración de un extremo es la más utilizada en los sistemas **RDTS (Raman Distributed Temperature Sensor)** estándar y en la que solo se necesita un extremo para interrogar la fibra [5]. En dicha configuración, los pulsos de bom-

beo se lanzan desde un extremo de la fibra de detección ($z = 0$), y la luz Raman retrodispersada espontánea se detecta desde el mismo extremo de la fibra. En esta configuración se usa, normalmente, la componente Stokes para normalizar la traza anti-Stokes. El cociente, $R(z)$, entre las potencias de las dos componentes se puede reescribir como [21–23]:

$$R(z, T) = \frac{P_{AS}(z, T)}{P_S(z, T)} = C_R(z) e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} \quad (3.13)$$

Agrupando varios factores como la diferencia de la responsividad del fotodetector a las dos longitudes de onda, λ_{AS} y λ_S , el cociente entre ambas longitudes de onda, $(\lambda_S/\lambda_{AS})^4$, y otros parámetros como los detallados en el capítulo anterior en una constante, $C_R(z)$.

En la figura 3.7 se muestra un esquema genérico de sistemas RDTS basados en este enfoque. Como se ha descrito anteriormente, se lanzan pulsos ópticos de corta duración y de alta potencia (ya sea usando un láser pulsado o una fuente de luz trabajando en onda continua modulada externamente y que generalmente necesita amplificación) en la fibra a medir a través de un circulador o un acoplador óptico. La luz dispersada generada a lo largo de la fibra y guiada hacia su entrada se envía a filtros ópticos que sirven, por un lado, para separar la dispersión Raman de las otras dispersiones (Rayleigh y Brillouin) y, por otro lado, para separar las dos componente de dicha dispersión. Finalmente, las señales filtradas son detectadas por fotodiodos, que, típicamente, son fotodiodos de avalancha (**APD, Avalanche PhotoDiode**) de bajo ruido y de alta sensibilidad ya que la potencia de las señales fotodetectadas es muy pequeña (60-70 dB por debajo de los niveles de potencia pico utilizados [14]). Las señales de salida del APD se muestrean utilizando un sistemas de conversión analógico-digital de alta resolución seguido por una unidad de procesamiento para su tratamiento. También existe la posibilidad de emplear un solo fotodetector; sin embargo, se requiere el uso de un conmutador óptico para seleccionar alternativamente las señales AS y S, en una configuración similar a la multiplexación en el dominio del tiempo [24]. Con este método, no obstante, el sistema pierde robustez, ya que se pierde la posibilidad de la supresión instantánea de cualquier posible fluctuación independiente de la temperatura en las señales retrodispersadas. Por ejemplo, la posibilidad de eliminar las posibles fluctuaciones instantáneas de la potencia del láser.

Manteniendo un tramo de la fibra de detección a una temperatura de referencia conocida, se consigue cancelar el efecto producido por el término $C_R(z)$. El cociente P_{AS}/P_S en este tramo tiene la siguiente expresión:

$$R(z, T_{ref}) = C_R(z) e^{\frac{-h\Delta v}{kT_{ref}}} \quad (3.14)$$

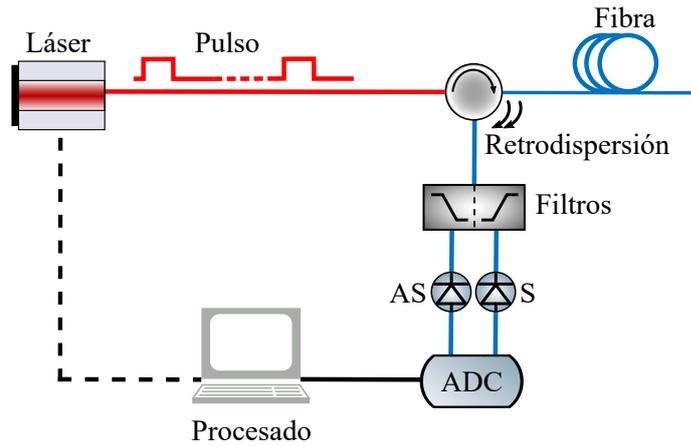


Figura 3.7: Esquema típico de sistemas RDTS en la configuración de un solo extremo.

Haciendo el cociente entre $R(z, T)$ y $R(z, T_{ref})$:

$$\frac{R(z, T)}{R(z, T_{ref})} = \frac{e^{-\frac{h\Delta v}{kT}}}{e^{-\frac{h\Delta v}{kT_{ref}}}} = e^{\frac{-h\Delta v}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}} \right)} \quad (3.15)$$

A partir de esta última expresión se puede obtener el perfil de la temperatura en función de la distancia, de la forma [23]:

$$T(z) = \frac{1}{\frac{1}{T_{ref}} - \frac{k}{h\Delta v} \ln \left[\frac{R(z, T)}{R(z, T_{ref})} \right]} \quad (3.16)$$

En esta ecuación, se ha asumido que la atenuación de la fibra es igual en la longitud de onda de anti-Stokes y de Stokes y que no varía a lo largo de la fibra, $\alpha_{AS}(z) = \alpha_S(z)$. Una suposición que puede ser válida en los casos en los que la longitud de la fibra sea lo suficientemente corta. En sistemas en los que la distancia de detección es muy grande o se usan fibras especiales como sensores, hay que tener en cuenta esta variación, y no se puede considerar que $\alpha_{AS} = \alpha_S$, ya que el error acumulado debido a la variación empieza a tener valores significantes. Por eso, hay que volver a calcular la expresión de la temperatura, incluyendo este efecto [25]:

$$R(z, T) = \frac{P_{AS}(z, T)}{P_S(z, T)} = C_R(z) e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} e^{-(\alpha_{AS} - \alpha_S)z} \quad (3.17)$$

El perfil de temperatura, $T(z)$, en estos supuestos tiene la siguiente expresión:

$$T(z) = \frac{1}{\left[\frac{1}{T_{ref}} - \frac{k}{h\Delta v} \ln \left[\frac{R(z, T)}{R(z, T_{ref})} \right] \right] + (\alpha_{AS} - \alpha_S)z} \quad (3.18)$$

Además, si se considera que la atenuación no va a ser constante en toda la longitud de la fibra si no que cambia debido, por ejemplo, a la curvatura que sufre la fibra en algunos tramos, $T(z)$ tendrá la siguiente expresión [12, 26]:

$$T(z) = \frac{1}{\left[\frac{1}{T_{ref}} - \frac{k}{h\Delta v} \ln \left[\frac{R(z, T)}{R(z, T_{ref})} \right] \right] + \int_0^z [\alpha_{AS}(z) - \alpha_S(z)] dz} \quad (3.19)$$

Por lo tanto, para determinar la temperatura con esta última expresión, es necesario conocer previamente el perfil de la atenuación de la fibra en las dos longitudes de onda.

3.3.2. Configuración de dos extremos

Con esta configuración se pretende anular los errores de medida producidos por la diferencia entre la atenuación que sufre la señal Stokes y la anti-Stokes (las dos longitudes de onda están separadas 2 veces el desplazamiento Raman, $\Delta f = 13.2 THz$, por lo tanto, tienen diferente atenuación) y las posibles variaciones que puede tener a lo largo de la fibra. El esquema de esta configuración es similar al de la figura 3.7, solo que en este caso, se introduce un conmutador entre la fibra y el circulador, de forma que se pueda elegir el extremo donde se lanza el pulso. En un periodo se lanza un pulso por un extremo de la fibra, y al igual que en la configuración de un solo extremo, se obtiene la relación entre las potencias anti-Stokes y de referencia en la dirección hacia adelante $R_{For}(z, T)$. En el otro periodo se lanza otro pulso por el otro extremo y se calcula la relación hacia atrás $R_{Back}(z, T)$. En el caso de utilizar la traza de Stokes como referencia, esto lleva a [25, 27]:

$$R_{For}(z, T) = C_R^{For}(z) e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} e^{-\int_0^z \Delta\alpha(z') dz'} \quad (3.20)$$

$$R_{Back}(z, T) = C_R^{Back}(z) e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} e^{-\int_z^L \Delta\alpha(z') dz'} \quad (3.21)$$

donde $C_R^{For}(z)$ y $C_R^{Back}(z)$ son constantes que tienen en cuenta los mismos efectos que en la configuración de un extremo y denotan la dirección de propagación hacia adelante y hacia atrás, respectivamente. Después, se calcula la media geométrica, $R_{Loop}(z, T)$, de estas dos relaciones:

$$R_{Loop}(z, T) = \sqrt{R_{For}(z, T) \cdot R_{Back}(z, T)} = \sqrt{C_R^{For}(z) \cdot C_R^{Back}(z)} e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} e^{-\Delta\alpha \frac{L}{2}} \quad (3.22)$$

El perfil de temperatura se puede estimar, entonces, a partir de esta última ecuación como [5, 25]:

$$T(z) = \frac{1}{-\frac{k}{h\Delta v} \ln \left[\frac{R_{Loop}(z, T)}{\sqrt{C_R^{For}(z) \cdot C_R^{Back}(z)}} \right] + \Delta\alpha \frac{L}{2}} \quad (3.23)$$

En la ecuación 3.23 se puede observar que la temperatura sigue dependiendo del valor de la atenuación de la fibra a las longitudes de onda de las dos componentes Raman. Aunque esta dependencia ahora es constante para cualquier posición de fibra (se ha anulado la dependencia de las atenuaciones con la distancia). Sin embargo, variaciones temporales de las atenuaciones, como los que se producen en fibras recubiertas de metal, por ejemplo, pueden llevar a cometer errores en la determinación de la temperatura.

Otra alternativa para solventar el problema de la diferencia de atenuación a las dos longitudes de onda y las posibles variaciones que puede tener a lo largo de la fibra, se describe en el trabajo [26]. Usando la misma configuración, la técnica se basa en medir, primero, el perfil de la diferencia de atenuación entre las dos señales en toda la fibra $\int_0^z (\alpha_{AS} - \alpha_S) dz = \int_0^z \Delta\alpha(z) dz$, para usar, posteriormente, este valor medido para estimar el perfil de temperatura $T(z)$.

La diferencia en esta propuesta es que la fibra se coloca de manera que presente simetría con respecto a su punto medio. Por lo tanto, la temperatura en un punto z es igual a la temperatura en el punto $L - z$, esto es $T(z) = T(L - z)$. Por consiguiente, se puede despejar el término $\int_z^{z+\Delta z} \Delta\alpha(z') dz'$ igualando las expresiones del perfil de temperatura cuando el pulso se lanza por un extremo, $T(z)$ y cuando se lanza por el otro $T(L - z)$:

$$\int_z^{z+\Delta z} \Delta\alpha(z') dz' = \frac{\ln [R(z + \Delta z)]_{\rightarrow} - \ln [R(z)]_{\rightarrow} + \ln [R(z)]_{\leftarrow} - \ln [R(z + \Delta z)]_{\leftarrow}}{2} \quad (3.24)$$

En la ecuación 3.24, las flechas indican si la medida es hacia adelante (\rightarrow) o hacia atrás (\leftarrow). Con la ayuda de esta expresión, se mide el valor acumulativo de $\int_z^{z+\Delta z} \Delta\alpha(z') dz'$ a lo largo de toda la fibra, para después estimar el perfil de temperatura, sustituyendo su valor en la ecuación del perfil de temperatura:

$$T(z) = \frac{\gamma}{\ln \left(\frac{P_S}{P_{AS}} \right)_{\rightarrow} + C - \int_0^z \Delta\alpha(z') dz'} \quad (3.25)$$

donde $\gamma = h\Delta v/k$ y C es una constante una vez fijada la longitud de onda, la fibra y el fotodetector. Con esta configuración se pueden solucionar los problemas relativos a la variación de la diferencia de atenuación a lo largo de la fibra. Sin embargo, no se solucionan las posibles variaciones temporales que puede experimentar. Además, se requiere el uso del doble de tramos de fibra para una longitud de detección dada y aumenta al doble el tiempo total de medición.

3.3.3. Configuración solo la componente anti-Stokes

Siguiendo la misma línea de evitar los errores introducidos en las medidas al usar las dos componentes (Stokes y anti-Stokes), otra alternativa es usar solo la componente anti-Stokes para determinar la temperatura [28, 29]. En la implementación de esta técnica en la configuración de un solo extremo [28], se usa un espejo al final de la fibra de detección para que el pulso de bombeo introducido en la fibra genere la señal anti-Stokes dos veces: la que se genera por el avance normal del pulso y la que sale como resultado del avance del pulso reflejado en el espejo. El esquema siguiente muestra una ilustración de la técnica propuesta:

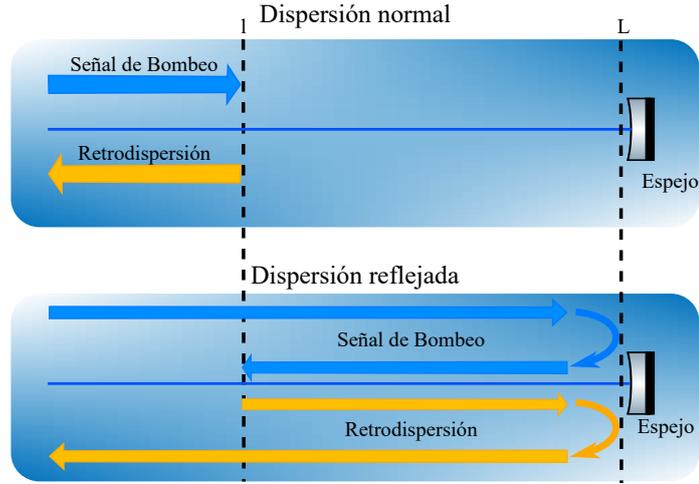


Figura 3.8: Ilustración de la técnica propuesta en [28].

Tal y como se puede observar, al detector le llega la componente anti-Stokes generada por el avance del pulso en el avance normal del pulso (de la entrada de la fibra al espejo) en un tiempo $0 \leq t \leq 2L/n$, y la señal anti-Stokes generada por el pulso reflejado (desde el espejo a la entrada de la fibra) en $2L/n \leq t \leq 4L/n$. La señal retrodispersada en la dirección normal, P_{AS_N} y la señal reflejada retrodispersada, P_{AS_R} , se puede expresar como [28]:

$$P_{AS_N}(z) = C \left[e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} - 1 \right]^{-1} e^{-\int_0^z (\alpha_P(z') + \alpha_{AS}(z')) dz'} + D \quad (3.26)$$

$$P_{AS_R}(z) = CR_P R_{AS} \left[e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} - 1 \right]^{-1} e^{-\int_0^L (\alpha_P(z') + \alpha_{AS}(z')) dz'} e^{-\int_z^L (\alpha_P(z') + \alpha_{AS}(z')) dz'} + D \quad (3.27)$$

siendo D una constante que tiene en cuenta la corriente de oscuridad del fotodetector y R_P y R_{AS} son las reflectividades del espejo a las longitudes de onda de la señal de bombeo y la de anti-Stokes, respectivamente. Con las dos señales de anti-Stokes detectadas se estima el perfil de temperatura con un procedimiento similar a los sistemas convencionales:

$$T(z) = \frac{\gamma}{\ln \left(\frac{P_{AS_f}(z_0)}{P_{AS_f}(z)} \left(e^{\frac{h\Delta v}{kT_0}} - 1 \right) + 1 \right)} \quad (3.28)$$

donde $P_{AS_f}(z) = \sqrt{(P_{AS_N}(z) - D) - (P_{AS_R}(z) - D)}$ y $P_{AS_f}(z_0)$ es su valor en el tramo de referencia. A partir de la ecuación 3.28 se ha calculado el perfil de temperatura en 4 km de fibra para demostrar la viabilidad del método. Con esta técnica se ha obtenido una resolución en temperatura de 3 °C con una resolución espacial de 5 m (pulsos de 50 ns), haciendo el promediado de 10000 medidas y tras someter un tramo de fibra de 200 m a varias temperaturas.

Como desventajas del uso de esta técnica se puede mencionar la disminución de la frecuencia de repetición ya que hay que esperar un tiempo igual a $4L/n$ para lanzar el siguiente pulso, aumentando así el tiempo total de adquisición. Además, se empeora significativamente la SNR total, ya que, la potencia de la señal anti-Stokes generada por el pulso que va desde el espejo a la entrada de la fibra, va a ser muy pequeña en comparación con la generada por el avance normal del pulso.

Por otra parte, en la configuración de dos extremos de esta técnica [29], también se hace uso de solo la componente anti-Stokes para medir la temperatura, con el mismo objetivo que la propuesta anterior, medir con más exactitud la temperatura, ya que se anula el efecto de la diferencia de atenuación de las dos señales S y AS. El esquema utilizado es parecido al descrito en la configuración de dos extremos, donde se introduce un pulso en $z = 0$ en un ciclo y otro en $z = L$ en el siguiente ciclo, alternativamente, para luego calcular la temperatura a partir del cociente entre las dos señales AS, haciendo uso de las siguientes expresiones:

$$P_{AS}^{For}(z) = C_{AS}^{For}(z) \left[e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} - 1 \right]^{-1} e^{-\int_0^z (\alpha_{AS}(z') + \alpha_P(z')) dz'} \quad (3.29)$$

$$P_{AS}^{Back}(z) = C_{AS}^{Back}(z) \left[e^{\frac{-h\Delta v}{kT}} - 1 \right]^{-1} e^{\int_z^L -(\alpha_{AS}(z') + \alpha_P(z')) dz'} \quad (3.30)$$

donde $P_{AS}^{FOR}(z)$ es la potencia de la señal de anti-Stokes cuando se introduce el pulso en $z = 0$, y $P_{AS,BACK}(z)$ es la potencia de la señal cuando se introduce el pulso en $z = L$, $C_{AS}^{For}(z)$ y $C_{AS}^{Back}(z)$ son constantes similares a las descritas anteriormente y

α_{AS} y α_P son las atenuaciones a la longitud de onda de anti-Stokes y a la longitud de onda de la señal de bombeo, respectivamente. Con estas dos expresiones se calcula la media geométrica $P_{AS,LOOP}(z)$ como:

$$P_{AS}^{LOOP}(z) = \sqrt{P_{AS}^{For}(z) \cdot P_{AS}^{Back}(z)} = \frac{C_{AS}^{LOOP}(z)}{h\Delta\nu} e^{-\frac{1}{2} \int_0^L [\alpha_{AS}(z') + \alpha_P(z')] dz'} e^{\frac{kT}{-1}} \quad (3.31)$$

donde:

$$C_{AS}^{LOOP}(z) = \sqrt{C_{AS}^{For}(z) \cdot C_{AS}^{Back}(z)}$$

Tal y como se usa en la técnica RDTS tradicional, se somete un tramo de fibra a una temperatura de referencia conocida, para anular la dependencia de la temperatura del término $C_{AS}^{LOOP}(z)$. Haciendo el cociente entre la potencia de AS en toda la fibra, $P_{AS}^{LOOP}(z, T)$, y la potencia de AS en la zona de referencia, $P_{AS}^{LOOP}(z, T_{Ref})$, el perfil de temperatura, $T(z)$, se puede calcular como:

$$T(z) = \left(\frac{k}{h\Delta\nu} \ln \left[\frac{P_{AS,Ref}^{LOOP}(z, T_{Ref})}{P_{AS}^{LOOP}(z, T)} \left[e^{\frac{h\Delta\nu}{kT_{Ref}(z)} - 1} + 1 \right] \right] \right)^{-1} \quad (3.32)$$

Como se puede observar en ecuación 3.32, el uso de solo la componente anti-Stokes en esta configuración anula la dependencia de la temperatura medida de las pérdidas locales y distribuidas a lo largo de la fibra. Sin embargo, las fluctuaciones de potencia del láser y los cambios en la atenuación de la fibra (con respecto a la calibración inicial) pueden inducir errores en el perfil de temperatura medido final.

3.3.4. Configuración de doble longitud de onda

Como se ha comentado anteriormente, una de las desventajas de usar la configuración de doble extremo, frente a la de un solo extremo, es la necesidad de usar el doble de longitud de fibra para una distancia de detección dada, lo que limita sus rangos de detección. Una alternativa con las mismas ventajas que la configuración de dos extremos pero que necesita solo un extremo para interrogar la fibra, es usar dos láseres de bombeo [30]. En este esquema, las longitudes de onda de los dos láseres están separadas espectralmente de forma que se genera la señal Stokes de un láser en longitud de onda de la señal anti-Stokes del otro. Así, al hacer el cociente entre las dos señales se simplifican todos los efectos generados por la fibra, ya que van a ser iguales.

El esquema de montaje propuesto por esta técnica es similar al de un extremo, salvo por el uso de un conmutador, que con su ayuda se va alternando entre los dos láseres, lanzando el pulso de uno de ellos en cada ciclo. Por ejemplo, en el primer ciclo se lanza el pulso del láser primario (1064 nm) que genera la señal anti-Stokes a

1018.7 nm, y en el segundo ciclo se lanza el pulso del láser secundario (980 nm) que va a generar la señal Stokes a la misma longitud de onda que la señal anti-Stokes generada por el láser primario. La tabla siguiente muestra las longitudes de onda donde se generan las dos componentes por los dos láseres.

Tabla 3.1: Longitudes de onda de AS y S en [30].

Fuente	λ_{AS} (nm)	λ_S (nm)
1064 nm (primario)	1018.7	1109.3
980 nm (secundario)	941.6	1018.4

De esta manera, al usar las dos bandas en la misma longitud de onda, el perfil de atenuación de la banda anti-Stokes de la fuente primaria se corrige con precisión por el perfil de Stokes de la fuente secundaria. El perfil de temperatura se puede estimar utilizando la misma expresión utilizada en la configuración de un solo extremo (ecuación 3.16).

Esta técnica tiene como inconvenientes: el uso de dos fuentes de luz para la interrogación de la fibra y el incremento del tiempo de medición para una resolución dada, ya que se tardará dos veces el tiempo que se tarda en los sistemas RDTS tradicionales para llevar a cabo una medida. Además, el uso de solo la componente anti-Stokes, caracterizada por la baja potencia recibida, acarrea una baja SNR. Este hecho puede suponer problemas a la hora de medir la temperatura con exactitud en distancias largas o fibras especiales con grandes valores de atenuación, como las recubiertas de oro, por ejemplo.

3.4. Métodos para la mejora de los sistemas RDTS

Por todas las ventajas que ofrece el monitorizado distribuido de temperatura y la variedad de campos de aplicación del mismo, los sistemas DTS basados en la dispersión de Raman han sido y siguen siendo objetivo de muchos trabajos de investigación, intentando seguir optimizando sus prestaciones, mejorando alguno de los cuatro criterios que definen su rendimiento: i) resolución espacial, ii) resolución en temperatura, iii) longitud máxima de detección y iv) tiempo total de medición [12]. Estos cuatro criterios están relacionado entre sí y dependen fundamentalmente de la SNR total del sistema. Cualquier aumento en la SNR se puede utilizar para mejorar cualquiera de estos parámetros.

Previamente, se han presentado las modificaciones introducidas en lo que se conoce como arquitectura RDTS convencional, que es la arquitectura que se usó por primera vez para medir distribuidamente la temperatura en fibra y que se basa fundamentalmente en recuperar las dos componentes, Stokes y anti-Stokes, de la dispersión Raman y a partir de ellas calcular el perfil de temperatura. En lo que sigue, se presentarán algunos trabajos que intentan introducir mejoras en los sistemas RDTS, actuando sobre uno o varios elementos del sistema sensor.

3.4.1. Codificación de pulso

En la sección 3.2.3 se ha descrito como se puede mejorar la relación señal ruido con un enfoque simple de promediar un gran número de trazas. No obstante, este procedimiento, aumenta de forma significativa el tiempo total de medición. Otra alternativa para conseguir el mismo objetivo, es aumentar la potencia de las señales retrodispersadas de Raman, lanzando pulsos con mayor energía, es decir, con una mayor duración de pulso y/o una mayor potencia máxima. La potencia máxima del pulso se puede aumentar hasta la aparición de efectos no lineales, que imponen el límite a la potencia de bombeo máxima permitida. Una vez alcanzando este límite, solo se puede aumentar la energía aumentando la duración de los pulsos. Desafortunadamente, pulsos más largos conducen a una degradación de la resolución espacial. Por consiguiente, existe un compromiso entre la resolución espacial y la SNR, parámetro que limita la resolución y la distancia máxima de medición.

Para superar este compromiso, se puede adoptar una técnica de uso común en los sistemas de radar, conocida como la técnica de correlación. La técnica se ha adaptado para su uso en los sistemas RDTS y consiste en lanzar a la fibra de detección una secuencia de pulsos con algunas propiedades particulares, que permiten obtener la respuesta al impulso de la fibra, utilizando algún proceso de decodificación [5, 31]. Este procedimiento permite aumentar la potencia total lanzada a la fibra sin sobrepasar el umbral de activación de los efectos no lineales y, por tanto, permite incrementar la potencia de las señales retrodispersadas sin comprometer la resolución espacial.

El enfoque más simple de aplicar la correlación en los sistemas ROTDR es correlacionar la señal decodificada lanzada a la fibra, $p(t)$, con las trazas retrodispersadas codificadas medidas, $s(t)$ [5, 31, 32]:

$$s(t) * p(t) = [p(t) \otimes r(t) \otimes h(t)] * p(t) = [p(t) * p(t)] \otimes [r(t) \otimes h(t)] \quad (3.33)$$

siendo $r(t)$ la respuesta al impulso del receptor y $h(t)$ la respuesta al impulso de la fibra. Suponiendo una respuesta del receptor lo suficientemente rápida, la respuesta del sistema $h(t)$ puede estimarse con precisión, eligiendo un código cuya autocorrelación se aproxime lo máximo posible a una función delta: $[p(t) * p(t)] \approx \delta$. Sin embargo, el código que se emplea para codificar el pulso que interroga la fibra, ha de tener una función de autocorrelación sin lóbulos laterales, puesto que, estos últimos, introducen distorsiones y superponen la información de las señales retrodispersadas provenientes de diferentes ubicaciones de la fibra. Por consiguiente, las secuencias basadas en códigos pseudoaleatorios y códigos aperiódicos unipolares (combinación de “1”s y “0”s), generalmente, no son suficientes para satisfacer los requisitos de los sistemas ROTDR [5, 31]. El código de Golay, no obstante, usa secuencias bipolares (combinación de “1”s y “-1”s) con lóbulos laterales complementarios que hace que, estos lóbulos se cancelan y el pico de correlación principal se refuerza (figura 3.9). De esta manera, el par de códigos complementarios (A_k y B_k) del código de Golay

cumplen la siguiente expresión [32]:

$$(A_k * A_k) + (B_k * B_k) = 2L\delta_k \quad (3.34)$$

La clave para utilizar la secuencia de Golay para sistemas ROTDR es que la resolución está determinada por el ancho del lóbulo principal de la función de autocorrelación, mientras que la potencia de las señales retrodispersadas, y por consiguiente, la SNR, es proporcional a la longitud de la secuencia. Por lo tanto, la SNR y la resolución espacial están desacopladas y pueden mejorarse de forma independiente.

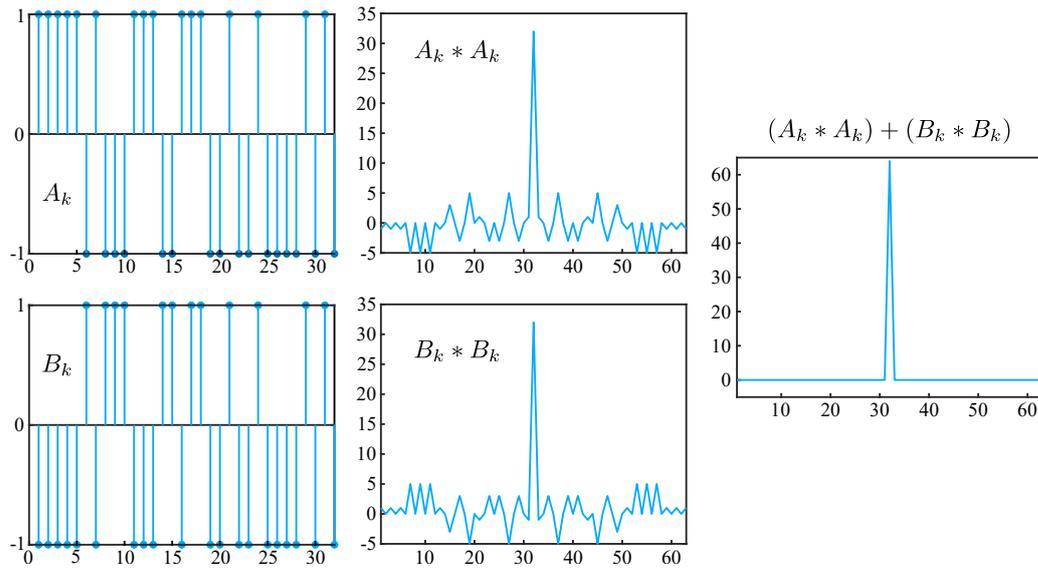


Figura 3.9: Secuencias bipolares del código de Golay y sus funciones de autocorrelación.

La restricción en el uso de las secuencias bipolares del código de Golay en los sistemas ROTDR es la imposibilidad de generar pulsos ópticos con intensidad negativa que corresponden a los bits “-1” de la secuencia. La solución es transmitir dos versiones unipolares de una secuencia bipolar, enviando una secuencia, $u_k^A = 0.5(1 + A_k)$, y su complemento, $\bar{u}_k^A = 0.5(1 - A_k)$ y restando las salidas. Por ejemplo, en lugar de enviar el código “-1”, “1”, se puede enviar un par de códigos unipolares “0”, “1” y “1”, “0” y restarlos para recuperar la secuencia bipolar original [31]. Por lo tanto, el algoritmo completo para implementar las medidas basadas en el código de Golay, es el siguiente [5, 31]:

- Enviar las cuatro versiones unipolares del par de códigos complementarios y restar las señales retrodispersadas:

$$\begin{aligned} x_k^A &= h_k \otimes u_k^A - h_k \otimes \bar{u}_k^A \\ x_k^B &= h_k \otimes u_k^B - h_k \otimes \bar{u}_k^B \end{aligned} \quad (3.35)$$

- Correlacionar las salidas restadas con la versión bipolar original de la secuencia:

$$\begin{aligned} y_k^A &= x_k^A * A_k \\ y_k^B &= x_k^B * B_k \end{aligned} \quad (3.36)$$

- Los resultados de ambas correlaciones se suman para obtener la respuesta de la fibra:

$$y_k = y_k^A + y_k^B = h_k \otimes A_k * A_k + h_k \otimes B_k * B_k = h_k \otimes [A_k * A_k + B_k * B_k] = 2Lh_k \quad (3.37)$$

Como se puede observar en la ecuación 3.37, la intensidad de la señal estimada, y_k , experimenta una mejora de $2L$. Sin embargo, el proceso de decodificación aumenta el ruido un factor igual a $2\sqrt{L}$ con respecto al ruido obtenido en los sistemas convencionales. De esta manera, la mejora neta en la SNR proporcionada por este método (denominada ganancia de codificación) es igual a \sqrt{L} . No obstante, como se interroga la fibra con 4 secuencias unipolares, en los sistemas convencionales se podría haber hecho 4 promedios, lo que significaría reducir el ruido un factor de 2. Por lo tanto, la mejora real en la SNR que se puede conseguir con esta técnica es de $\sqrt{L}/2$.

Esta técnica tiene una gran desventaja que la convierte en un método de difícil implementación en sistemas prácticos. La alta tasa de repetición requerida en los pulsos de bombeo (unos 100 MHz para una resolución espacial del orden de un metro) no se puede lograr con los láseres de alta potencia que se usan normalmente en los sistemas ROTDR, que se caracterizan fundamentalmente por tener una tasa de repetición máxima de algunos cientos de kHz [14]. Para superar esta limitación y hacer que la codificación de pulso sea compatible con los láser pulsados de alta potencia y baja de repetición, se recurre al uso de códigos cíclicos para interrogar la fibra [14, 33, 34].

El principio básico de los códigos cíclicos es interrogar periódicamente la fibra bajo prueba con un patrón de pulsos múltiples con período de repetición de la secuencia completa igual al tiempo de ida y vuelta del pulso en la fibra. De esta manera, la secuencia del código se distribuye longitudinalmente a lo largo de toda la fibra de detección, con un tiempo de bit inversamente proporcional a la longitud del código [5]. La duración del pulso se mantiene en 10 ns para garantizar la resolución espacial del orden de un metro y la potencia máxima se puede establecer cerca del umbral de la aparición de los efectos no lineales.

En el proceso de interrogación de la fibra, se genera periódicamente un patrón binario $P = p_0, \dots, p_{M-1}$, de M bits con $p_j = 0, 1$ para $j = 0, \dots, M - 1$, con una tasa de repetición adecuada para distribuir de forma equidistante estos bits a lo largo de toda la fibra. Al principio de cada intervalo, se envía un pulso a la fibra si el bit correspondiente del patrón P es 1. Finalmente, la adquisición de las señales retrodispersadas se divide en M intervalos consecutivos, correspondientemente al patrón de M bits generado anteriormente. La figura 3.10 muestra un ejemplo de

las trazas retrodispersadas resultantes de un patrón binario $P = 0, 1, 1, 1, 0, 1, 0$ de $M = 7$ bits [33]:

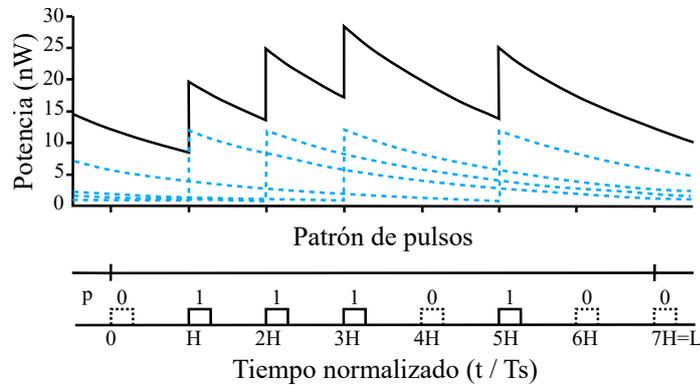


Figura 3.10: Ejemplo de las trazas retrodispersadas resultantes de un patrón binario empleado en los códigos cíclicos [33].

A partir de la figura 3.10, se puede observar que cada traza adquirida, y , en un instante de muestreo dado es debida a la contribución de la traza de la señal retrodispersada originada por el pulso lanzado a la fibra en el intervalo j y en los $M - 1$ intervalos anteriores. Por lo tanto, la traza detectada, y , esta relacionada con la de respuesta de la fibra a un único pulso (la respuesta que se debe determinar), x , de la siguiente manera [14, 33]:

$$y[i + jH] = \sum_{k=0}^{M-1} p_{|j-k|M} x[i + jH] \quad (3.38)$$

siendo i y j los índices asociados con el instante de muestreo y H es el número de puntos de muestreo dentro de un intervalo M .

Para la implementación de la técnica, se introducen algunos cambios en la arquitectura tradicional de los sistemas ROTDR (figura 3.7), añadiendo un modulador acusto-óptico justo antes del circulador. Este modulador se controla por algún generador de disparos que se encarga de filtrar el pulso si el bit correspondiente del código es igual a 0, o lanzarlo a la fibra si el bit es 1. La mejora de la SNR lograda con esta configuración, está relacionada con los M intervalos y viene dada por la siguiente relación [34]:

$$C_{gain} = \frac{M + 1}{2\sqrt{M}} \quad (3.39)$$

Para verificar el rendimiento del uso de códigos cíclicos para la mejora en los sistemas ROTDR, en el trabajo [34] se ha aplicado esta técnica a dos fibras monomodo, una de 26 km y otra de 58 km. La tabla 3.2 muestra un resumen de los resultados que se han obtenido.

Tabla 3.2: Resultados obtenido de aplicar la técnica de códigos cíclicos para dos fibras en [34].

L. Fibra	R. espacial	R. temperatura	t. medición	N° bits	C_{gain}
26 km	1 m	3 °C	30 s	71	6.3 dB
58 km	2 m	4 °C	5 min	1023	12.04 dB

3.4.2. Mejoras en el transductor

Como se ha mencionado anteriormente, las bajas potencias de las señales retrodispersadas de la dispersión Raman combinado con la limitación existente en la potencia de bombeo permitida, conllevan a una baja SNR de los sistemas distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman. En función del tipo de fibra empleada como transductor, el rendimiento de estos sistemas viene limitado por algunos factores característicos de cada fibra. En las fibras monomodo, el bajo umbral de la aparición de los efectos no lineales, hace que la SNR obtenida en los sistemas que emplean este tipo de fibra sea muy baja, lo que puede perjudicar la resolución en temperatura. Por otro lado, las fibras multimodo caracterizadas por el alto umbral de no linealidad, tienen como factor limitante la dispersión intermodal, un parámetro que recorta el rango máximo de detección a 10 km, aproximadamente [35]. Aunque su impacto se puede mitigar parcialmente mediante el uso de fibras multimodo de índice gradual, la resolución espacial alcanzable aún es limitada [36].

Como solución intermedia entre las dos tipos de fibra, se ha propuesto recientemente emplear fibras de pocos modos (**FMF, Few Mode Fiber**) para mejorar las prestaciones de los sistemas RDTS [37–39]. Las fibras FMF son fibras multimodo que solo admiten un número relativamente pequeño de modos guiados, que en algunos casos no superan los 2 modos.

La operación de modo cuasi-único (**QSM, Quasi-Single Mode**) en estas fibras permite el uso de una mayor potencia de bombeo (en comparación con las fibras SMF) antes de alcanzar el umbral de la aparición de los efectos lineales en la fibra. Además, como las fibras FMF solo admiten unos pocos modos espaciales con el diseño adecuado, se puede suprimir el acoplamiento entre el modo fundamental y los modos de orden superior [40]. Al excitar solo el modo fundamental en las fibras FMF, el deterioro de la resolución espacial causado por la dispersión modal (el principal factor perjudicial en los sistemas basados en fibras MMF) se puede aliviar en las fibras FMF operando en QSM [41]. Por lo tanto, el empleo de estas fibras permite combinar las ventajas de los dos tipos de fibra estándar, aumentando la potencia máxima de bombeo, por un lado, y, mitigando los efectos de dispersión intermodal, por otro.

Con el objetivo de comprobar las prestación de las fibras FMF para su uso como transductores en los sistemas RODTR, en la tabla 3.3 se resumen las principales características de las fibras FMF empleadas en el trabajo [37] y una comparación con una fibra monomodo estándar.

Tabla 3.3: Parámetros de las fibras usadas en el trabajo [37].

Tipo de fibra	Perfil	D.N ¹ (μm)	A_{eff} ² ($\mu^2\text{m}$)	α_{AS} (dB/km)	P_{th} (W)	Pérdidas por fusión (dB)
SMF	S.I.	8	80	0.296	2.1	–
2 modos FMF	I.G.	16.35	106	0.345	6.8	0.6
4 modos FMF	S.I.	20.6	190	0.434	14.2	3.2

¹ D.N: Diámetro Núcleo, ² A_{eff} : Área Efectiva

Como se puede observar en la tabla, al aumentar el diámetro nominal del núcleo, y, por consiguiente el área efectiva, la potencia máxima permitida aumenta, tal y como se puede deducir de la expresión de la potencia umbral de la dispersión SRS (ecuación 2.43). Este hecho acarrea el incremento de la potencia de las señales retrodispersadas y, en consecuencia, mejora la SNR del sistema. La figura 3.11 muestra la traza de la componente Stokes, manteniendo las tres fibras a temperatura ambiente y usando una potencia de bombeo ligeramente inferior al umbral de SRS de la fibra FMF de 4 modos. Se puede apreciar como se distorsionan las señales Stokes recuperadas por las fibras SMF y FMF de 2 modos por el efecto de la dispersión SRS, lo que llevaría a errores en la estimación de la temperatura. En la FMF de 4 modos, en cambio, la señal medida muestra el decaimiento característico de la dispersión espontánea de Raman.

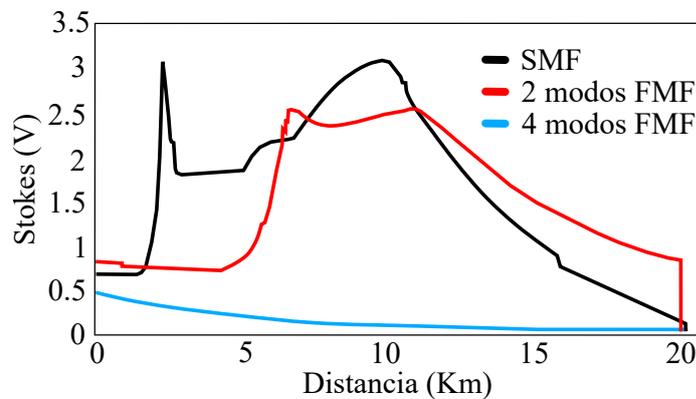


Figura 3.11: Señal Stokes retrodispersada adquirida para diferentes fibras de detección en [37].

Otro enfoque para mejorar las prestaciones de los transductores utilizados normalmente en los sistemas RDTS es, por ejemplo, el uso de fibras con múltiples núcleos (**MCF, Multicore Optical Fiber**). Esta clase de fibras pueden resolver el problema de congestión y posicionamiento cuando se requiere la instalación de muchas fibras en espacios reducidos. En el uso de las fibras MCF para la medida distribuida, solo hay que solventar los problemas relacionados con las conexiones entre dichas fibras y las fibras individuales para acoplar las señales dentro y fuera de la MCF [42].

No obstante, la ventaja más destacada del empleo de este tipo de fibras es la disposición de varios tipos de fibra para llevar a cabo distintas medidas de distintos parámetros de forma simultánea usando un único cable, lo que simplifica de forma considerable el proceso de instalación. Generalmente, se hace uso de diferentes procesos físicos para realizar medidas híbridas de distintas magnitudes al mismo tiempo. A modo de ejemplo, se puede mencionar el uso de estas fibras para la realización de medidas de *strain* y temperatura empleando los efectos Raman y Brillouin [43] o su uso para llevar a cabo la detección acústica y de temperaturas distribuidas basándose en las dispersiones de Rayleigh (**DAS, Distributed Acoustic Sensing**) y de Raman [44]. Asimismo, este tipo de fibras puede servir para implementar la configuración de doble extremo sin la necesidad de tener acceso a los dos extremos [45]. En este sentido, se puede emplear fibras con dos núcleos e integrar algún dispositivo, como por ejemplo, lentes de índice gradual con un recubrimiento de alta reflectividad al final de la fibra. De este modo, se puede guiar la luz de un núcleo a otro al final de la fibra, formando así, un bucle con los dos núcleos. En el extremo de entrada, se usa un divisor (**Fan-out**) de dos núcleos entre la fibra multinúcleo y dos fibras multimodo estándar, para conmutar entre los dos núcleos de la fibra MCF. Estas fibras de doble núcleo son fáciles de implementar y muy útiles cuando el espacio de instalación es reducido, ya que, evitan doblar la fibra, eliminando así la probabilidad de su rotura y reduciendo las atenuaciones por curvatura.

Otra mejora que se puede introducir en las fibras transductoras es incrementar su capacidad de empleo en ambientes hostiles, corrosivos y/o de muy alta temperatura, empleando revestimientos especiales de fibra. Este tipo de fibras y su implementación como sensores se desarrollará con más detalle en el capítulo 5.

3.4.3. Tratamiento de señal

Para superar el compromiso entre el tiempo de medición y promediar un gran número de trazas para reducir el impacto del ruido presente en las señales retrodispersadas de la dispersión Raman, en las últimas décadas se han propuesto nuevas técnicas avanzadas basadas en el uso de métodos de procesamiento digital de señal para mejorar el rendimiento de los sistemas ROTDR sin aumentar el tiempo total de medida.

El método más sencillo para llevar a cabo esta tarea es el de aplicar un filtro digital de paso bajo a las trazas medidas, especialmente, cuando el ancho de banda eléctrico de las medidas es mayor que el ancho de banda definido por las señales. Un ejemplo de estos filtros es el filtro Savitzky-Golay, que es un filtro de respuesta finita al impulso (**FIR, Finite Impulse Response**). La idea fundamental de este filtro se basa en ajustar un polinomio local de grado k con los $2n + 1$ puntos vecinos que rodean cada punto de los datos adquiridos (con $n \geq k$) utilizando el método de mínimos cuadrados (**LSE, Least Square Error**) [46]. Después del ajuste, se reemplaza cada punto a suavizar por el valor del polinomio en este punto. Un ejemplo de ajuste polinomial del filtro Savitzky-Golay se muestra en la figura 3.12. Este filtro es comúnmente utilizado debido a su efectividad en reducir el ruido sin penalizar

en exceso la resolución espacial, que normalmente se perjudica con la aplicación de otros filtros de paso bajo, como los basados en la media o mediana [31].

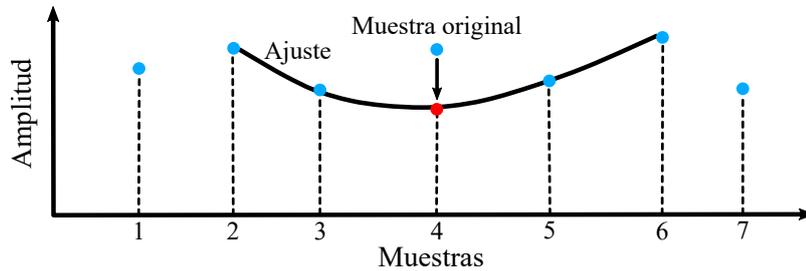


Figura 3.12: Ajuste polinómico del algoritmo de filtrado Savitzky-Golay.

El nivel de reducción del ruido con este filtro se determina eligiendo el grado del polinomio a ajustar. Un polinomio de grado bajo reduce de manera efectiva el ruido pero, a cambio, deteriora la resolución espacial del sistema. En contraste, emplear polinomios de alto grado, no afecta la resolución espacial, pero es menos efectivo en eliminar el ruido, lo que empeora la precisión de las medidas. Asimismo, el tamaño de la ventana empleada para el ajuste afecta al ruido y a la resolución espacial: cuanto mayor es la ventana más eficiente es el filtro en eliminar el ruido a costa de degradar la resolución espacial y viceversa.

Aunque la técnica de filtrado mejora significativamente la relación SNR, es poco preferible ya que compromete la resolución espacial de las medidas. Por eso, se recurre a técnicas de procesamiento de señal más avanzadas, que logran mejoras importantes en la SNR, sin perjudicar las características de las señales procesadas [47–49]. Un ejemplo de uso extendido de estos métodos para la eliminación de ruido en los sistemas ROTDR, es la transformada wavelet [50–52]. Esta transformada es análoga a la transformada de Fourier, donde la señal se descompone en versiones escaladas y desplazadas de la wavelet original (o madre). La gran diferencia es que, al contrario de la transformada de Fourier, en este análisis no se pierde la información del tiempo en el dominio transformado. Este hecho, la convierte en una herramienta adecuada para analizar señales no estacionarias que contienen diferentes componentes frecuenciales que ocurren en diferentes momentos, como es el caso de las señales retrodispersadas de Raman. Aunque se puede emplear en estos casos la transformada de Fourier de tiempo reducido (**STFT, Short-Time Fourier Transform**) [53], para proporcionar información sobre el tiempo y la frecuencia, su resolución frecuencial limitada, determinada por el tamaño de la ventana de análisis, reduce su rendimiento.

El análisis wavelet se basa, al igual que la transformada de Fourier, en aproximar la señal usando la superposición de otras señales. Las wavelets son familias de funciones, $\Psi_{a,b}(t)$, generadas a partir de una única wavelet base, $\Psi(t)$, por dilatación y translación de la misma [51]:

$$\Psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right), \quad a > 0 \quad (3.40)$$

siendo a y b números reales que permiten dilatar y cambiar la posición de la señal en el tiempo, respectivamente. Existen varias familias de wavelets y su elección depende en gran medida de la aplicación y las características requeridas. Las familias más conocidas son: Haar, Daubechies, Symlets, Shannon, etc.

Los productos internos de estas familias con una señal $f(t)$, dan como resultado la transformada wavelet continua de $f(t)$ (**CWT, Continuous Wavelet Transform**):

$$CWT_f(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad a > 0 \quad (3.41)$$

donde $\Psi_{a,b}^*(t)$ denota el complejo conjugado de $\Psi_{a,b}(t)$. El resultado de la operación CWT es un conjunto de coeficientes, $CWT_f(a, b)$, que son funciones de los parámetros a y b . Variando el valor del parámetro a , las wavelets $\Psi_{a,b}(t)$ cubren diferentes rangos de frecuencias: valores altos de a corresponden a frecuencias bajas (escala grande), mientras que valores bajos se corresponden a frecuencias altas (escala pequeña). Cambiar el valor de b desplaza el centro de las wavelets en el tiempo. En la práctica, es costoso calcular los coeficientes wavelet en cada escala posible, por lo que se recurre a discretizar las variables a y b (enteros en potencias de 2). Este tipo de análisis se realiza utilizando la wavelet discreta (**DWT, Discrete Wavelet Transform**) y se define como [50]:

$$DWT_f(j, k) = \frac{1}{\sqrt{|2^j|}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi \left(\frac{t-2^j k}{2^j} \right) dt, \quad a > 0 \quad (3.42)$$

El uso de esta transformada junto con el análisis de multiresolución (**MRA, Multiresolution Analysis**) constituye una potente herramienta, que sirve no solo para la eliminación de ruido sino que ha encontrado aplicabilidad en muchas aplicaciones como, por ejemplo, la detección de discontinuidades, compresión de señal y detección de autosimilitud, etc. El análisis MRA permite descomponer una señal de entrada $f(k)$ en sus componentes de distintas frecuencias y estudiar cada componente a una resolución distinta (a diferente escala). Para ello, se pasa la función $f(k)$ a través de una serie de filtros ordenados de forma piramidal [54]. La figura 3.13 ilustra la estructura piramidal de MRA para obtener las aproximaciones (cA_j) y los detalles (cD_j) después de la descomposición hasta el segundo nivel.

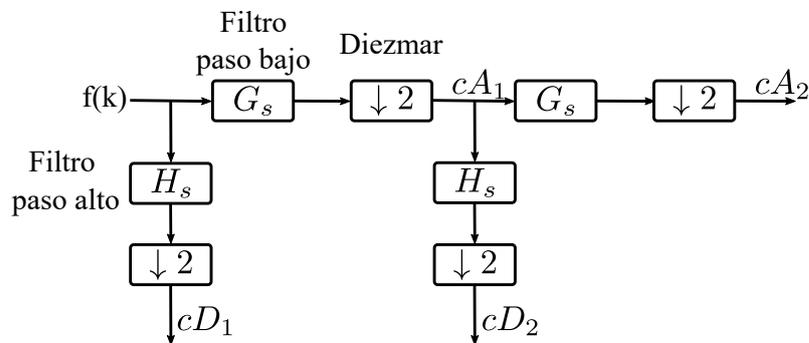


Figura 3.13: Árbol de descomposición de wavelets de 2 niveles.

En las señales generadas por la dispersión Raman, la parte más útil está contenida en frecuencias bajas y medias. Las componentes de alta frecuencia están relacionadas con el ruido. Dicho de otra manera, las componentes del ruido estarán representados por pequeños coeficientes wavelet a pequeñas escalas en el dominio wavelet. Por lo tanto, el proceso de reducción de ruido con esta técnica se lleva a cabo eliminando o reduciendo los coeficientes de wavelet correspondientes al ruido. Una vez eliminado el ruido, se reconstruye la señal a partir de los nuevos coeficientes calculados [50–52].

Otra alternativa para el análisis de señales no estacionarias y, de uso común en aplicaciones biomédicas, es la Descomposición Empírica en Modos (**EMD, Empirical Mode Decomposition**) o su variante EEMD por conjuntos (**EEMD, Ensemble EMD**). Las dos variantes son métodos para la descomposición de señales guiado por los datos y permiten expresarlas como una suma de componentes que reciben el nombre de funciones de modo intrínsecas (**IMFs, Intrinsic Mode Functions**), explotando las características locales temporales y estructurales de los datos [55–57]. Al contrario que los wavelets, que necesitan una elección a priori de la base y requieren cierta experiencia para determinar el nivel de descomposición necesario para una reducción de ruido óptima, la EMD es un método adaptativo que permite la descomposición de la señal sin establecer de antemano el nivel de descomposición. Para llevar a cabo la descomposición, se impone a las componentes IMF dos condiciones: i) la cantidad de extremos (máximos y mínimos) y el número de cruces por cero deben ser iguales o diferir en uno; y ii) la media local, definida como el valor medio de las envolventes superior e inferior, es cero.

En general, las primeras 1-5 IMFs están relacionados con el ruido [56] que corresponden a componentes de alta frecuencia en la señal. Por lo tanto, y siguiendo un procedimiento similar al aplicado en los wavelets, para reducir el ruido presente en las señales usando esta técnica, se aplica algún tipo de filtrado a estas 5 primeras IMFs.

Todos los métodos tratados hasta el momento, se basan en la eliminación del ruido en señales unidimensionales (1D). Sin embargo, existen otros enfoques basados en señales bidimensionales (2D) para explotar los algoritmos desarrollados para el procesamiento de imágenes en la eliminación de ruido y mejorar la relación SNR de los sistemas basados en el efecto Raman [58, 59]. El método consiste en crear matrices bidimensionales a partir de las trazas unidimensionales adquiridas por los sistemas RDTS, de forma que cada fila de la matriz representa una medida independiente (potencia en función de la distancia), para luego procesar toda la matriz como una imagen corrompida por el ruido. En este enfoque, se considera que la temperatura a lo largo de la fibra cambia lentamente, para así, poder aplicar la eliminación de ruido a varias trazas.

En este método, y de forma parecida al caso de señales unidimensionales, el proceso de eliminación de ruido se puede llevar a cabo: i) en el dominio espacial, en el que el procesamiento se aplica directamente sobre los píxeles de la imagen (directamente sobre los datos de las trazas) o ii) en otro dominio después de aplicar alguna transformación a los datos.

En los algoritmos basados en el dominio del espacio, el filtrado de ruido se hace

mediante la convolución de la imagen por un núcleo o máscara (matriz bidimensional pequeña). Un ejemplo simple y fácil de implementar de esta categoría es el filtro de la media, donde el valor de cada pixel se sustituye por la intensidad promedio de los pixeles vecinos. Este proceso suaviza la imagen, eliminando puntos de ruido aislados. A medida que aumenta el tamaño del núcleo, la eliminación del ruido se hace más efectiva, pero también conduce a la eliminación de los detalles de la imagen, perjudicando la resolución espacial de las medidas. En este grupo de técnicas, existe una multitud de algoritmos que pretenden realizar la misma función de eliminación de ruido. Se puede mencionar, por ejemplo, los filtros de mediana, de media geométrica, los filtro gaussianos, u otros más avanzados como el filtro de medias no locales (**NLM, Non-Local Means**).

En el segundo enfoque, la eliminación de ruido se realiza después de aplicar alguna transformación a la imagen. El concepto es similar al utilizado en las señales unidimensionales, donde la imagen se transforma a otro espacio y se eliminan los componentes asociados al ruido y, finalmente, convertir el resultado nuevamente al dominio espacial. Aquí también se pueden emplear los algoritmos descritos anteriormente, como la transformada de Fourier o los wavelets pero en su versión bidimensional. Por ejemplo, en el caso de los wavelets se sigue el mismo proceso que en la eliminación de ruido en señales 1D, donde la imagen se descompone en varios niveles, para después, eliminar o reducir los coeficientes debidos al ruido en cada nivel. Y como se ha mencionado previamente, en la función de base de wavelet, el nivel de umbral y el número de niveles de descomposición tienen un impacto directo en la eficiencia de la eliminación del ruido [58, 60].

3.4.4. Sistemas de alta resolución espacial

En los sistemas de detección distribuida de temperatura basados en el efecto Raman, una vez fijada la máxima potencia de entrada permitida, la potencia de las señales retrodispersadas de la dispersión Raman queda proporcional a la duración de los pulsos: pulsos más largos incrementan la potencia media de la señal de bombeo y, por consiguiente, la potencia de las componentes del efecto Raman. Sin embargo, en los sistemas en los que se requiere resoluciones espaciales pequeñas, la duración de los pulsos debe ser pequeña, lo que provoca que las señales retrodispersadas se vuelven más débiles y, en consecuencia, la relación SNR se degrada significativamente.

En estos sistemas se puede adoptar otro enfoque: la técnica de recuento de fotones (**PC, Photon Counting**) para la medida distribuida de temperatura con altas resoluciones, mediante el efecto Raman. En este método, los fotodetectores APD empleados normalmente en los sistemas RDTS convencionales (figura 3.7) se sustituyen por detectores de un solo fotón. Estos fotodetectores están diseñados para generar un pulso eléctrico cada vez que se detecta un solo fotón y tienen resoluciones temporales del orden de ps , lo que puede permitir resoluciones espaciales de milímetros [4, 61]. Los trabajos publicados usando esta técnica en sistemas ROTDR han demostrado una resolución de aproximadamente 1 cm . [62, 63].

Los detectores de un solo fotón se pueden dividir en los tres siguientes grupos: i) los basados en tubos de vacío, como los tubos fotomultiplicadores (**PMT, PhotoMultiplier Tubes**), ii) los de estado sólido, como los diodos de avalancha de un solo fotón (**SPAD, Single Photon Avalanche Diodes**) y iii) los detectores superconductores, como los detectores de un solo fotón basados en nanocables superconductores (**SNSPD, superconducting nanowire single-photon detectors**) [64]. Los detectores basados en tubos de vacío son los más usados debido a su gran área activa y poco ruido, pero pueden ser voluminosos, requieren altos voltajes de polarización (en el rango de kV) y son sensibles a los campos magnéticos. Además, en el caso de los PMTs, la eficiencia de detección disminuye drásticamente a longitudes de onda superiores a 650 nm , aproximadamente. Los detectores basados en nanocables superconductores son cables extremadamente delgados ($\approx 5\text{ nm} \times 100\text{ nm}$) que se mantienen justo por debajo de su temperatura crítica de superconducción, de forma que, al absorber un fotón, este puede cambiar el estado superconductor del cable a resistivo. Por lo tanto, con la medida de este cambio, se puede detectar la llegada de un solo fotón. Este tipo de fotodetectores tienen bajo ruido y alta eficiencia de detección, sin embargo, por lo general, requieren de criostatos para mantener las bajas temperaturas requeridas, lo que incrementa significativamente el tamaño del sistema de detección. Por último, los detectores de estado sólido son, generalmente, fotodetectores de avalancha polarizados por encima de su voltaje de ruptura. La detección de un fotón en esta condición impulsa el dispositivo a un estado de baja resistencia y alta conducción. Los fotodetectores de este tipo son compactos y requieren bajos voltajes de polarización ($\leq 100\text{ V}$), proporcionando una buena eficiencia de detección a cambio de un mayor ruido [4, 64].

Los sistemas de detección distribuida de temperatura que hacen uso de estos fotodetectores, emplean dos enfoques para su implementación. El primero y mayormente usado es el denominado recuento de un solo fotón basado en la correlación temporal (**TC-SPC, Time-Correlated Single Photon Counting**), en el que la amplitud del pulso de salida del detector no juega ningún papel. Lo que se mide es el tiempo transcurrido desde una referencia, generalmente el lanzamiento del pulso de bombeo, hasta la aparición de la señal de salida del detector (una vez excede un cierto umbral que lo diferencia del ruido). Con estos tiempos de llegada se construye un histograma, donde el eje de abscisas se divide en pequeños intervalos y en el eje “ y ” se representa el número de ocurrencias de cada tiempo medido [65]. En la figura 3.14, se representa el principio de funcionamiento de TC-SPC y en la que se muestra ejemplos de ciclos de detección y el histograma resultante.

A partir del histograma construido, se puede deducir el perfil temporal de la señal que se transforma en un perfil de temperatura espacial a lo largo de la fibra con la ayuda de la velocidad de propagación de la luz en la fibra. El principal inconveniente de esta técnica está relacionado con el recuento de los fotones. La detección de fotón detiene la medición, ya que, el fotodetector solo puede registrar la llegada de un solo fotón por pulso de excitación. Si llegan dos fotones en el mismo periodo, el segundo siempre será desatendido, lo que distorsiona el histograma medido. Por lo tanto, la potencia de la señal de bombeo debe reducirse hasta niveles donde se puede asumir

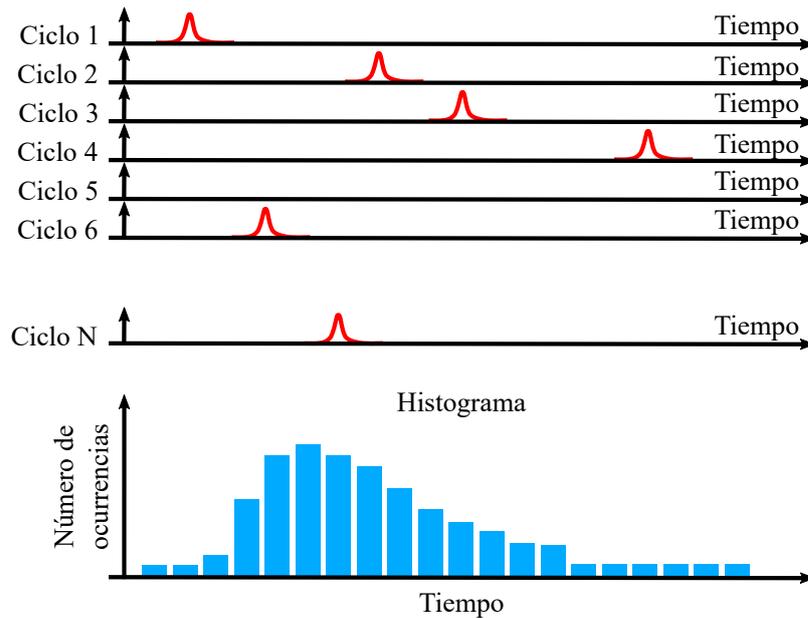


Figura 3.14: Representación del principio de funcionamiento de la técnica TC-SPC.

que la probabilidad de detectar el primer fotón sea igual al comienzo de la fibra que en el extremo final. Este hecho explica, generalmente, las cortas distancias logradas con esta técnica [12, 64].

El segundo enfoque denominado técnica de recuento de múltiples fotones (**Multiphoton timing technique**), viene a solucionar este problema, permitiendo detectar más de un fotón por un pulso de bombeo. El principio básico de esta técnica se basa en iniciar un contador al lanzar el pulso e incrementar su valor periódicamente con una frecuencia dada. Su contenido se muestra cada vez que se detecta un fotón y de ahí se deduce el tiempo de llegada. Finalmente, y tal y como se realiza en TC-SPC, se construye un histograma con los tiempos de llegada de los fotones, para luego transformarlo en un perfil espacial de temperatura. Por ejemplo, en el trabajo [65], emplean esta técnica incrementando el contador a una frecuencia de 250 MHz , lo que permite una resolución temporal de 4 ns , equivalente a una resolución espacial de 40 cm , aproximadamente.

Aunque con esta técnica se supera la restricción de detectar un solo fotón por pulso, existe la limitación impuesta por el tiempo muerto de los fotodetectores (tiempo que se tarda en recuperar el estado anterior a la detección del fotón). Por lo tanto, hay que diseñar el sistema de modo que la probabilidad de llegada de otro fotón durante el tiempo muerto causado por una detección previa sea pequeña, limitando la tasa media de llegada a ≤ 0.1 fotones por cada tiempo muerto [4, 12].

3.5. Esquemas alternativos

Hasta el momento solo se han descrito los sistemas basados en la técnica OTDR y que usan una o las dos componentes de la dispersión espontánea de Raman para

calcular el perfil distribuido de temperatura a lo largo de la fibra. En esta sección se analizan dos alternativas más para medir la temperatura con el efecto Raman. La primera hace uso de la técnica basada en la reflectometría óptica en el dominio de frecuencia (**OFDR, Optical Frequency Domain Reflectometry**) y la segunda aprovecha las grandes potencias restrodispersadas por la dispersión de Rayleigh para normalizar la componente anti-Stokes de la dispersión Raman.

3.5.1. ROFDR

Los sistemas Raman basados en OFDR son muy similares a los sistemas basados en OTDR, pero emplean técnicas de detección en el dominio de frecuencia, en lugar de medir el tiempo, para correlacionar los datos con la longitud de la fibra. Los sistemas ROFDR (**Raman OFDR**) se pueden clasificar en dos principales grupos: i) OFDR coherente (**COFDR, coherent-OFDR**) y ii) OFDR incoherente (**IOFDR, incoherent-OFDR**). En el método de detección coherente, usado generalmente en sistemas basados en la retrodispersión de Rayleigh, la frecuencia de la portadora de un láser sintonizable se barre linealmente y la señal resultante se divide en dos caminos: una parte del haz se usa para interrogar la fibra, mientras que la otra se usa como señal de referencia. La mezcla de la señal retrodispersada con la señal de referencia en el detector produce frecuencias de batido que están relacionadas con la amplitud y fase de la respuesta de la fibra. Sin embargo, debido al gran ancho de banda de las señales retrodispersadas de Raman, este método no se suele aplicar.

Los métodos más utilizados en los sistemas ROFDR, son los basados en el enfoque IOFDR, donde la intensidad de una fuente continua se modula con una onda sinusoidal de amplitud constante y cuya frecuencia se cambia periódicamente en un cierto rango de frecuencias [4, 20, 66]. En la siguiente figura se muestra el esquema básico de esta última técnica.

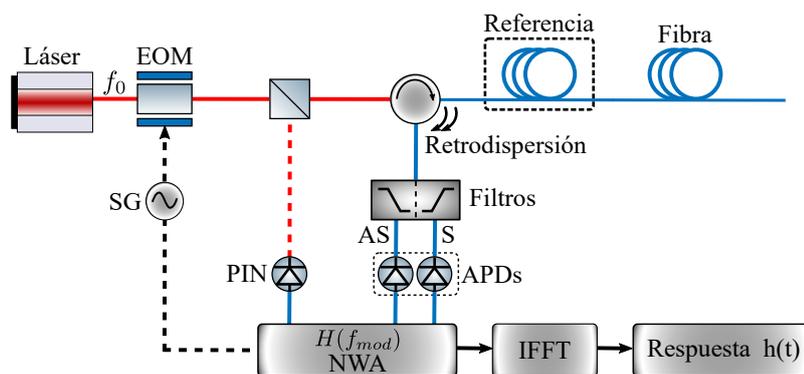


Figura 3.15: Esquema de un sensor de temperatura distribuido de fibra óptica (DTS) basado en IOFDR.

Después de modular en amplitud la señal del láser de bombeo de frecuencia f_0 con una señal sinusoidal mediante un modulador electro-óptico (**EOM, ElectroOptic Modulator**), se lanza a la entrada de la fibra. Una pequeña fracción de la potencia de la señal de bombeo se detecta mediante un fotodiodo PIN. La otra parte del haz

de bombeo se lanza a la fibra a medir. A medida que avanza la señal de bombeo, las señales Stokes y anti-Stokes retrodispersadas se detectan en la entrada de la fibra, para separarse posteriormente mediante filtros ópticos y detectar sus potencias mediante fotodiodos de avalancha. La frecuencia de la señal moduladora se incrementa secuencialmente con incremento fijo Δf_m , y para cada paso y mediante un analizador de redes (**NWA, NetWork Analyzer**) se convierten las señales de salida de los fotodetectores, que son proporcionales a la potencia de la señal óptica modulada, a frecuencias bajas para que luego sean digitalizadas con un ADC. A continuación, estas señales son procesadas calculando y almacenando la amplitud y la fase de las señales retrodispersadas detectadas y la de bombeo en las M frecuencias angulares de modulación ($w_{mod,n} = 2\pi \cdot n \cdot \Delta f_m$ con $n = 0, 1, 2, \dots, M - 1$), para poder determinar la respuesta en frecuencia de la fibra, que luego se transforma al dominio del tiempo para calcular el perfil de temperatura [17, 18].

En estos sistemas, la potencia de la señal de bombeo modulada que se propaga en la fibra se puede expresar como [18]:

$$P_0(z, w_{mod}, t) = \bar{P}_0 + \hat{P}_0(w_{mod,n}) \cos [w_{mod,n}t + \phi_0(w_{mod,n})] \quad (3.43)$$

donde \bar{P}_0 es el valor medio de la señal, $\hat{P}_0(w_{mod,n})$ es la amplitud y $\phi_0(w_{mod,n})$ es la fase inicial. Del mismo modo, las potencias de las señales Stokes y anti-Stokes retrodispersadas detectadas se pueden escribir como:

$$P_{S/AS}(t) = \bar{P}_{S/AS} + \hat{P}_{S/AS}(w_{mod,n}) \cos [w_{mod,n}t + \phi_{S/AS}(w_{mod,n})] \quad (3.44)$$

Tanto las amplitudes $\hat{P}_S(w_{mod,n})$ y $\hat{P}_{AS}(w_{mod,n})$ como las fases $\phi_S(w_{mod,n})$ y $\phi_{AS}(w_{mod,n})$ se ven influenciadas por la distribución de la temperatura y la atenuación de la fibra y son fuertemente dependientes de la frecuencia de modulación. Con los valores de amplitud y fase medidos para cada frecuencia, se determinan las funciones de transferencia de modulación para ambas componentes de la dispersión:

$$H_{S/AS}(w_{mod}) = \frac{\hat{P}_{S/AS}(w_{mod,n})}{\hat{P}_0(w_{mod,n})} e^{j [\phi_{S/AS}(w_{mod,n}) - \phi_0(w_{mod,n})]} \quad (3.45)$$

Luego, se calcula la transformada inversa de Fourier de estas funciones de transferencia para obtener la respuesta temporal de las dos bandas: $h_S(t_q) = IFFT[H_S(w_{mod,n})]$ y $h_{AS}(t_q) = IFFT[H_{AS}(w_{mod,n})]$; donde $t_q = q\Delta t = 2nz_q/c$ con $q = 0, 1, 2, \dots, M - 1$ y $\Delta t = 2n\Delta z/c$ la resolución temporal.

Y como en el caso de la técnica ROTDR, se hace el cociente entre las dos respuestas, pero ahora solo con las partes reales, para hallar el perfil de temperatura a lo largo de la fibra:

$$h_{sens}(z_q) = \frac{Re [h_S(t_q)]}{Re [h_{AS}(t_q)]} e^{(\alpha_S - \alpha_{AS})z_q} \quad (3.46)$$

donde $z_q = q\Delta z$ y Δz es la resolución espacial que viene dada por:

$$\Delta z = \frac{c}{2\pi f_{mod,max}} \quad (3.47)$$

siendo $f_{mod,max}$ la frecuencia máxima de modulación. Si se supone que la potencia no pone ninguna restricción, la longitud máxima de la fibra con esta técnica está limitada por el incremento de modulación, Δf_{mod} , y se puede expresar como [18, 36, 67]:

$$L_{max} = \frac{c}{2\pi\Delta f_{mod}} \quad (3.48)$$

En comparación con los sistemas ROTDR, la técnica ROFDR presenta algunas ventajas que la convierte en una alternativa atractiva para algunas aplicaciones. Se puede mencionar, por ejemplo, el uso de bajas potencias para la interrogación de la fibra y la reducción del tiempo total de medición, ejecutando en paralelo varias mediciones con diferentes frecuencias de modulación. En este sentido, se puede modular el haz de bombeo con una señal que contiene varias componentes frecuenciales y, las respuestas a cada frecuencia se pueden separar por filtrado. Por lo tanto, las funciones de transferencia para las distintas frecuencias de modulación se pueden determinar de forma simultánea. El bajo coste de los componentes del procesado de señal en esta técnica se puede añadir a la lista de las ventajas de esta técnica, ya que no exige tiempos de adquisición y procesado rápidos.

En cambio, este método tiene una serie de desventajas frente a los sistemas ROTDR. El inconveniente principal está relacionado con el uso de fuentes de luz en continua, lo que provoca que la retrodispersión débil en las regiones remotas de la fibra llega al mismo tiempo que la señal retrodispersada al inicio de la fibra con mucho más potencia. Aunque se pueden separar estas señales, la presencia de una señal con mayor potencia produce un ruido en el receptor que puede degradar la SNR de las señales que provienen de regiones más lejanas y, por lo tanto, con menos potencia. Otro factor que tiene en contra esta técnica es el bajo ancho de banda modal de las fibras multimodo, especialmente, en las de salto de índice donde solo llega a unos pocos $MHz \cdot km$, lo que limita la distancia máxima de detección. Finalmente, para grandes distancias de detección el paso frecuencial Δf_{mod} tiene que ser muy pequeño y si se quiere una alta resolución espacial, la frecuencia máxima de modulación tiene que ser grande. Por consiguiente, en sistemas en los que hay que cumplir las dos especificaciones, el tiempo total de adquisición aumenta sustancialmente porque el número de frecuencias a las que hay que interrogar la fibra aumenta significativamente.

3.5.2. Rayleigh como referencia en sistemas RDTS

En todo lo descrito anteriormente, se hace uso de una o las dos componentes de la dispersión Raman para la estimación de la temperatura a lo largo de la fibra a interrogar. Sin embargo, y tal y como se ha mencionado anteriormente, las bajas potencias de las señales retrodispersadas de Raman, han impulsado el desarrollo de nuevos enfoques para mejorar el rendimiento de los sistemas basados en este efecto. En este sentido, algunos trabajos [68–71] han propuesto e implementado otro enfoque para la mejora de la relación SNR, usando la dispersión de Rayleigh para normalizar la componente anti-Stokes de la dispersión Raman. La idea principal detrás de la combinación de los dos efectos es aprovechar la alta potencia que exhiben las señales de Rayleigh (30 dB más grande que las señales Stokes de la dispersión Raman) [5].

Esta mejora en la relación SNR se puede traducir en una mejora de la exactitud de las medidas o en el aumento del rango máximo de detección.

Si se usa la dispersión de Rayleigh en lugar de la componente Stokes de la dispersión espontáneo de Raman, el perfil de temperatura se puede calcular como [67]:

$$T(z) = \left[\frac{k}{h\Delta v} \ln \left(R_0 R^{-1}(z, t) e^{(\alpha_{AS} - \alpha_P)z} \left(e^{\frac{h\Delta v}{kT_0}} - 1 \right) + 1 \right) \right]^{-1} \quad (3.49)$$

donde $R(z, t) = P_{AS}/P_R$ es el cociente entre la potencia de la señal anti-Stokes, P_{AS} , y la señal retrodispersada de Rayleigh, P_R y R_0 es su valor en la zona de referencia. También es posible usar las dispersiones espontáneas de Stokes y Rayleigh. Esta combinación proporciona una mejor SNR de los canales involucrados, pero a cambio se empeora la sensibilidad del sistema.

A parte de la mejora de la SNR mencionada anteriormente, el uso de esta técnica proporciona ciertas ventajas en comparación con los sistemas basados solo en el efecto Raman. A modo de ejemplo, se puede citar que la dispersión de Rayleigh no se ve afectada por la dispersión SRS, lo que permite aumentar la potencia de bombeo sin afectar la precisión de las medidas. Adicionalmente, como con el efecto Rayleigh se generan señales retrodispersadas con mayores potencias, no se hace necesario el uso de fotodetectores de alta ganancia para detectar estas señales, lo que disminuye el ruido total del sistema. Además, como no se usa una de las dos bandas (la banda Stokes en concreto), se puede diseñar el sistema para que la longitud de onda de bombeo y la de anti-Stokes caigan en la región de baja atenuación de la fibra, lo que permite extender más el rango de medición.

Sin embargo, el principal inconveniente de esta técnica es que cualquier reflexión (en conectores, fusiones, etc), pueden producir mediciones defectuosas [4, 67]. Si las reflexiones son altas pueden llegar a saturar el fotodetector y, en consecuencia, distorsionar la medida de todo el tramo después del punto de donde se ha producido la reflexión. Además, aunque la potencia de las señales retrodispersadas de Rayleigh es mucho más alta, esto no introduce la mejora esperada en la precisión de los sistemas basados en esta técnica, ya que las bajas potencias de la componente anti-Stokes limitan la relación SNR total del sistema.

Bibliografía

- [1] JP Dakin, DJ Pratt, GW Bibby, and JN Ross. Distributed optical fibre raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector. *Electronics letters*, 21(13):569–570, 1985.
- [2] AH Hartog, AP Leach, and MP Gold. Distributed temperature sensing in solid-core fibres. *Electronics letters*, 21(23):1061–1062, 1985.
- [3] Derek Albert Long and DA Long. *Raman spectroscopy*, volume 276. McGraw-Hill New York, 1977.
- [4] Arthur H Hartog. *An introduction to distributed optical fibre sensors*. CRC press, 2017.
- [5] Marcelo A Soto and Fabrizio Di Pasquale. Distributed raman sensing. *Handbook of Optical Fibers*, pages 1–55, 2018.
- [6] MK Barnoski and SM Jensen. Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics. *Applied optics*, 15(9):2112–2115, 1976.
- [7] SD Personick. Photon probe—an optical-fiber time-domain reflectometer. *The bell system technical journal*, 56(3):355–366, 1977.
- [8] AJ Rogers. Polarisation optical time domain reflectometry. *Electronics Letters*, 16(13):489–490, 1980.
- [9] Alan J Rogers. Polarization-optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions. *Applied optics*, 20(6):1060–1074, 1981.
- [10] David A Krohn, Trevor MacDougall, and Alexis Mendez. *Fiber optic sensors: fundamentals and applications*. Spie Press Bellingham, WA, 2014.
- [11] Yuan Liu, Tao Lei, Yubin Wei, Zhihui Sun, Chang Wang, and Tongyu Liu. Application of distributed optical fiber temperature sensing system based on raman scattering in coal mine safety monitoring. In *2012 Symposium on Photonics and Optoelectronics*, pages 1–4. IEEE, 2012.

- [12] Gabriele Bolognini and Arthur Hartog. Raman-based fibre sensors: Trends and applications. *Optical Fiber Technology*, 19(6):678–688, 2013.
- [13] Scott W Tyler, John S Selker, Mark B Hausner, Christine E Hatch, Thomas Torgersen, Carl E Thodal, and S Geoffrey Schladow. Environmental temperature sensing using raman spectra dts fiber-optic methods. *Water Resources Research*, 45(4), 2009.
- [14] Marcelo A Soto, Tiziano Nannipieri, Alessandro Signorini, Andrea Lazzeri, Federico Baronti, Roberto Roncella, Gabriele Bolognini, and Fabrizio Di Pasquale. Raman-based distributed temperature sensor with 1 m spatial resolution over 26 km smf using low-repetition-rate cyclic pulse coding. *Optics letters*, 36(13):2557–2559, 2011.
- [15] Michael D Jones. Using simplex codes to improve otdr sensitivity. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(7):822–824, 1993.
- [16] Gunes Yilmaz and Sait Eser Karlik. A distributed optical fiber sensor for temperature detection in power cables. *Sensors and Actuators A: Physical*, 125(2):148–155, 2006.
- [17] Iyad SM Shatarah and R Olbrycht. Distributed temperature sensing in optical fibers based on raman scattering: theory and applications. *Measurement Automation Monitoring*, 63, 2017.
- [18] Mostafa Ahangrani Farahani and Torsten Gogolla. Spontaneous raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature raman remote sensing. *Journal of Lightwave Technology*, 17(8):1379, 1999.
- [19] Alessandro Signorini, Stefano Faralli, Marcelo A Soto, Giovanni Sacchi, Federico Baronti, Roberto Barsacchi, Andrea Lazzeri, Roberto Roncella, Gabriele Bolognini, and Fabrizio Di Pasquale. 40 km long-range raman-based distributed temperature sensor with meter-scale spatial resolution. In *Optical Fiber Communication Conference*, page OWL2. Optical Society of America, 2010.
- [20] Ping Lu, Nageswara Lalam, Mudabbir Badar, Bo Liu, Benjamin T Chorpening, Michael P Buric, and Paul R Ohodnicki. Distributed optical fiber sensing: Review and perspective. *Applied Physics Reviews*, 6(4):041302, 2019.
- [21] F Suárez, JE Aravena, MB Hausner, AE Childress, and SW Tyler. Assessment of a vertical high-resolution distributed-temperature-sensing system in a shallow thermohaline environment. *Hydrology and Earth System Sciences*, 15(3):1081–1093, 2011.
- [22] St Großwig, A Graupner, E Hurtig, K Kühn, and A Trostel. Distributed fibre optical temperature sensing technique—a variable tool for monitoring tasks. In *Proceedings of the 8th international symposium on temperature and thermal measurements in industry and science*, volume 19, page 21, 2001.

-
- [23] Mark B Hausner, Francisco Suárez, Kenneth E Glander, Nick van de Giesen, John S Selker, and Scott W Tyler. Calibrating single-ended fiber-optic raman spectra distributed temperature sensing data. *Sensors*, 11(11):10859–10879, 2011.
- [24] MA Soto, PK Sahu, S Faralli, G Sacchi, G Bolognini, F Di Pasquale, B Nebendahl, and C Rueck. High performance and highly reliable raman-based distributed temperature sensors based on correlation-coded otdr and multimode graded-index fibers. In *Third European Workshop on Optical Fibre Sensors*, volume 6619, page 66193B. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [25] A Fernandez Fernandez, P Rodeghiero, B Brichard, F Berghmans, AH Hartog, P Hughes, K Williams, and AP Leach. Radiation-tolerant raman distributed temperature monitoring system for large nuclear infrastructures. *IEEE transactions on nuclear science*, 52(6):2689–2694, 2005.
- [26] Nick Van De Giesen, Susan C Steele-Dunne, Jop Jansen, Olivier Hoes, Mark B Hausner, Scott Tyler, and John Selker. Double-ended calibration of fiber-optic raman spectra distributed temperature sensing data. *Sensors*, 12(5):5471–5485, 2012.
- [27] Iacopo Toccafondo, Tiziano Nannipieri, Alessandro Signorini, Elisa Guillermain, Jochen Kuhnhehn, Markus Brugger, and Fabrizio Di Pasquale. Raman distributed temperature sensing at cern. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27(20):2182–2185, 2015.
- [28] Dusun Hwang, Dong-Jin Yoon, Il-Bum Kwon, Dae-Cheol Seo, and Youngjoo Chung. Novel auto-correction method in a fiber-optic distributed-temperature sensor using reflected anti-stokes raman scattering. *Optics express*, 18(10):9747–9754, 2010.
- [29] Marcelo A Soto, Alessandro Signorini, Tiziano Nannipieri, Stefano Faralli, Gabriele Bolognini, and Fabrizio Di Pasquale. Impact of loss variations on double-ended distributed temperature sensors based on raman anti-stokes signal only. *Journal of Lightwave Technology*, 30(8):1215–1222, 2011.
- [30] Chung E Lee. Self-calibrating technique enables long-distance temperature sensing. *Laser Focus World*, 43(8):101, 2007.
- [31] Ginu Rajan. *Optical fiber sensors: advanced techniques and applications*. CRC press, 2015.
- [32] Moshe Nazarathy, Steven A Newton, RP Giffard, DS Moberly, F Sischka, WR Trutna, and S Foster. Real-time long range complementary correlation optical time domain reflectometer. *Journal of Lightwave Technology*, 7(1):24–38, 1989.

- [33] Federico Baronti, A Lazzeri, Roberto Roncella, Roberto Saletti, A Signorini, MA Soto, G Bolognini, and F Di Pasquale. Snr enhancement of raman-based long-range distributed temperature sensors using cyclic simplex codes. *Electronics letters*, 46(17):1221–1223, 2010.
- [34] Marcelo A Soto, Tiziano Nannipieri, Alessandro Signorini, Gabriele Bolognini, Fabrizio Di Pasquale, Andrea Lazzeri, Federico Baronti, and Roberto Roncella. Advanced cyclic coding technique for long-range raman dts systems with meter-scale spatial resolution over standard smf. In *SENSORS, 2011 IEEE*, pages 878–881. IEEE, 2011.
- [35] Luc Thévenaz. Review and progress in distributed fiber sensing. In *Optical fiber sensors*, page ThC1. Optical Society of America, 2006.
- [36] Xiaoyi Bao and Liang Chen. Recent progress in distributed fiber optic sensors. *sensors*, 12(7):8601–8639, 2012.
- [37] Meng Wang, Hao Wu, Ming Tang, Zhiyong Zhao, Yunli Dang, Can Zhao, Ruolin Liao, Wen Chen, Songnian Fu, Chen Yang, et al. Few-mode fiber based raman distributed temperature sensing. *Optics express*, 25(5):4907–4916, 2017.
- [38] Meng Wang, Ming Tang, Hao Wu, Songnian Fu, and Deming Liu. Few-mode fiber based raman distributed temperature sensing over 25 km with link optimization and wavelet-denoising. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim*, page s1672. Optical Society of America, 2017.
- [39] Yiping Liu, Lin Ma, Chen Yang, Weijun Tong, and Zuyuan He. Long-range raman distributed temperature sensor with high spatial and temperature resolution using graded-index few-mode fiber. *Optics express*, 26(16):20562–20571, 2018.
- [40] An Li, Yifei Wang, Qian Hu, Di Che, Xi Chen, and William Shieh. Measurement of distributed mode coupling in a few-mode fiber using a reconfigurable brillouin odr. *Optics letters*, 39(22):6418–6421, 2014.
- [41] Ken-ichi Kitayama and Nikolaos-Pantelimon Diamantopoulos. Few-mode optical fibers: Original motivation and recent progress. *IEEE Communications Magazine*, 55(8):163–169, 2017.
- [42] Xiaoguang Sun, Jie Li, David T Burgess, Mike Hines, and Beyuan Zhu. A multicore optical fiber for distributed sensing. In *Fiber Optic Sensors and Applications XI*, volume 9098, page 90980W. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [43] Zhiyong Zhao, Yunli Dang, Ming Tang, Li Duan, Meng Wang, Hao Wu, Songnian Fu, Weijun Tong, Perry Ping Shum, and Deming Liu. Spatial-division multiplexed hybrid raman and brillouin optical time-domain reflectometry based on multi-core fiber. *Optics express*, 24(22):25111–25118, 2016.

-
- [44] Zhiyong Zhao, Yunli Dang, Ming Tang, Liang Wang, Lin Gan, Songnian Fu, Chen Yang, Weijun Tong, and Chao Lu. Enabling simultaneous das and dts through space-division multiplexing based on multicore fiber. *Journal of Light-wave Technology*, 36(24):5707–5713, 2018.
- [45] Xiaoguang Sun, Jie Li, and Michael J Hines. Distributed temperature measurement using a dual-core fiber with an integrated miniature turn-around. In *Fiber Optic Sensors and Applications XIII*, volume 9852, page 98520R. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [46] Abraham Savitzky and Marcel JE Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical chemistry*, 36(8):1627–1639, 1964.
- [47] João Paulo Bazzo, Daniel Rodrigues Pipa, Cicero Martelli, Erlon Vagner da Silva, and Jean Carlos Cardozo da Silva. Improving spatial resolution of raman dts using total variation deconvolution. *IEEE Sensors Journal*, 16(11):4425–4430, 2016.
- [48] Xiang Wang, Tong Liu, and Honghui Wang. Research on noise reduction approach of raman-based distributed temperature sensor based on nonlinear filter. *Open Journal of Applied Sciences*, 9(8):631–639, 2019.
- [49] Honghui Wang, Xiang Wang, Yi Cheng, and Xianguo Tuo. Research on noise reduction method of rdts using d-svd. *Optical Fiber Technology*, 48:151–158, 2019.
- [50] Manoj Kumar Saxena, SDVSJ Raju, R Arya, RB Pachori, SVG Ravindranath, S Kher, and SM Oak. Raman optical fiber distributed temperature sensor using wavelet transform based simplified signal processing of raman backscattered signals. *Optics & Laser Technology*, 65:14–24, 2015.
- [51] Zongliang Wang, Jun Chang, Sasa Zhang, Sha Luo, Chuanwu Jia, Shuo Jiang, Boning Sun, Yongning Liu, Xiaohui Liu, and Guangping Lv. An improved denoising method in rdts based on wavelet transform modulus maxima. *IEEE Sensors Journal*, 15(2):1061–1067, 2014.
- [52] Zongliang Wang, Jun Chang, Sasa Zhang, Sha Luo, Cuanwu Jia, Boning Sun, Shuo Jiang, Yongning Liu, Xiaohui Liu, Guangping Lv, et al. Application of wavelet transform modulus maxima in raman distributed temperature sensors. *Photonic Sensors*, 4(2):142–146, 2014.
- [53] Manoj Kumar Saxena, SDVSJ Raju, R Arya, SVG Ravindranath, S Kher, and SM Oak. Optical fiber distributed temperature sensor using short term fourier transform based simplified signal processing of raman signals. *Measurement*, 47:345–355, 2014.

- [54] Stephane G Mallat. A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation. *IEEE Transactions on Pattern Analysis & Machine Intelligence*, (7):674–693, 1989.
- [55] Manoj Kumar Saxena, SDVS Jagannadha Raju, R Arya, RB Pachori, SVG Ravindranath, S Kher, and SM Oak. Empirical mode decomposition based dynamic error correction in ss covered 62.5/125 μm optical fiber based distributed temperature sensor. *Optics & Laser Technology*, 67:107–118, 2015.
- [56] Liang Pan, Kun Liu, Junfeng Jiang, Chunyu Ma, Miao Tian, and Tiegeng Liu. A de-noising algorithm based on eemd in raman-based distributed temperature sensor. *IEEE Sensors Journal*, 17(1):134–138, 2016.
- [57] You Ping Zhong, Qi Zhang, and Di Zhou. Distributed optical fiber raman signal noise cancellation based on empirical mode decomposition. In *Applied Mechanics and Materials*, volume 198, pages 1621–1626. Trans Tech Publ, 2012.
- [58] Marcelo A Soto, Jaime A Ramirez, and Luc Thevenaz. Intensifying the response of distributed optical fibre sensors using 2d and 3d image restoration. *Nature communications*, 7:10870, 2016.
- [59] Marcelo A Soto, Jaime A Ramírez, and Luc Thévenaz. Reaching millikelvin resolution in raman distributed temperature sensing using image processing. In *Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, volume 9916, page 99162A. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [60] Jean-Luc Starck, Fionn Murtagh, and Jalal M Fadili. *Sparse image and signal processing: wavelets, curvelets, morphological diversity*. Cambridge university press, 2010.
- [61] Ricardo Feced, Mahmoud Farhadiroushan, Vincent A Handerek, and Alan J Rogers. A high spatial resolution distributed optical fiber sensor for high-temperature measurements. *Review of scientific instruments*, 68(10):3772–3776, 1997.
- [62] Michael G Tanner, Shellee D Dyer, Burm Baek, Robert H Hadfield, and Sae Woo Nam. High-resolution single-mode fiber-optic distributed raman sensor for absolute temperature measurement using superconducting nanowire single-photon detectors. *Applied Physics Letters*, 99(20):201110, 2011.
- [63] Shellee D Dyer, Michael G Tanner, Burm Baek, Robert H Hadfield, and Sae Woo Nam. Analysis of a distributed fiber-optic temperature sensor using single-photon detectors. *Optics express*, 20(4):3456–3466, 2012.
- [64] Fabio Acerbi and Matteo Perenzoni. High sensitivity photodetector for photon-counting applications. *Photon Counting: Fundamentals and Applications*, page 39, 2018.

-
- [65] M Höbel, J Ricka, M Wüthrich, and Th Binkert. High-resolution distributed temperature sensing with the multiphoton-timing technique. *Applied optics*, 34(16):2955–2967, 1995.
- [66] K Yüksel, M Wuilpart, and P Mégret. Optical-frequency domain reflectometry: roadmap for high-resolution distributed measurements. In *Proceedings of the IEEE Laser and Electro-Optics Society Symposium-Benelux*, pages 231–234, 2007.
- [67] Emir Karamehmedovic, Palle Jeppesen, Christophe Peucheret, and Anders Overgaard Bjarklev. Incoherent optical frequency domain reflectometry for distributed thermal sensing. 2006.
- [68] Gabriele Bolognini, Jonghan Park, Marcelo A Soto, Namkyoo Park, and Fabrizio Di Pasquale. Analysis of distributed temperature sensing based on raman scattering using otdr coding and discrete raman amplification. *Measurement Science and Technology*, 18(10):3211, 2007.
- [69] Michael V Dashkov and Alexander D Zharkov. Experimental study of low-cost fiber optic distributed temperature sensor system performance. In *Optical Technologies for Telecommunications 2015*, volume 9807, page 98071D. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [70] Arthur H Hartog, Martin P Gold, and Adrian P Leach. Optical time-domain reflectometry, April 18 1989. US Patent 4,823,166.
- [71] Zaixuan Zhang, Ning Guo, Xiangdong Yu, and Xiaobiao Wu. Optimum design of 6-km ld-distributed optical fiber raman photon sensor (dofrps) system. In *Optical and Fiber Optic Sensor Systems*, volume 3555, pages 209–216. International Society for Optics and Photonics, 1998.

Capítulo 4

Comportamiento de fibras en altas temperaturas

4.1	Introducción	85
4.2	Efectos del hidrógeno	87
4.3	Fibras ópticas con núcleo de sílice pura	89
4.4	Fibras ópticas recubiertas herméticamente	91
4.4.1	Cubiertas de carbono	91
4.4.2	Cubiertas de metal	95

4.1. Introducción

Las fibras ópticas son guías de onda dieléctricas que se han desarrollado tan rápidamente durante los últimos años que se han convertido en la columna vertebral de los sistemas de comunicaciones, fundamentales para muchos procedimientos médicos y la base de muchos sensores. Desde la invención del láser (1960), se han sucedido los trabajos e investigaciones para la mejora de sus prestaciones y como resultado, se ha conseguido bajar las pérdidas iniciales reportadas ($\approx 1000 \text{ dB/km}$) a los 0.15 dB/km a 1550 nm actuales [1]. Para lograr estas mejoras, se han estudiado los materiales que cumplan los requisitos esenciales para su óptima fabricación [2]:

- Ser transparentes a unas longitudes de onda determinadas para que la fibra pueda guiar la luz de manera eficiente.
- Permitir la manufacturación de fibras ópticas largas, finas y flexibles.

- Disponibilidad de materiales físicamente compatibles para conseguir índices de refracción ligeramente diferentes para el núcleo y el revestimiento.

Teniendo en cuenta estas condiciones y sus propiedades intrínsecas, el dióxido de silicio sintético amorfo (SiO_2), llamado también sílice fundida, se convirtió en el candidato ideal para la fabricación de fibras ópticas. Entre sus propiedades se pueden destacar las buenas características de transmisión que posee la sílice en un amplio rango de longitudes de onda, con buena transparencia óptica que permite transmitir la luz sobre un amplio rango espectral, desde el infrarrojo (IR) hasta el ultravioleta (UV), ofreciendo pérdidas de absorción y dispersión extremadamente bajas [3]. También se debe mencionar su alta resistencia mecánica contra la tracción e incluso la flexión. Esta resistencia mecánica se puede mejorar aún más con una cubierta de polímero adecuada. Además, las materias primas para la extracción de la sílice así como los materiales utilizados para su dopado son abundantes y económicos. En este sentido, la capacidad de dopar la sílice con varios materiales como, por ejemplo, con el dióxido de germanio (GeO_2) o la alúmina (AlO_3) para aumentar su índice de refracción o reducirlo mediante el flúor (F) o el óxido de boro (B_2O_3), juegan un papel importante en conseguir fibras con muy buenas prestaciones ópticas y mecánicas con costes muy reducidos. Finalmente, el alto punto de fusión de la sílice, alrededor de $1400^\circ C$, permite el uso de las fibras basadas en este material en una gran variedad de aplicaciones y en entornos que pueden llegar a alcanzar los $1000^\circ C$, considerando esta temperatura como el límite operativo debido a los problemas que surgen por la desvitrificación [3].

Atendiendo a su estructura atómica, pese a que la fórmula del dióxido de silicio contiene dos átomos de oxígeno, cuando está en presencia de otras unidades de sílice, cada átomo está rodeado por cuatro oxígenos [4]. De esta forma, la sílice amorfa y el cuarzo cristalino tienen la misma estructura química, un tetraedro con un átomo de oxígeno en cada esquina y un átomo de silicio en el centro, tal y como se muestra en la figura 4.1.

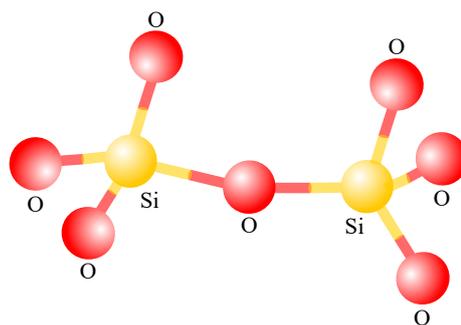


Figura 4.1: Estructura atómica del dióxido de silicio.

Sin embargo, a pesar de presentar la misma estructura, la sílice cristalina (cuarzo) no presenta las mismas propiedades ópticas y de transmisión como las que posee la sílice amorfa. Por lo tanto, se tiene que evitar la cristalización de la sílice en el proceso de fabricación de las fibras, enfriando de forma rápida el SiO_2 desde el

estado líquido. De este modo, se evita que los átomos puedan formar un orden y se “congelan” en una estructura amorfa, dando lugar a una estructura atómica que carece de una disposición sistemática y regular de los átomos en distancias atómicas relativamente grandes. Este hecho, puede causar fluctuaciones de densidad local que provocan un cambio local en el índice de refracción. De lo contrario, si se enfría el SiO_2 lentamente, se formará una de las varias formas cristalinas de SiO_2 con una estructura mucho más ordenada y regular [5].

Por otro lado, a parte de la sílice, existen algunos polímeros que cumplen los requisitos mencionados anteriormente y se emplean para la fabricación de las fibras ópticas de plástico (**POF, Plastic Optical Fiber**). Estas fibras son, generalmente, más baratas y más gruesas que las fibras de sílice y se utilizan con fines de iluminación y para la transmisión de datos de corto alcance ya que sus valores de atenuación y distorsión son sustancialmente mayores que las fibras de sílice [2].

4.2. Efectos del hidrógeno

Las bajas pérdidas que posee la fibra óptica, la han convertido en un elemento fundamental para los sistemas de telecomunicaciones y una alternativa muy atractiva para la tecnología de detección. De hecho, es un elemento indispensable en los sistemas de transmisión de largo alcance, como los sistemas submarinos donde tanto las bajas pérdidas como la fiabilidad a largo plazo que ofrece la fibra son factores importantes. Sin embargo, a principios de 1980, se dieron cuenta de que las pérdidas inducidas por el hidrógeno podrían afectar a este último aspecto. Las fibras expuestas al hidrógeno, incluso a niveles bajos, muestran un aumento de las pérdidas que, en algunos casos, pueden llegar a causar fallo total e irreversible del sistema. Las moléculas de H_2 pueden difundirse al núcleo de la fibra en cuestión de días. En efecto, a temperatura ambiente el H_2 es detectable en el núcleo en aproximadamente un día y las pérdidas alcanzan sus niveles de equilibrio en menos de 2 semanas [6].

Las pérdidas que se relacionan con la difusión del hidrógeno al núcleo de la fibra se pueden clasificar en dos grupos principales: los debidos a las moléculas de H_2 disueltas en la matriz de sílice y los que se deben a la reacción del hidrógeno con las moléculas del núcleo [6–9].

En el primer grupo, los incrementos de pérdida son debidos a las moléculas de H_2 que han conseguido penetrar hasta el núcleo pero que no han reaccionado con las moléculas que lo componen. Este efecto puede ocurrir en cualquier tipo de fibra a base de sílice y depende tanto de su temperatura de trabajo, como de la presión del hidrógeno en su entorno. El efecto de esta difusión es la aparición de nuevos picos de absorción en el espectro, tal y como se muestra en la figura 4.2 (a), donde se comparan los espectros de una fibra monomodo dopada con GeO_2 antes y después de la exposición al hidrógeno a una temperatura de 150 °C durante 3 días [6, 7].

Como se puede ver, la presencia del hidrógeno en el núcleo conlleva a altas pérdidas ópticas en todo el rango espectral y la aparición de varios picos de absorción en la región que se extiende de 1000 a 1700 nm con uno más acusado a 1240 nm y dos de interés en 1590 y 1640 nm, aproximadamente. Estas pérdidas adicionales dependen

directamente de la concentración de H_2 en el núcleo de la fibra que depende, a su vez, de la tasa de difusión al núcleo. Esta tasa de difusión aumenta con la temperatura, pero la fuerza de la absorción disminuye debido a que la solubilidad del H_2 disminuye a medida que se eleva la temperatura. De este modo, la difusión se producirá más rápido pero en menor medida a temperaturas elevadas. Por ejemplo, para una fibra de $125 \mu m$, las pérdidas relacionadas con el hidrógeno molecular alcanzan el 95 % de su nivel de equilibrio en aproximadamente 13 días a $21^\circ C$ o 2 horas a $150^\circ C$ [6, 8].

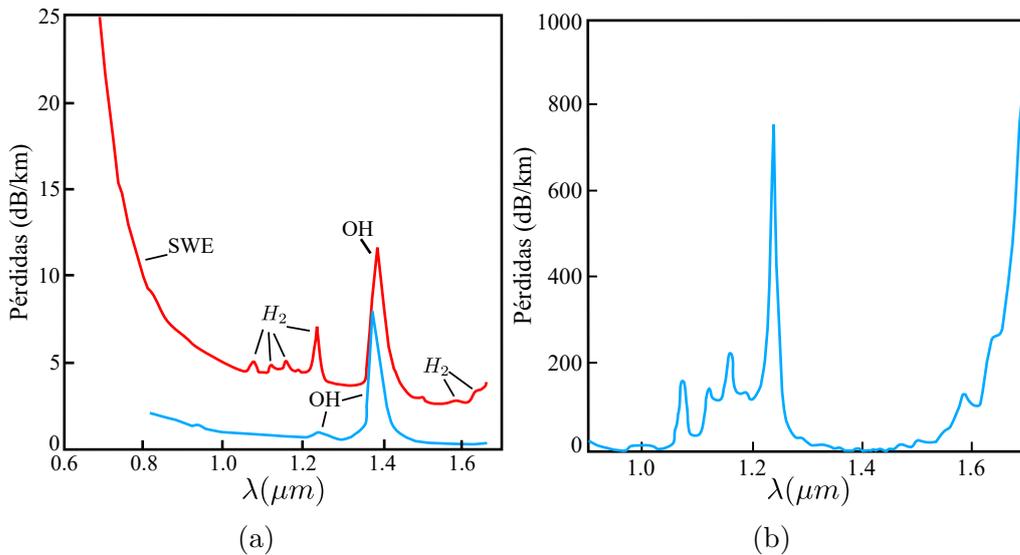


Figura 4.2: (a) Pérdidas por hidrógeno en una fibra antes (azul) y después (rojo) de la exposición a H_2 a $150^\circ C$ durante 3 días. (b) Pérdidas por hidrógeno en una fibra expuesta a H_2 a alta presión.

En una atmósfera de hidrógeno, estas pérdidas crecen hasta cierto nivel de saturación, que corresponde con la solubilidad final del hidrógeno en la sílice a una temperatura dada [10]. Una vez que la fibra se equilibra con el entorno externo del hidrógeno, las pérdidas adicionales debidas a las moléculas de H_2 no cambiarán con el tiempo si se mantienen las mismas condiciones externas [10, 11].

Por otro lado, la magnitud de las pérdidas de H_2 es linealmente proporcional a la presión del hidrógeno, debido al crecimiento lineal de la concentración del hidrógeno disuelto con la presión local de H_2 [7, 8]. La figura 4.2 (b) muestra las pérdidas adicionales en una fibra dopada con GeO_2 expuesta al hidrógeno a alta presión [7].

Estas pérdidas producidas por la incursión del hidrógeno al núcleo de la fibra, generalmente son reversibles. Dado que el H_2 no está unido químicamente con las moléculas del núcleo, al eliminar la fuente de hidrógeno de alrededor de la fibra, las pérdidas moleculares de hidrógeno disminuirán lentamente a medida que el hidrógeno se difunda fuera de la fibra. La escala de tiempo para la recuperación de pérdidas es la misma que para el crecimiento, El 95 % del H_2 saldrá del núcleo de la fibra en 2 semanas a temperatura ambiente una vez que se elimine el H_2 del entorno de la fibra [6, 12].

En el segundo grupo, a temperaturas elevadas, el H_2 puede reaccionar con defectos puntuales en el núcleo de la fibra, dando lugar a picos de absorción de OH a 1383 nm y, en menor medida a 1240 y 945 nm , aunque, el efecto de este proceso es variable en función del dopante empleado. Por ejemplo, en fibras dopadas con germanio, el pico de absorción de OH asociado con Ge estará centrado en 1420 nm , aproximadamente [7]. Con este tipo de dopante aparece también otro aumento importante de las pérdidas que se caracteriza por tener un borde de absorción en longitudes de onda cortas (**SWE, Short Wavelength Edge**) ($\lambda \leq 1\ \mu\text{m}$), pero que puede influir en los longitudes de onda de segunda o tercera ventana (figura 4.2 (a)) [6, 7].

Adicionalmente, y a diferencia de las pérdidas de H_2 , la velocidad de reacción del hidrógeno en diferentes tipos de fibra puede diferir mucho y tiende a aumentar rápidamente a medida que aumenta la temperatura. Otra diferencia importante es, por un lado, la alta fuerza de absorción de las moléculas OH : una concentración de 1 ppm de OH (10^{-6} moles de OH por mol de SiO_2) causará 15 dB/km , aproximadamente, de pérdidas adicionales a 1390 nm y, por otro, estas reacciones generalmente no son reversibles. El incremento de estas pérdidas son permanentes y una vez producidas ya no se pueden recuperar los niveles de pérdida iniciales [6, 10, 12].

Para evitar este problema se emplean dos soluciones fundamentalmente. La primera es la que se basa en el uso de materiales para el revestimiento de la fibra que sirve como barrera a la difusión de las moléculas de hidrógeno, y la segunda es el uso de fibras con núcleo compuesto por materiales que no reaccionan con estas moléculas, por ejemplo, el uso de fibras con núcleo de sílice pura. Sin embargo, en algunos escenarios se hace necesario la combinación de ambas alternativas para paliar este problema.

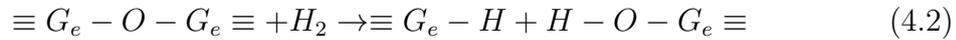
4.3. Fibras ópticas con núcleo de sílice pura

Inicialmente, las fibra ópticas de núcleo de sílice pura se han investigado y desarrollado para minimizar las pérdidas por la dispersión de Rayleigh que se estima que presenta alrededor del 80% de las pérdidas de la fibra a 1550 nm [13]. En general, a medida que aumenta la cantidad de dopantes en el núcleo, como GeO_2 , aumentan las pérdidas por la dispersión de Rayleigh. La estructura de estas fibras es muy similar a las fibras estándar, con la salvedad de que el núcleo está compuesto de sílice pura sin dopar y el revestimiento es el que se dopa, mediante el uso de flúor, por ejemplo, para reducir su índice de refracción. De esta manera, la eliminación de los dopantes del núcleo hace que estas fibras tengan pérdidas inherentemente bajas en comparación con las fibras dopadas [14]. Además, como se ha mencionado anteriormente, los dopantes en el núcleo deterioran la estabilidad química de la fibra en entornos con alta presencia de hidrógeno, y por lo tanto, reducen su fiabilidad a largo plazo.

La mayoría de las fibras convencionales vienen dopadas con GeO_2 y un revestimiento de sílice pura. A la hora de la fabricación de estas fibras, se pueden inducir defectos de la forma [15]:



donde las moléculas de oxígeno generadas pueden reaccionar con el hidrógeno que consigue penetrar al núcleo y generar picos de absorción, como los mencionados anteriormente. Asimismo, a altas temperaturas, las fibras dopadas con GeO_2 se vuelven más vulnerables al hidrógeno, ya que ataca más los enlaces $Ge - O$ que los $Si - O$, de la siguiente manera [16, 17]:



donde las moléculas GeH resultantes están relacionadas con la absorción en las longitudes de onda cortas y las moléculas $SiOH$ y $GeOH$ con los picos de absorción en 1383 nm y 1410 nm , respectivamente [14, 15]. La preferencia del hidrógeno para atacar los enlaces de $Ge - O$ antes que los de $Si - O$ se debe a la alta estabilidad de los enlaces de este último. Se necesita más energía para romper un enlace de $Si - O$ que uno de $Ge - O$. Por ejemplo, a $1500 \text{ }^\circ\text{C}$, el cambio de la energía libre estándar (la que acompaña a la formación de 1 mol de una sustancia en su estado estándar a partir de sus elementos constituyentes en sus estados estándar) para el SiO_2 es de -59.6 kJ/mol , mientras que para el GeO_2 es solo de -24.1 kJ/mol . El signo menos se refiere a la espontaneidad del proceso [15, 18].

Chigusa et al. han evaluado el comportamiento de las fibras con núcleo de sílice pura con un proceso de envejecimiento acelerado que simula situaciones severas que se puedan dar en entornos de alta temperatura y presión. Se ha sometido dicha fibra junto con una fibra monomodo estándar ($G.652$) a $150 \text{ }^\circ\text{C}$ y a una presión de H_2 de 1 atm durante 20 horas. La figura 4.3 muestra una comparación de las pérdidas adicionales en ambas fibras después de la exposición al hidrógeno [18].

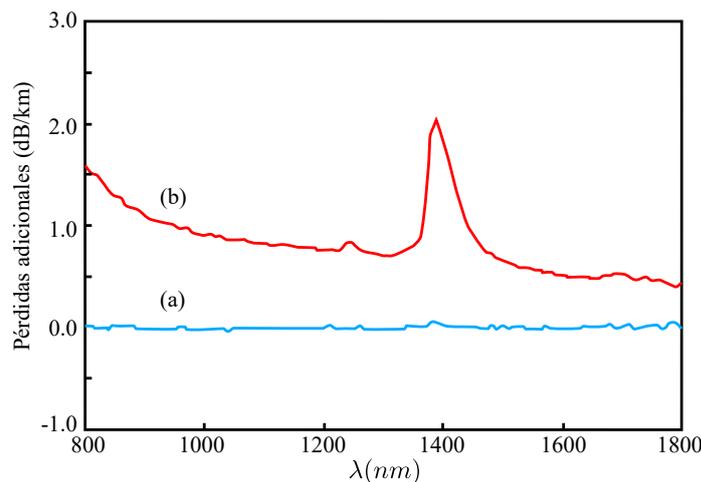


Figura 4.3: Pérdidas adicionales en (a) una fibra de sílice pura y (b) una monomodo estándar después de la exposición al hidrógeno a $150 \text{ }^\circ\text{C}$ y 1 atm durante 20 horas.

Como se puede apreciar en la figura, la fibra con núcleo de sílice pura no ha experimentado ninguna pérdida adicional después del proceso de envejecimiento en todo el rango espectral. Por el contrario, en la fibra monomodo estándar, se pueden observar los aumentos de pérdida en las longitudes de onda cortas ($\lambda \leq 1 \mu m$, aproximadamente) y los picos de absorción de OH . Se puede deducir, por lo tanto, que la eliminación de los dopantes en el núcleo de la fibra proporciona estabilidad frente a las reacciones inducidas por el hidrógeno, incluso a alta temperatura y presión. Esta capacidad de disminuir los efectos del hidrógeno a largo plazo combinada con sus bajas pérdidas, han impulsado su uso como medio de transmisión en los sistemas de largo alcance y con mucha presencia de H_2 , como, por ejemplo, los sistemas de cable submarino o como transductor en la industria de petróleo y gas [11, 14, 19].

4.4. Fibras ópticas recubiertas herméticamente

Las fibras ópticas siempre vienen protegidas por algún recubrimiento que las preserve contra los daños mecánicos que puedan sufrir durante su manejo y contra factores ambientales durante su uso. En la mayoría de los situaciones, un recubrimiento de polímero es suficiente para proporcionar esta protección necesaria. Sin embargo, hay una serie de aplicaciones especiales en las que las fibras revestidas con este tipo de material no se pueden usar. Se puede destacar, por ejemplo, aquellas en las que se requiere hermeticidad del recubrimiento, posibilidad de soldadura, uso en aplicaciones médicas con la posibilidad de esterilizar la fibra o en ambientes hostiles, donde se pueden incluir aquellos de muy alta temperatura (generalmente mayores de $300^\circ C$), entornos bajo radiación nuclear (para evitar la descomposición del polímero) o bajo productos químicos [6, 20].

Algunas aplicaciones de las antes mencionadas requieren fibras con recubrimientos herméticos especiales que actúan, principalmente, como barrera contra la difusión del hidrógeno al núcleo de la fibra, sobre todo, a temperaturas elevadas pero que también sirven para aportar a la fibra la resistencia mecánica y/o química necesaria. La hermeticidad de estas fibras se logra mediante una capa delgada de un material impermeable aplicado sobre su superficie. En la actualidad, existen dos tipos de recubrimientos herméticos: los recubrimiento de carbono y los basados en metales. Ambos recubrimientos reducen eficazmente los efectos de la fatiga estática y protegen el núcleo de la fibra de la penetración del hidrógeno, aunque algunos solo de forma temporal y bajo ciertas condiciones.

4.4.1. Cubiertas de carbono

Como se ha comentado anteriormente, en algunos escenarios se hace necesario recurrir a fibras recubiertas herméticamente para mitigar los efectos de las pérdidas inducidas por hidrógeno y mejorar su fiabilidad a largo plazo evitando, además, la degradación de su resistencia mecánica. Estas degradaciones mecánicas se atribuyen, generalmente, a las moléculas de agua que se difunden a la fibra y aceleran el crecimiento de las grietas en su superficie, un proceso conocido como fatiga. Este

proceso provoca un debilitamiento que puede ser especialmente grave cuando la fibra se somete a niveles altos de estrés de forma continuada [21, 22].

De todos los materiales que se han estudiado para su uso como recubrimientos herméticos, el carbono ha sido la solución más óptima ya que evita la difusión de las moléculas de agua e hidrógeno. Una capa fina de carbono confiere a la fibra la protección necesaria aumentando considerablemente su vida útil en entornos de alta concentración de moléculas de H_2 y/o H_2O , sin degradar sus propiedades ópticas [6, 23].

La capa de carbono se deposita en la superficie durante el proceso de extracción de la fibra e inmediatamente después de alcanzar su tamaño final. El carbono se genera a través de la pirólisis de un gas (metano, acetileno, etileno, propano, etc) en un reactor de deposición química de vapor situado justo por debajo del horno de extracción para que el calor retenido en la fibra impulse la reacción. La distancia entre el horno de extracción y el reactor y su tamaño dependen de la velocidad de extracción de la fibra y su diámetro. La elección del gas precursor depende del diseño del reactor y la temperatura de la fibra en la zona de reacción, que a su vez está determinada por la velocidad de extracción de la fibra [20].

Aunque la capa de carbono depositada, normalmente, es muy delgada ($\leq 50 \text{ nm}$), sigue siendo una barrera extremadamente efectiva (bajo ciertas condiciones que se explicarán más adelante) contra la difusión de las moléculas de agua e hidrógeno a la superficie de la fibra. Sin embargo, no es suficiente para proteger la fibra de los posibles daños mecánicos que pueden sufrir, incluso durante su manejo en espacios controlados, como los laboratorios. En consecuencia, esta capa de carbono viene protegida, a su vez, de otro recubrimiento secundario, como, el acrilato o la poliimida, para alcanzar la resistencia mecánica requerida en las fibras [6, 20, 24].

Para la caracterización de la estructura de los recubrimientos de carbono, se ha utilizado un conjunto de técnicas (espectroscopia de Raman, de rayos X, de electrónica Auger, etc) para determinar la influencia de los distintos parámetros de fabricación en la capa depositada. El gas empleado, la velocidad de estiramiento y la temperatura de la fibra al pasar por el reactor son algunos de los parámetros que determinan la estructura de la capa de carbono, su hermeticidad, su resistencia, su rugosidad y la ausencia de defectos en la interfaz sílice-carbono. Por ejemplo, se ha observado que, a una velocidad de extracción de $5 - 6 \text{ m/s}$, el recubrimiento es amorfo, mientras que a velocidades más altas, el recubrimiento se vuelve cristalino y su hermeticidad disminuye. Esta velocidad puede determinar, además, el segundo recubrimiento, ya que las velocidades de extracción de los dos recubrimientos deben ser compatibles [25].

Otra característica importante y que determina la capacidad de la capa de carbono para bloquear la difusión del agua y el hidrógeno es su espesor. La capa de carbono aplicada es eléctricamente conductora y su espesor se puede estimar a partir de su resistencia eléctrica, empleando la siguiente ecuación [26]:

$$R = \frac{\rho}{\pi D \delta} \quad (4.4)$$

donde R es la resistencia eléctrica, ρ es la resistividad de la capa de carbono aplicada,

δ es su espesor y D es el diámetro de la fibra. Como se puede ver en la ecuación 4.4, a medida que disminuye la resistencia eléctrica, la resistividad de la capa carbono aplicada disminuye o su espesor aumenta, lo que mejorará su eficacia para prevenir los efectos de las moléculas de H_2O y H_2 . Dependiendo de la resistividad de la capa de carbono aplicada, espesores de solo 20–50 nm son suficientes para hacer que la fibra sea hermética tanto contra la difusión del agua como del hidrógeno, sin causar pérdidas adicionales por microcurvaturas [6, 25]. Por ejemplo, Tuzzolo et al. han determinado que una capa de carbono de 20 nm y con una resistencia $R \leq 25 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ es suficiente para garantizar la hermeticidad desde el punto de vista de la fatiga [27]. Para demostrar esta capacidad, Limdholm et al. han sometido una fibra no hermética estándar y otra recubierta con carbono (las dos con recubrimiento exterior de acrilato) a diferentes condiciones de salinidad (agua dulce y salada) y a distintas temperaturas (21, 50 y 80 °C) durante 9 meses. En este experimento, se ha observado que en las fibras herméticamente selladas con la capa de carbono no ha habido ningún cambio con respecto a su resistencia inicial, mientras que las fibras no herméticas han exhibido una degradación que ha ido acelerando con el aumento de la temperatura del agua [28].

Por otra parte, para contrastar el rendimiento de la fibra como barrera a la difusión del hidrógeno, Wang et al. han sometido una fibra multimodo recubierta con carbono y otra monomodo no hermética a H_2 con una presión de 102 atm, aproximadamente, y una temperatura de 200 °C durante 19 horas. La Figura 4.4 (a) muestra el espectro de atenuación de ambas fibras [29].

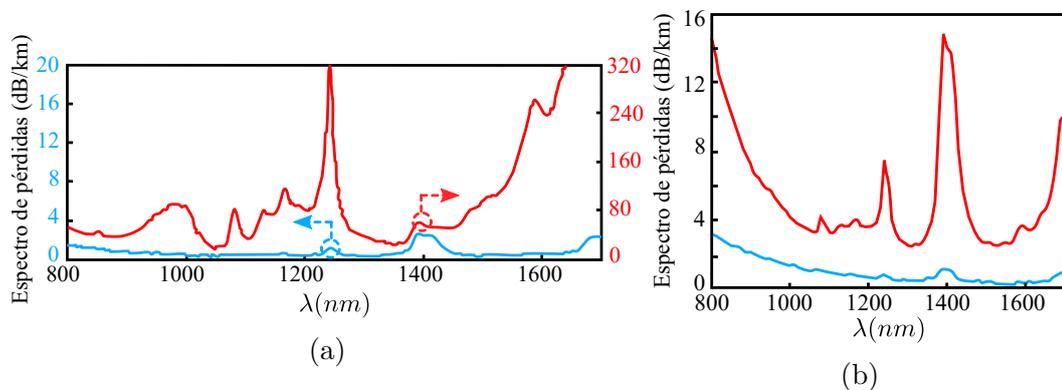


Figura 4.4: (a) Espectro de atenuación de la MMF recubierta con carbono (azul) y la SMF no hermética (rojo) después de la exposición a H_2 con una presión de 102 atm y una temperatura de 200 °C durante 19 horas. (b) Espectro de atenuación de la MMF expuesta a H_2 con una presión de 102 atm y una temperatura de 150 °C (azul) y 200 °C (rojo) durante 90 horas [29].

Como se muestra en la figura 4.4 (a), en el espectro de atenuación de la fibra SMF no hermética aparecen los picos de absorción tanto de H_2 como de OH , introduciendo unas pérdidas de hasta 320 dB/km en 1240 nm. A cambio, la fibra multimodo recubierta de carbono ha mostrado un bloqueo efectivo de H_2 , protegiendo eficazmente la fibra de estas pérdidas. Sin embargo, su efectividad como barrera durante

períodos prolongados de tiempo se limita a temperaturas bajas (menores que 150°C). La figura 4.4 (b) muestra una comparación del espectro de atenuación de la misma fibra multimodo recubierta con carbono después de someterla al hidrógeno con una presión de 102 atm , aproximadamente, y a una temperatura de 150 y 200°C durante 90 horas [29]. Como se puede ver, hay una diferencia muy significativa entre los espectros obtenidos en las dos temperaturas, con unas pérdidas adicionales considerablemente mayores a 200°C . Además, se puede observar el gran aumento de las pérdidas cerca de 1440 nm debido al pico de absorción de OH , lo que significa que gran parte del hidrógeno que ha conseguido penetrar al núcleo de la fibra ha reaccionado con sus moléculas.

Por su parte, en la figura 4.4 (b) se muestra la evolución del pico relacionado con OH en 1440 nm en dos fibras multimodo con núcleo dopado con germanio y recubiertas con una capa de carbono de 56 y 140 nm , respectivamente, sometidas a una temperatura de 300°C y una presión de 50 atm [8]. En ella, se puede comprobar que la reacción se ha acelerado más con el aumento de la temperatura, alcanzando en menos tiempo pérdidas muy superiores que a las obtenidas en la figura 4.4 (b) tras 90 horas de exposición al H_2 .

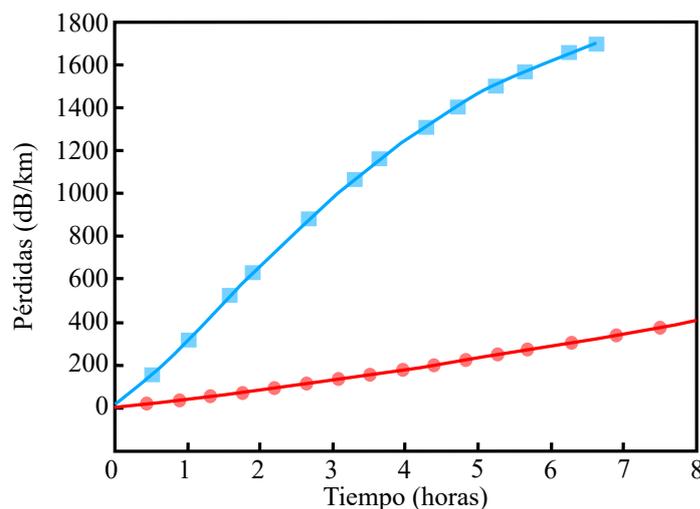


Figura 4.5: Evolución de las pérdidas en 1440 nm en dos fibras MMF con capa de carbono de 56 nm (azul) y 140 nm (rojo) sometidas a una temperatura de 300°C y una presión de 50 atm [8].

En la figura 4.5, se puede ver que las pérdidas aumentan casi instantáneamente y alcanzan unos niveles que pueden dejar la fibra inoperativa. Se observa también que los diferentes espesores del recubrimiento dan como resultado una velocidad distinta de crecimiento del pico, siendo 5 veces mayores en la fibra con la capa más delgada. Este hecho confirma la influencia del espesor de la capa en su eficacia como barrera contra la difusión de H_2 .

Finalmente, para el uso y el manejo de estas fibras no se requiere actuaciones especiales y se puede seguir el mismo procedimiento que en las fibras estándar. Con un pelador mecánico se retira el segundo recubrimiento y la fibra se puede fusionar

con la capa de carbono, ya que se elimina con el arco de pre-fusión. No obstante, dependiendo de la fusionadora empleada y el programa seleccionado para la fusión, a veces es necesario ajustar la intensidad y el tiempo del arco de limpieza [30, 31].

4.4.2. Cubiertas de metal

Gracias a la creciente demanda de los sensores de fibra en una gama cada vez más amplia de aplicaciones, se ha impulsado el desarrollo de la tecnología de recubrimiento de fibra para asumir los desafíos de su uso como una herramienta de gran valor en entornos nuevos y, mayormente, agresivos. Actualmente, los sistemas sensores basados en fibra óptica se están desplegando en ambientes con temperaturas por encima de los 300 °C, con presiones elevadas y bajo productos químicos corrosivos. Estas condiciones hacen inviable el empleo de las fibras estándar, y se hace necesario recurrir a fibras con revestimiento metálico para soportar estas situaciones extremas.

El método más común para recubrir las fibras con metal se basa en la técnica de “congelación” donde se aplica el recubrimiento metálico deseado durante el proceso de estiramiento de la fibra. Al pasar la fibra por una capa de uno pocos milímetros de metal fundido con una temperatura algo inferior del punto de fusión del metal, se consigue que una capa de dicho metal pueda “congelarse” en la superficie de la fibra. Para obtener una capa uniforme y estable del metal, el tiempo de contacto de la fibra con el metal fundido, debe ser más corto que el tiempo que necesita la fibra para llegar a alcanzar la temperatura del punto de fusión del metal. De lo contrario, la capa congelada se derrite de nuevo y la fibra pasará sin ningún recubrimiento. Con esta técnica se puede lograr cualquier longitud de fibra y no necesita pre-tratamientos complejos como en el caso del método de la deposición electroquímica. Además, garantiza que las fibras recubiertas con esta técnica estén herméticamente cerradas (debido a la ausencia del vapor de agua en el metal), lo que hace que la resistencia de la fibra puede ser dos veces más alta que la de las fibras recubiertas con polímero [6, 20, 32].

Sin embargo, esta técnica impone restricciones a la hora de elegir el metal que sirve como cubierta a la fibra. Por un lado, solo se puede emplear metales con un punto de fusión por debajo del punto de fusión de la sílice (≤ 1400 °C) y sin que reduzcan la resistencia de las fibras recubiertas. Algunos metales que satisfacen estas restricciones, son: *In*, *Sn*, *Pb*, *Zn*, *Al*, *Cu*, *Au*, *Ni*. Por otro lado, existe un número muy limitado de aleaciones que se han optimizado para recubrir la fibra por este método. Esto es debido a que durante el enfriamiento surgen altas tensiones entre las aleaciones y la fibra a causa de la diferencia en los coeficientes de expansión térmica que pueden dar lugar a grietas en la fibra o en la aleación. Además, junto a estas limitaciones hay que añadir la limitación impuesta por la aplicación bajo diseño [6, 20]. Por ejemplo, en el campo de la monitorización de temperatura, el metal a emplear como recubrimiento tiene que tener una alta conductividad térmica para que la temperatura del ambiente a medir y la temperatura en la fibra propiamente dicha sean lo más parecidas posibles.

El espesor del recubrimiento depende del diámetro de la fibra y su temperatura,

del punto de fusión del metal, de la longitud del tramo en que la fibra está en contacto con el metal y de la velocidad de estirado de la fibra. Por ejemplo, para una fibra con $125\ \mu\text{m}$ de diámetro, el espesor es de unos $15 - 25\ \mu\text{m}$ y para una fibra de $250\ \mu\text{m}$ de diámetro, el espesor es de unos $50\ \mu\text{m}$ [6, 33–35]. La figura 4.6 muestra la dependencia del espesor del recubrimiento de aluminio con la velocidad de estirado (o tiempo en el que la fibra está en contacto con el metal) para una fibra de $125\ \mu\text{m}$ de diámetro y a una temperatura de $T = 661.2\ ^\circ\text{C}$.

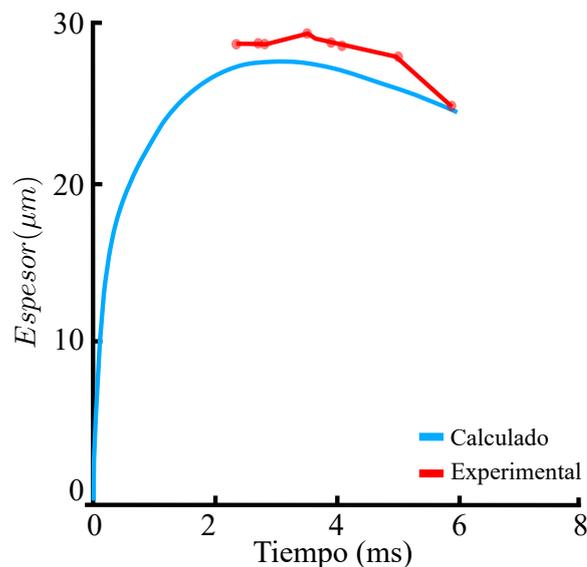


Figura 4.6: Dependencia del espesor del recubrimiento de aluminio con la velocidad de estirado [33].

El espesor y las propiedades físicas de los metales empelados para recubrir la fibra determinan sus características tanto ópticas como mecánicas que, como en el caso del recubrimiento del carbono, irán cambiando en función de la temperatura a la que está sometida la fibra. Parámetros como el alto módulo de Young de los metales, la gran diferencia de los coeficientes de dilatación entre el silicio y los metales y el bajo umbral de deformación plástica de los metales puros ($\leq 10\ \text{MPa}$) hacen que la fibra sufra unas tensiones que aumentan notablemente sus valores de atenuación, especialmente, a temperaturas bajas. En la figura 4.7, se representan los distintos esfuerzos térmicos en una fibra óptica recubierta herméticamente de metal [36].

Las distintos esfuerzos afectan a la fibra de maneras diferentes. Por un lado, la tensión radial interfacial, $p(z)$, y la fuerza axial inducida térmicamente, $T_0(z)$, producen un aumento de pérdidas por microcurvaturas. Las tensiones aplicadas a lo largo de la fibra generan curvas con diámetros del orden del diámetro de la fibra, que causan pérdidas, generalmente, muy altas. Por otro lado, si el esfuerzo cortante interfacial, $\tau(z)$, es muy grande, el recubrimiento metálico puede *deslaminarse* de la fibra. Finalmente, cuando la tensión normal en el recubrimiento metálico es mayor que su resistencia a la tracción, el recubrimiento se rompe. Estas tensiones térmicas se pueden minimizar seleccionando adecuadamente las propiedades físicas del recubrimiento metálico así como su grosor. Para ello, se debe disminuir el módulo de

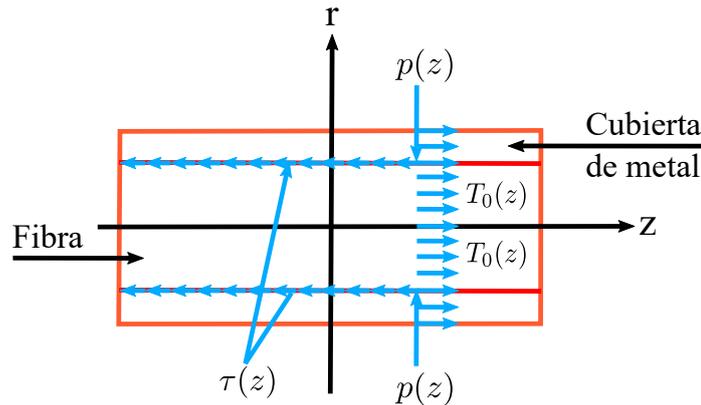


Figura 4.7: Esfuerzos térmicos en una fibra óptica recubierta de metal [36].

Young, el coeficiente de expansión térmica y la relación de Poisson del recubrimiento metálico, además de optimizar el grosor del revestimiento metálico. Las propiedades físicas de los metales mencionados anteriormente y que se pueden usar con la técnica de congelación como revestimiento de las fibras se resumen en la tabla 4.1 [36].

Tabla 4.1: Propiedades físicas de los metales que se pueden usar con la técnica de congelación [36].

Metal	Módulo de Young (<i>GPa</i>)	Coefficiente de dilatación térmica ($10^{-6}/^{\circ}C$)	Coefficiente de Poisson
In	10.6	24.8	0.45
Sn	49.9	23.5	0.357
Pb	16.1	29.0	0.44
Zn	104.5	31.0	0.249
Al	70.6	23.5	0.345
Au	78.5	14.1	0.42
Cu	129.8	17.0	0.343
Ni	199.5	13.3	0.312

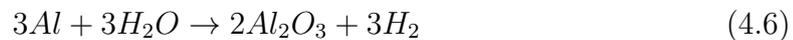
Por todas las restricciones expuestas anteriormente (proporcionar a la fibra la resistencia mecánica adecuada, protegerla de elementos químicos que puedan reaccionar con los elementos que la componen, tener alta conductividad térmica, soportar altas temperaturas, etc), en la actualidad, los mejores candidatos para recubrir la fibra son aluminio, oro y cobre.

Idealmente, las fibras recubiertas con estos metales pueden ser utilizadas hasta temperaturas cercanas a la temperatura de fusión del metal. No obstante, en la realidad, la reacción del metal con la sílice puede reducir drásticamente el rango de temperatura de trabajo. Por ejemplo, el recubrimiento de aluminio a temperaturas

elevadas, reacciona con la sílice de la siguiente manera [37]:



Esta reacción puede tener lugar a temperatura incluso inferior a la del punto de fusión del aluminio (660 °C) con una tasa que disminuye al bajar la temperatura. Debido a esta reacción, la resistencia de las fibras recubiertas de aluminio se degrada rápidamente, por lo que, no se recomienda el uso de este metal en aplicaciones con temperaturas mayores a 400 °C, aproximadamente. Incluso colocando una capa de carbono entre el aluminio y la fibra, esta reacción no se puede ralentizar o detener, ya que, a estas temperaturas la eficacia del carbono como barrera baja drásticamente. Además de esta reacción, puede producirse otra si la fibra entra en contacto con moléculas de agua (como el vapor de agua). La capa de aluminio reacciona con estas moléculas generando el óxido de aluminio (Al_2O_3), de acuerdo a la siguiente fórmula [38]:



Lo que implica una fuente más de degradación de las prestaciones ópticas y mecánicas de la fibra. La capa de Al_2O_3 generada, además de disminuir la resistencia mecánica de la fibra, permite la penetración del H_2 resultante de la reacción 4.6, así como, el que puede estar presente en el ambiente de la fibra. Además, como se ha mencionado antes, esta difusión causa un aumento significativo de las pérdidas, que pueden ser irreversibles si se llegan a formar las moléculas OH .

El oro y el cobre, y al contrario del aluminio, no reaccionan químicamente con el silicio, pero como todas las fibras con recubrimiento metálico relativamente grueso a bajas temperaturas presentan valores de atenuación más altos que las fibras normales. Estas pérdidas están relacionadas, generalmente, con el alto módulo de Young de los metales y la gran diferencia de los coeficientes de dilatación entre sílice y los metales. En la figura 4.8 [39], se muestra la evolución de las pérdidas adicionales producidas en dos fibras multimodo con índice gradual (50/125 μm) en función de la temperatura. Se han sometido 20 m de una fibra recubierta con aluminio (a) y 10 m de otra con revestimiento metálico de oro (b) a varios ciclos de temperatura en un tiempo total de 180 horas. Aunque las longitudes de las fibras empleadas son pequeñas y no proporcionan el valor real de las pérdidas en dichas fibras, si que muestran su tendencia general con la temperatura.

Como se puede observar en la figura 4.8, el comportamiento de las atenuaciones adicionales en las dos fibras es similar y, se pueden distinguir claramente dos regiones en el rango de prueba. En la zona de bajas temperaturas (región 2), los valores de atenuación son altos y, a medida que sube la temperatura la atenuación baja (región 1). Durante los ciclos de enfriamiento las pérdidas vuelven a aumentar, pero este aumento es reversible, ya que cuando se somete la fibra al siguiente ciclo de calentamiento vuelven a disminuir. Además, se puede ver como, en los ciclos de subida los valores de atenuación no disminuyen hasta alcanzar los 300 °C, aproximadamente, y en el enfriamiento se mantienen constantes y a niveles bajos hasta bajar de los 200 °C. Esta diferencia de temperatura de transición entre las dos regiones puede ser

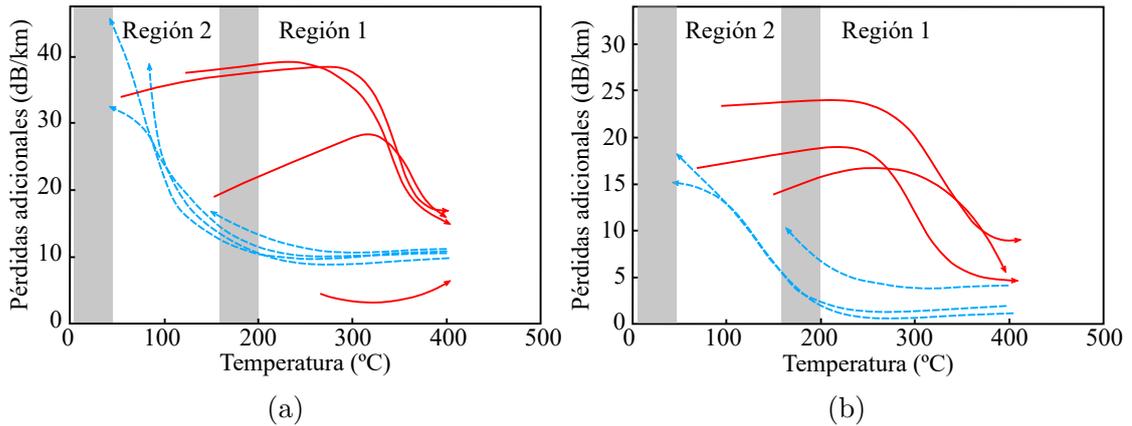


Figura 4.8: Evolución de las pérdidas adicionales producidas en (a) Aluminio y (b) Oro en función de la temperatura [39].

debida a las velocidades de calentamiento y enfriamiento del horno, ya que, se necesita mucho más tiempo para bajar su temperatura durante los ciclos de enfriamiento que calentarla durante los ciclos de subida. En consecuencia, se pueden considerar los valores obtenidos en los ciclos de bajada los más próximos a las temperaturas reales de transición entre las dos regiones.

También, se puede observar que, en todo el rango, las pérdidas en la fibra recubierta de aluminio son más altas que las de la recubierta de oro aunque, en ambos casos su evolución muestra histéresis. Las pérdidas dependen tanto de la temperatura actual de la fibra, como del histórico térmico a la que se ha visto sometida.

A bajas temperaturas, los valores de las pérdidas en el aluminio son prácticamente el doble en comparación con las fibras recubiertas de oro. Este hecho, puede deberse a la diferencia del coeficiente de dilatación térmica de los dos metales (tabla 4.1). Teniendo en cuenta que las dos fibras tienen el mismo diámetro, estas pérdidas se ven influenciadas, principalmente, por el coeficiente de dilatación térmica. Cuanto más alto es su valor, más microcurvaturas se producen y más aumenta la atenuación. Sin embargo, según va aumentando la temperatura, la fuerza que ejerce el metal sobre la fibra va disminuyendo, reduciendo así las microcurvaturas y, por tanto, las pérdidas. A temperaturas superiores a 200 °C, aproximadamente, se acelera la deformación plástica causada por la recrystalización del metal, lo que hace que se reduzcan las tensiones residuales en el revestimiento disminuyendo las microcurvaturas y, por consiguiente, la atenuación. En la tabla 4.2 se muestran las temperaturas de recrystalización de los tres metales más comunes para el recubrimiento de fibras [6].

Tabla 4.2: Temperaturas de recrystalización de aluminio, oro y cobre [6].

Metal	Al	Au	Cu
Temperatura (°C)	130-200	160-200	180-240

Estos valores se aproximan a los mostrados en la figura 4.8, sin embargo, la temperatura y la velocidad de recristalización pueden variar dependiendo de la estructura cristalina específica de cada metal y del grado de deformación de la fibra. Los metales con una estructura policristalina exhiben mayores pérdidas por microcurvatura. De este modo, recubrir las fibras con metales con una estructura monocristalina ayuda a disminuir estas pérdidas. Otra forma de conseguir esta disminución es aumentar el radio de curvatura de la fibra y/o usar fibras con diámetros grandes. En este último escenario, aunque el aumento del diámetro de la fibra lleva emparejado un mayor grosor de la capa, tal y como se ha mencionado previamente, reduce notablemente las pérdidas adicionales por microcurvatura [39–41]. La figura 4.9 muestra un ejemplo de las variaciones de las pérdidas por microcurvatura en cuatro fibras SMF estándar con distinto diámetro [42].

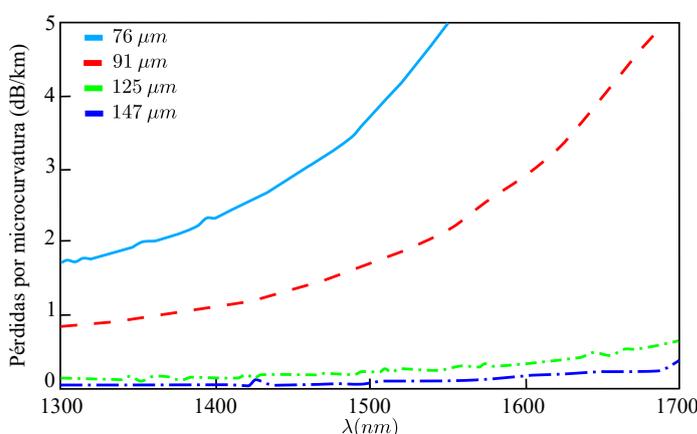


Figura 4.9: Pérdidas por microcurvatura en función del diámetro de una fibra SMF estándar [42].

Tal y como se puede apreciar en la figura 4.9, las pérdidas por microcurvatura aumentan exponencialmente con la disminución del diámetro de la fibra y se requiere un diámetro de $125 \mu m$ o superior para reducir las pérdidas por microcurvatura por debajo de $1 dB/km$. Aunque estos resultados se han obtenido en fibras SMF con recubrimiento de acrilato estándar, la tendencia de estas pérdidas es similar en las fibras recubiertas de metal. A modo de ejemplo, en la tabla 4.3 se recogen las pérdidas a temperatura ambiente de fibras comerciales (*IVG Fiber*) recubiertas de cobre a la longitud de onda de $1300 nm$.

Los datos de la tabla 4.3 confirman también que el aumento del diámetro de la fibra reduce notoriamente la atenuación con este tipo de recubrimientos. La diferencia entre los valores de atenuación de los dos tipos de fibra (MMF y SMF) se debe a las bajas pérdidas que exhiben normalmente las fibras monomodo a esta longitud de onda en comparación con las fibras multimodo.

A pesar de todos estos problemas de atenuación que poseen las fibras con recubrimiento metálico, siguen siendo la mejor opción para su uso en ambiente hostiles y de muy alta temperatura, pese a que, una vez superado el límite operativo de los recubrimientos con aluminio ($400^\circ C$) solo se pueden usar las fibras con capa de

Tabla 4.3: Atenuación en fibras recubiertas de cobre comerciales con distinto diámetro.

Fibra	MMF		SMF	
Diámetro del núcleo (μm)	50	50	9	9
Diámetro de la fibra (μm)	125	200	125	200
Espesor de la capa de cobre (μm)	20	30	20	30
Pérdidas (dB/km)	14	2.5	9.5	1.5

cobre u oro. Sin embargo, como se verá capítulo siguiente, las variaciones dinámicas y no uniformes en el perfil de atenuación de las fibras de oro, su fragilidad, su difícil manejo y su alto precio las hacen inadecuadas para su utilización en la mayoría de las aplicaciones industriales [39]. Por consiguiente, en estos escenarios, las fibras más recomendadas son las recubiertas de cobre.

Estas fibras tienen alto punto de fusión ($1085^\circ C$, aproximadamente) y al igual que el oro, el cobre no reacciona con la sílice pero además presenta las ventajas de tener perfiles de atenuación más uniformes y ser más económica. No obstante, el proceso de rápida oxidación que sufren las fibras recubiertas de cobre en presencia de oxígeno a altas temperaturas provoca un deterioro de las propiedades mecánicas y ópticas de las mismas [43]. A temperaturas superiores a $250^\circ C$ el Cu empieza a oxidarse de acuerdo con la siguiente reacción [44]:



con una tasa de oxidación máxima entorno a los $300^\circ C$. Al aumentar la temperatura, parte del óxido de cobre (I) generado (Cu_2O) se transforma, a su vez, en óxido de cobre (II):



mientras sigue el proceso de oxidación del Cu de acuerdo a la reacción 4.7 [44]. A medida que aumenta el grosor de la capa del óxido de cobre (I y II), se forman grietas y poros en su superficie que debilitan la resistencia mecánica de la fibra y anulan su hermeticidad. Por lo que, en ambientes con mucha presencia de hidrógeno, pueden aumentarse significativamente las pérdidas adicionales causadas por este gas. Además, la formación de estos nuevos compuestos conllevan a un aumento irreversible de la atenuación en la fibra. La figura 4.10 muestra las pérdidas adicionales en una fibra SMF recubierta de cobre después de someterla a un ciclo de subida de 100 hasta $750^\circ C$ [43].

Se puede observar como las pérdidas adicionales aumentan a partir de $400^\circ C$ en 1310 nm y a temperaturas superiores a $600^\circ C$ el aumento es muy grande en las dos longitudes de onda. Después de enfriar la fibra, no se han recuperado los valores de pérdida iniciales lo que indica que los daños producidos son permanentes.

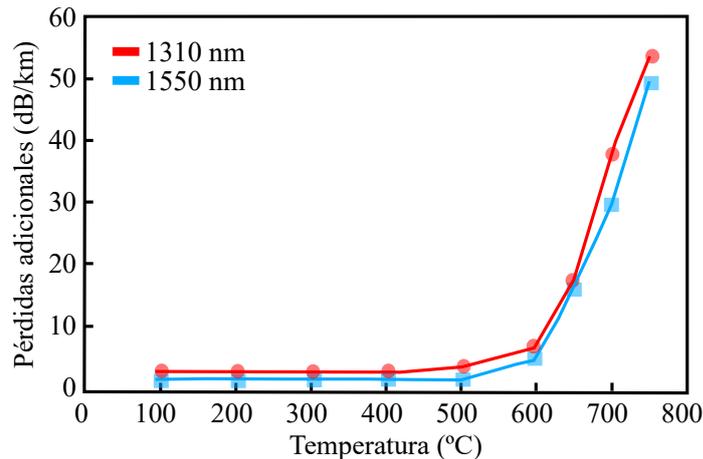


Figura 4.10: Pérdidas adicionales en una SMF recubierta de cobre [43].

Algunos trabajos han tratado de resolver el problema de oxidación del cobre añadiendo otra capa de níquel en la superficie del recubrimiento [45, 46]. Sin embargo, con este método no se logran longitudes grandes de fibra y, además, la capa añadida provoca un incremento considerable en las pérdidas de la fibra, aumentando su estrés interno. Asimismo, la efectividad del níquel como barrera contra la oxidación del cobre disminuye a temperaturas que rondan los 750 °C debido a la interdifusión del cobre en el níquel.

Por último, para el manejo de estas fibras con recubrimiento metálico es importante realizar un proceso de corte y fusión específico a cada metal. Para eso, se usan normalmente disoluciones químicas que varían en función del metal empleado. En el caso del aluminio, se usa el hidróxido de sodio ($NaOH$) disuelto en agua con una concentración de 10 mol/L . Se sumerge la parte que se desea pelar alrededor de 1 – 2 minutos en la disolución, tiempo suficiente para la eliminación completa de la capa de aluminio. Una vez retirada la fibra, se lava con agua, preferiblemente destilada, para eliminar las posibles impurezas que hayan podido quedar en la fibra. Hay que tener en cuenta que si se deja la fibra más tiempo después de eliminar el aluminio, la fibra será atacada por la disolución. Por su parte, para eliminar la capa de oro se puede usar agua regia, una disolución que se obtiene mezclando ácido clorhídrico (HCl) y ácido nítrico (HNO_3) en una proporción de 3 : 1. Se sumerge parte de la fibra recubierta con oro en la mezcla y se agita para acelerar el proceso. A continuación, se enjuaga en agua destilada y después en acetona. Finalmente, la eliminación del cobre de la fibra se puede llevar a cabo mediante su inmersión en una solución de ácido nítrico con una concentración del 20 – 50 %. El proceso puede tardar menos de un minuto, dependiendo del grosor de la capa del cobre y la concentración del ácido [31, 47].

Bibliografía

- [1] Chai Yeh. *Handbook of fiber optics: Theory and applications*. Academic Press, 2013.
- [2] Gerd Keiser. Optical fiber communications. *Wiley Encyclopedia of Telecommunications*, 2003.
- [3] Brandon Augustus Wilson. *Evaluation of optical fiber sensors in high temperature and nuclear reactor environments*. PhD thesis, The Ohio State University, 2017.
- [4] Mary Luz Mojica Piscioti. *Estudio del proceso de calentamiento de nanopartículas magnéticas con campos magnéticos AC para su utilización en el tratamiento de tumores por hipertermia*. PhD thesis, Universidad Nacional de Cuyo, 2009.
- [5] William D Callister and David G Rethwisch. *Materials science and engineering*, volume 5. John wiley & sons NY, 2011.
- [6] Alexis Méndez and Ted F Morse. *Specialty optical fibers handbook*. Elsevier, 2011.
- [7] Paul J Lemaire. Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long-term loss increases. *Optical engineering*, 30(6):780–790, 1991.
- [8] Sergey L Semjonov, Alexey F Kosolapov, Ivan V Nikolin, Rogerio Ramos, Vladimir Vaynshteyn, and Arthur Hartog. Fiber performance in hydrogen atmosphere at high temperature. In *Reliability of Optical Fiber Components, Devices, Systems, and Networks III*, volume 6193, page 61930N. International Society for Optics and Photonics, 2006.
- [9] Arthur H Hartog. *An introduction to distributed optical fibre sensors*. CRC press, 2017.
- [10] James F Shackelford, Perry L Studt, and Richard M Fulrath. Solubility of gases in glass. ii. he, ne, and h2 in fused silica. *Journal of Applied Physics*, 43(4):1619–1626, 1972.

- [11] PE Sanders, TW Macdougall, F Birritta, MR Melnychuk, KM Molzan, GV Chalfoux, and L Qorex. Field evaluation of dual-ended, high temperature, hydrogen tolerant fiber optic dts sensor with compact fiber loop assembly. *World Heavy Oil Congr*, 1:577–581, 2011.
- [12] Joshua M Jacobs. The impact of hydrogen on optical fibers. *WP9007, issued: September*, 2004.
- [13] Katsuya Nagayama, M Kakui, M Matsui, I Saitoh, and Y Chigusa. Ultra-low-loss (0.1484 db/km) pure silica core fibre and extension of transmission distance. *Electronics Letters*, 38(20):1168–1169, 2002.
- [14] Hiroo Kanamori, Hiroshi Yokota, Gotaro Tanaka, Minoru Watanabe, Yoichi Ishiguro, Ichiro Yoshida, Toshiaki Kakii, Shigeru Itoh, Yasuo Asano, and Shigeru Tanaka. Transmission characteristics and reliability of pure-silica-core single-mode fibers. *Journal of lightwave technology*, 4(8):1144–1150, 1986.
- [15] Y Yamamoto, T Sasaki, T Taru, M Hirano, S Ishikawa, M Onishi, E Sasaoka, and Y Chigusa. Water-free pure-silica-core fibre and its stability against hydrogen ageing. *Electronics Letters*, 40(22):1401–1403, 2004.
- [16] V Lou, R Sato, and M Tomozawa. Hydrogen diffusion in fused silica at high temperatures. *Journal of non-crystalline solids*, 315(1-2):13–19, 2003.
- [17] BI Greene, DM Krol, SG Kosinski, PJ Lemaire, and PN Saeta. Thermal and photo-initiated reactions of h2 with germanosilicate optical fibers. *Journal of non-crystalline solids*, 168(1-2):195–199, 1994.
- [18] Yoshiki Chigusa, Yoshinori Yamamoto, Tomoyuki Yokokawa, Takashi Sasaki, Toshiki Taru, Masaaki Hirano, Motoki Kakui, Masashi Onishi, and Eisuke Sasaoka. Low-loss pure-silica-core fibers and their possible impact on transmission systems. *Journal of Lightwave Technology*, 23(11):3541, 2005.
- [19] Sasaoka Eiuske, Yokokawa Tomoyuki, Koyano Yasushi, Fujimoto Kazunari, and Oonishi Masashi. Ultra low loss dispersion flattened hybrid transmission line for transoceanic multi-terabit transmission systems. *the Submarine Optical Communications Conf. (SubOptic)*, 2004.
- [20] Sergey L Semjonov, Vladimir A Bogatyrev, and Alexei A Malinin. Hermetically coated specialty optical fibers. In *2nd Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications (WSOF-2)*, volume 7839, page 783912. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [21] KE Lu, GS Glaesemann, MT Lee, DR Powers, and JS Abbott. Mechanical and hydrogen characteristics of hermetically coated optical fibre. *Optical and quantum electronics*, 22(3):227–237, 1990.

-
- [22] KE Lu, GS Glaesemann, Robert V Vandewoestine, and G Kar. Recent developments in hermetically coated optical fiber. *Journal of lightwave technology*, 6(2):240–244, 1988.
- [23] Janet L Mrotek and M John Matthewson. The combined effect of temperature and humidity on the fatigue parameters and reliability of optical fiber. In *Reliability of Optical Fiber Components, Devices, Systems, and Networks II*, volume 5465, pages 268–273. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [24] PJ Lemaire, Kenneth L Walker, KS Kranz, RG Huff, and FV DiMarcello. Diffusion of hydrogen through hermetic carbon films on silica fibers. *MRS Online Proceedings Library Archive*, 172, 1989.
- [25] Charles R Kurkjian and Henning W Leidecker Jr. Strength of carbon-coated fibers. In *Optical Fiber and Fiber Component Mechanical Reliability and Testing*, volume 4215, pages 134–143. International Society for Optics and Photonics, 2001.
- [26] JAROSLAW ABRAMCZYK, SARA E TALLANT ARTHUR, R DAVID, ADAM S HIKANSSON, ERIC A LINDHOLM, and JIE LO. Low speed carbon deposition process for hermetic optical fibers. Technical report, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (US); Sandia National Labs . . . , 1999.
- [27] MR Tuzzolo, AE Allegretto, and EH Urruti. Hermetic product performance: ensuring the uniformity of the carbon layer. In *International Wire & Cable Symposium*, 1993.
- [28] Eric A Lindholm, Jie Li, Adam Hokansson, Brian Slyman, and David Burgess. Aging behavior of optical fibers in aqueous environments. In *Reliability of Optical Fiber Components, Devices, Systems, and Networks II*, volume 5465, pages 25–32. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [29] Chih-Hao Wang, Abdel Soufiane, Imtiaz Majid, Kanxian Wei, and Gary A Drenzek. High reliability hermetic optical fiber for oil and gas application. In *17th International Conference on Optical Fibre Sensors*, volume 5855, pages 563–566. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [30] Nobuyuki Yoshizawa, Hidenobu Tada, and Yutaka Katsuyama. Strength improvement and fusion splicing for carbon-coated optical fiber. *Journal of lightwave technology*, 9(4):417–421, 1991.
- [31] Jung-Ryul Lee, Dipesh Dhital, and Dong-Jin Yoon. Investigation of cladding and coating stripping methods for specialty optical fibers. *Optics and Lasers in Engineering*, 49(3):324–330, 2011.
- [32] Krzysztof Wilczynski, Karol Wysokinski, Tomasz Stanczyk, Tadeusz Tendencia, Krzysztof Markiewicz, Anna Makowska, Lukasz Szostkiewicz, Mateusz

- Smietana, and Tomasz Nasilowski. Metal-coated fibers for sensing in harsh environment. In *Optical Fiber Sensors*, page ThE8. Optical Society of America, 2018.
- [33] AS Biriukov, VA Bogatyrjov, EM Dianov, and AG Khitun. Calculation of the thickness of a metal coating for a fibre produced by the freezing technique. *Soviet lightwave communications*, 3(4):235–246, 1993.
- [34] RGC Arridge and D Heywood. The freeze-coating of filaments. *British Journal of Applied Physics*, 18(4):447, 1967.
- [35] HS Seo, UC Paek, K Oh, and CR Kurkjian. Melt coating of tin on silica optical fiber. *Journal of lightwave technology*, 16(12):2355, 1998.
- [36] Sham-Tsong Shiue and Yi-Shyang Lin. Thermal stresses in metal-coated optical fibers. *Journal of applied physics*, 83(11):5719–5723, 1998.
- [37] Sergey L Semjonov, Mikhail M Bubnov, Eugeni M Dianov, and AG Shchebun-yaev. Reliability of aluminum-coated fibers at high temperature. In *Fiber Optics Reliability and Testing: Benign and Adverse Environments*, volume 2074, pages 25–33. International Society for Optics and Photonics, 1994.
- [38] VV Voloshin, IL Vorob’ev, GA Ivanov, VA Isaev, AO Kolosovskii, B Lenardich, SM Popov, and Yu K Chamorovskii. Absorption loss at high temperatures in aluminum-and copper-coated optical fibers. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 56(1):90–96, 2011.
- [39] Thomas Reinsch and Jan Henninges. Temperature-dependent characterization of optical fibres for distributed temperature sensing in hot geothermal wells. *Measurement Science and Technology*, 21(9):094022, 2010.
- [40] SM Popov, VV Voloshin, IL Vorobyov, GA Ivanov, AO Kolosovskii, VA Isaev, and YK Chamorovskii. Optical loss of metal coated optical fibers at temperatures up to 800°C. *Optical Memory and Neural Networks*, 21(1):45–51, 2012.
- [41] Jae MO Daniel, Nikita Simakov, Alexander Hemming, W Andrew Clarkson, and John Haub. Effects of coating thickness on high power metal coated fibre lasers. In *Fiber Lasers XIV: Technology and Systems*, volume 10083, page 100831Q. International Society for Optics and Photonics, 2017.
- [42] Katsunori Imamura, Kazunori Mukasa, and Takeshi Yagi. Effective space division multiplexing by multi-core fibers. In *36th European Conference and Exhibition on Optical Communication*, pages 1–3. IEEE, 2010.
- [43] VA Bogatyrjov, EM Dianov, AS Biriukov, AA Sysoliatin, VV Voronov, AG Khitun, Mun Hyun Do, and Jin Han Kim. Performance of high-strength cu-coated fibers at high temperatures. In *Optical Fiber Communication Conference*, page WL20. Optical Society of America, 1997.

- [44] M Sánchez, J Rams, and A Urena. Oxidation mechanisms of copper and nickel coated carbon fibers. *Oxidation of metals*, 69(5-6):327–341, 2008.
- [45] Karol Wysokiński, Tomasz Stańczyk, Katarzyna Gibała, Tadeusz Tenderenda, Anna Ziółowicz, Mateusz Słowikowski, Małgorzata Broczkowska, and Tomasz Nasiłowski. New methods of enhancing the thermal durability of silica optical fibers. *Materials*, 7(10):6947–6964, 2014.
- [46] T Stańczyk, K Wysokiński, M Filipowicz, T Tenderenda, K Gibała, H Krisch, M Słowikowski, A Ziółowicz, M Broczkowska, and T Nasiłowski. Electrolytic joints between metal surfaces and metal-coated fibers for application in high temperature optical fiber sensors. *Journal of Lightwave Technology*, 33(12):2480–2485, 2014.
- [47] Inc Fiberguide Industries. Fiber buffer/jacket removal methods. *REF 723 DS000*, 2007.

Capítulo 5

Sensores Raman para alta temperatura

5.1	RDTS con fibra recubierta de oro	110
5.1.1	Configuración experimental	111
5.1.2	Resultados experimentales	112
5.2	Estudio experimental comparativo con diferentes fibras especiales	118
5.2.1	Configuración experimental	118
5.2.2	Resultados experimentales	119
5.3	Sensor integrado híbrido de muy alta temperatura y <i>strain</i>	125
5.3.1	Fabricación de de las redes de difracción	126
5.3.2	Configuración experimental	127
5.3.3	Resultados experimentales	128
5.4	Algoritmo adaptativo de seguimiento de pico en FBGs inscritos en MMF	134
5.4.1	Descripción del algoritmo adaptativo	134
5.4.2	Parámetros de inscripción	136
5.4.3	Resultados experimentales	136
5.5	Cable con fibra recubierta con poliimida	138
5.6	Cable con fibra recubierta con cobre	142
5.7	Medidas en un horno metalúrgico	145

En los capítulos anteriores, se han introducido los procesos de dispersión en fibra en general y la dispersión de Raman en particular. También, se han repasado los distintos diseños de los sistemas de monitorización distribuida de temperatura basados en el efecto Raman y su actual estado de arte. Asimismo, se han descrito

las limitaciones de las fibras ópticas a alta temperatura y los problemas que surgen en estos entornos. En este capítulo, se presentan los principales resultados obtenidos aplicando esta tecnología de monitorización con varias fibras especiales. Primero, se detallan los resultados experimentales realizados a escala de laboratorio, describiendo algunos nuevos enfoques para solventar los inconvenientes de usar estas fibras en entorno de alta o muy alta temperatura. Posteriormente, se describen los diseños y soluciones adoptadas para su aplicación bajo condiciones extremas en entornos industriales reales.

5.1. Sensor distribuido de muy alta temperatura basado el efecto Raman y fibra recubierta de oro

La mayoría de los sistemas DTS y sensores de fibra basados en el efecto Raman están diseñados para operar hasta aproximadamente 300 °C. Sin embargo, la detección distribuida de altas temperaturas (hasta 600 °C) es una solución muy interesante en varios campos de la industria. Por ejemplo, para mejorar la producción de energía en un pozo geotérmico, investigaciones recientes proponen producir fluidos geotérmicos a temperaturas de hasta 550 – 600 °C [1]. Por lo tanto, el uso de los sensores de fibra distribuidos de temperatura proveen una herramienta de gran utilidad para el análisis y la optimización del proceso.

Cuando se requiere un control/medición de alta temperatura en estas aplicaciones, el factor limitante es la fibra óptica como transductor, ya que debe poder mantener sus propiedades mecánicas y ópticas después de estar expuesta a estas altas temperaturas. Como ya se ha mencionado anteriormente, las fibras ópticas convencionales no se pueden usar, ya que la cubierta se quema por completo y desaparece, volviéndose la fibra frágil y fácil de romper. Por lo tanto, es necesario recurrir a fibras con otros recubrimientos que puedan resistir estas altas temperaturas, como los recubrimientos metálicos [2].

Aunque estas fibras son caras en comparación con las fibras estándar, la posibilidad de poder usarlas reiteradamente después de ser sometidas a altas temperaturas, la convierten en la mejor opción para diferentes escenarios industriales. Sin embargo, el mayor inconveniente reside en los problemas que surgen con el uso de fibras recubiertas de metal en los sistemas de monitorizado distribuidos con la dispersión de Raman que se relacionan con los cambios dinámicos y no uniformes de su perfil de pérdida [2, 3]. Este hecho implica que no se pueden emplear las técnicas de calibración convencionales. En estos casos, el uso de una sola calibración después de la instalación y conexión de la fibra óptica no da buenos resultados. En consecuencia, se requiere de técnicas de calibración que compensen de forma dinámica las características del perfil de atenuación de estas fibras.

Mandal et al. (2015) han presentado medidas de temperatura en el rango de 25 °C a 600 °C, utilizando un sistema complejo para lograr temperaturas altas y estables [4]. Además, su trabajo se ha centrado en la modificación de la parte electrónica del

sistema, cambiando la ganancia del fotodetector en función de la señal recibida.

En este estudio, se propone un sistema fácil con capacidad de autoconfigurarse independientemente de la disposición de la fibra y de la temperatura a medir. Se presenta un sensor distribuido de alta temperatura (hasta 600 °C) que utiliza un sistema con la técnica ROTDR y dos tipos de fibras: una fibra multimodo estándar y otra recubierta de oro, realizando, además, una comparación entre ambas fibras. En este sentido, se han llevado a cabo varias medidas a diferentes temperaturas para mostrar los problemas que surgen con el uso de las fibra recubiertas de oro. Como posible solución a estos inconvenientes, se ha implementado una técnica de calibración para corregir los errores en las medidas causados por la variación dinámica con la temperatura de la atenuación en las longitudes de onda de Stokes y anti-Stokes.

5.1.1. Configuración experimental

Para llevar a cabo la comparación entre el uso de las fibras multimodo estándar y las recubiertas de oro para medir la temperatura de forma distribuida, se ha implementado la configuración experimental que se muestra en la figura 5.1.

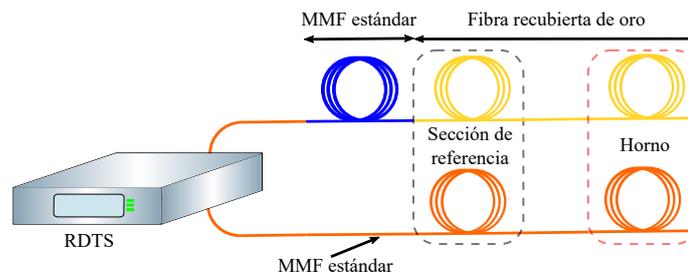


Figura 5.1: Diagrama esquemático de la configuración utilizada en las medidas experimentales: Equipo de medida distribuida de temperatura basado en el efecto Raman (RDTS) y las fibras de detección empleadas.

En estas medidas se ha empleado un interrogador comercial basado en el efecto Raman y que utiliza la reflectometría óptica en el dominio del tiempo como principio de medida. La fuente láser de la unidad de interrogación trabaja en 1064 nm, con una potencia media de salida y una apertura numérica de 17 mW y 0.2, respectivamente. La fibra bajo prueba utilizada en la configuración consiste en dos canales independientes. Por un lado, un canal con una fibra multimodo estándar de índice gradual (MMF-50 – 125 μm) de 8 m de longitud fusionada a 79 m de fibra recubierta de oro (*FiberGuide AFS50/125/155G*). El uso de los 8 m de la MMF estándar ha sido para facilitar el acceso a la fibra recubierta de oro. Por otro lado, el segundo canal consiste en 33 m de fibra multimodo estándar de índice gradual con las mismas características que la otra MMF estándar. Los últimos 5 m de ambos canales se han introducido en un horno con control de temperatura.

Se ha programado un ciclo de subida en el horno entre temperatura ambiente (20 °C, aproximadamente) y 600 °C con pasos de 50 °C. Después de cada cambio de temperatura y antes de tomar las medidas, se deja que se estabilice la temperatura dentro del horno, esperando unos 20 minutos.

Para el proceso de calibración, se han utilizado 20 m de fibra recubierta de oro y la misma longitud de fibra multimodo estándar (sección de referencia), manteniéndolas a una temperatura uniforme y estable. Los parámetros de calibración obtenidos se han utilizado para realizar todas las medidas y cada medida de temperatura se ha repetido 6 veces en las mismas condiciones. El tiempo utilizado para efectuar cada medida de temperatura ha sido de 60 s.

5.1.2. Resultados experimentales

En la figura 5.2, se muestran las trazas de las señales anti-Stokes y Stokes obtenidas con el canal que contiene solo fibra multimodo estándar. Se puede apreciar claramente en la figura que, en la sección introducida dentro del horno, el aumento de temperatura conduce a un aumento de la potencia de las dos componentes; sin embargo, se puede observar como la componente anti-Stokes presenta un aumento mayor con la temperatura en comparación con la otra componente. Además, se pueden notar los picos en forma de “S” al comienzo de la sección sujeta a cambios de temperatura debido al efecto de la dispersión cromática [5].

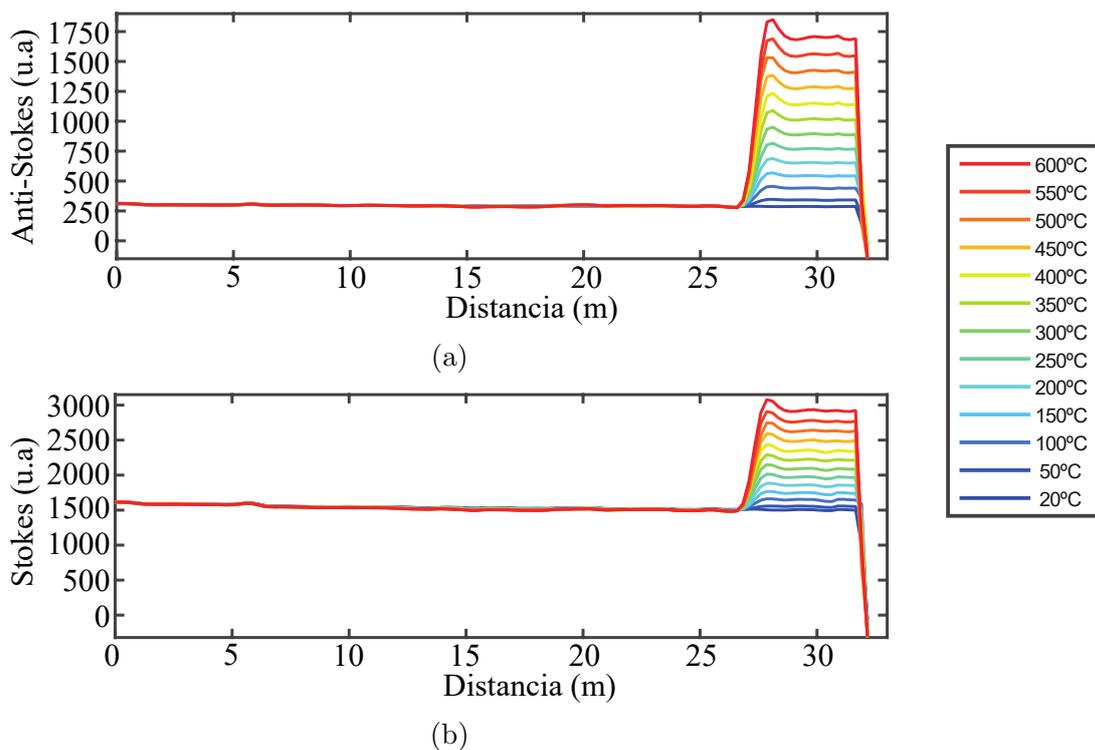


Figura 5.2: Potencia de las señales (a) anti-Stokes y (b) Stokes obtenidas a partir de la fibra multimodo estándar.

Además, se puede ver que no se han introducido cambios significativos en términos de pérdidas en las longitudes de onda de S y AS, aún cuando se ha aumentado la temperatura por encima de los 300 °C y la cubierta se ha desintegrado. En relación con eso, Xu et al. (2016) han comparado el comportamiento de una fibra recubierta y

otra no en rango de temperatura que va desde los 25°C hasta los 1100°C. Este trabajo concluyó que la diferencia en todo el rango de temperatura era de aproximadamente 4 °C, debido, probablemente, solo a la diferencia de *strain* sufrida por ambas fibras [6]. Este hecho, no afecta los resultados presentados aquí, dado que el efecto Raman es insensible al *strain*.

La figura 5.3 muestra las mismas señales discutidas anteriormente, pero se han obtenido del canal que contiene la fibra recubierta de oro. Se puede apreciar que en el tramo que está fuera del horno (a temperatura ambiente), las señales anti-Stokes y Stokes en la fibra MMF estándar tienen niveles de potencia más altos que en la fibra recubierta de oro. Este hecho puede notarse claramente como una bajada abrupta en la potencia de las señales. Esta caída se debe, por un lado, a que las potencias de las señales retrodispersadas generadas en las fibras de núcleo de sílice pura son menores que las generadas en las MMF estándar y, por otro lado, a las pérdidas locales producidas en las fusiones entre ambos tipos de fibra [7]. También se puede observar el perfil no uniforme y las pequeñas variaciones en las trazas de las señales de Raman retrodispersadas en la sección sometida a variaciones de temperatura dentro del horno, debido a las pérdidas producidas por las microcurvaturas inducidas por el recubrimiento metálico [3].

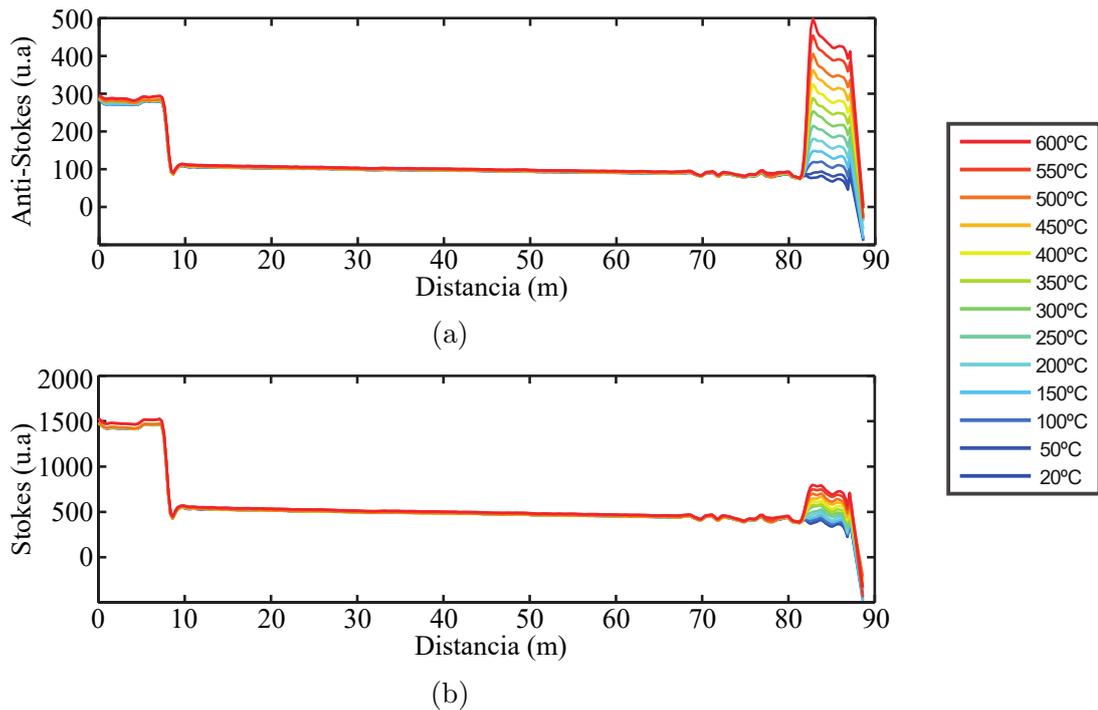


Figura 5.3: Potencia de las señales (a) anti-Stokes y (b) Stokes obtenidas a partir del canal que contiene la fibra recubierta de oro.

A partir de estas señales retrodispersadas recuperadas en ambas FUTs, se ha estimado el perfil de temperatura a lo largo de los dos canales. Para ver la influencia de la variación de las pérdidas con la temperatura en la fibra recubierta de oro, los parámetros de calibración obtenidos a temperatura ambiente se han utilizado para

calcular la temperatura en todas las medidas. La figura 5.4 muestra la temperatura estimada en la sección dentro del horno en las dos FUTs. El error cometido a temperatura ambiente en los primeros 8 metros (correspondiente al *pigtail*) es grande, 5°C, aproximadamente. Este error se ha calculado como la diferencia entre la temperatura ambiente y el promedio de todas las medidas realizadas en esta sección. Este hecho se debe a que la temperatura estimada en estos 8 m se ha determinado con los parámetros de configuración obtenidos de la calibración con la fibra recubierta de oro. Estos parámetros son diferentes a los que se obtienen cuando la calibración se realiza con el *pigtail*.

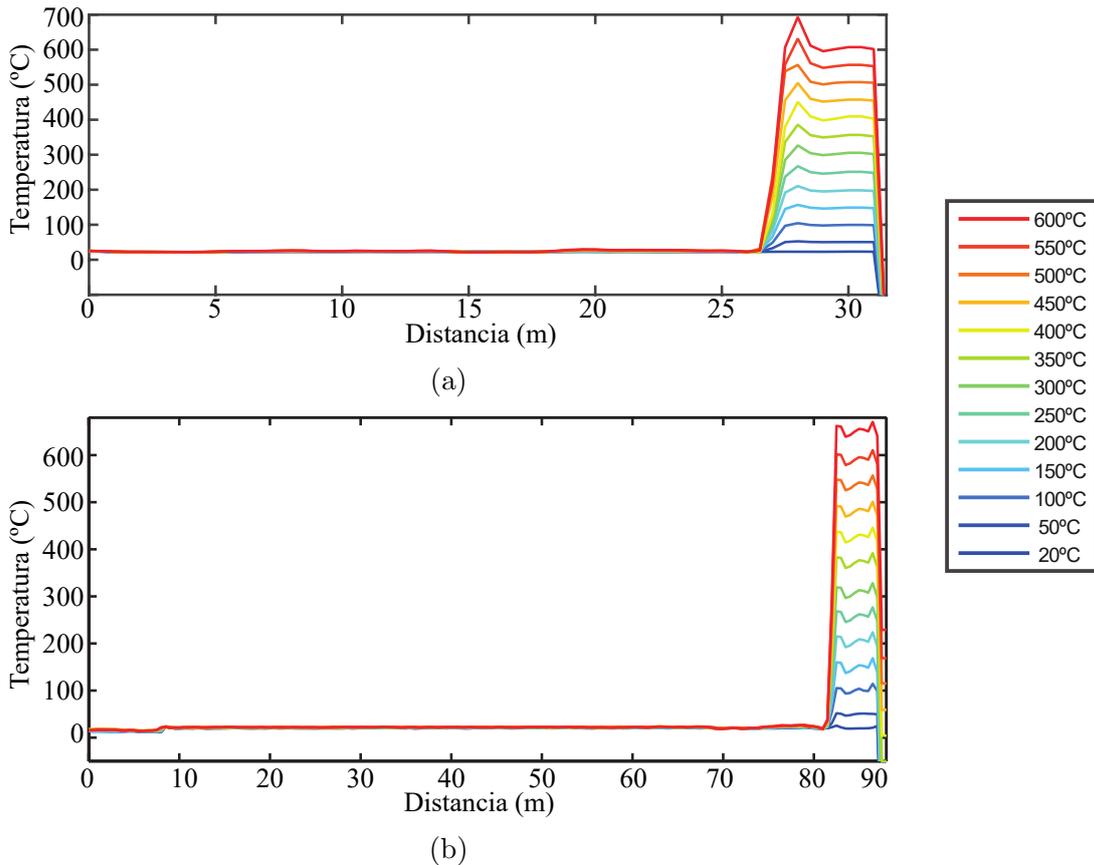


Figura 5.4: Perfil de temperatura del canal (a) con la MMF estándar y (b) el que contiene la fibra recubierta de oro.

En el capítulo 3, se ha descrito como se pueden corregir las variaciones de las pérdidas locales en las trazas de las señal retrodispersadas de Raman usando la relación de las señales anti-Stokes a Stokes para determinar la temperatura. Sin embargo, en la sección sujeta a cambios de temperatura, el perfil no uniforme de las pérdidas en la fibra recubierta de oro induce errores con este método. La tabla 5.1 muestra la temperatura promedio de la sección sometida a variaciones de temperatura y su error asociado para los dos tipos de fibra. Como antes, el error se ha calculado como el valor absoluto de la diferencia entre la temperatura real del horno y la temperatura promedio del tramo dentro del horno.

Tabla 5.1: Los valores promedio de temperatura y los errores medios obtenidos en la fibra recubierta de oro (columnas 2 y 3) y la MMF estándar (columnas 4 y 5).

Temperatura ($^{\circ}C$)	T. ($^{\circ}C$)	Error ($^{\circ}C$)	T. ($^{\circ}C$)	Error ($^{\circ}C$)
20	19.54	0.46	22.97	2.97
50	49.52	0.48	50.55	0.55
100	98.59	1.41	98.99	1.01
150	146.80	3.2	147.98	2.02
200	201.81	1.81	197.08	2.92
250	254.99	4.99	249.12	0.88
300	306.07	6.07	302.99	2.99
350	369.84	19.84	353.88	3.88
400	424.19	24.19	405.44	5.44
450	479.00	29.00	455.94	5.94
500	535.03	35.03	505.88	5.88
550	588.61	38.61	554.84	4.82
600	648.70	48.70	604.25	4.25

De los resultados presentados en la tabla 5.1, se puede apreciar que, en las mismas condiciones, los errores cometidos al usar la fibra recubierta de oro son mucho más altos que los obtenidos con la fibra multimodo estándar. Adicionalmente, se puede ver como aumenta considerablemente el error de medida en la fibra recubierta de oro a medida que lo hace la temperatura. Por lo tanto, se puede concluir que el procedimiento de calibración y medición utilizado es válido solo en el caso de las fibras multimodo estándar. En el caso de la fibra recubierta de oro, es necesaria una calibración dinámica para compensar las variaciones en el perfil de atenuación no uniforme y dependiente de la temperatura. En relación con este último aspecto, un trabajo previo sobre las variaciones de pérdida en función de la temperatura en fibras con recubrimientos especiales ha demostrado que en 10 m de fibra recubierta de oro es posible obtener una diferencia de pérdidas de hasta 20 dB/Km entre bajas y altas temperaturas [3]. Unido a estas variaciones, la modificación de la configuración del canal y la histéresis que exhiben las pérdidas en estas fibras pueden cambiar el valor de $\int_0^z \Delta\alpha(z')dz'$. Por consiguiente, no es posible calibrar los sistemas RDTS para cada temperatura y guardar los parámetros de calibración para futuras medidas. En consecuencia, y teniendo en cuenta todas estas consideraciones, es necesario realizar un proceso de calibración después de cada cambio de temperatura y/o configuración del canal.

Para realizar el proceso de calibración y lograr mediciones correctas en escenarios y entornos reales, se puede contemplar el uso de una sección de fibra sometida a una temperatura uniforme y similar a la requerida. En este caso, los parámetros de calibración obtenidos (incluida la diferencia de atenuación) serán similares a los necesarios para lograr una medida correcta. Sin embargo, esta solución no puede ser

implementable en todo los entornos, ya que, es sumamente complejo proporcionar temperaturas altas y estables en una sección de referencia adicional.

La alternativa expuesta aquí se basa en el uso de la misma sección donde se monitoriza la temperatura para llevar a cabo el proceso de calibración, reduciendo así la complejidad adicional de instalar otros sistemas para la calibración. Esta solución es aplicable solo en entornos donde las temperaturas a medir son estables y uniformes. En este enfoque, se pueden detectar dinámicamente secciones sujetas a diferentes temperaturas y calcular los parámetros de calibración para cada sección por separado.

Para llevar a cabo el proceso de calibración propuesto en este estudio, ha sido necesario determinar, primero, que la temperatura es estable a lo largo de todo el canal. Para lograr este objetivo, se han realizado medidas periódicas de temperatura y el resultado obtenido en cada medida se han comparado con el calculado previamente. Si la diferencia entre ambas mediciones es baja (menos de un umbral predeterminado) se considera que el perfil de temperatura es estable y, por lo tanto, se puede realizar el proceso de calibración. Por consiguiente, este procedimiento es adecuado unicamente para sistemas donde la temperatura a medir no sufre variaciones bruscas.

Una vez realizado este paso, se ha dividido el canal en varias secciones, correspondientes a los diferentes tipos de fibras y/o a secciones a diferentes temperaturas. Esta división se puede realizar manualmente, cuando se conocen las propiedades del canal a medir, o automáticamente detectando cambios en el perfil de temperatura o en las trazas anti-stokes/Stokes. En este último caso, se puede emplear cualquier técnica de detección de *bordes* en la traza. En este estudio, se ha utilizado la primera derivada del perfil de temperatura y se han buscado aquellas áreas donde el resultado es distinto de cero. Después de delimitar esas áreas, se ha procedido a calcular los parámetros de calibración (γ , C y $\Delta\alpha$) necesarios para obtener un perfil de temperatura correcto utilizando la ecuación 3.19.

En primer lugar, se ha determinado la diferencia de atenuación, $\Delta\alpha$, para la sección de referencia. El valor de este parámetro se puede calcular independientemente de C y γ . Además, no es necesario conocer el valor exacto de temperatura de la sección donde se calcula. Solo a través de los potencias de las señales anti-Stokes y Stokes recuperadas de dos puntos separados (z_1 y z_2) y que estén a la misma temperatura, $\Delta\alpha$ se determina por [8]:

$$\Delta\alpha(z_1, z_2) = \frac{\ln \left[\frac{P_S(z_1)}{P_{AS}(z_1)} \right] - \ln \left[\frac{P_S(z_2)}{P_{AS}(z_2)} \right]}{z_2 - z_1} \quad (5.1)$$

Sin embargo, para mejorar la precisión de la determinación de este parámetro, se ha considerado una sección a temperatura uniforme en lugar de puntos individuales. En esta sección de fibra, las señales AS y S decaen exponencialmente bajo la forma [9]:

$$P_{S/AS}(z) = P_{0S/0AS}(z) e^{(-\alpha_{S/AS}z)} \quad (5.2)$$

donde P_{0S} y P_{0AS} son las potencias de las señales AS y S, en el punto de dispersión, respectivamente. Tomando el logaritmo neperiano de la relación entre las dos señales,

se obtiene la siguiente expresión:

$$\ln \left[\frac{P_S(z)}{P_{AS}(z)} \right] = \ln \left[\frac{P_{0S}(z)}{P_{0AS}(z)} \right] + \Delta\alpha z, \quad (5.3)$$

Esta ecuación muestra que $\ln [P_S(z)/P_{AS}(z)]$ varía linealmente con la distancia z . Por lo tanto, $\Delta\alpha$ se puede calcular como la pendiente de la recta ajustada a los puntos de $\ln [P_S(z)/P_{AS}(z)]$ en esta sección.

Una vez que se ha calculado este parámetro, es posible determinar los otros dos utilizando la temperatura estable y conocida de la sección de referencia (figura 5.1). Fijando γ a su valor teórico, $\gamma = h\Delta v/k = 490 \text{ K}$ [5] para un láser que emite en 1064 nm , la constante C se determina despejándola de la ecuación 3.16.

Como se ha mencionado anteriormente, los parámetros γ y C se han considerado constantes e invariantes a lo largo del tiempo. Por lo tanto, solo ha sido necesario determinar $\Delta\alpha$ para las otras secciones. Finalmente, el valor de $\int_0^z \Delta\alpha(z')dz'$ en la posición z se ha calculado como la suma de cada $\Delta\alpha$ de las diferentes secciones hasta la posición z .

En la solución propuesta aquí, el canal se ha dividido en 3 secciones principales: i) la sección que corresponde a los 8 m de la MMF estándar, ii) la correspondiente al tramo de la fibra recubierta de oro a temperatura ambiente y finalmente, iii) la sección que ha sido sometida a variaciones de temperatura dentro del horno. En las dos primeras secciones, los parámetros de calibración no han cambiado porque la temperatura y la configuración del canal eran las mismas. Por lo tanto, las temperaturas obtenidas en estas dos secciones en todas las medidas han sido las mismas que las mostradas anteriormente (figura 5.4). En la tercera sección, el sistema se ha calibrado después de cada cambio de temperatura. La figura 5.5 presenta la temperatura de esta sección calculada después de aplicar las correcciones en los valores de $\int_0^z \Delta\alpha(z')dz'$ en cada temperatura.

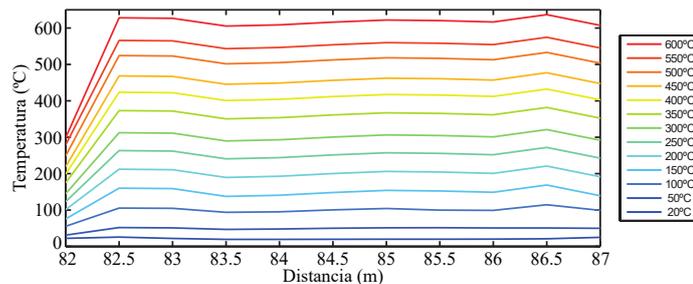


Figura 5.5: Perfil de temperatura de la tercera sección después de la corrección de $\int_0^z \Delta\alpha(z')dz'$.

Se puede ver que la temperatura medida por este método proporciona mejores resultados en comparación con el proceso de calibración convencional. El error de medición se ha reducido a $5 \text{ }^\circ\text{C}$, aproximadamente, en $600 \text{ }^\circ\text{C}$. Sin embargo, el gran inconveniente de este procedimiento es que su aplicabilidad se limita solo a sistemas o entornos donde se prevé que la temperatura a medir cambie de forma lenta. Más adelante, se propone otro enfoque para solventar esta limitación.

5.2. Estudio experimental comparativo con diferentes fibras especiales

Una vez que se han estudiado e identificado los inconvenientes que se presentan en el uso de la fibra recubierta de oro como elemento sensor, ha surgido la necesidad de realizar un estudio experimental más completo donde se comparan las prestaciones de distintas fibras ópticas con diferentes recubrimientos especiales (poliimida y carbono, cobre, aluminio y oro) como transductores en sistemas de medida distribuida de temperatura con el efecto Raman. El análisis de las medidas realizadas en temperaturas que alcanzan hasta los 450 °C, ha determinado la fibra óptica más apropiada para ser utilizada, en estos rangos de temperatura, en entornos industriales durante largos períodos de tiempo. El diseño y la implementación del cable transductor con la fibra seleccionada se describen más adelante.

5.2.1. Configuración experimental

La configuración experimental utilizada para llevar a cabo las medidas se muestra en la figura 5.6. Para la realización de dichas medidas se ha utilizado la misma unidad de interrogación empleada en las pruebas de la sección anterior.

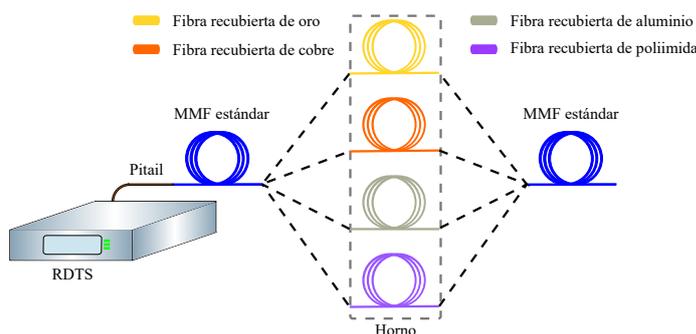


Figura 5.6: Diagrama esquemático de la configuración utilizada en las pruebas experimentales: Equipo de medida distribuida de temperatura basado en el efecto Raman (RDTS). La fibra de detección empleada se compone de una fibra multimodo estándar de índice gradual (azul) y varias fibras con recubrimientos especiales: oro de 76 m (amarillo), cobre de 40 m (naranja), aluminio de 64 m (gris) y poliimida/carbono de 14 m de longitud (marrón).

Las fibras bajo prueba (**FUT, Fibers Under Test**) utilizadas en la configuración están formadas por una fibra multimodo estándar de índice gradual (MMF-50/125 μm) y por varias fibras especiales multimodo de índice gradual y con núcleo de sílice pura. Los diferentes recubrimientos empleados (y su correspondiente fabricante) son: carbono y poliimida (*Fibercore GIMMSC (50/125) CP*), cobre (*IVG Fiber Cu50-125*), aluminio (*Fibercore GIMM (50/125) AL*) y oro (*FiberGuide AFS50/125/155G*).

La tabla 5.2 enumera las características de las diferentes fibras que se han probado y la longitud del tramo sometido a las variaciones de temperatura dentro del horno.

Tabla 5.2: Lista de las fibras empleadas con sus respectivos recubrimientos. Temperatura máxima de funcionamiento especificada por el fabricante. Longitud de fibra insertada en el horno.

Muestra	Recubrimiento (Diámetro (μm))	Temperatura máxima ($^{\circ}C$)	Longitud (m)
1	Oro (155)	700	10.5
2	Cobre (165)	450	11.5
3	Aluminio (175)	400	10.5
4	Poliimida/Carbon (155)	400	10

Para llevar a cabo las medidas con cada fibra, se ha utilizado un *pigtail* multimodo para conectar el sistema RDTS con las diferentes fibras multimodo estándar, que se usan como enlace para facilitar el acceso a las fibras recubiertas especiales utilizadas en este estudio. Por otro parte, se han programado diferentes ciclos térmicos que simulan condiciones similares a los que se pueden encontrar en entornos industriales. Este estudio térmico experimental permite determinar el comportamiento óptico y mecánico de las fibras especiales cuando están sujetas a cambios de temperatura en un rango amplio.

En la primera serie de medidas, se ha ido aumentando la temperatura del horno desde temperatura ambiente ($20^{\circ}C$, aproximadamente) hasta alcanzar la temperatura máxima de prueba de cada fibra (ver tabla 5.2) con pasos de $25^{\circ}C$, a excepción de la fibra recubierta de oro donde la temperatura máxima ha sido de $450^{\circ}C$. Como en las medidas anteriores, después de cambiar la temperatura y antes de realizar las medidas, se ha dejado suficiente tiempo hasta que la temperatura dentro del horno ha sido estable.

5.2.2. Resultados experimentales

Para capturar las trazas de las señales anti-Stokes y Stokes en las cuatro fibras, se ha programado la unidad de interrogación para realizar medidas de $60 s$ en cada temperatura y con una resolución espacial mínima ($0.5 m$), utilizando pulsos de $5 ns$ de duración. Además, se ha fijado la resolución de muestreo a la mitad de la resolución espacial ($0.25 m$). En la figura 5.7 se muestran los resultados obtenidos.

Como se ha expuesto previamente, se puede ver que la potencia de la señal anti-Stokes recuperada es mucho más débil que la señal Stokes en todas las fibras. Sin embargo, en la sección donde las fibras están sometidas a variaciones de temperatura, la señal de la componente anti-Stokes muestra un mayor aumento con la temperatura en comparación con la otra señal, lo que demuestra su alta sensibilidad a esta variable. Además, como en los resultados de la sección anterior, se puede apreciar la fuerte caída de la potencia en la fusión entre las MMF estándar y las fibras con los

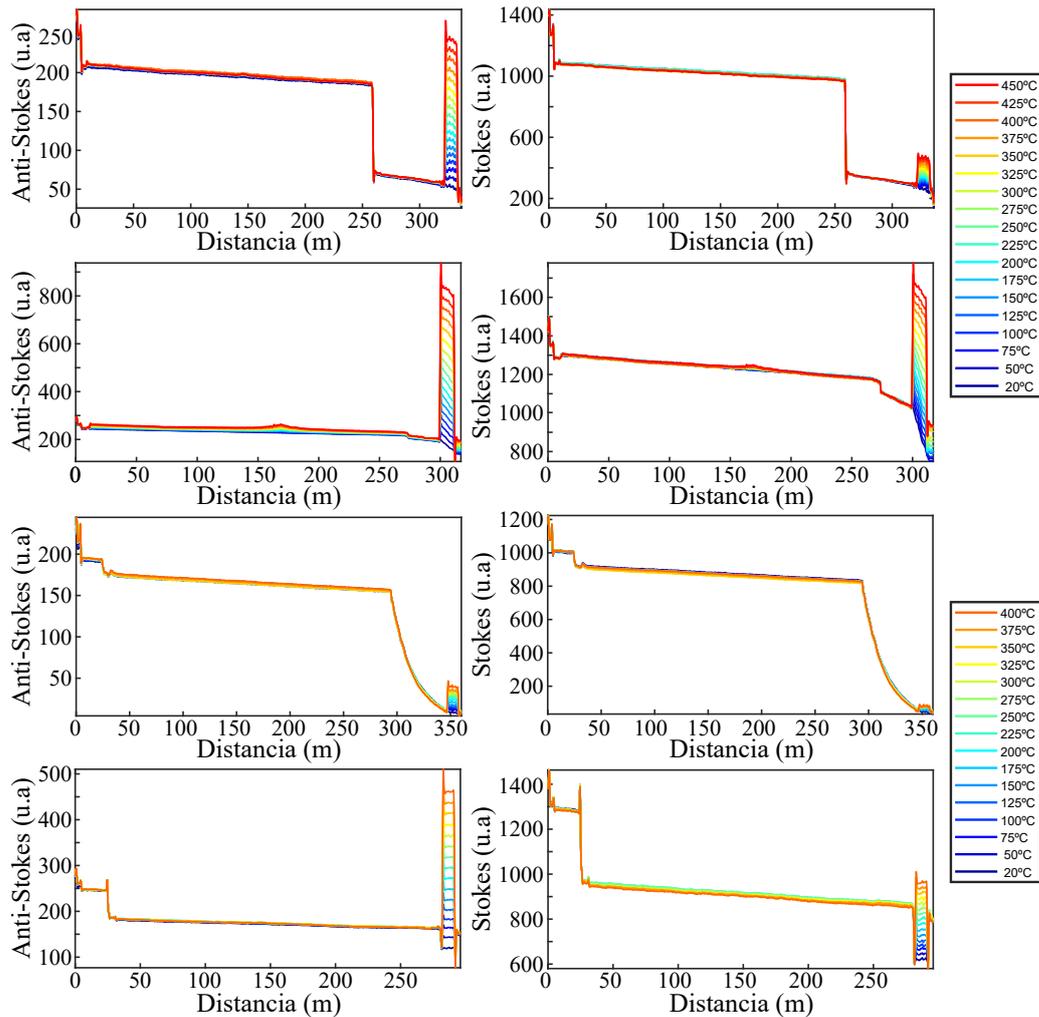


Figura 5.7: Señales anti-Stokes (izquierda) y Stokes (derecha) obtenidas en la longitud completa con las fibras recubiertas de oro, cobre, aluminio y poliimida/carbono (de arriba a abajo, respectivamente).

recubrimientos especiales, motivada por lo comentado previamente (pérdidas locales por fusión y la diferencia entre las potencias retrodispersadas generadas en las fibras dopadas con *Ge* y las fibras con núcleo de sílice pura [7]). Finalmente, a pesar de la pequeña longitud de la la fibra recubierta de aluminio, se puede apreciar la bajada exponencial de la potencia de las dos componentes debido al alto valor de atenuación de esta fibra.

Para obtener información más detallada sobre el comportamiento de estas fibras con la temperatura, la figura 5.8 muestra la evolución de las señales Stokes y anti-Stokes de la secciones sujetas a cambios de temperatura.

Se puede apreciar que, como en las medidas anteriores, al comienzo de la sección donde cambia la temperatura, todas las trazas presentan un pico con la forma de “S”, causado por el efecto de dispersión cromática [5]. Asimismo, las señales anti-Stokes y Stokes de las fibras recubiertas de aluminio y oro son mucho más ruidosas

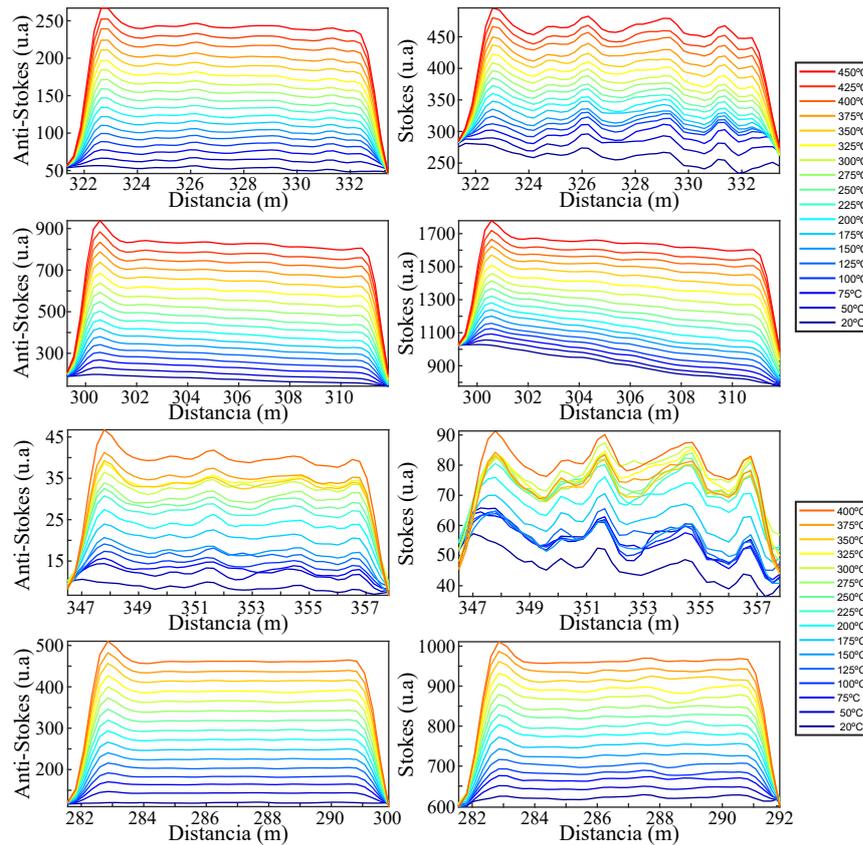


Figura 5.8: Señales anti-Stokes (izquierda) y Stokes (derecha) obtenidas en las fibras recubiertas de oro, cobre, aluminio y poliimida/carbono (de arriba a abajo, respectivamente) en las secciones dentro del horno.

que las trazas de las fibras recubiertas de poliimida y cobre. Este exceso de ruido se debe, principalmente, a las macrocurvaturas originadas en estas fibras en el momento de introducirlas en el horno. Aunque las cuatro fibras se colocaron en el horno de la misma manera, pero a la vista de estos resultados, las curvaturas de las fibras recubiertas de aluminio y oro han influido más en las medidas, introduciendo más ruido a las trazas. Este hecho puede indicar que estas fibras no son adecuadas para su uso en entornos industriales, donde la mayoría de las veces no se puede controlar el despliegue y/o el manejo de la fibra.

Como se ha mencionado en el capítulo anterior, la atenuación de las fibras recubiertas de metal depende de la temperatura: a bajas temperaturas presentan atenuaciones más altas [3]. En el gráfico asociado a la fibra recubierta de cobre de la figura 5.8, se puede observar que, a temperatura ambiente, las señales de Stokes y anti-Stokes presentan una pendiente negativa debido a su alta atenuación. Cuando la temperatura aumenta, esta pendiente disminuye, lo que significa que la atenuación se ha reducido. En el caso de la fibra de poliimida, esta variación no se puede apreciar a partir de las trazas obtenidas con este interrogador. La baja atenuación de la fibra, su pequeña longitud y la resolución del sistema (0.5 m) no permiten obtenerla

con precisión. Por su parte, en las trazas de las componentes anti-Stokes y Stokes de las fibras recubiertas de aluminio y oro, no se aprecia con claridad esta variación de atenuación con la temperatura, dado el alto nivel de ruido que presentan.

A partir de estas señales retrodispersadas de Raman capturadas para todas las FUTs, se han calculado, usando la ecuación 3.16, los perfiles de temperatura de estas fibras ópticas. La figura 5.9 muestra la temperatura estimada en las secciones sujetas a cambios dentro de horno.

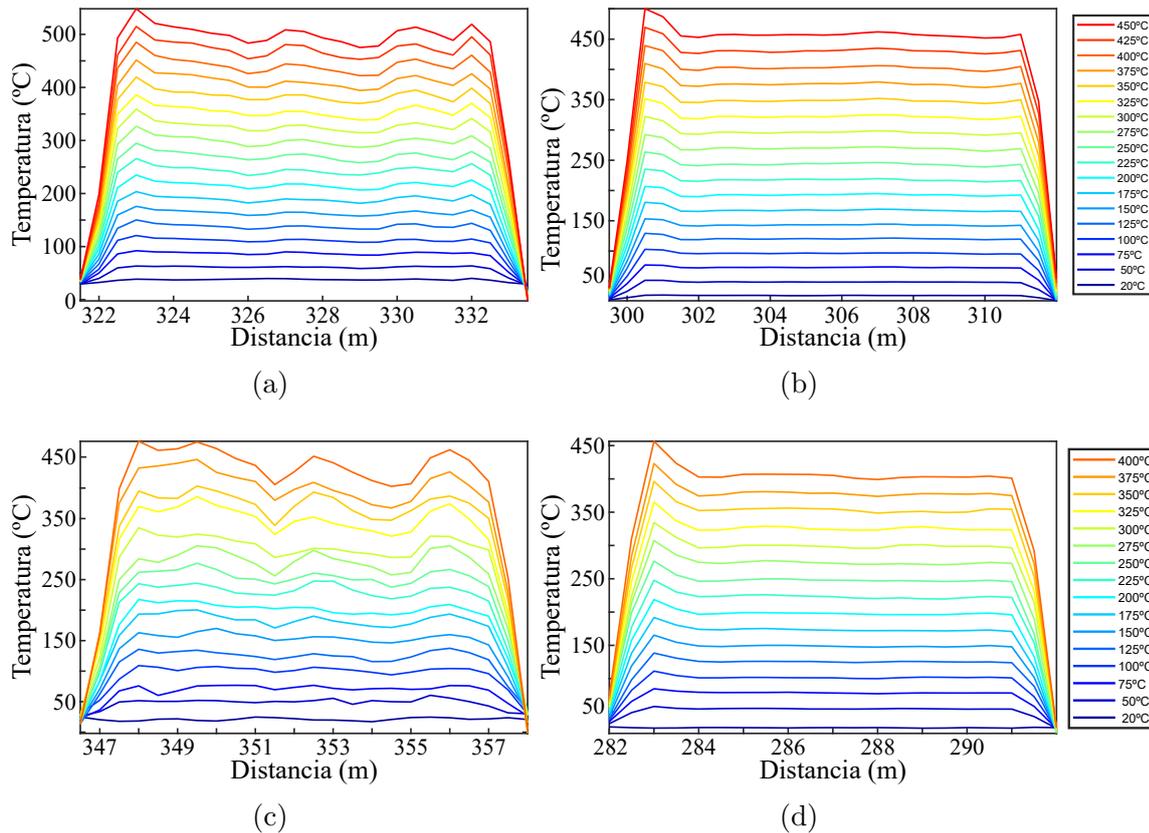
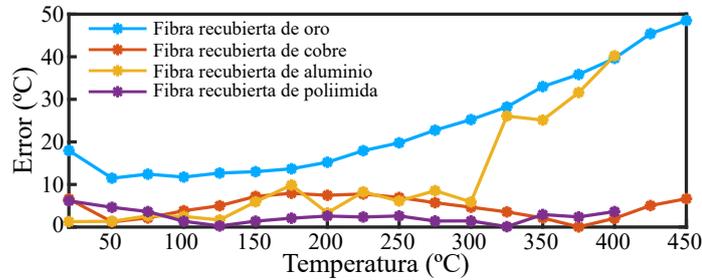


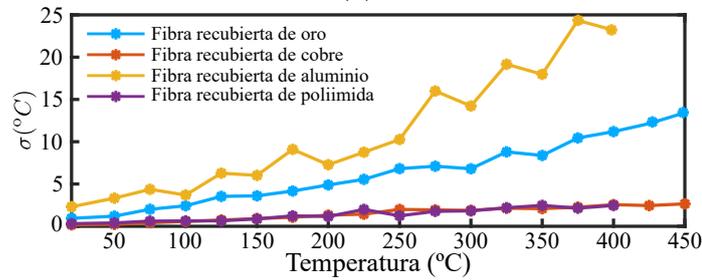
Figura 5.9: Perfil de temperatura en el tramo dentro del horno para la fibra recubierta de (a) oro, (b) cobre, (c) aluminio y (d) poliimida/carbono.

La figura 5.10 (a) muestra el error medio de los tramos de las cuatro fibras introducidos en el horno. Este error se ha calculado como el valor absoluto de la diferencia entre la temperatura real del horno y la temperatura promedio de dichas secciones. Como se puede apreciar, la fibra recubierta de poliimida es la fibra que presenta el mínimo error, permaneciendo prácticamente constante en todo el rango de medida. El error más alto obtenido con esta fibra ($6\text{ }^{\circ}\text{C}$) ha sido a temperatura ambiente y puede ser debido a la diferencia entre el valor real y el que se ha considerado como temperatura ambiente. Para el cálculo del error en todas las fibras, se ha asumido que esta temperatura es de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, sin embargo, podrían haberse producido pequeños cambios en este valor a la hora de realizar las medidas con la fibra de poliimida. Por otro lado, la fibra recubierta de cobre también tiene un pequeño error y práctica-

mente constante con la temperatura, siendo $7.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ el error más alto obtenido y ha sido en $T = 175\text{ }^{\circ}\text{C}$. En la fibra recubierta de aluminio, el error aumenta considerablemente a partir de los $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, alcanzando los $40\text{ }^{\circ}\text{C}$, aproximadamente, a $400\text{ }^{\circ}\text{C}$. Finalmente, la fibra recubierta de oro es la que tiene el mayor error, mostrando un aumento significativo con la temperatura.



(a)



(b)

Figura 5.10: (a) Error medio de la sección dentro del horno y (b) su varianza (σ) en las cuatro fibras en la primera serie de medidas.

Los elevados errores cometidos en las medidas realizadas con las fibras recubiertas de aluminio y oro se deben al cambio dinámico y no uniforme de las pérdidas con la temperatura en las longitudes de onda de las señales S y AS. Como se ha explicado en el capítulo anterior, la diferencia entre los coeficientes de expansión térmica lineal de la fibra óptica y el recubrimiento de metal, genera grandes pérdidas adicionales, sobre todo a bajas temperaturas, causadas por las microcurvaturas producidas en la fibra. A medida que sube la temperatura, se producen menos microcurvaturas y, por consiguiente, se reducen estas pérdidas. Estos cambios del perfil de atenuación en cada temperatura, inducen variaciones en el valor de $\Delta\alpha$ (parámetro muy importante que se ha calculado en el proceso de calibración a temperatura ambiente y que se ha empleado para estimar todas las otras temperaturas) lo que conlleva a cometer errores elevados en la estimación de temperatura. Por lo tanto, como se ha explicado en la sección anterior con más detalle, para reducir este error, no se puede aplicar el procedimiento normal de calibración y se hace necesario realizar una calibración dinámica para compensar las variaciones en el valor de la diferencia de atenuación [10].

Por otra parte, en la figura 5.10 (b) se muestra la varianza de las secciones sometidas a cambios de temperatura dentro del horno. Como se puede apreciar, la

variación de las fibras recubiertas de poliimida y cobre es muy pequeña y uniforme en todas las temperaturas programadas. Sin embargo, en las fibras recubiertas de oro y especialmente de aluminio, esta varianza aumenta según lo hace la temperatura, lo que tiene una relación directa con la falta de uniformidad de las trazas de sus señales Stokes y anti-Stokes (figura 5.9).

En vista de los resultados mostrados en las figuras 5.9 y 5.10 (b), se puede deducir que la influencia de las macrocurvaturas en las medidas realizadas con las fibras recubiertas de aluminio y oro, puede ser un factor limitante a la hora de su despliegue en entornos industriales, por la dificultad que se encuentra generalmente en controlar la colocación y/o manipulación de las fibras. Además, su alta varianza limita el uso de estas fibras en aplicaciones reales donde se necesita determinar el valor exacto de temperatura de un área específica de longitud pequeña.

En la segunda tanda de medidas, se han programado varios ciclos entre temperatura ambiente y la temperatura máxima de prueba de cada fibra (ver tabla 5.2). Se han realizado al mismo tiempo las medidas de las fibras recubiertas de oro y cobre, por un lado, y las fibras recubiertas de aluminio y poliimida, por otro. La figura 5.11 (a) muestra la temperatura media de las secciones introducidas en el horno. Como se ha explicado anteriormente, las fibras recubiertas de oro y aluminio presentan mayor error (50°C y 40°C , respectivamente) a las temperaturas máximas de prueba. Además, en el caso de la fibra recubierta de aluminio, la temperatura media de su sección dentro del horno no es constante cuando la temperatura del horno es estable. En cambio, las fibras recubiertas de cobre y poliimida exhiben errores más bajos y constantes (7°C y 3°C , respectivamente, en su temperatura máxima de prueba) durante estos ciclos.

La varianza de las secciones sometidas a cambios de temperatura en las cuatro fibras se muestra en la figura 5.11 (b). Se puede observar que, como en los resultados anteriores, la varianza asociada con las fibras recubiertas de oro y aluminio es alta, alcanzando los 25°C , aproximadamente, en la fibra recubierta de aluminio. En el caso de la fibra recubierta de cobre, la varianza es mucho menor, excepto en las rampas de bajada, debido probablemente a la disposición de la fibra dentro del horno. Mientras que la fibra de oro estaba apoyada sobre un soporte metálico (lo que facilita una distribución uniforme de temperatura en toda la fibra), la temperatura de la fibra de cobre se ha visto influenciada por la no uniformidad de la temperatura dentro del horno. Finalmente, la fibra recubierta de poliimida exhibe una varianza baja y constante en todos los ciclos.

Una vez que se ha llevado a cabo el estudio experimental para determinar las ventajas y desventajas de las diferentes fibras para medir temperaturas de hasta 400°C con un sistema RDTS, se puede concluir que las fibras recubiertas de cobre y poliimida son la mejor opción en estas condiciones. Las fibras recubiertas de cobre pueden ser una opción muy adecuada, pero tienen el inconveniente de la oxidación a altas temperaturas. Si bien este problema no se resuelve, las fibras recubiertas de poliimida serán la mejor opción siempre que se elija una protección adecuada para proporcionarles la consistencia mecánica requerida a altas temperaturas.

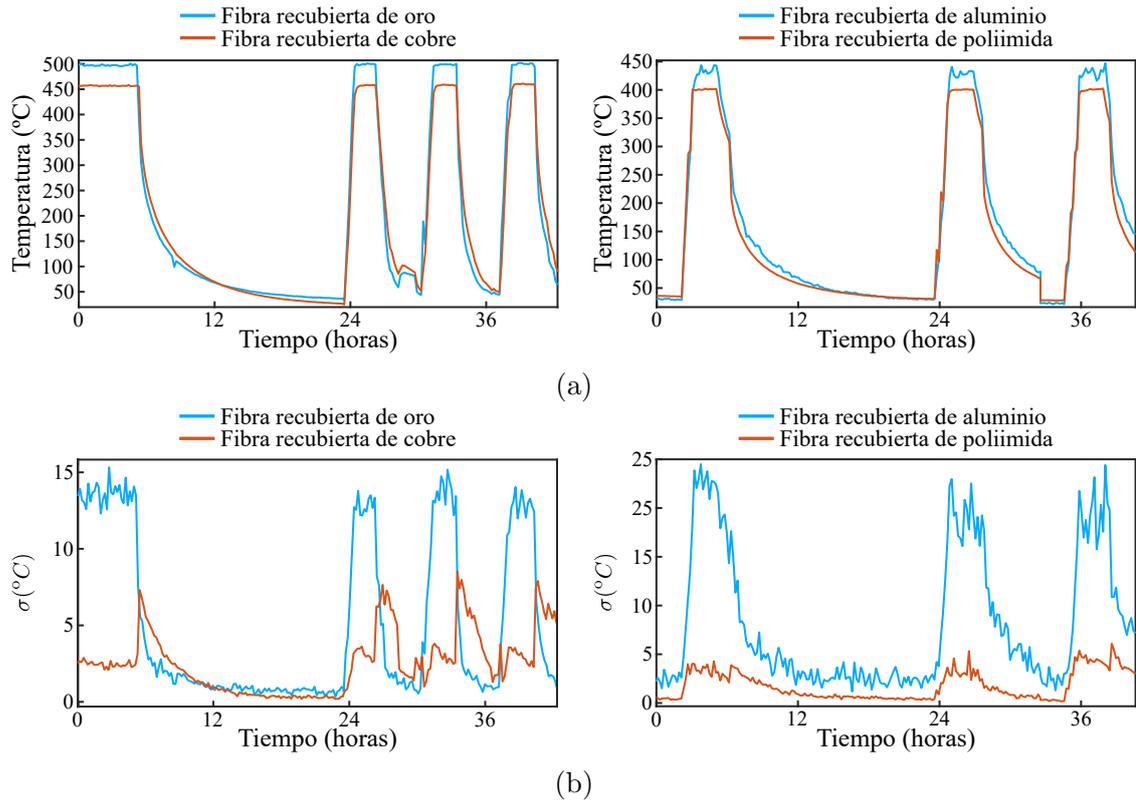


Figura 5.11: (a) Error medio de la sección dentro del horno y (b) su varianza (σ) en las cuatro fibras en la segunda serie de medidas.

5.3. Sensor integrado híbrido de muy alta temperatura y strain

En esta sección, se propone un enfoque novedoso que combina sensores distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman con redes de difracción de Bragg (**FBG**, **Fiber Bragg Grating**) para llevar a cabo medidas distribuidas y cuasi distribuidas de temperatura y de *strain* de forma simultánea. Para ello, se han inscrito tres FBGs en una fibra multimodo recubierta de oro y con núcleo de sílice pura mediante la técnica *point-by-point* para la inscripción de FBGs mediante láseres de femtosegundo clasificada como tipo I. Empleando una sola fibra, se han medido simultáneamente y sin interferencias entre las mediciones distribuidas y puntuales temperaturas de hasta $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ y *strain* de hasta $4144\ \mu\epsilon$, aproximadamente. Además, se ha implementado una nueva técnica para calibrar el sistema de medida distribuida de temperatura utilizando las medidas puntuales de los FBGs como referencia.

Tradicionalmente, la fabricación de los FBGs se basa en la inscripción UV, utilizando fibras fotosensibles y máscaras de fase especiales [11]. En este método de fabricación, existen dos restricciones principales: i) la baja disponibilidad de estas máscaras limita las longitudes de onda de Bragg producidas y ii) los FBGs resultantes no son adecuados para aplicaciones que requieren monitorización de altas temperatu-

ras. A temperaturas por encima de 600 °C, este tipo de FBGs se borra por completo, lo que imposibilita su uso como elementos de detección en entornos que superan este umbral [12]. En consecuencia, en estos ambientes, se hace necesario el uso de FBGs inscritos mediante láseres de femtosegundo. Este método, además de aumentar el rango de temperatura de trabajo de los FBG a más de 800 °C, proporciona una notable flexibilidad y simplicidad tecnológica [13].

5.3.1. Fabricación de de las redes de difracción

Debido a su simplicidad de fabricación, su reducido tamaño y su alta sensibilidad en la monitorización de diversos parámetros (temperatura, *strain*, desplazamiento, aceleración, etc), los FBGs han adquirido una gran relevancia dentro de los sensores de fibra óptica [14]. Un FBG consiste en una perturbación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra donde se graba. Esta perturbación inducida actúa como un reflector a una longitud de onda determinada, denominada longitud de onda de Bragg (λ_B), y se puede calcular como [13]:

$$\lambda_B = \frac{2}{m} n_{eff} \Lambda \quad (5.4)$$

siendo m el orden de la red, n_{eff} su índice de refracción efectivo y Λ el periodo de la estructura. En este estudio, la inscripción de los tres FBGs empleados se ha realizado empleando un láser femtosegundo comercial (**FLCPA, Fiber Laser Chirped Pulse Amplifier**) de la serie *Calmar Laser*, que trabaja a 1030 nm. La duración de pulso y la frecuencia máxima de repetición de pulsos (**PRR, Pulse Repetition Rate**) de este láser son de 370 fs y 120 kHz, respectivamente. Para enfocar sus pulsos, se ha empleado una lente objetivo $x100/NA = 0.5$ de *Mitutoyo*. Además, para evitar la aberración esférica, la fibra ha sido depositada entre un portaobjetos y un cubreobjetos, relleno con líquido adaptador de índice el espacio entre los dos. Finalmente, para desplazar la fibra en el proceso de inscripción, se ha colocado el portaobjetos, donde se encuentra la fibra, en una plataforma fijada a un motor *XYZ* con una resolución nanométrica (*Aerotech*).

Para la inscripción de los tres FBGs (cada uno con una longitud de $L_{FBG} = 5$ mm) en la fibra multimodo recubierta de oro (con las mismas características que la empleada en la sección anterior), se ha empleado el método *point-by-point* (PbP) usando un solo disparo por punto, con una energía de pulso de 0.47 μJ y una PRR de 20 Hz. La energía de pulso elegida provoca un cambio suave e isotrópico del índice de refracción, clasificado como Tipo I dentro de los cambios de índice inducidos por la inscripción mediante láseres de femtosegundo. Este cambio ha sido estimado a través de la técnica de profilometría de campo cercano refractado, obteniendo un valor de $\Delta n = |n_{spot} - n_{core}| \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Donde n_{spot} y n_{core} son el índice de refracción del cambio generado por cada pulso y el del núcleo de la fibra, respectivamente. Para distinguir los FBGs, se ha fabricado cada uno con un período diferente: $\Lambda_1 = 1.083 \mu m$, $\Lambda_2 = 1.063 \mu m$ y $\Lambda_3 = 1.069 \mu m$ que corresponden a unas longitudes de onda de $\lambda_1 = 1557$ nm, $\lambda_2 = 1531$ nm y $\lambda_3 = 1539$ nm, respectivamente.

Las tres FBG se han inscrito a distancias de 1.5 m , 47 m y 63 m desde el extremo inicial de la fibra recubierta de oro. En el proceso de inscripción, el período de cada uno determina la velocidad de barrido, a través de la relación: $v = \Lambda \cdot PRR$. Por lo tanto, el tiempo máximo de inscripción tiene lugar cuando se inscribe el FBG con Λ_2 : $t_{max} = L_{FBG}/v_{min} = 5\text{ mm}/(1.063\ \mu\text{m} \cdot 20\text{ Hz}) \approx 4\text{ min}$. La figura 5.12 (a) describe la disposición espacial de los FBGs a lo largo de la fibra y la figura 5.12 (b) muestra el espectro de reflexión de los tres FBG medido a temperatura ambiente y sin *strain*.

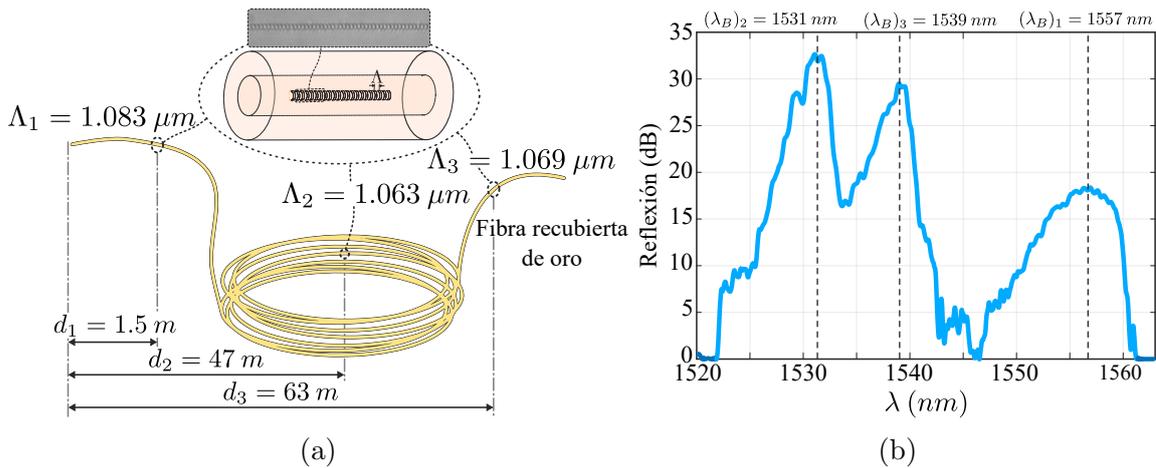


Figura 5.12: (a) Diagrama esquemático de la ubicación de los FBGs (con su período correspondiente) en la fibra recubierta de oro. (b) Espectros de reflexión a temperatura ambiente y sin *strain*.

5.3.2. Configuración experimental

La configuración diseñada y empleada en las pruebas experimentales se muestra esquemáticamente en la figura 5.13. La fibra bajo prueba está formada por dos bobinas de fibra multimodo de índice gradual estándar (con longitudes de 264 m y 16.5 m) fusionadas a los dos extremos de los 67 m de fibra recubierta de oro de núcleo de sílice pura.

En el extremo libre de la fibra multimodo de 264 m de longitud, se ha conectado la ya mencionada unidad de interrogación (RDTS) para llevar a cabo las medidas distribuidas de temperatura. Por lo tanto, los tres FBGs inscritos en la fibra multimodo recubierta de oro están a una distancia de 265.5 , 311 y 327 m , respectivamente, del equipo RDTS.

Para medir la reflexión de los FBGs, primero, se ha fusionado el otro extremo de la FUT al puerto 2 de un circulador óptico de banda ancha ($1460 - 1620\text{ nm}$). Después, se ha conectado una fuente de luz de banda ancha (**BLS, Broadband Light Source**) (*HP 83437A*) al puerto 1 de dicho circulador para iluminar los FBGs. Esta BLS incorpora cuatro LEDs que proporcionan un amplio espectro en el rango de 1200 nm a 1700 nm . Finalmente, para capturar los espectros reflejados de los FBGs,

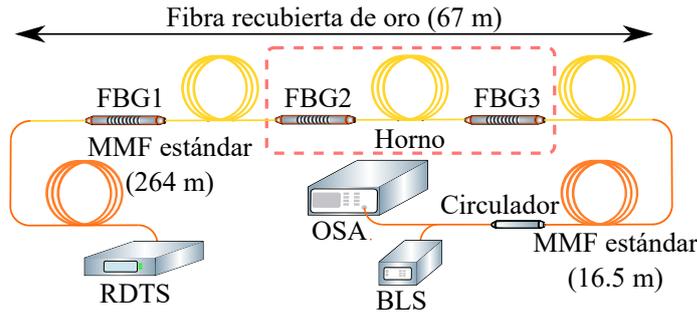


Figura 5.13: Diagrama esquemático de la configuración experimental de las medidas híbridas Raman/FBGs.

se ha conectado un analizador de espectros óptico (*Anritsu MS9740A*) al puerto 3 del circulador y se ha fijado su resolución a 0.1 nm .

Con el objetivo de demostrar y validar el enfoque propuesto, se han colocado 18 m de la fibra recubierta de oro (incluyendo los dos FBGs 2 y 3) dentro del horno y se ha programado un ciclo térmico de subida entre temperatura ambiente (22°C , aproximadamente) y 600°C con pasos de 50°C .

Asimismo, en lo referente a la caracterización del *strain* de los FBGs 1 y 2, se han empleado dos plataformas XYZ (una fija y la otra móvil) para estirar la fibra. Inicialmente, se han separado las dos plataformas una distancia $d = 15.2 \text{ cm}$ para colocar los FBGs completamente estirados. Después, se ha ido incrementando la distancia gradualmente (moviendo la plataforma móvil en el eje X) en pasos de 0.03 mm (equivalente a $200 \mu\epsilon$) hasta 0.63 mm . Por lo tanto, el *strain* aplicado sobre los dos FBGs ha ido incrementándose desde $200 \mu\epsilon$ hasta los $4144 \mu\epsilon$, aproximadamente. La figura 5.14 muestra el esquemático de la configuración empleada.

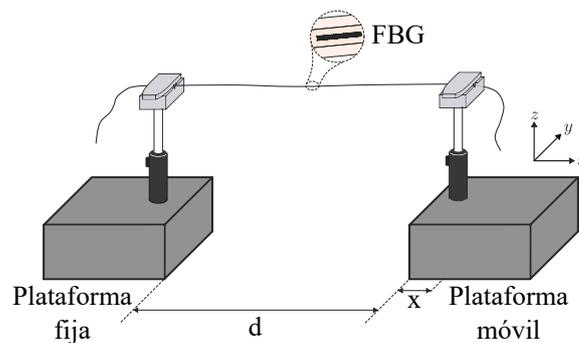


Figura 5.14: Diagrama esquemático de la configuración empleada para la caracterización del *strain*.

5.3.3. Resultados experimentales

Como se ha procedido previamente, en cada temperatura programada, se deja tiempo suficiente para que la temperatura dentro del horno se estabilice antes de

llevar a cabo las medidas distribuidas de temperatura. El tiempo de medición y la resolución espacial empleada en cada traza han sido de 60 s y 0.5 m, respectivamente. La figura 5.15 muestra las trazas de las señales anti-Stokes y Stokes ($\lambda_{AS} = 1014 \text{ nm}$ y $\lambda_S = 1114 \text{ nm}$) capturadas en toda la fibra bajo prueba.

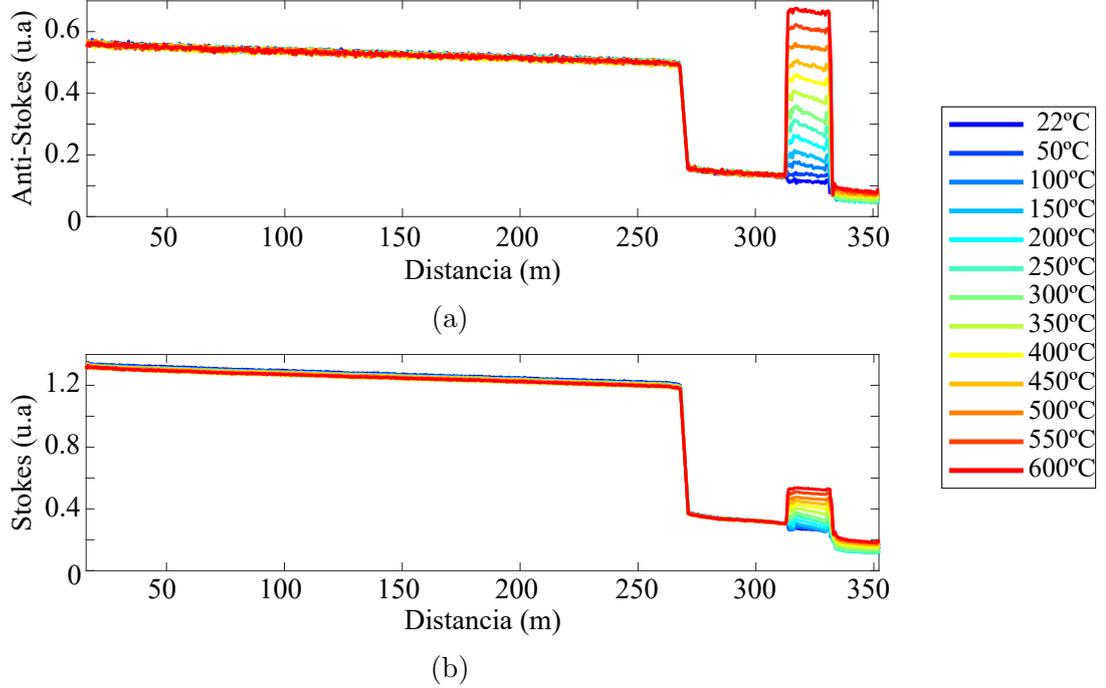


Figura 5.15: Señales (a) anti-Stokes y (b) Stokes capturadas en toda la FUT.

Observando la figura, se pueden sacar las mismas conclusiones comentadas anteriormente. Por un lado, se puede observar como en la zona correspondiente a la fibra de oro, las trazas son más ruidosas en comparación con la MMF estándar debido a las macrocurvaturas generadas al desenrollar y colocar la fibra recubierta de oro en el horno. Por otro lado, se puede apreciar en la distancia $D = 264 \text{ m}$, la caída brusca de potencia a causa de la alta potencia retrodispersada generada en el MMF estándar en comparación con la fibra recubierta de oro con núcleo de sílice pura y del punto de fusión entre ambas fibras [7]. Sin embargo lo remarcable en esta nueva configuración, es la ausencia de las reflexiones en las señales retrodispersadas de Raman en las posiciones de los tres FBGs. Esto se debe principalmente a la gran separación espectral entre las longitudes de onda usadas por la unidad Raman y las utilizadas por la configuración empleada para interrogar a los FBGs.

Siguiendo el proceso explicado en la configuración de un solo extremo en el capítulo 3, se puede calcular el perfil de temperatura a partir de las potencias de las dos componentes de la dispersión Raman, $P_{AS}(z, T)$ y $P_S(z, T)$ con la siguiente expresión [15]:

$$T(z) = - \frac{h\Delta\nu}{k \left[\ln [R(z)] - \ln [C_R] + \int_0^z \Delta\alpha(z') dz' \right]} \quad (5.5)$$

donde C_R y $\Delta\alpha$ son parámetros que se han calculado antes de comenzar las medidas, manteniendo una sección de la FUT a una temperatura constante y uniforme. Suponiendo que la fibra mantiene su espectro de atenuación a lo largo del tiempo, la diferencia de atenuación, $\Delta\alpha$, se mantiene constante y su valor se calcula como la pendiente de la recta ajustada a $\ln(R(z))$ con z en este tramo [9]. Aquí también se ha fijado $h\Delta\nu/k$ a su valor teórico, $h\Delta\nu/k = 490$ [5].

Los perfiles de temperatura, calculados a partir de la ecuación 5.5, a lo largo de todo la fibra y obtenidos para las diferentes temperaturas programadas se representan en la figura 5.16. Es importante señalar que en esta configuración también, debido al perfil no uniforme de las pérdidas presentadas por las fibras recubiertas de oro y sus variaciones con la temperatura se inducen grandes errores en la estimación del perfil de temperatura [2, 3]. La figura 5.16 muestra, además, estos errores que han sido calculados siguiendo el mismo método mencionado previamente (como el valor absoluto de la diferencia entre el valor promedio de la temperatura de la sección dentro del horno y la temperatura programada). Se puede observar aquí también, que los errores cometidos aumentan a medida que lo hace temperatura, alcanzando un máximo de 49°C , aproximadamente, a 600°C .

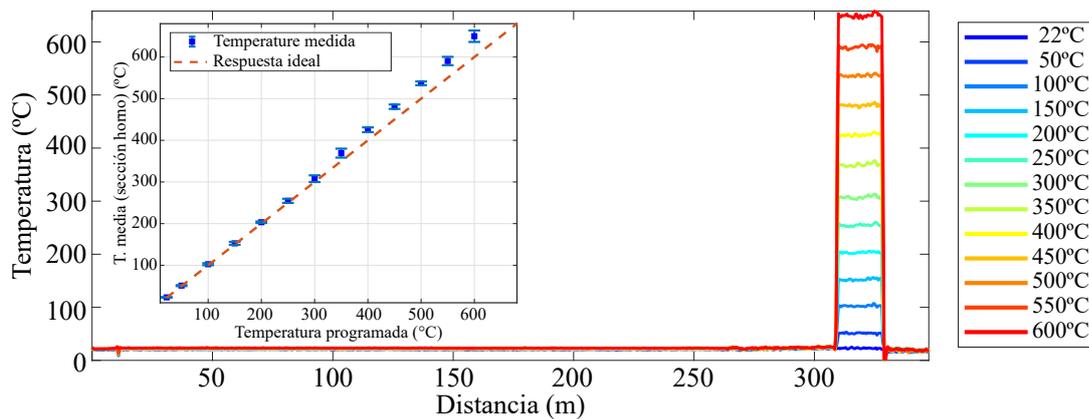


Figura 5.16: Perfil de temperatura medido en todo la fibra.

Simultáneamente con las medidas distribuidas, se han ido capturando los espectros de los FBGs 2 y 3 durante todo el ciclo térmico programado. El tiempo entre dos mediciones consecutivas y el tiempo total de medición utilizados han sido de 150 s y 354 minutos, respectivamente. Una representación 3D de los resultados obtenidos se muestra en la figura 5.17 (a). Como se puede comprobar, el pico de los espectros de reflexión de los FBGs 2 y 3 se desplaza linealmente con la temperatura y su potencia máxima permanece prácticamente constante en todo el rango, a diferencia de lo que sucede con el FBG basado en la inscripción UV [12, 16]. Para comparar los resultados obtenidos por estos FBGs y la temperatura medida en la sección de fibra dentro del horno, la figura 5.17 (b) muestra el desplazamiento de la longitud de onda del pico de reflexión de los espectros capturados a temperaturas estables. A partir de estos datos, se ha calculado la sensibilidad a la temperatura de ambos FBGs en todo el rango de medición (desde temperatura ambiente hasta 600°C), lo que ha resultado

en $12.39 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ y $13.06 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ para el FBG 2 y 3, respectivamente.

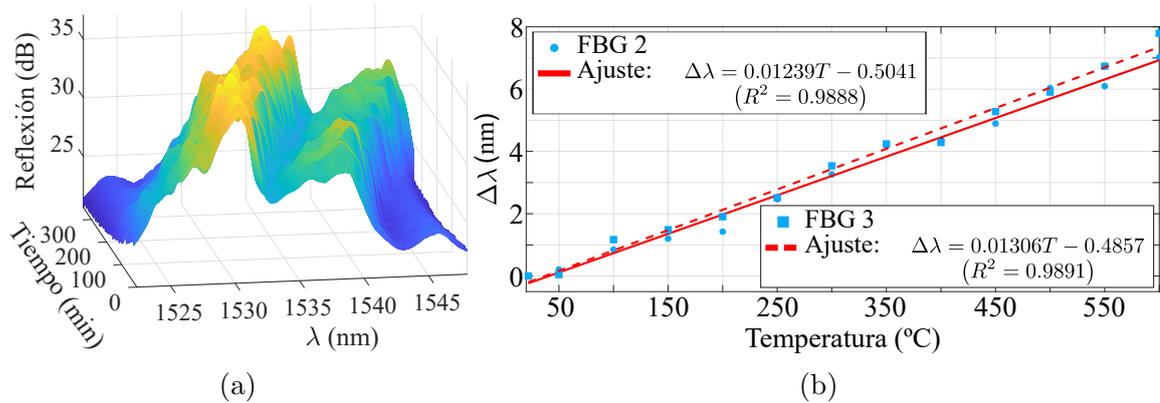


Figura 5.17: (a) Representación 3D de los espectros capturados a lo largo del ciclo térmico programado. (b) Evolución de la longitud de onda de Bragg en función de la temperatura.

Por otra parte, las medidas de *strain* realizadas con el FBG 1, usando la configuración descrita en la figura 5.14, se representan en la figura 5.18 (a). En relación con los resultados obtenidos, se puede observar que la variación de los espectros reflejados muestra una alta linealidad con el *strain* aplicado.

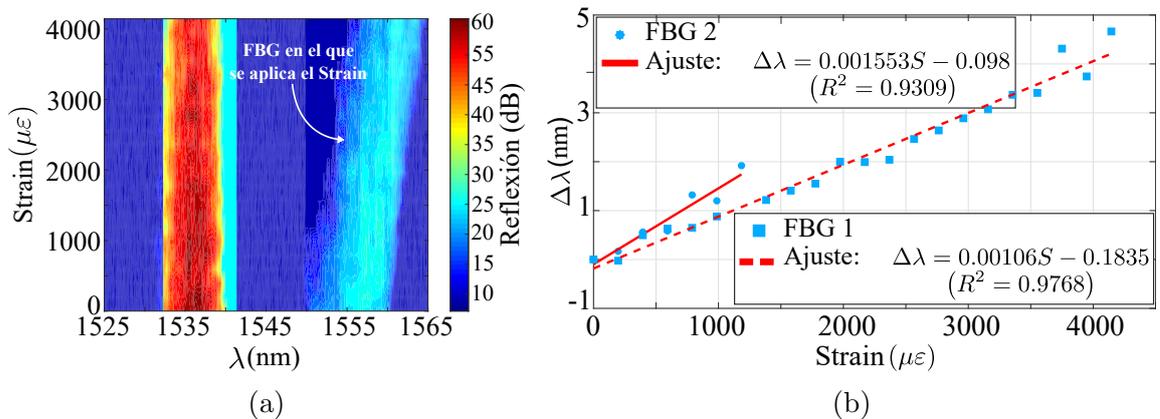


Figura 5.18: (a) Espectros de reflexión del FBG 1. (b) Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función del *strain* aplicado.

Para estimar la sensibilidad de los dos FBGs, se ha calculado un ajuste lineal a la evolución de la longitud de onda de Bragg en función de la tensión aplicada. La figura 5.18 (b) presenta los resultados obtenidos. Dado que el FBG 2 ha sido sometido a altas temperaturas (hasta $600 \text{ }^\circ\text{C}$) y tratando de evitar su ruptura, la tensión máxima aplicada ha sido de $1184 \mu\epsilon$, aproximadamente. Observando los resultados, se puede ver que los dos FBG exhiben una muy buena linealidad, con una sensibilidad de alrededor de $1.55 \text{ pm}/\mu\epsilon$ y $1.06 \text{ pm}/\mu\epsilon$, aproximadamente.

En ambos casos, la sensibilidad de temperatura y tensión obtenidas son muy similares a las reportadas en la literatura para FBGs inscritos en SMF. Por ejemplo,

la sensibilidad al *strain* medida por Liu et al. (2011) y por Li et al. (2008) ha sido de $1.10 \text{ pm}/\mu\epsilon$ y $1.5 \text{ pm}/\mu\epsilon$, respectivamente [17, 18]. Mientras que Campanella et al. han reportado una sensibilidad a la temperatura de $13.7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ [19].

La ventaja más importante de este sistema híbrido es que los FBGs pueden permitir la corrección de los errores cometidos en las medidas distribuidas de temperatura realizadas con la fibra multimodo recubierta de oro. La temperatura medida con los FBG 2 y 3 se ha utilizado como referencia para llevar a cabo el proceso de calibración del sensor distribuido. Siempre y cuando estos dos FBGs estén a la misma temperatura que la sección sometida a variaciones de temperatura y el FBG 1 esté a la misma tensión que los otros dos FBGs (con el fin de llevar a cabo la discriminación de *strain*-temperatura en los FBG 2 y 3), es posible minimizar los errores cometidos en la estimación de la temperatura. Para este objetivo, se ha estudiado la sensibilidad cruzada de los dos parámetros (*strain* y temperatura) para discriminar la contribución del *strain* en los cambios de la longitud de onda de Bragg en los FBGs 2 y 3. Conociendo las variaciones de ambas variables y utilizando los coeficientes de sensibilidad previamente calculados, los desplazamientos de longitud de onda de Bragg vienen dados por [20]:

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} KT_1 & K\epsilon_1 \\ KT_2 & K\epsilon_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

donde $\Delta\lambda_1$ y $\Delta\lambda_2$ son los desplazamiento de la longitud de onda del FBG 1 y 2, respectivamente. KT es la sensibilidad a la temperatura y $K\epsilon$ es el coeficiente de sensibilidad a la tensión; ΔT y $\Delta\epsilon$ son las variaciones de temperatura y *strain*, respectivamente. Reescribiendo la ecuación 5.6, es posible determinar las variaciones de estas dos últimas variables:

$$\begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{bmatrix} = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} K\epsilon_2 & -K\epsilon_1 \\ -KT_2 & KT_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

siendo D el determinante de la matriz. La figura 5.19 representa la sensibilidad cruzada de temperatura y tensión, que se ha obtenido fijando una variable y variando la otra, en ambos casos. En ella, se representan los barridos aplicados de temperatura y *strain* (líneas punteadas negras) frente a los valores estimados por la ecuación 5.7 (puntos).

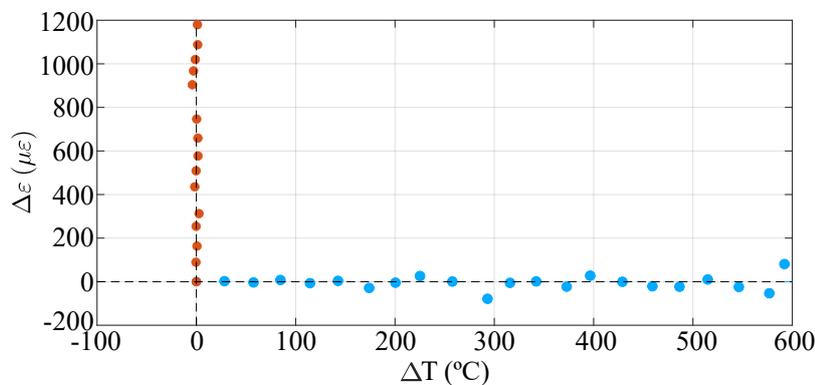


Figura 5.19: Sensibilidad cruzada de temperatura y tensión.

Una vez que la contribución de la tensión ha sido discriminada en los FBGs ubicados dentro del horno, las medidas distribuidas se han calibrado utilizando las temperaturas de los FBGs como referencia. La figura 5.20 (a) muestra los resultados obtenidos al aplicar este enfoque al tramo sujeto a cambios de temperatura de las trazas presentadas anteriormente en la figura 5.16. Como se puede observar en la figura 5.20 (b), se han reducido los errores significativamente, minimizando el error máximo (a $600\text{ }^{\circ}\text{C}$) hasta los $6\text{ }^{\circ}\text{C}$, aproximadamente.

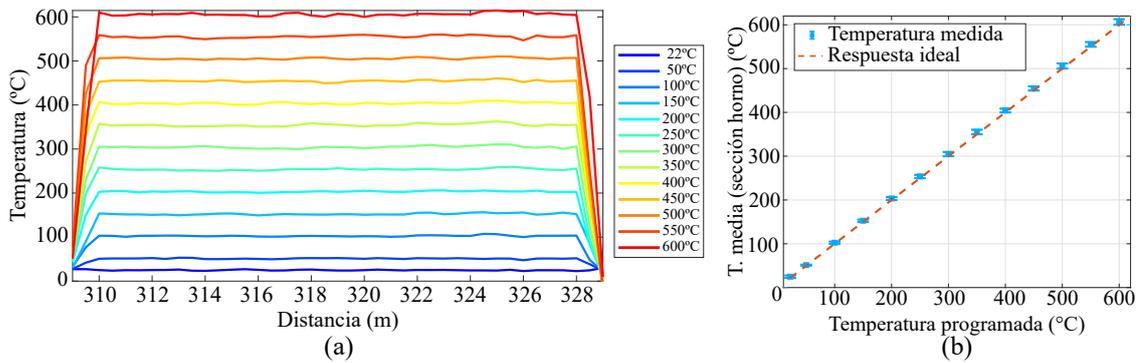


Figura 5.20: (a) Perfil de temperatura de la sección ubicada dentro del horno después de aplicar las correcciones, (b) Error de temperatura.

Dado que los FBGs han sido inscritos en una fibra multimodo, el seguimiento de la evolución del pico del espectro de reflexión con la temperatura y/o *strain* no es tan sencillo como el caso de las fibras SMF. La forma del espectro (figura 5.12 (b)) y la deformación que sufre a altas temperaturas dificulta este proceso. Intentado solventar este problema, se ha desarrollado un nuevo algoritmo adaptativo y automático para el seguimiento de los picos de los espectros de reflexión de los FBGs inscritos en MMFs. En la siguiente sección, se describe este nuevo algoritmo y se validan sus resultados empleando un FBG inscrito en una fibra multimodo estándar y en temperaturas que alcanzan los $850\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Aparte de estos dos enfoques, se ha optado por otro procedimiento basado en la aplicación de redes neuronales para corregir los errores originados en la fibra recubierta de oro. En ese contexto, se ha empleado un filtro adaptativo convolucional para mejorar las prestaciones de los sistemas de medida distribuida de temperatura en fibra óptica basados en la dispersión de Raman, en general, e intentar disminuir estos errores, en particular. En este planteamiento, se han empleado los métodos de aleatorización de dominio para el entrenamiento de la red a los distintos escenarios que se pueden encontrar en una aplicación real. A tal efecto, se han aleatorizado parámetros como: i) El número de fusiones en la fibra, su posición y sus pérdidas, ii) las zonas sometidos a cambios de temperatura del transductor, su longitud y sus posiciones en el espacio, iii) la temperatura de dichas zonas y iv) la varianza de ruido en un rango similar al del sistema a utilizar en la práctica. Con estos datos aleatorizados se ha generado una gran cantidad de señales sintetizadas ($\sim 10^6$) que se han usado para el entrenamiento de la red. En cada iteración se ofrece al modelo una señal sintetizada ideal y sin ruido y la misma traza con ruido añadido. Una

vez finalizado este proceso de aprendizaje, se ha presentado a la red trazas reales realizadas con un fibra recubierta de oro en un rango de temperatura que alcanza los 450°C. El filtro adaptativo convolucional propuesto, ha sido capaz de, no solo reducir el ruido, sino también de minimizar los errores antes mencionados. Además, a pesar de estar basado en operador de convolución, no se ha distorsionado la resolución espacial del sistema. Por lo tanto, este enfoque puede ser muy útil si se requiere una estimación de temperatura en tiempo real (~ 30 estimaciones/s) ya que no se necesita promediar las trazas para mejorar la SNR [21].

5.4. Algoritmo adaptativo de seguimiento de pico en FBGs inscritos en fibras multimodo

Actualmente, a pesar de todos los desarrollos llevados a cabo en la tecnología de fabricación de FBGs, la mayoría de los sensores se basan en fibras monomodo y no existen extensos estudios sobre los FBGs inscritos en fibras multimodo. No obstante, algunos trabajos anteriores han demostrado la viabilidad de utilizar estos FBGs como elementos sensores para determinar parámetros tales como temperatura, *strain* o curvatura, aprovechando las ventajas intrínsecas de las fibras multimodo [22, 23]. El mayor inconveniente de estos sensores es la forma amplia alrededor de la longitud de onda de Bragg de su espectro resultante y su carencia de la forma gaussiana que caracteriza los FBGs de las SMFs. Este hecho, sumado al deterioro que sufren los espectros a altas temperaturas, dificulta el seguimiento del pico y, por consiguiente, la realización de las medidas requeridas con precisión [24]. Con estos FBGs, el uso de los métodos tradicionales de seguimiento del pico puede inducir errores en la estimación de la longitud de onda de Bragg, sobre todo, a altas temperaturas: su forma espectral empeora los resultados obtenidos con los métodos de ajuste (polinomio, gaussiano, spline, etc) y, además, la variación de la forma del espectro con la temperatura hace que el uso de las técnicas basadas en correlación sean inapropiadas.

En este estudio, se presenta un algoritmo adaptativo nuevo y eficiente para el seguimiento del pico de los espectros de FBGs multimodo. Para demostrar su viabilidad y robustez, se han llevado a cabo medidas de hasta 850°C con un FBG inscrito mediante un láser femtosegundo en una MMF y se ha validado el método propuesto siguiendo la longitud de onda de Bragg en todo este rango de temperatura. Asimismo, se han comparado sus prestaciones con los métodos empleados tradicionalmente.

5.4.1. Descripción del algoritmo adaptativo

Como se ha indicado anteriormente, la detección de la longitud de onda de Bragg en fibras monomodo es relativamente simple. Pese a que el coste computacional derivado del ajuste gaussiano es elevado, los resultados obtenidos con este método proporcionan un ajuste óptimo, ya que la distribución del modo guiado por la fibra posee la misma forma gaussiana. Sin embargo, el seguimiento del pico de Bragg en fibras MMF no es tan sencillo, y menos en entornos de muy alta temperatura. La

forma del pico no es aguda y estrecha y pueden aparecer múltiples picos (figura 5.21), lo que dificulta la estimación del pico por los algoritmos convencionales. En estos casos, se puede emplear un ajuste gaussiano múltiple o polinomial de alto orden, pero estos ajustes requieren mucho tiempo de cálculo, lo que provoca su imposibilidad de uso en interrogadores que necesitan altas velocidades de procesamiento.

El principio básico de la monitorización mediante FBGs es la detección de la posición del pico del espectro del FBG a partir de una serie de puntos ofrecidos por el instrumento de medida (anализador de espectro óptico, interrogador comercial, ...). Para esto, habitualmente se utilizan los algoritmos de detección directa por su velocidad de cálculo [25]. Además del ajuste gaussiano, normalmente se emplean algoritmos de resolución sub-píxel, como el algoritmo del centro de gravedad (**COG**, **Center of Gravity**). Esta técnica se basa en la detección del “centro de masas” del pico del espectro, estimando la longitud de onda de Bragg, $(\lambda_B)_{est}$, mediante la siguiente fórmula [26]:

$$(\lambda_B)_{est} = \frac{\sum_i \lambda_i \cdot R(\lambda_i)}{\sum_i R(\lambda_i)}, \quad (5.8)$$

donde λ_i y $R(\lambda_i)$ son la longitud de onda y su reflexión asociada en el punto i^{th} del espectro, respectivamente. En relación con el número de puntos a seleccionar para realizar el cálculo, existen diferentes alternativas, entre las cuales se destacan tres: i) todos los puntos, ii) n puntos en ambos lados del máximo y iii) puntos por encima de un umbral (T). La primera alternativa es simple de implementar, pero ofrece resultados inexactos con señales ruidosas, como las presentes en los espectros capturados en entornos hostiles. En la segunda posibilidad, la selección de $2n + 1$ puntos centrados en el máximo también presenta problemas cuando existe incertidumbre en la determinación del punto máximo (figura 5.21). Finalmente, la selección de todos los puntos por encima de un umbral provoca una ralentización del cálculo con numerosos puntos cuya contribución para el resultado general es insignificante.

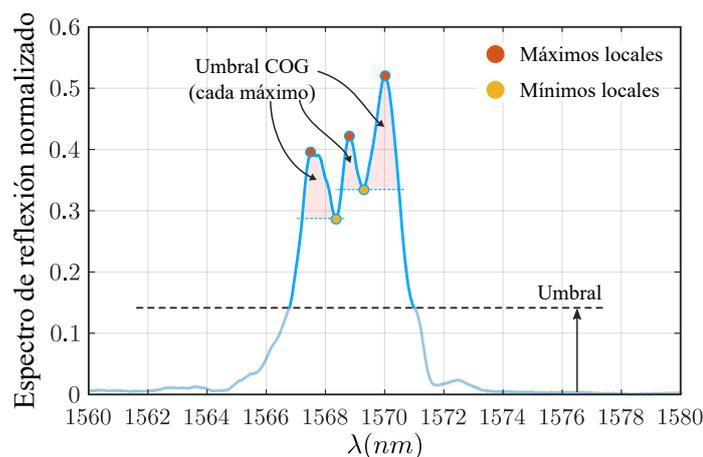


Figura 5.21: Esquema ilustrativo del algoritmo desarrollado en este estudio, aplicado en un espectro real medido a una temperatura de 830°C.

En este estudio, se propone un novedoso algoritmo adaptativo de seguimiento del pico en FBGs inscritos en fibras multimodo y en rango de temperaturas muy amplio. En presencia de múltiples picos, ofrece resultados similares a los obtenidos por el ajuste óptimo a través de múltiples distribuciones gaussianas. Dicho algoritmo se basa en el COG mencionado anteriormente, pero realiza una serie de modificaciones para ofrecer resultados notablemente mejores. El algoritmo de seguimiento de pico implementado, ilustrado en la figura 5.21, tiene los siguientes pasos:

1. En primer lugar, se seleccionan todos los máximos locales que componen el espectro, siempre que exista una diferencia entre ellos de al menos 5 % con respecto al máximo global. Los máximos locales cuya diferencia en reflexión es inferior a 5 % no se tienen en cuenta para simplificar el cálculo posterior.
2. Se establece un umbral adaptativo de 10 dB por encima del nivel de ruido. Los máximos locales por debajo de este umbral no se procesarán más adelante.
3. Se obtienen los mínimos locales ubicados a la izquierda y derecha de cada máximo local.
4. Se aplica el algoritmo COG basado en el umbral en cada máximo local (COG_i). Para cada máximo local, el umbral aplicado corresponde al mínimo local (izquierdo o derecho) que tiene una mayor reflexión (figura 5.21). Luego, se calcula la longitud de onda estimada con la ecuación 5.8.
5. Finalmente, dependiendo de la reflexión presentada por cada máximo local (R_i), se realiza una ponderación de cada componente. Para esto, se aplica la ecuación de ponderación que mejores estimaciones de λ_B ha demostrado:

$$(\lambda_B)_{est} = \sum_i \alpha_i \cdot \text{COG}_i, \text{ con } \alpha_i = \frac{R_i^2}{\sum_i R_i^2}, \quad \forall i \in \{\text{Máx. locales computados}\} \quad (5.9)$$

5.4.2. Parámetros de inscripción

Para verificar el correcto rendimiento del algoritmo desarrollado, se han llevado a cabo medidas con un FBG real en un amplio rango de temperaturas. El FBG ha sido inscrito en una MMF (50/125 μm) a través de un láser femtosegundo y con la misma configuración descrita en el apartado de fabricación de los FBGs de la sección anterior. La energía del pulso utilizada para su inscripción ha sido de $E_p = 0.47 \mu\text{J}$ y con una PRR de 50 Hz. El período del FBG, su velocidad de inscripción y su longitud han sido de $\Lambda = 1.065 \mu\text{m}$ (lo que se traduce en una longitud de onda alrededor de 1550 nm), $v = \Lambda \cdot \text{PRR} = 53.25 \mu\text{m/s}$ y $L = 4 \text{ mm}$, respectivamente.

5.4.3. Resultados experimentales

Con el objetivo de proporcionar la estabilidad térmica al FBG multimodo fabricado, se ha realizado un proceso de curado (*annealing*), sometiendo el sensor a una

temperatura de 300 °C durante 10 horas. Después, para comparar el rendimiento de los algoritmos tradicionales con el del enfoque propuesto, se ha programado un ciclo de subida entre temperatura ambiente (22 °C, aproximadamente) y 850 °C. Con el objetivo de medir los espectros reflejados, se ha fusionado el FBG al puerto 2 de un circulador óptico y se ha iluminado con una fuente de luz de banda ancha conectada al puerto 1. Los espectros resultantes se han medido con un OSA conectado al puerto 3 de dicho circulador. El tiempo entre dos mediciones consecutivas y el tiempo total de medida han sido de 35 s y 260 minutos, respectivamente. La figura 5.22 (a) muestra el ciclo programado y la longitud de onda de Bragg calculada con los distintos algoritmos. Como se puede observar, a bajas temperaturas, todos los métodos muestran un buen comportamiento lineal con la temperatura; sin embargo, a medida que la temperatura aumenta, comienzan a aparecer fluctuaciones significativas, especialmente en los algoritmos basados en COG. Estas fluctuaciones se deben al deterioro de los espectros capturados a altas temperaturas y se traducen luego en errores en la estimación de temperatura. A modo de ejemplo, en la figura 5.21 se puede observar como el espectro reflejado medido a 830 °C muestra una degradación significativa, exhibiendo una deformación que dificulta la correcta determinación de la posición del pico.

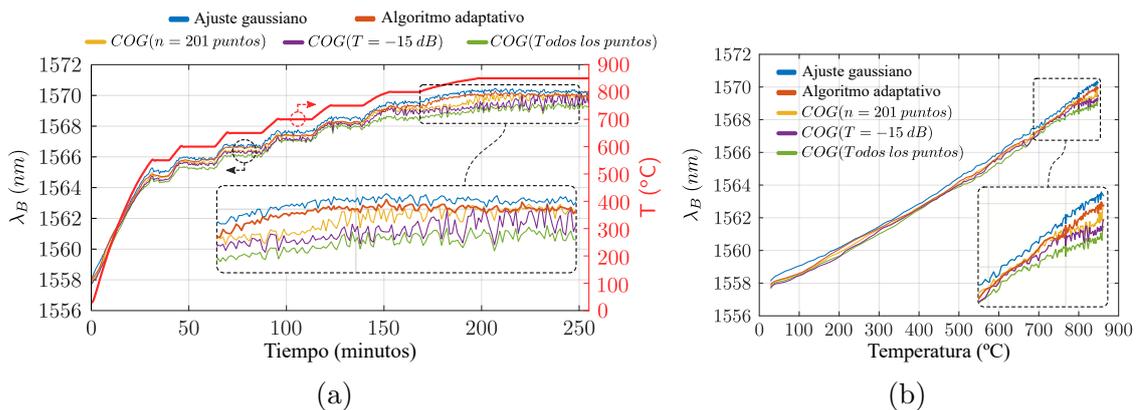


Figura 5.22: (a) Ciclo programado de temperatura y seguimiento del pico con los diferentes métodos. (b) Evolución de la longitud de onda de Bragg con la temperatura obtenida por los distintos algoritmos.

La figura 5.22 (b) ilustra los resultados obtenidos después de realizar un ajuste lineal de la longitud de onda de Bragg calculada con todos los algoritmos. Se puede observar la ausencia de fluctuaciones en el método adaptativo propuesto en comparación con las otras técnicas, especialmente a muy altas temperaturas. Incluso después del deterioro del espectro, se ha conseguido un correcto seguimiento del pico.

Para comparar el rendimiento de los diversos métodos, la tabla 5.3 resume las características más importantes de los 5 algoritmos implementados en el rango de 650 – 850 °C. Se puede apreciar que el método gaussiano, adaptativo y COG con 201 puntos tienen una sensibilidad (k) similar. Sin embargo, el COG con un umbral de 15 dB y el que usa todos los puntos del espectro, muestra una sensibilidad más baja. En cuanto al parámetro R^2 del ajuste lineal, el ajuste gaussiano y el método

adaptativo, muestran muy buen coeficiente de determinación. Al contrario de las tres variantes de los algoritmos basados en COG, donde el valor de R^2 disminuye sustancialmente, debido a la forma no lineal del ajuste en la zona de alta temperatura. Este hecho se puede observar claramente en la parte resaltada de la figura 5.22 (b).

Tabla 5.3: Características más importantes de los algoritmos implementados.

	Ajuste gaussiano	Algoritmo adaptativo	COG ¹	COG ²	COG ³
k (pm/°C) (650 – 850 °C)	17.79	17.34	17.09	15.82	14.87
R^2 (ajuste) (650 – 850 °C)	0.9941	0.9951	0.9849	0.9640	0.9767
$ \varepsilon $ (nm)	0.3060	0.2759	0.4174	0.5927	0.4205
$ \varepsilon $ (°C)	17.20	15.91	24.44	37.46	28.28
Latencia relativa (u.a)	7.22	1.00	0.7892	0.7799	0.7766

¹ $n = 201$ puntos, ² $T = -15$ dB, ³ Todos los puntos

El error cometido (ε) en la determinación de la longitud de onda de Bragg, se ha calculado como el valor absoluto de la diferencia entre el valor de la línea ajustada a 850 °C y el valor estimado en esta temperatura por todos los algoritmos (tabla 5.3). Se puede apreciar que el error mínimo se ha logrado con el algoritmo adaptativo propuesto, lo que demuestra su alta eficacia en el seguimiento del pico.

Finalmente, se ha calculado la velocidad relativa media de cómputo de todos los diferentes algoritmos, tomando como referencia el tiempo de ejecución del método propuesto. Como se puede observar, el tiempo del ajuste gaussiano es ~ 7 veces mayor que el tiempo necesario en el algoritmo adaptativo. En consecuencia, el método propuesto reduce significativamente el tiempo de procesamiento y exhibe un buen compromiso entre la correcta detección del pico, la robustez y la alta velocidad de cálculo.

5.5. Cable con fibra recubierta con poliimida

En esta sección se describe el diseño y la fabricación de un cable de fibra óptica para su uso como transductor en una aplicación industrial de monitorización distribuida de temperaturas que alcanzan los 360 °C. Para ello, el cable transductor debe, además de soportar dichas temperaturas, tener la protección suficiente para resistir las posibles tensiones mecánicas a las que va a estar sometido. Además, tiene que tener la flexibilidad suficiente para su óptima adaptación a la estructura a monitorizar y proporcionar la posibilidad de ser reutilizado en varias estructuras. Este hecho implica que la resistencia mecánica de todo el sistema (cable, fibra, conectores, etc)

debe reforzarse, ya que, todo el proceso de instalación/desinstalación puede llevarse a cabo en un ambiente industrial por trabajadores que, en ocasiones, no están familiarizados con las fibras ópticas.

Dado el rango de temperatura a medir, la primera opción elegida como elemento sensor fue la fibra recubierta de oro debido a su alta temperatura máxima de funcionamiento. Sin embargo, con todos los problemas ópticos que presenta esta fibra y su alta fragilidad, ha sido imposible su uso en esta aplicación industrial. El manejo de estas fibras, especialmente en grandes longitudes, complica enormemente su instalación, puesto que cualquier ligera curvatura puede traducirse en rotura de la fibra. Como muestra de su fragilidad y su difícil manejo, en la figura 5.23 (izquierda) se presenta una rotura de dicha fibra producida al intentar sacarla del horno del laboratorio.

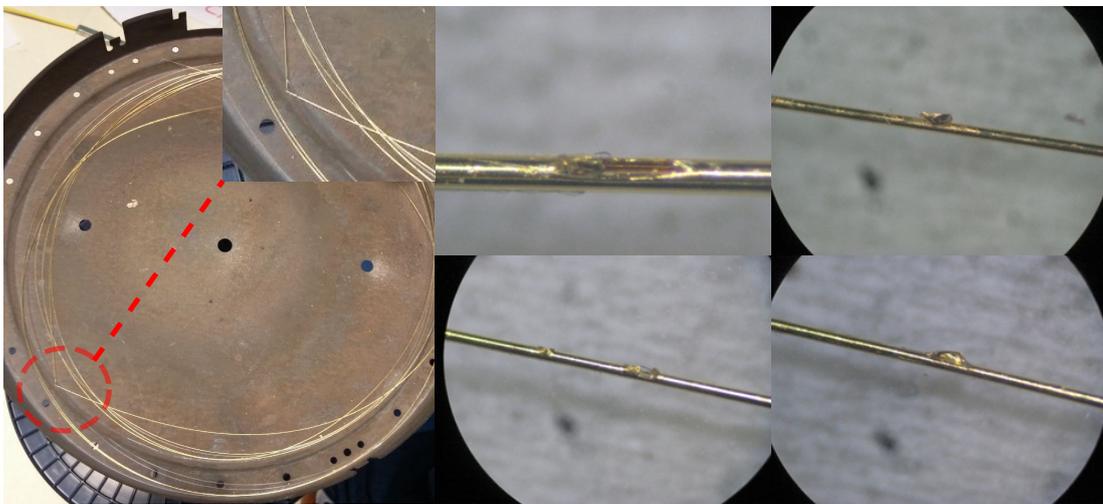


Figura 5.23: Rotura de la fibra recubierta de oro durante el manejo (izquierda). Imágenes microscópicas de la fibra recubierta de oro después de someterla a más de 600 °C (las 4 de la derecha).

Además, a pesar de que su temperatura teórica de trabajo alcanza los 700 °C, a temperaturas superiores a 600 °C, el oro se reblandece y la fibra se pega entre sí, si algunos tramos están en contacto. Este inconveniente impide usar, por ejemplo, dos de estas fibras en el mismo transductor para la realización de medidas de doble extremo. La figura 5.23 muestra imágenes (las 4 de la derecha) de esta fibra después de someterla a más de 600 °C.

Una vez descartada la fibra recubierta de oro, se ha recurrido, siguiendo el análisis presentado en la sección 5.2, a una fibra con recubrimiento de poliimida para su uso en esta aplicación. Aunque en las especificaciones del fabricante, la temperatura máxima de trabajo de forma continua no supera los 300 °C, los trabajos y medidas realizadas en el laboratorio han demostrado que puede soportar temperaturas de hasta los 400 °C sin mostrar ninguna degradación significativa de sus prestaciones tanto ópticas como mecánicas.

El cable de fibra óptica diseñado consta de la fibra óptica seleccionada (fibra

multimodo $50/125\ \mu\text{m}$ de índice gradual con núcleo de sílice pura y con una cubierta de poliimida y carbono) que se ha introducido en un cable capilar de acero inoxidable de diámetro exterior de $3.17\ \text{mm}$ y $0.5\ \text{mm}$ de grosor. La fibra y el tubo han sido introducidos, a su vez, dentro de un tubo flexible de acero inoxidable de diámetro exterior de $11\ \text{mm}$ y $3\ \text{mm}$ de grosor (ver figura 5.24). El tubo interior, además de proporcionar más resistencia mecánica, ejerce como enlace entre la fibra y el tubo más exterior para evitar, así, el movimiento relativo entre la fibra y el tubo.

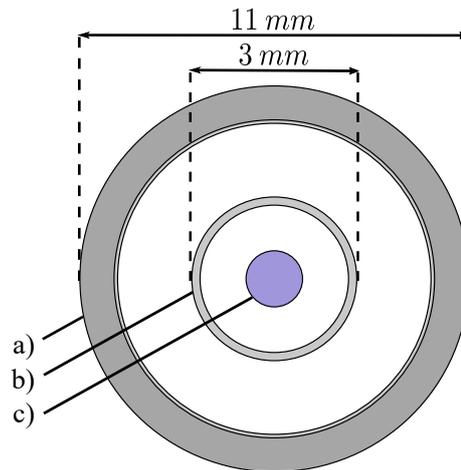


Figura 5.24: Diagrama de la sección transversal del cable diseñado. (a) Tubo flexible, (b) tubo capilar y (c) fibra multimodo ($50/125\ \mu\text{m}$) con recubierta de poliimida y carbono.

En los dos extremos del cable se han colocado unas cajas cilíndricas donde se han situado las terminaciones de la fibra óptica y se han instalado unas piezas de sujeción con el fin de garantizar que durante el manejo del cable no se produzca ni la rotura ni el desplazamiento de la fibra óptica dentro del microtubo de acero inoxidable.

Para demostrar la viabilidad de este cable como elemento sensor para medir de forma distribuida temperaturas de hasta $360\ ^\circ\text{C}$, se han realizado medidas en un horno industrial durante 7 días. Para llevar a cabo dichas medidas, se ha empleado un tramo pequeño de fibra multimodo estándar para realizar las conexiones entre la unidad y el cable diseñado. Asimismo, se han introducido los últimos $22\ \text{m}$ de este cable dentro del horno y se han programado dos ciclos térmicos entre temperatura ambiente y $360\ ^\circ\text{C}$, tal y como se muestra en la tabla 5.4.

La figura 5.25 (a) muestra los resultados de las medidas distribuidas de temperatura realizadas utilizando una resolución espacial de $0.5\ \text{m}$. El tiempo de medición de cada traza y el tiempo entre dos medidas consecutivas han sido de $60\ \text{s}$ y $5\ \text{minutos}$, respectivamente. En total se han realizado 1596 medidas durante los dos ciclos. Para una observación clara de los dos ciclos de temperatura aplicados a la fibra, la figura 5.25 (b) presenta solo la zona sometida a variaciones de temperatura.

Con el propósito de monitorizar la temperatura en la parte superior del cable dentro del horno, se han colocado 4 termopares en la superficie del cable de fibra y uno a la salida del horno. Los datos registrados por estos 5 termopares se muestran

Tabla 5.4: Ciclos de temperatura programados en el horno industrial con el cable de poliimida.

Ciclo I					
	I	II	III	IV	
Temperatura (°C)	Ambiente→300	300	360	300	
Duración (horas)	8	9	5	21	
Ciclo II					
	I	II	III	IV	V
Temperatura (°C)	300→Ambiente→300	300	360	300	300→Ambiente
Duración (horas)	34	18	5	50	18

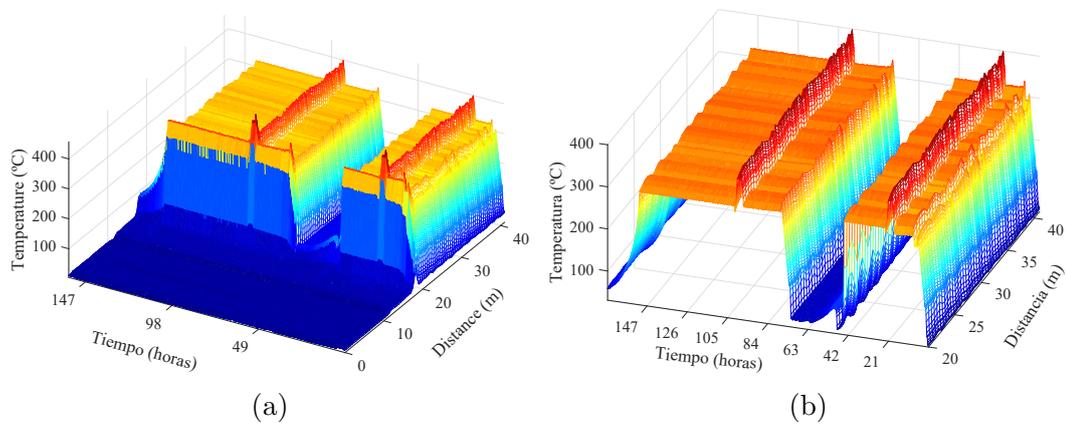


Figura 5.25: Medidas distribuidas de temperatura con el cable de poliimida: (a) todo el canal, (b) tramo dentro del horno.

en la figura 5.26 (a). En la gráfica se puede diferenciar claramente los dos ciclos de temperatura a los que se ha sometido la fibra. También, se puede apreciar que el termopar, denominado 3, registra temperaturas inferiores a los otros 4, debido a que es el que se ha colocado en la salida del horno. Asimismo, se puede observar que los cuatros termopares situados en los distintos puntos del cable no registran la misma temperatura, llegando a marcar diferencias de hasta 20 °C, aproximadamente. Esto puede sugerir que la temperatura dentro del horno no es uniforme y cambia dependiendo de la posición dentro del horno.

Cabe recordar que, la resolución espacial mínima de la unidad es de 0.5 m, lo que significa que cada muestra que proporciona la unidad es la media de 0.5 m de fibra. Esto, hace difícil realizar una comparación directa con los datos de los termopares, ya que estos últimos miden la temperatura en el punto concreto donde están colocados. Sin embargo, el termopar que más se ajusta a la media es el termopar denominado 2. En la figura 5.26 (b) se muestra una comparación entre los valores registrados por el termopar y la media de todos los puntos del tramo de fibra sometido

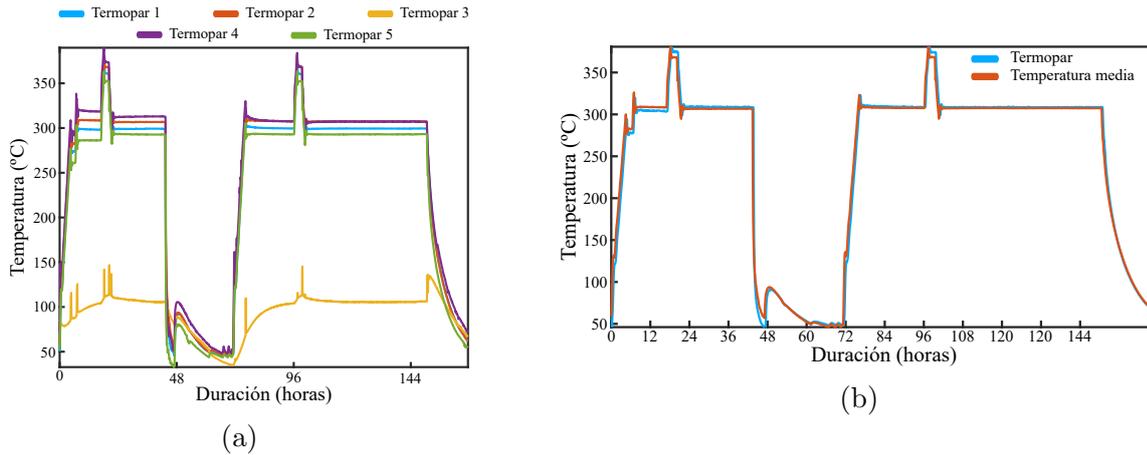


Figura 5.26: (a) datos registrados por los 5 termopares y (b) comparación entre los valores registrados por el termopar y la media de la sección dentro del horno

a variaciones de temperatura dentro del horno. Como se puede observar, ambos valores muestran los mismos resultados, la única diferencia es la desincronización entre los datos capturados por el termopar y el instrumento de medida. De hecho, el error máximo cometido al determinar la temperatura cuando el horno ha estado estable a 300 °C ha sido de 4 °C, aproximadamente. No obstante, este dato puede ser incluso menor si la temperatura es uniforme en todo el horno.

Después de finalizar las mediciones, se ha verificado el estado del cable y de la fibra y se ha comprobado que ambos han mantenido sus propiedades físicas y mecánicas iniciales. Por lo tanto, el enfoque propuesto cumple con los objetivos para los cuales ha sido diseñado, y puede ser una solución atractiva no solo para esta aplicación, sino también para su uso en cualquier otro entorno donde se requiere monitoreo distribuido de alta temperatura, como en los sectores de petróleo y gas y en la industria nuclear. Además, la capa de carbono en la fibra empleada proporciona una barrera hermética al agua y al hidrógeno, lo que la convierte en un cable de fibra adecuado en entornos ricos en hidrógeno, como en los pozos geotérmicos.

5.6. Cable con fibra recubierta con cobre

Después de comprobar la viabilidad del cable propuesto en la sección anterior, el siguiente objetivo ha sido diseñar otro cable de fibra óptica, pero ahora que pueda soportar y medir temperaturas que alcanzan los 700 °C durante largos periodos de tiempo. Para eso, se ha tenido que seleccionar la fibra más adecuada a estas temperaturas. Una vez descartadas las fibras recubiertas de oro por todos los problemas que presentan y las fibras con recubierta de poliimida y aluminio por su temperatura máxima de funcionamiento, solo quedan las fibras recubiertas de cobre. Como se ha mencionado en el capítulo anterior, el cobre no reacciona con la sílice a altas temperaturas y tiene un alto punto de fusión (1085 °C, aproximadamente), lo que la

convierte en una buena opción para aplicaciones de alta temperatura. Sin embargo, el proceso de oxidación en la superficie del cobre en presencia de oxígeno a altas temperaturas provoca un deterioro de las propiedades ópticas y mecánicas de las fibras recubiertas de este material y limita, en consecuencia, su temperatura máxima de funcionamiento a 450 °C.

Por lo tanto, para poder incrementar la temperatura máxima de trabajo de la fibra recubierta de cobre se debe evitar su oxidación. Para ello y partiendo del cable detallado en la sección anterior, se han realizado los cambios necesarios para fabricar un cable de fibra óptica que protege la fibra de la oxidación. El cable diseñado es como el mostrado en la figura 5.24, cambiando la fibra recubierta de poliimida y carbono por una fibra multimodo (50/125 μm) de índice gradual con núcleo de sílice pura y con una cubierta de cobre con un diámetro de 165 μm .

Igual que en el caso anterior, en los extremos del cable transductor se han situado dos cajas de distinto tamaño, de tal forma que una sirve para realizar las conexiones y las fusiones necesarias entre la fibra recubierta de metal y el *pigtail* que une el cable con una unidad de interrogación y la otra se usa como protección del otro extremo.

Con el fin de verificar la viabilidad y la fiabilidad del sistema sensor propuesto, el cable diseñado y fabricado ha sido caracterizado midiendo temperaturas de hasta 700 °C en un horno industrial. Mediante un *pigtail* (50/125 μm) de 20 m se ha conectado la unidad de interrogación a 253 m de fibra multimodo estándar y esta última al cable de fibra diseñado. Para la realización de las medidas, se han llevado a cabo dos ciclos de temperatura (tabla 5.5), en los que la unidad ha estado midiendo durante 7 días consecutivos.

Tabla 5.5: Ciclos de temperatura programados en el horno industrial con el cable de cobre.

	Ciclo I				Ciclo II			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
Temperatura (°C)	Amb.	650	200	650	Amb.	Amb.	700	Amb.

Para realizar las medidas, se ha programado la unidad para usar su resolución espacial mínima (0.5 m) y se ha fijado el tiempo de medición de cada traza y el tiempo entre dos medidas consecutivas a 60 s y 10 minutos, respectivamente. La figura 5.27 (a), muestra los resultados obtenidos en todo el canal (*pigtail* + fibra multimodo estándar + cable sensor diseñado), mientras que la figura 5.27 (b) muestra solo el tramo del cable que ha sido introducido dentro del horno.

Con el objetivo de comparar y verificar las medidas de temperatura realizadas con el cable diseñado, se ha colocado un termopar en su superficie. La figura 5.28 (a) muestra una comparación entre los datos recogidos por este termopar y la media del tramo del cable sometido a los dos ciclos de temperatura. Como en el caso anterior, se pueden diferenciar claramente los dos ciclos de temperatura programados (tabla 5.5) y los distintos gradientes de subida del horno. Asimismo, se puede observar también que, salvo por el desajuste en la sincronización de la captura de datos, los resultados

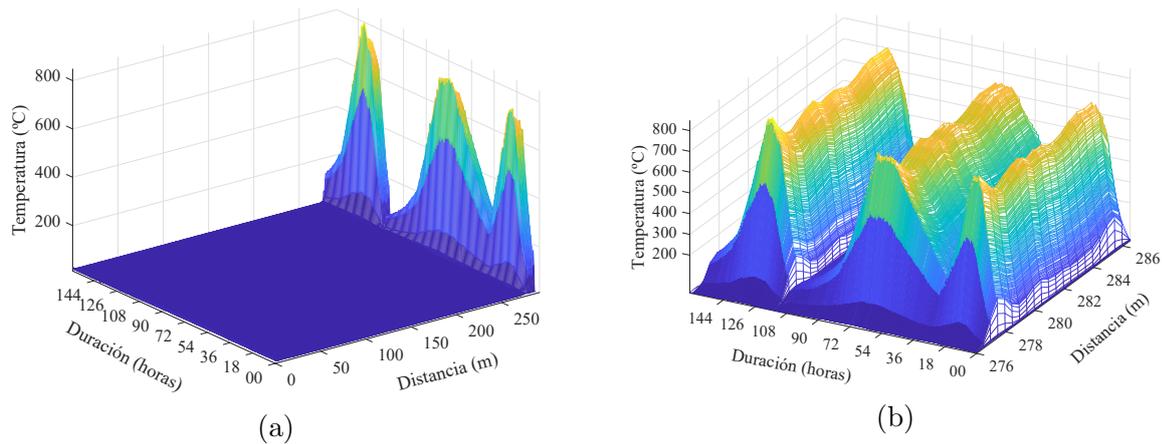


Figura 5.27: Medidas distribuidas de temperatura con el cable de cobre. (a) Todo el canal y (b) tramo dentro del horno.

obtenidos por el sensor son similares a los recogidos por el termopar. Las pequeñas diferencias entre las dos medidas se debe, como se ha comentado previamente, a la no uniformidad de la temperatura dentro del horno (figura 5.26 (a)).

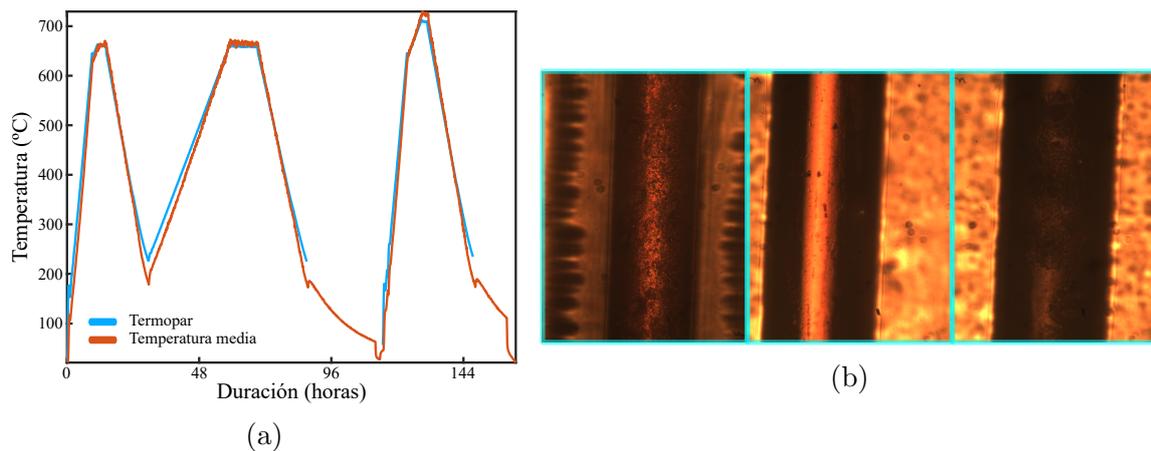


Figura 5.28: (a) Datos del termopar y la media de la sección dentro del horno. (b) Imágenes de la fibra de cobre antes (izquierda) y después de someterla a alta temperatura con (medio) y sin (derecha) evitar su oxidación.

Un año después de realizar estas medias, se ha comprobado el estado de la fibra desmontando el cable diseñado y se ha verificado que no ha sufrido ningún daño ni por haberla sometido a los 700 °C, ni por su almacenamiento durante todo este tiempo. La figura 5.28 (b) muestra imágenes donde se compara dicha fibra de cobre antes (izquierda) y después de someterla a alta temperatura con (medio) y sin (derecha) evitar su oxidación.

Por último, cabe señalar que como resultado de este diseño, fabricación, caracterización y validación, se ha presentado, junto con la empresa promotora de este producto para su implantación en sus instalaciones, una solicitud en la Oficina Española

de Patentes y Marcas una patente de ámbito nacional que se encuentra actualmente en revisión.

5.7. Medidas en un horno metalúrgico

En paralelo con el desarrollo de estos transductores, se ha establecido un convenio para monitorizar la temperatura en hornos metalúrgicos. El propósito principal es realizar medidas in-situ durante el funcionamiento del horno para un seguimiento permanente de su estado. Los distintos ciclos térmicos a los que se ve sometido el horno, provocan una degradación progresiva de sus paredes que, con el paso del tiempo, ocasiona que el acero fundido se filtre hacia el exterior causando importantes daños. La instalación de un cable de fibra embebido en la propia pared permite monitorizar en tiempo real la distribución de la temperatura en todo el horno, lo que proporciona información útil que contribuye a prevenir estos daños, reformando y reparando la pared antes de que se produzcan las primeras fugas.

Después de analizar los requisitos técnicos de la aplicación, se procedió, primero, a probar en el laboratorio a embeber la fibra sin protección adicional en distintos materiales refractarios suministrados por la empresa. El objetivo ha sido determinar de forma experimental el comportamiento de distintas fibras en estos materiales y comprobar la viabilidad de esta primera aproximación. Para ello, en un contenedor metálico, se ha cubierto la fibra con los distintos refractarios (figura 5.29 (a)) y, después del proceso de curado de estos materiales, se ha sometido el conjunto a un ciclo térmico de subida de temperatura ambiente hasta 300 °C con pasos de 50 °C. Con el fin de estimar la transferencia de calor de los materiales, después de fijar la temperatura en el horno, se espera un tiempo suficientemente largo hasta que la fibra alcance la temperatura programada. La figura 5.29 (b) muestra la media del tramo de la fibra introducido dentro del refractario. Se puede ver como en el proceso de enfriamiento (después de alcanzar los 300 °C), la fibra, aunque no ha llegado a romperse, ha sufrido importantes daños que se han traducido en altas pérdidas que han impedido realizar las medidas. Se ha probado, también, cubrir la fibra con masillas comerciales y fundas de fibra de sílice de alta temperatura antes del refractario pero no ha surtido efecto.

A la vista de estos resultados, se ha concluido que se hace necesario una protección extra para dar a la fibra la consistencia mecánica requerida para evitar estos daños. En relación con este punto, se ha decidido proteger la fibra con un microtubo, como el empleado en los transductores presentados anteriormente. Con esta configuración y debido a las reducidas dimensiones del horno disponible, no ha sido posible realizar las pruebas en el laboratorio, lo que ha implicado trasladar las medidas directamente al horno de la planta.

El objetivo de esta primera prueba ha sido monitorizar una región pequeña de una de las zonas críticas de la pared del horno. La longitud total del transductor ha sido de 50m, aproximadamente; sin embargo, solo 13.5m se han usado para la monitorización. Los otros metros han servido para llegar desde la unidad de interrogación (ubicada en una plataforma fija cerca del horno) hasta la región de interés. Los 13.5 m de

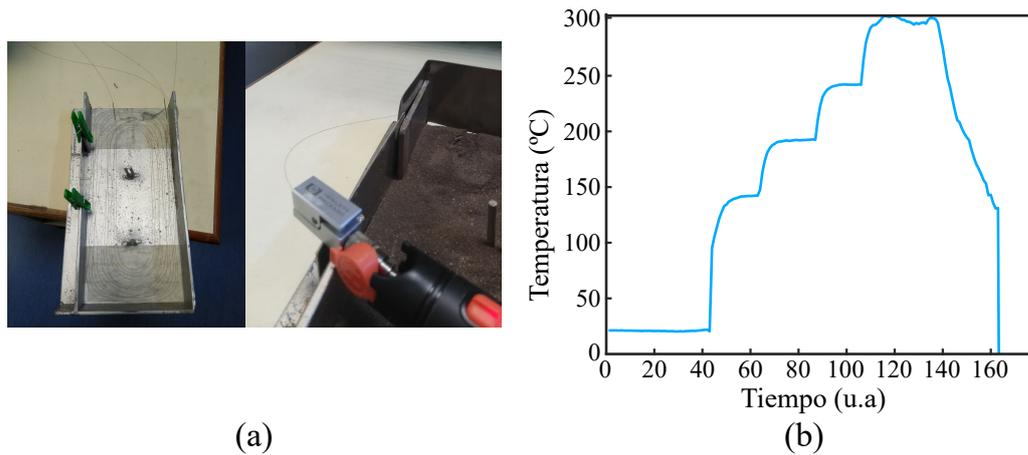


Figura 5.29: (a) Imagen del montaje de la fibra en el refractario, (b) Media del tramo embebido en el material refractario.

monitorización se han colocado en una bandeja metálica cuadrada de forma helicoidal de tal manera que se ocupe todo el espacio posible pero respetando los radios mínimos de curvatura de la fibra. La figura 5.30 (a) muestra la disposición del cable dentro de la bandeja.

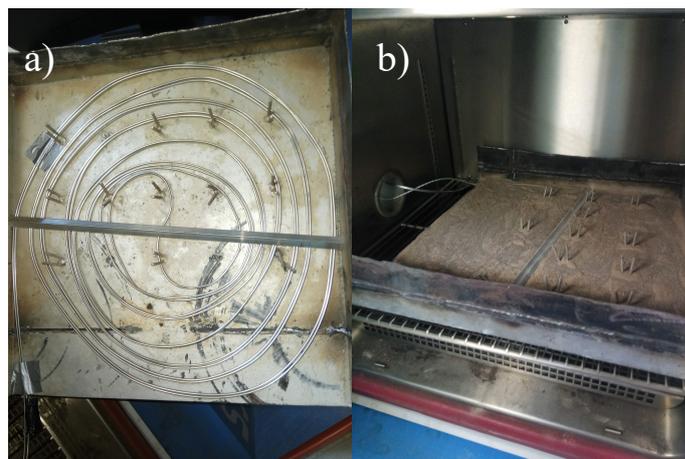


Figura 5.30: (a) Imagen de la disposición del cable dentro de la bandeja y (b) curado del refractario.

Después de introducir la fibra en el tubo capilar y dar al conjunto la forma deseada, se ha cubierto la bandeja con material refractario y se ha curado, siguiendo las indicaciones del fabricante, a 190 °C por un periodo de 4 horas (figura 5.30 (b)).

Para llevar a cabo una de las medidas tras la instalación del sensor, la unidad ha estado midiendo de forma continua durante 20 horas, permitiendo capturar datos en el periodo en el que el horno está en funcionamiento que, por lo general, es en el turno nocturno. La figura 5.31 (a) expone los resultados obtenidos durante esta tanda de medidas.

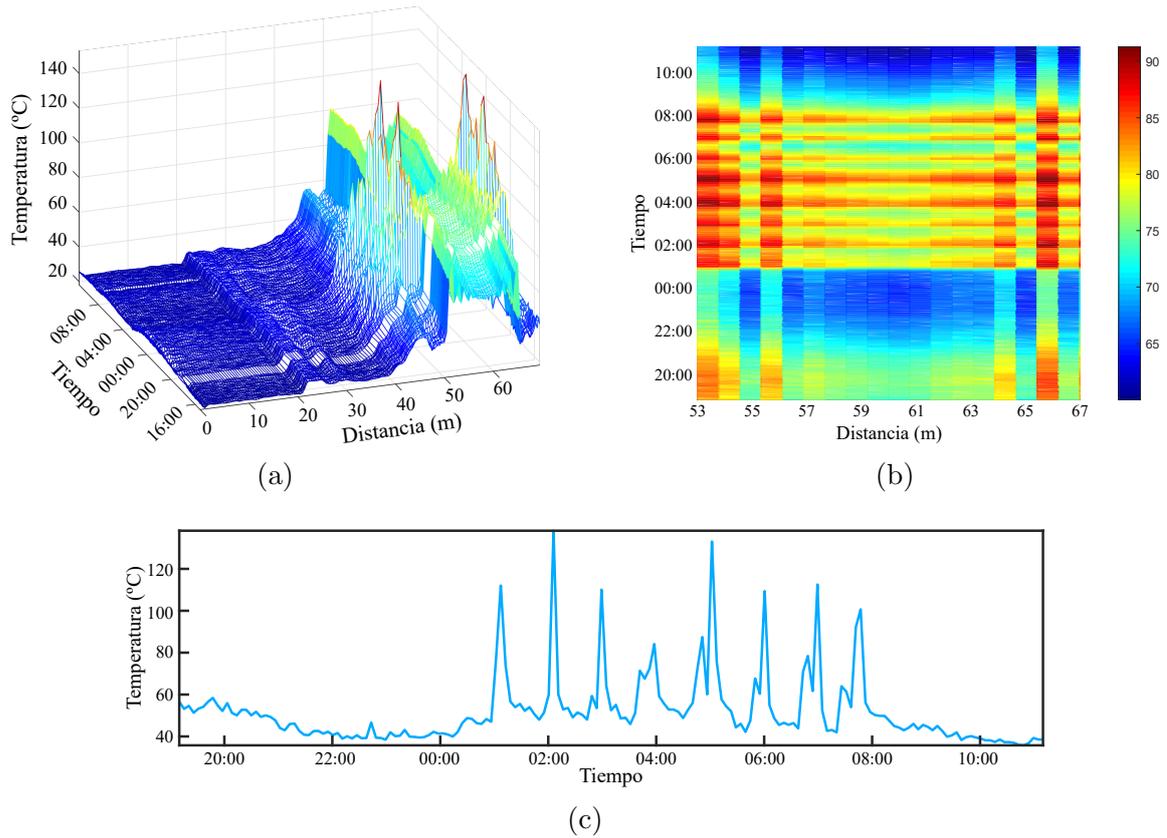


Figura 5.31: Resultados de medida. (a) Todo el cable transductor, (b) zona colocada en la bandeja y (c) evolución temporal de la temperatura del último punto de la parte flexible del cable.

Como se puede observar, la temperatura de los primeros 20 m, que corresponden con el *pigtail* que une la unidad de interrogación con el cable, ha sido constante durante todo el tiempo de medida puesto que se ha guardado con el equipo. Los siguientes 25 y 8 m son la parte flexible y fijada al horno del cable óptico, respectivamente. Finalmente, el tramo de 53 a 67 m es el que ha estado colocado en la bandeja metálica. La figura 5.31 (b) ilustra la evolución temporal de esta sección y en ella se puede notar por un lado, la simetría con respecto al punto medido como consecuencia de su disposición en la bandeja y, por otro, las bajas temperaturas registradas en comparación con las temperaturas de funcionamiento de estos hornos. Este último aspecto es debido a dos factores: i) la capa del material refractario ha aislado térmicamente la fibra y ii) las medidas se han realizado en los primeros ciclos del horno después de la reparación y colocación de nuevos ladrillos refractarios internos. No obstante, la finalidad de estas medidas no es la obtención de temperaturas absolutas, sino que lo que se pretende es medir la evolución temporal de la zona monitorizada con los sucesivos ciclos del horno. Los cambios de temperatura que se producen a lo largo del tiempo proporcionan información útil sobre el estado de la pared del horno. En la figura 5.31 (b), se puede ver, además, los cambios de temperatura cuando el horno entra en funcionamiento.

Por otro lado, la figura 5.31 (c) expone los datos capturados por el último punto de la parte flexible del sensor. Al estar este punto cerca del horno, se han podido capturar los momentos de las coladas (picos grandes en la gráfica) y de desechar la escoria (picos con menos intensidad). Una información que puede servir para el seguimiento y control de la productividad del horno.

Como continuación de estas pruebas, y una vez comprobada la factibilidad de realizar medidas con fibras ópticas en este entorno, se ha diseñado e implementado un cable transductor para embeberlo directamente en la pared del horno. Para eso, se ha fabricado un cable de 41 m de longitud compuesto por un fibra multimodo (50/125 μm) recubierta de poliimida y protegida por un microtubo capilar. De esa forma, se ha dispuesto de 21 m para monitorear la pared y, también, la cuba del horno. En la instalación, se ha colocado un tramo del cable entre la pared metálica del horno y una primera columna de ladrillos, denominados de seguridad, y luego se ha extendido hacia una zona específica dentro de la cuba. En el recorrido de vuelta se ha colocado otro tramo entre los ladrillos de seguridad y otra columna de ladrillos refractarios. Con esta configuración, se puede estimar el desgaste de los ladrillos refractarios midiendo la temperatura en las dos caras de los ladrillos de seguridad y obtener, simultáneamente, la distribución de temperatura en la cuba y su evolución con los ciclos del horno.

A continuación, se presentan algunos datos capturados en las primeras horas de funcionamiento del horno. La figura 5.32 muestra los resultados obtenidos en los dos canales, una vez configurada la unidad para realizar medidas con una resolución de 0.5 m y una duración de 60 s en ambos canales y capturar nuevos datos cada 5 minutos durante las ~ 29 horas de esta prueba.

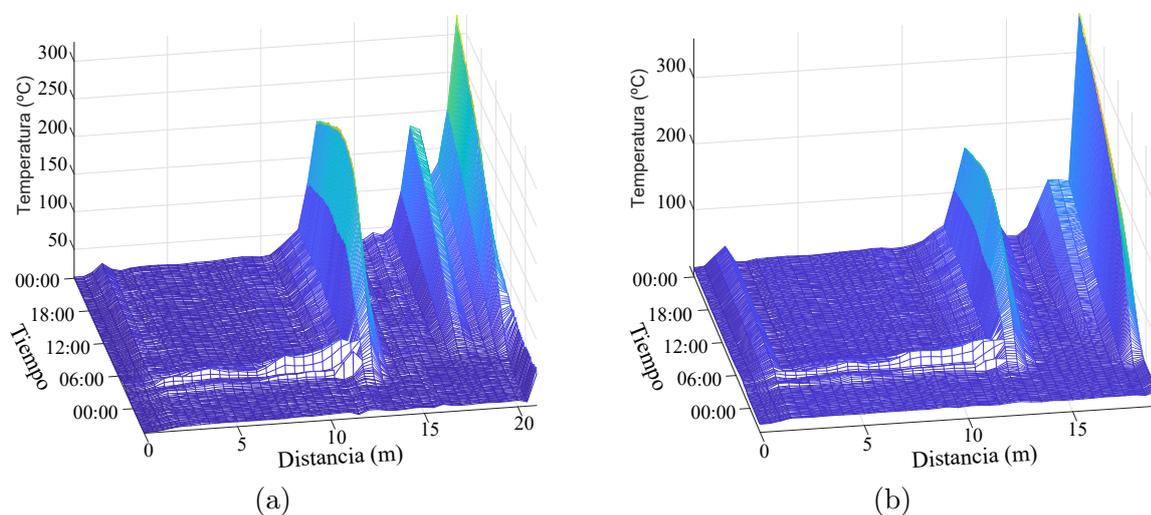


Figura 5.32: Resultados de medida (a) en el canal 1 y (b) en el canal 2, durante las 29 horas de la prueba.

En la figura 5.32, los primeros 10 m, han mantenido su temperatura en todo el periodo de medida, excepto cuando el horno ha estado en funcionamiento. Por otra parte, el primer pico observado en la figura 5.32, que se produce a una distancia de

12.5 – 13 m de la caja de conexión en ambos canales, corresponde con los puntos ubicados en la pared. La evolución temporal de uno de estos puntos se presenta en la figura 5.33 (a). Como era de esperar, el tramo conectado al canal 1, situado entre el ladrillo de seguridad y el refractario, ha registrado temperaturas más altas que el del canal 2, ubicado entre la pared metálica y el ladrillo de seguridad. Además, se puede ver como la velocidad de calentamiento y enfriamiento es diferente en las dos caras del ladrillo de seguridad y que no se ha alcanzado la temperatura máxima hasta pasadas unas horas después de apagar el horno. Tal y como se muestra en la figura 5.33 (b), en esta primera tanda de medidas, la diferencia máxima alcanzada en las dos cara ha sido de $\sim 60^\circ\text{C}$.

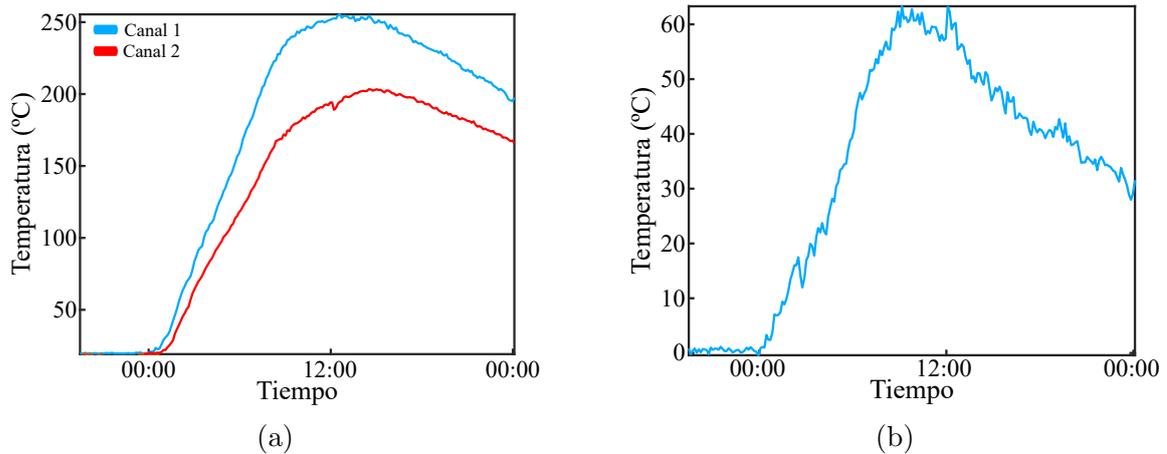


Figura 5.33: (a) Temperatura medida en un punto de la pared. (b) Diferencia de los dos canales.

De la figura 5.32 se desprende también que la distribución de temperatura en el área monitorizada de la cuba no es uniforme. Dependiendo de la zona y la cercanía a los electrodos o a la pared se registran más o menos temperaturas. Asimismo, se puede observar que en estas primeras coladas del horno, ningún punto dentro de la cuba ha registrado más de 350°C , sin embargo, otras medidas realizadas han desvelado que dependiendo de los ciclos acumulados del horno y las coladas sucesivas realizadas, las temperaturas registradas suben mucho más.

Finalmente, cabe mencionar que los resultados reflejados en este documento solo pretenden demostrar la viabilidad de los sensores diseñados. Un análisis más detallado de estas y otras medidas se ha realizado en los informes entregados a las empresas interesadas.

Bibliografía

- [1] Gudmundur O Fridleifsson and Wilfred A Elders. The iceland deep drilling project: a search for deep unconventional geothermal resources. *Geothermics*, 34(3):269–285, 2005.
- [2] Alexis Méndez and Ted F Morse. *Specialty optical fibers handbook*. Elsevier, 2011.
- [3] Thomas Reinsch and Jan Henniges. Temperature-dependent characterization of optical fibres for distributed temperature sensing in hot geothermal wells. *Measurement Science and Technology*, 21(9):094022, 2010.
- [4] Sudeep Mandal, Sachin Dekate, Boon K Lee, Renato Guida, Michael Mondanos, Jackson Yeo, and Marc Goranson. Characterization and calibration of raman based distributed temperature sensing system for 600c operation. In *Sensors for Extreme Harsh Environments II*, volume 9491, page 94910A. International Society for Optics and Photonics, 2015.
- [5] Nick Van De Giesen, Susan C Steele-Dunne, Jop Jansen, Olivier Hoes, Mark B Hausner, Scott Tyler, and John Selker. Double-ended calibration of fiber-optic raman spectra distributed temperature sensing data. *Sensors*, 12(5):5471–5485, 2012.
- [6] Pengbai Xu, Yongkang Dong, Dengwang Zhou, Cheng Fu, Juwang Zhang, Hongying Zhang, Zhiwei Lu, Liang Chen, and Xiaoyi Bao. 1200 °c high-temperature distributed optical fiber sensing using brillouin optical time domain analysis. *Applied optics*, 55(21):5471–5478, 2016.
- [7] Mostafa Ahangrani Farahani and Torsten Gogolla. Spontaneous raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature raman remote sensing. *Journal of Lightwave Technology*, 17(8):1379, 1999.
- [8] JE Aravena, MB Hausner, AE Childress, SW Tyler, et al. Assessment of a vertical high-resolution distributed-temperature sensing system in a shallow thermohaline environment. *Hydrology and Earth System Sciences*, 2011.

- [9] Mark B Hausner, Francisco Suárez, Kenneth E Glander, Nick van de Giesen, John S Selker, and Scott W Tyler. Calibrating single-ended fiber-optic raman spectra distributed temperature sensing data. *Sensors*, 11(11):10859–10879, 2011.
- [10] Ismail Laarossi, Ruben Ruiz-Lombera, Maria Angeles Quintela, Jesus Mirapeix, Domingo Lima, David Solana, and Jose-Miguel Lopez-Higuera. Ultrahigh temperature raman-based distributed optical fiber sensor with gold-coated fiber. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 23(2):296–301, 2016.
- [11] Jinjie Chen, Bo Liu, and Hao Zhang. Review of fiber bragg grating sensor technology. *Frontiers of Optoelectronics in China*, 4(2):204–212, 2011.
- [12] Stephen J Mihailov, Dan Grobnic, Cyril Hnatovsky, Robert B Walker, Ping Lu, David Coulas, and Huimin Ding. Extreme environment sensing using femtosecond laser-inscribed fiber bragg gratings. *Sensors*, 17(12):2909, 2017.
- [13] Jens Thomas, Christian Voigtlaender, Ria G Becker, Daniel Richter, Andreas Tuennermann, and Stefan Nolte. Femtosecond pulse written fiber gratings: a new avenue to integrated fiber technology. *Laser & Photonics Reviews*, 6(6):709–723, 2012.
- [14] Kenneth O Hill and Gerald Meltz. Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal of lightwave technology*, 15(8):1263–1276, 1997.
- [15] MA Soto and F Di Pasquale. Distributed raman sensing. *Handbook of Optical Fibers*, pages 1–55, 2018.
- [16] Stephen R Baker, Howard N Rourke, Vernon Baker, and Darren Goodchild. Thermal decay of fiber bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1470–1477, 1997.
- [17] Ningliang Liu, Yuhua Li, Ying Wang, Haiyan Wang, Wenbin Liang, and Peixiang Lu. Bending insensitive sensors for strain and temperature measurements with bragg gratings in bragg fibers. *Optics express*, 19(15):13880–13891, 2011.
- [18] Jianzhi Li, Yanliang Du, and Chenxi Liu. Fbg strain sensor based on thermal stress mechanism. In *2008 Second International Symposium on Intelligent Information Technology Application*, volume 1, pages 640–642. IEEE, 2008.
- [19] Carlo Edoardo Campanella, Antonello Cuccovillo, Clarissa Campanella, Abdulkadir Yurt, and Vittorio Passaro. Fibre bragg grating based strain sensors: review of technology and applications. *Sensors*, 18(9):3115, 2018.
- [20] Marta Sofia Ferreira, J Vieira, C Frias, and O Frazão. Simultaneous measurement of strain and temperature using fiber bragg grating sensors embedded in hybrid composite laminates. *Measurement Science and Technology*, 22(4):045206, 2011.

-
- [21] Ismail Laarossi, A Pardo Franco, OM Conde, MA Quintela, and José Miguel López-Higuera. Rotdr signal enhancement via deep convolutional denoising autoencoders trained with domain randomization. In *Seventh European Workshop on Optical Fibre Sensors*, volume 11199, page 111993N. International Society for Optics and Photonics, 2019.
- [22] Markus J Schmid and Mathias S Müller. Measuring bragg gratings in multimode optical fibers. *Optics express*, 23(6):8087–8094, 2015.
- [23] Jirapong Lim, Qingping Yang, Barry E Jones, and Phillip R Jackson. Strain and temperature sensors using multimode optical fiber bragg gratings and correlation signal processing. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 51(4):622–627, 2002.
- [24] Fengqin Huang, Tao Chen, Jinhai Si, Xuantung Pham, and Xun Hou. Fiber laser based on a fiber bragg grating and its application in high-temperature sensing. *Optics Communications*, 452:233–237, 2019.
- [25] Daniele Tosi. Review and analysis of peak tracking techniques for fiber bragg grating sensors. *Sensors*, 17(10):2368, 2017.
- [26] Denis Ganziy, O Jespersen, Getinet Woyessa, B Rose, and Ole Bang. Dynamic gate algorithm for multimode fiber bragg grating sensor systems. *Applied optics*, 54(18):5657–5661, 2015.

Capítulo 6

Resumen, conclusiones y líneas futuras

6.1	Resumen y conclusiones	155
6.2	Líneas futuras	159

6.1. Resumen y conclusiones

Este capítulo final resume todas las conclusiones derivadas de las temáticas tratadas en el transcurso de esta tesis y resumidos en los capítulos anteriores de este documento.

Como se ha mencionado previamente, el objetivo principal de este trabajo es contribuir al desarrollo y a la mejora del rendimiento de los sensores distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman, especialmente durante su uso en ambientes de muy alta temperatura. Por este motivo, se han abordado, primero, todos los aspectos teóricos relacionados con esta dispersión, describiendo los mecanismos físicos que envuelven su generación (tanto de forma espontánea como estimulada) y diferenciándola de los otros efectos que se pueden presentar en las fibras ópticas simultáneamente con este proceso. Además, se han estudiando las potencias retrodispersadas por este efecto en diferentes tipos de fibra (SMF y MMF con distintos perfiles de índice) en función de su longitud y la longitud de onda de la señal de bombeo. Este proceso permite seleccionar la fibra y la fuente más adecuadas para cumplir eficientemente con las condiciones específicas requeridas por cada aplicación.

Una vez que se ha explicado el marco teórico del proceso, se han detallado los

diferentes sensores basados en la dispersión de Raman, poniendo especial interés en las configuraciones que emplean el principio de medida basado en la reflectometría óptica en el dominio del tiempo. En este sentido, se ha tratado el principio de funcionamiento de estos sistemas y los distintos parámetros que definen su rendimiento. Asimismo, se han presentado las principales limitaciones que hay que tener en cuenta a la hora de diseñar las configuraciones experimentales de estos sensores (anchura y potencia del láser, espectro, ganancia y ancho de banda del fotodetector y longitud de onda y anchura de los filtros a usar). Se han descrito, también, las distintas configuraciones que se emplean para llevar a cabo las medidas distribuidas de temperatura basadas en este efecto y se han proporcionado las soluciones más relevantes propuestas en la literatura para mejorar el rendimiento de estos sistemas. En relación con este último aspecto, se han presentado las modificaciones que se pueden realizar en las distintas partes del sistema (fuente, transductor y post-procesado de las señales capturadas) para mejorar sus prestaciones. Por último, se han descrito algunos sistemas alternativos al ROTDR convencional, como los basados en el dominio de la frecuencia o los que emplean la señal retrodispersada por la dispersión de Rayleigh para normalizar la componente anti-Stokes.

Por otra parte, tal y como se ha visto anteriormente, los sensores de medida distribuida de temperatura basados en la dispersión Raman están diseñados y optimizados para trabajar en ambientes de baja temperatura (≤ 300 °C). Superado este umbral, existen varias limitaciones que impiden el desarrollo de sistemas para monitorear la temperatura con precisión y durante largos períodos de tiempo. El principal factor crítico en estas situaciones es la fibra óptica como transductor, ya que, sus características tanto ópticas como mecánicas cambian significativamente cuando se expone a altas temperaturas. En estos escenarios, las fibras estándar pierden su recubrimiento y, por lo tanto, se vuelven más frágiles y fáciles de romper. Además, estos ambientes facilitan la difusión del hidrógeno al núcleo de la fibra lo que provoca altas pérdidas que pueden llegar a ser irreversibles y causar el fallo total del sistema. Para solventar este último problema, normalmente, se recurren a fibras con núcleo de sílice pura y/o fibras recubiertas con carbono que sirve como barrera contra el ingreso del hidrógeno. Sin embargo, como se ha explicado antes, la efectividad de este material para frenar este elemento disminuye con el aumento de temperatura. Además, debido a la delgada capa que se emplea de este material, se necesita otro recubrimiento para dar la protección mecánica requerida. Otra alternativa consiste en emplear fibras con recubrimientos metálicos que, a parte de proteger la fibra de la difusión del hidrógeno, constituyen una buena alternativa para soportar altas temperaturas sin mostrar degradaciones en sus prestaciones mecánicas. No obstante, el uso de estas fibras en los sistemas RDTS, acarrea una serie de inconvenientes que afectan directamente a la precisión de las medidas realizadas con estos sensores.

El impacto de estos problemas en las medidas que se llevan a cabo con estas fibras especiales cuando se emplean como transductores en los sistemas distribuidos de temperatura basados en el efecto Raman, se ha contrastado mediante un estudio experimental realizado con cuatro fibras de distinto recubrimiento (oro, cobre, aluminio y poliimida). Los resultados obtenidos muestran como afecta negativamente

la variación del perfil de atenuación con la temperatura, especialmente en las fibras recubiertas de oro y aluminio, en la precisión de las medidas realizadas. Adicionalmente, revelan la alta dependencia de las pérdidas de estas dos últimas fibras con las macrocurvaturas generadas en su manipulación, lo que dificulta enormemente su uso en aplicaciones reales. El análisis de estos resultados ha permitido, también, seleccionar la fibra más adecuada según los rangos de temperatura requeridos por la aplicación donde se emplea y los requisitos específicos de la misma.

Con el fin de solucionar estos problemas, se han propuestos varios enfoques. El primer método se basa en una nueva técnica de calibración que reduce significativamente los errores que se cometen en estas fibras. La idea principal reside en dividir el canal en varios tramos que corresponden a distintas fibras o a zonas con distinta temperatura. Tras este paso, se obtienen los parámetros de calibración (C , γ y $\int_0^z \Delta\alpha(z)$) necesarios para estimar la temperatura a partir de las señales de Stokes y anti-Stokes en cada tramo por separado. Tanto la delimitación de estas zonas como el cálculo de estos parámetros se realiza de forma dinámica, de manera que las variables calculadas se aproximen, lo máximo posible, a los valores reales en cada zona y a cada temperatura. La viabilidad de este procedimiento se ha validado a través de medidas realizadas con una fibra multimodo recubierta de oro en un rango que va desde temperatura ambiente hasta 600 °C.

Como esta solución es efectiva solo en entornos donde las temperaturas a medir cambian de forma relativamente lenta y poseen cierta estabilidad en el tiempo, se ha propuesto otro enfoque basado en un sistema híbrido, que combina medidas distribuidas de temperatura con el efecto Raman con sensores puntuales. En este caso, se han empleado FBGs inscritos con un láser de femtosegundo para soportar las temperaturas que se pretenden alcanzar con este sistema. Esta configuración, además de permitir lograr un perfil continuo de temperatura de la estructura a monitorear y la obtención de valores de temperatura y *strain* en algunos puntos discretos de especial interés, posibilita la calibración dinámica del sensor distribuido. Así, inscribiendo de manera estratégica los FBGs en posiciones clave en la fibra, se pueden usar sus datos para calibrar y recalculan la temperatura proporcionada por el sistema distribuido.

En relación con los FBGs inscritos en esta fibra multimodo, se ha desarrollado un nuevo algoritmo adaptativo para el seguimiento del pico de la longitud de onda de Bragg de estos sensores, puesto que, la forma relativamente amplia del espectro de estos FBGs y la degradación que sufren a altas temperaturas dificultan el correcto seguimiento con los métodos convencionales. La fiabilidad y la robustez de este nuevo método se han validado con medidas efectuadas con un FBG multimodo en un rango de temperatura muy amplio (hasta 850°C). Los resultados obtenidos han demostrado que la técnica propuesta, detecta correctamente el pico en todo el rango de medida, a diferencia de los algoritmos convencionales, y reduce significativamente el tiempo de procesamiento.

Otra técnica que se ha optado, en un intento de dar solución a los inconvenientes que surgen en el uso de las fibras con recubrimientos metálicos en ambientes de alta temperatura, se basa en el empleo de las redes neuronales (filtro adaptativo convolucional) para corregir los errores cometidos en la determinación de temperatura con

dichas fibras. El entrenamiento de la red se ha llevado a cabo mediante los métodos de aleatorización de dominio para simular todos los escenarios posibles que se puede encontrar en una aplicación real. Para ello, se han aleatorizado parámetros como la longitud de la fibra, el número de fusiones, su posición y sus pérdidas, las zonas sometidas a cambios de temperatura, su longitud y su posición, etc. Después de este proceso, se ha validado el rendimiento de la red presentándola datos reales medidos con una fibra recubierta de oro. Con el análisis de los resultados, se ha comprobado que la técnica propuesta minimiza considerablemente los errores antes mencionados y, además, reduce el nivel de ruido presente en las señales de las dos componentes de la dispersión de Raman. Adicionalmente, a pesar que el método está basado en un filtro adaptativo convolucional, la resolución espacial del sistema no se ha visto perjudicada.

Por otro lado, todos estos estudios y experimentos realizados a nivel laboratorio, han servido como base para diseñar, desarrollar y fabricar cables transductores de muy alta temperatura para su empleo en escenarios reales. Hasta el momento, no se ha demostrado que este tipo de sensores distribuidos de temperatura satisfacen de forma adecuada su creciente demanda en las distintas aplicaciones industriales. La mayoría de las pruebas y prototipos que se han desarrollado y presentado en los documentos científicos, se han limitado a escenarios de laboratorio altamente controlados, donde se dejan sin atender los problemas relacionados con la protección de las fibras en el momento de desplegar y usarlas en escenarios reales.

En este sentido, y con el objetivo de dar soluciones eficaces a todos estos problemas que surgen en la monitorización en ambientes hostiles y de muy alta temperatura, se han desarrollado varios sensores robustos y prácticos para su uso en entornos industriales bajo condiciones extremas. Primero, se ha diseñado y fabricado el cable transductor descrito en la sección 5 del capítulo anterior. El cable propuesto consiste, fundamentalmente, en una fibra recubierta de carbono y poliimida protegida frente a los posibles daños mecánicos. La validación del sensor desarrollado se ha realizado en un horno industrial durante 7 días, llevando a cabo medidas de hasta 360 °C. Como se ha podido comprobar en los resultados presentados y tras verificar que la fibra ha mantenido sus propiedades ópticas y mecánicas iniciales después de estar sometida a estas temperaturas, se puede concluir que el diseño propuesto cumple satisfactoriamente con los objetivos iniciales marcados: medir con exactitud altas temperaturas de forma prolongada en un entorno industrial y sin sufrir ningún deterioro en sus prestaciones.

Una vez comprobado, el correcto funcionamiento de este diseño, se ha procedido a desarrollar otro cable que, ahora, pueda soportar temperaturas de hasta 700 °C. Para esto, se ha partido de la propuesta descrita anteriormente y se ha seleccionado la fibra más adecuada para su uso en este rango de temperaturas. En relación con esto último, se ha escogido la fibra recubierta de cobre puesto que este material no reacciona con la sílice y posee un alto punto de fusión. Por lo tanto, evitando el proceso de oxidación en la superficie del cobre (el factor que limita su uso a temperatura por debajo de los 450 °C), este tipo de fibra cumple apropiadamente los objetivos perseguidos. En este caso también, la fibra no ha sufrido ningún daño ni ha perdido

su consistencia mecánica y ha seguido mostrando las mismas características ópticas iniciales. Cabe destacar que con este diseño y con la unidad de interrogación adecuada, no solo se puede monitorizar la temperatura sino que se pueden llevar a cabo todas las otras medidas que se pueden realizar tradicionalmente con las fibras ópticas (presión, vibraciones, etc.), pero con la ventaja de poder efectuarlas en ambientes con temperaturas muy altas, con radiaciones nucleares o bajo la presencia de ciertos productos químicos.

Paralelamente con el desarrollo y validación de estos cables transductores, se han llevado a cabo diversas medidas para monitorear la estructura de un horno metalúrgico. El objetivo, en este caso, ha sido proporcionar, en tiempo real, información útil sobre el estado de la pared y la cuba del horno que puede ayudar a realizar un seguimiento permanente de su estado y alertar, a tiempo, de los posibles daños que pueda sufrir. Por este motivo, se han efectuado varias medidas tanto a nivel laboratorio como in-situ durante el funcionamiento del horno. Los primeros ensayos se han concentrado en determinar la viabilidad de embeber la fibra directamente en los materiales empleados por la empresa para la construcción del horno y en diseñar un prototipo que se pueda trasladar al entorno de trabajo. Los resultados preliminares obtenidos han permitido desarrollar distintas configuraciones que se adaptan a los requisitos de la aplicación y del ambiente típico de una planta de una acería. Después de este proceso, se han realizado pruebas para monitorizar la temperatura en las paredes de horno y se han conseguido datos fiables sobre la temperatura, que pueden aportar información muy interesante sobre el ciclo de vida del material refractario del horno.

6.2. Líneas futuras

Basándose en los resultados presentados en este documento y las temáticas tratadas durante el desarrollo de la tesis, se puede plantear introducir algunas mejoras en las siguientes líneas:

1. Realizar modificaciones en el montaje experimental que ha sido realizado con los componentes disponibles en el laboratorio y no con los elementos específicos claves en los montajes de los sistemas de medida distribuida basados en el efecto Raman. Se puede reemplazar, por ejemplo, el fotodetector por uno APD de alta ganancia, bajo ruido y gran ancho de banda ($\geq 100\text{ MHz}$) para detectar con suficiente resolución espacial y relación señal ruido las débiles señales retrodispersadas de la dispersión Raman. Este hecho contribuirá a realizar las pruebas de laboratorio con más flexibilidad (adaptando la configuración a las necesidades de la medida a realizar) ya que evitará recurrir a la unidad de interrogación cuyas especificaciones son limitadas.
2. Continuar con la mejora de las distintas partes del cable transductor y automatizar su proceso de fabricación. De esta manera, se pueden conseguir longitudes más largas con cualquier tipo de fibra, puesto que se solventan las limitaciones impuestas por el espacio disponible para su elaboración y se minimizan

los posibles daños y/o roturas que pueden surgir en la manipulación de largas distancias de fibra.

3. Dados los buenos resultados obtenidos con el cable transductor que contiene la fibra recubierta de cobre, se puede intentar inscribir FBGs en esta fibra, con la colaboración de los miembros del grupo del área de femtosegundo, para llevar a cabo medidas híbridas como las realizadas con la fibra de oro. Asimismo, se puede emplear otro recubrimiento, níquel por ejemplo, para proporcionar a las partes donde se han grabado los FBGs más consistencia mecánica.
4. Desarrollar nuevos enfoques para la calibración dinámica de estos sistemas, especialmente cuando se emplean fibras especiales, como los tratados en este trabajo. Aunque los métodos propuestos minimizan los errores de medida de forma significativa, se pueden introducir mejoras para adaptarlos a cualquier tipo de fibra y escenario.
5. Finalmente, en relación con los trabajos futuros relacionados con el procesamiento de las señales de la dispersión de Raman, se pueden emplear otros algoritmos con el fin de mejorar las prestaciones de estos sensores. Por ejemplo, se puede profundizar más en el uso de las redes neuronales artificiales y aplicarlas no solo a las medidas realizadas en el laboratorio, como se ha realizado aquí, sino también a las pruebas que se llevan a cabo en aplicaciones reales. En este último escenario, se puede utilizar tanto para mejorar las prestaciones de estos sistemas, como para realizar medidas de forma más inteligente. En ocasiones, se llevan a cabo ensayos de campo en intervalos de tiempo muy largos y, en el proceso, se recogen algunos datos que no aportan información útil sobre la estructura o el proceso a monitorizar. Por lo tanto, podría ser muy interesante desarrollar algún algoritmo que optimice el proceso de captura de datos, eligiendo de forma autónoma los periodos más importantes para lanzar las medidas y seleccionar aquellos tramos del transductor de interés.

Lista de publicaciones

1.1	Relacionadas con el trabajo	161
1.1.1	Revistas internacionales	161
1.1.2	Conferencias internacionales	162
1.1.3	Conferencias nacionales	162
1.1.4	Publicaciones industriales	162
1.2	Otras contribuciones	163
1.2.1	Revistas internacionales	163
1.2.2	Conferencias internacionales	163
1.2.3	Conferencias nacionales	163

1.1. Relacionadas con el trabajo

1.1.1. Revistas internacionales

1. Laarossi, I., Roldán-Varona, P., Quintela-Incera, M. Á., Rodríguez Cobo, L., & Lopez-Higuera, J. M. (2019). *Ultrahigh temperature and strain hybrid integrated sensor system based on Raman and femtosecond FBG inscription in a multimode gold-coated fiber.* OSA Optics Express, 27(26), 37122-37130.
2. Laarossi, I., Quintela-Incera, M. Á., & López-Higuera, J. M. (2019). *Comparative Experimental Study of a High-Temperature Raman-Based Distributed Optical Fiber Sensor with Different Special Fibers.* Sensors, 19(3), 574.
3. Laarossi, I., Ruiz-Lombera, R., Quintela-incera, M. Á., Mirapeix, J., Lima, D., Solana, D., & Lopez-Higuera, J. M. (2017). *Ultrahigh temperature Raman-based distributed optical fiber sensor with gold-coated fiber.* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 23(2), 296-301.

1.1.2. Conferencias internacionales

1. Laarossi, I., Roldán-Varona, P., Quintela-Incera, M. Á., Rodríguez Cobo, L., & Lopez-Higuera, J. M. (2020). *Adaptive Peak-Tracking Algorithm for Multimode Fiber Bragg Grating in Ultrahigh Temperature.* In OFS27 (27th International Conference on Optical Fiber Sensors). IEEE.
2. Laarossi, I., Franco-Pardo, A., Conde, O. M., Quintela-Incera, M. Á., & Lopez-Higuera, J. M. (2019). *ROTDR signal enhancement via deep convolutional denoising autoencoders trained with domain randomization.* In Seventh European Workshop on Optical Fibre Sensors (pp. 111993N). International Society for Optics and Photonics.
3. Laarossi, I., Quintela-Incera, M. Á., Ruiz-Lombera, R., Mirapeix, J., Lima, D., Solana, D., & Lopez-Higuera, J. M. (2016, July). *High-temperature distributed sensor based on Raman and multimode standard telecom fiber.* In Advanced Photonics (pp. JTu4A-21). Optical Society of America.
4. Laarossi, I., Ruiz-Lombera, R., Quintela-Incera, M. Á., Mirapeix, J., Lima, D., Solana, D., & Lopez-Higuera, J. M. (2016, July). *Ultra-high temperature distributed sensor based on Raman and multimode gold-coated fiber.* In Advanced Photonics (pp. JTu4A-22). Optical Society of America.

1.1.3. Conferencias nacionales

1. Laarossi, I., Franco-Pardo, A., Conde, O. M., Quintela-Incera, M. Á., & Lopez-Higuera, J. M. (2019). *Corrección single-shot de señales ROTDR con aprendizaje profundo mediante filtro convolucional profundo entrenado mediante aleatorización de dominio.* In OPTOEL'19 (11ª Reunión Española de Optoelectrónica). Universidad de Zaragoza.
2. Laarossi, I., María Ángeles Quintela Incera, D. Pallarés Aldeiturriaga, J.M. López-Higuera (2018, Julio). *Medidas de alta temperatura mediante sistema RDTS y fibra recubierta con carbono y poliimida.* En XII Reunión Nacional de Óptica. Universitat Jaume I de Castellón.
3. Laarossi, I., María Ángeles Quintela Incera, D. Pallarés Aldeiturriaga, J.M. López-Higuera (2018, Julio). *Reducción de ruido en sistemas RDTS mediante EMD y Wavelets.* En XII Reunión Nacional de Óptica. Universitat Jaume I de Castellón.

1.1.4. Publicaciones industriales

1. Laarossi, I., López-Higuera, J. M., Quintela-Incera, A., Quintela-Incera, M. Á. et al. (2019). *Transductor distribuido y/o cuasi-distribuido*

de fibra óptica para altas temperaturas. Patente nacional solicitada por Equipos Nucleares, S.A. (P201931000).

1.2. Otras contribuciones

1.2.1. Revistas internacionales

1. Ruiz-Lombera, R., Laarossi, I., Rodríguez-Cobo, L., Quintela, M. Á., López-Higuera, J. M., & Mirapeix, J. (2017). *Distributed high-temperature optical fiber sensor based on a Brillouin optical time domain analyzer and multimode gold-coated fiber*. IEEE Sensors Journal, 17(8), 2393-2397.

1.2.2. Conferencias internacionales

1. Lomer-Barboza, M., Rodríguez-Cobo, L., Laarossi, I., & López-Higuera, J. M. (2020). *Refractive index of liquids measured by fiber specklegram contrast*. In OFS27 (27th International Conference on Optical Fiber Sensors). IEEE.
2. Pallarés-Aldeiturriaga, D., Rodríguez-Cobo, L., Laarossi, I., & López-Higuera, J. M. (2018). *Displacement Insensitive 2D Tilt Sensor Based on End-Face Diffraction Grating Inscribed by Femtosecond Laser*. In Optical Fiber Sensors (p. TuE55). Optical Society of America.
3. Ruiz-Lombera, R., Laarossi, I., Mirapeix, J., Quintela, M. A., & López-Higuera, J. M. (2016). *High-temperature distributed sensor system via BOTDA and multimode gold-coated fiber*. In Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors (Vol. 9916, p. 991632). International Society for Optics and Photonics.
4. Ruiz-Lombera, R., Mirapeix, J., Laarossi, I., Rodríguez-Cobo, L., & López-Higuera, J. M. (2016). *Brillouin frequency shift estimation in BOTDA via subpixel processing*. In Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors (Vol. 9916, p. 99162L). International Society for Optics and Photonics.
5. Rodríguez-Cobo, L., Quintela, M. A., Laarossi, I., & López-Higuera, J. M. (2014). *Polarimetric DBR fiber laser sensor for strain-temperature discrimination*. In OFS23 (23rd International Conference on Optical Fibre Sensors) (Vol. 9157, p. 91572B). International Society for Optics and Photonics.

1.2.3. Conferencias nacionales

1. Roldán-Varona, P., Laarossi, I., Pallarés-Aldeiturriaga, D., Aportalito, I., Quintela-Incera, M. Á., Rodríguez-Cobo, L., & López-Higuera, J. M. (2018). *Femtosecond laser Fiber Bragg grating inscribed in*

- Multi Mode Fibers*. In OPTOEL'19 (11^a Reunión Española de Optoelectrónica). Universidad de Zaragoza.
2. **Pallarés-Aldeiturriaga, D., Rodríguez-Cobo, L., Laarossi, I., & Lopez-Higuera, J. M. (2018)**. *Red de difracción inscrita a la salida de fibra óptica por láser de femtosegundo*. En XII Reunión Nacional de Óptica. Universitat Jaume I de Castellón.
 3. **Ruiz Lombera, R., Laarossi, I., Rodríguez Cobo, L., Pallarés Aldeiturriaga, D., Quintela Incera, M. Á., Mirapeix Serrano, J. M., & López Higuera, J. M. (2017)**. *Medidas distribuidas a alta temperatura empleando fibra multimodo con cubierta de oro y un sensor BOTDA*. Facultad de Óptica y Optometría - Universidad de Santiago.